

УДК 536.468

В.И. Горшков, гл. науч. сотр., д-р техн. наук, проф., Л.П. Вогман, гл. науч. сотр., д-р техн. наук, ст. науч. сотр., А.Ю. Шебеко, зам. нач. отд., канд. техн. наук (ФГБУ ВНИИПО МЧС России), С.В. Добровенко, нач. отд. (ОАО «Онега»)

ЗАЖИГАНИЕ ПЛАСТИНЫ ИЗ МЕТАЛЛА ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛОПТЕРЬ НА БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Рассмотрена задача воспламенения металлической пластины, нагретой до определенной температуры и помещенной в газообразный окислитель. Разработана математическая модель по определению критической с точки зрения воспламенения и горения толщины металлического листа (плоского стержня). Модель имитирует зажигание пластины при резке металла или ее воспламенение при пожаре, когда ее боковая поверхность подвергается воздействию высокой температуры. Установлены основные характеристики зажигания металлической пластины, определяемые критическим условием воспламенения и временем его задержки.

Ключевые слова: *металлическая пластина, зажигание, критическая толщина пластины (плоского стержня), математическая модель.*

Гетерогенное воспламенение металла представляет собой процесс, включающий в себя комплекс последовательных физико-химических стадий. Конечному акту химического взаимодействия атомов металла и окислителя предшествуют диффузия окислителя в поверхностный слой металла, адсорбция окислителя на поверхности, диффузия окислителя в защитный слой оксида металла. Как правило, в этой совокупности стадий наиболее медленной, лимитирующей стадией является диффузия окислителя в слой оксидной пленки, которая определяет суммарную кинетику процесса. По такому защитному механизму происходит окисление циркония, титана, гафния, железа, никеля и других металлов [1]. Однако для ряда металлов характерен быстрый переход к окислению без защитного механизма. Он может быть обусловлен появлением в оксидной пленке при ее росте трещин вследствие как механических напряжений, так и растворения, разложения или испарения. При этом скорость тепловыделения при гетерогенной реакции определяется скоростью химического взаимодействия окислителя с металлом, а также диффузионным переносом окислителя к поверхности металла. Однако могут возникнуть условия, когда процесс идет в кинетической области, т. е. роль диффузии мала, что возможно при больших концентрациях и скоростях диффузии окислителя и характерно для начальных стадий прогрева металла при его зажигании. В таком приближении рассмотрены в работах [2–13] некоторые задачи гетерогенного воспламенения.

Наибольшее количество работ посвящено расчету параметров зажигания конденсированных твердых тел, в объеме которых протекает химическая реакция [2–7, 11, 12]. Для металлов характерно отсутствие распределенных источников тепловыделения, поэтому выводы, содержащиеся в этих публикациях, не могут быть распространены на условия воспламенения металлов. В работах [8–11, 13] рассмотрены задачи воспламенения металла в окислительной среде в приближении полубесконечного пространства для блока металла и пластины с одной теплоизолированной поверхностью. Из анализа работ [9, 13] вытекает, что критические условия воспламенения и, в частности, температура, не зависят от толщины пластины металла. Такой вывод противоречит наблюдаемому опыту, из которого следует, что горение пластин возможно только в том случае, если их толщина меньше некоторой предельной величины.

Рассмотрим задачу воспламенения бесконечной пластины из металла (титана), нагретой до температуры T_0 и помещенной в среду газообразного окислителя, имеющего ту же температуру. На торце пластины за счет экзотермической химической реакции выделяется тепло, идущее на

прогрев ее массы. Перенос тепла от пластины в окружающую среду осуществляется через ее боковую поверхность. При этом считаем, что тепловыделение на боковой поверхности из-за тормозящей химическую реакцию оксидной пленки мало по сравнению с аналогичным тепловыделением на торце. Модель имитирует загорание пластины при резке металла или ее воспламенение при пожаре, когда торец пластины подвержен высокой температуре.

Математическое описание задачи в этом случае приводит к решению уравнения теплопроводности [14]

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\alpha P}{S} (T - T_0), \quad (1)$$

где c – теплоемкость металла, Дж/(кг · К); ρ – плотность металла, кг/м³; T – температура, К; T_0 – начальная температура металла, К; t – время, с; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К); x – координата, м; α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К); P – периметр пластины, м; S – площадь поперечного сечения пластины, м².

Учитывая, что толщина пластины r значительно меньше ее высоты, отношение периметра к поперечному сечению можно записать в виде формулы

$$\frac{P}{S} = \frac{2}{r}, \quad (2)$$

а уравнение (1) как

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \omega (T - T_0), \quad (3)$$

где

$$\omega = \frac{2\alpha}{c\rho r}, \quad (4)$$

α – температуропроводность металла.

Условиями однозначности будут:

$$t = 0, T = T_0; \quad (5)$$

$$x = 0, -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} = Q_s k_0 e^{-\frac{E}{RT}}; \quad (6)$$

$$x = \infty, T = T_0, \quad (7)$$

где Q_s, k_0 – соответственно тепловой эффект поверхностной реакции и предэкспоненциальный множитель; E – эффективное значение энергии активации реакции окисления; R – универсальная газовая постоянная.

При переходе к безразмерным переменным

$$\theta = \frac{E(T - T_0)}{RT_0^2}; \quad (8)$$

$$\xi = \frac{x}{d}; \quad (9)$$

$$\tau = \frac{at}{d^2} \quad (10)$$

система уравнений (3), (5)–(7) принимает вид:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} - w\theta; \quad (11)$$

$$\tau = 0, \theta = 0. \quad (12)$$

$$\xi = 0, -\frac{\partial \theta}{\partial \xi} = e^{\theta_s}, \quad (13)$$

$$\xi = \infty, \theta = 0. \quad (14)$$

В уравнениях (10)–(14)

$$d = \frac{\lambda RT_0^2 e^{-\frac{E}{RT_0}}}{Q_s k_0 E} - \text{характерный размер}; \quad (15)$$

$$w = \frac{\omega d^2}{a} - \text{безразмерный теплоотвод}, \quad (16)$$

где θ , τ и ξ – текущие безразмерные соответственно температура, время и координата; θ_s – температура торцевой поверхности пластины. Кроме того, в уравнении (6) для экспоненциального множителя применено преобразование Франк-Каменецкого

$$e^{-\frac{E}{RT}} \approx e^{-\frac{E}{RT_0}} e^{-\theta}. \quad (17)$$

Для приближенного решения уравнений (11)–(14) воспользуемся методом интегрального теплового баланса [15]. Введем величину $\xi_0(\tau)$, представляющую собой глубину прогретого слоя, которая обладает важным свойством. Для всех значений $\xi > \xi_0$ можно считать, что температура тела равна его начальной температуре:

$$\theta(\xi_0, \tau) = 0 \quad (18)$$

и тепло не распространяется за пределы прогретого слоя

$$\frac{\partial \theta(\xi_0, \tau)}{\partial \xi} = 0. \quad (19)$$

При этом глубина прогретого слоя непрерывно меняется с течением времени.

Умножив каждый член уравнения (11) на $d\xi$ и проинтегрировав в пределах от $\xi = 0$ до $\xi = \xi_0$, получим уравнение, называемое интегралом теплового баланса:

$$\int_0^{\xi_0} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} d\xi = \int_0^{\xi_0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} d\xi - w \int_0^{\xi_0} \theta d\xi. \quad (20)$$

Преобразуем левую часть уравнения (20) с помощью правила дифференцирования под знаком интеграла, когда его пределы зависят от параметра (времени) [16, 17]:

$$\frac{d}{dt} \