

Здесь λ — длина волны возмущений. Если задаться длиной волны λ , равной δR , то $\sigma = 4 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$.

Отсюда следует, что $\sigma\tau = 1, 2$, т. е. за время τ колебания длины δR успевают достаточно вырасти, чтобы струю разрушить.

Автор приносит глубокую благодарность М. А. Лаврентьеву и А. А. Дерibasу за обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию
5/1 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Лаврентьев. УМН, 1957, XII, 4.
2. G. Birkhoff, D. MacDougall а. о. J. Appl. Phys. 1948, 19, 6.

УДК 536.24

О ВЛИЯНИИ ПОТОКА КИСЛОРОДА НА ПАРАМЕТРЫ ГОРЕНИЯ МЕТАЛЛОВ

В. А. Гуляев, Б. А. Иванов, С. Е. Наркунский,
А. П. Никонов, В. Ф. Плешаков
(Москва)

В настоящей работе изучается влияние потока кислорода на пределы и скорости распространения горения по металлическим образцам в чистом газообразном кислороде.

Эксперименты проводились с цилиндрическими образцами диаметром 3 мм из проволочки СВО8А (малоуглеродистая сталь с содержанием углерода менее 0,1%) и СВО4Х19Н9 (Cr—19%, Ni—9%, C<0,04%), а также с точеными образцами из стали 2Х13 (Cr—13%, C—0,2—0,3%). Установка позволяла создавать скорости потока до 1,5 м/сек. Поджигание образцов, ориентированных горизонтально, производилось с одного конца от запальной спирали. Направление потока кислорода совпадало с направлением распространения горения. Начальная температура кислорода была равной 18°С.

Результаты экспериментов представлены на рис. 1 и 2.

Как видно на рис. 1, предельные давления, при которых горение распространяется по образцу $p_{\text{п}}$, резко уменьшаются уже при малых скоростях потока U и в области $U=0,03-0,1$ м/сек могут быть описаны соотношением $p_{\text{п}}=0,8 U^{-1}$ ($p_{\text{п}}$ в атм, U в м/сек). При $U>0,1$ м/сек наблюдаются значительные отклонения от этой зависи-

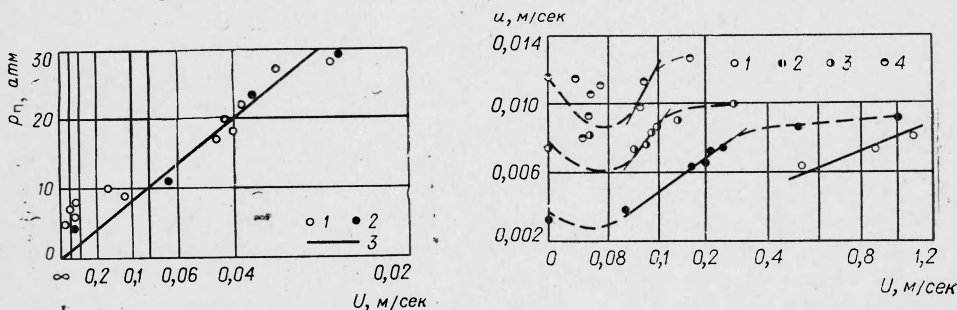


Рис. 1. Зависимость предельных давлений распространения горения $p_{\text{п}}$ от скорости потока кислорода U .

1 — СВО4Х19Н9; 2 — 2Х13; 3 — соответствует формуле $p_{\text{п}}=0,8 U^{-1}$.

Рис. 2. Зависимость скорости распространения горения от скорости потока кислорода.

1 — СВО4Х19Н9 ($p=6$ атм), сплошная прямая соответствует формуле $u=8 \cdot 10^{-3} U^{0,5}$, 2, 3, 4 — СВО8А (давление 6,21 и 41 атм соответственно), сплошные прямые соответствуют формуле $u=0,61 \cdot 10^{-2} (Up)^{0,5}$.

мости. При $U < 0,03$ м/сек, т. е. при скоростях потока, сравнимых со скоростями распространения горения, $p_{п}$ практически не изменяются и, как и при $U = 0$ [1], равны 28 атм.

Скорости распространения горения u при $U > 0,03$ м/сек возрастают (рис. 2). Скорости распространения горения по проволоке СВО8А при $pU < 2,2$ подчиняются зависимости $u = 0,61 \cdot 10^{-2} (Up)^{0,5}$, а при $pU > 2,2$ наблюдаются отклонения от этой зависимости. При $U < 0,03$ м/сек u может принимать значения меньше, чем в отсутствие потока.

Для проволоки СВО4Х19Н9 при $p = 6$ атм и $U > 0,5$ м/сек $u = 8 \cdot 10^{-3} U^{0,5}$ (см. рис. 2); при $U < 0,5$ м/сек горение не распространяется.

Наблюдаемый процесс является нестационарным, так как капли горящего жидкого металла периодически отрываются от поверхности образца. При кинофотосъемке процесса горения в отсутствие потока было установлено, что горение сталей происходит на поверхности жидкой, яркосветящейся полый капли (рис. 3). При этом зона яркого свечения резко обрывается в месте соприкосновения жидкой капли с образцом и отчетливо заметна поверхность оплавления, отделяющая каплю от твердого металла.

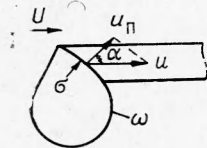


Рис. 3. Схема распространения горения по образцу.

Для объяснения экспериментальных данных рассмотрим модель, в которой скорость горения при малых скоростях потока контролируется диффузией кислорода к поверхности горения через тонкий пограничный слой, обогащенный газообразными продуктами сгорания (СО, СО₂ и др.). При этом все величины, определяющие процесс распространения горения, будем рассматривать средними за период образования и отрыва капли.

Условия теплового равновесия на поверхности горения ω (рис. 3) запишем в виде

$$q_{\omega} = \dot{m} Q \left[1 - \frac{(\bar{\alpha} + \bar{\alpha}_{\text{изл}}) (T_{\Gamma} - T_0)}{m Q} \right] \equiv \dot{m} Q A, \quad (1)$$

где q_{ω} — тепловой поток, идущий в каплю с поверхности горения, дж/м² · сек; \dot{m} — массовая скорость расходования кислорода на поверхности горения, кг/м² · сек; Q — теплота сгорания металла, дж/кг · О₂; $\bar{\alpha}$, $\bar{\alpha}_{\text{изл}}$ — коэффициенты теплопередачи конвекцией и излучением соответственно, дж/м² · сек, °К; T_{Γ} и T_0 — температура горения и кислорода соответственно, °К.

В приближении приведенной пленки [2] $\dot{m} = \rho \beta = \rho U_{\text{отн}} St_{\beta}$, где ρ — плотность кислорода при температуре T_0 ; β — коэффициент массообмена; $St_{\beta} = \beta / U_{\text{отн}}$; $U_{\text{отн}}$ — скорость потока относительно капли; при $U \gg U_{\text{отн}} \approx U$, в общем случае $U_{\text{отн}} = |\vec{U} - \vec{v}|$, где \vec{v} — скорость потока, вызванного движением капли и естественной конвекцией газа относительно капли.

При условии подобия процессов тепло- и массообмена [2] $St_{\beta} = b Re^{-\gamma}$, где b — постоянная, $\gamma = 0,5$ и $\gamma = 0,8$ соответственно для ламинарного (при $Re > 100$) и турбулентного потоков; $Re = \rho U_{\text{отн}} d_k / \mu$ — число Рейнольдса, определяемое по диаметру капли d_k , μ — коэффициент динамической вязкости кислорода. Отсюда следует, что q_{ω} можно представить в виде

$$q_{\omega} = a A (p U_{\text{отн}})^{1-\gamma}, \quad (2)$$

где a — коэффициент, не зависящий от p и U .

Из формулы (1) следует, что A практически не зависит от p и U , поскольку в рассматриваемом случае $\bar{\alpha}$ и β пропорциональны.

Примем, что потухание происходит при некотором предельном тепловом потоке $q_{\omega}^{\text{п}}$, не зависящем от давления и скорости потока. Рассматривая уравнение (2) при граничных условиях потухания: $q_{\omega} = q_{\omega}^{\text{п}}$, $p = p_{\text{п}}$, получаем, что независимо от режима течения (коэффициента γ) давление потухания обратно пропорционально скорости потока

$p_{\text{п}} = B U^{-1}$, если $U \gg u$. Коэффициент $B = (a A / q_{\omega}^{\text{п}})^{\frac{1}{1-\gamma}}$ зависит от режима течения, причем при переходе от ламинарного к турбулентному течению должен уменьшаться. Однако экспериментальные данные (см. рис. 1) приводят к выводу, что этот коэффициент увеличивается.

Это может быть связано с тем, что при увеличении скорости потока скорость диффузии кислорода через пограничный слой газа очень велика и горение контролируется

ется кинетикой реакций на поверхности металла. При этом имеют значение свойства текучести и взаимной растворимости металлов и их окислов и m не зависит от скорости потока. Последнее вследствие теплопотерь, согласно уравнению (1), может привести к уменьшению q_ω ниже q_ω^H , т. е. к потуханию. Отсюда следует, что при больших скоростях потока предельные давления могут возрастать.

Отметим, что пределы распространения горения для проволоки СВО4Х19Н9 и для образцов из стали 2Х13 практически совпадают (см. рис. 1). Поскольку отличие в составе этих образцов обусловлено главным образом наличием никеля, то можно заключить, что никель не влияет на пределы горения. Для малоуглеродистой стали $p_{II} < 1$ атм, т. е. значительно ниже p_{II} для сталей СВО4Х19Н9 и 2Х13. Таким образом, наличие хрома в составе сплавов приводит к повышению пределов горения.

Скорость распространения горения u определим как горизонтальную составляющую скорости движения поверхности σ (см. рис. 3), температура которой равна температуре плавления металла. При условии постоянства температуры образца в каждом сечении, параллельном плоскости, и пренебрежении теплопотерями через боковую поверхность образца при небольших скоростях потока тепловой поток q_σ , поступающий от капли в образец $q_\sigma = \Delta H u \cdot \cos \alpha$. Здесь ΔH — изменение энтальпии, отнесенное к единице объема металла, обусловленное нагревом его от начальной температуры до температуры плавления, α — угол между нормалью к поверхности σ и направлением скорости u . Полагая, что при небольших скоростях потока тепловые потоки q_σ и q_ω пропорциональны, получим, что $u \sim q_\sigma \sim q_\omega$. Тогда из формулы (2) вытекает наличие отмеченных выше областей (см. рис. 2), в которых $u \sim (pU)^{0.5}$, если $U \gg v$.

Отклонения от этой зависимости для проволоки СВО8А наблюдаются при одном и том же значении параметра pU , что, по-видимому, соответствует числу Рейнольдса потока, при котором происходит смена режима течения с ламинарного на турбулентный. В турбулентном режиме скорость диффузии кислорода через газ очень велика и процесс горения может контролироваться кинетикой реакций на поверхности. При этом m не зависит от U и, согласно уравнению (1), становятся существенными теплопотери. Последнее может привести к уменьшению скорости распространения горения с увеличением скорости потока.

Согласно формуле (2), q_ω , а следовательно, и u зависят от скорости потока относительно капли $U_{отн} = |U - v|$, которая может оказаться меньше, чем в случае $U = 0$. Следовательно, скорость распространения горения может принимать значения меньше, чем в отсутствие внешнего потока. Последний вывод согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис. 2 при $U < 0,03$ м/сек для СВО8А и позволяет заключить, что вынужденные конвективные потоки, вызванные движением самой капли, могут играть значительную роль при малых скоростях внешнего потока. Для проволоки СВО4Х19Н9 минимум скорости распространения горения не наблюдался, поскольку горение прекращалось при $U < 0,5$ м/сек, т. е. при скоростях потока, значительно превышающих скорость распространения горения.

Поступила в редакцию
7/XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. З л о б и н с к и й, А. П. Н и к о н о в, Б. А. И в а н о в. Взрывоопасность воздухо-разделительных установок. 1969.
2. Д. А. Ф р а н к - К а м е н е ц к и й. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1947.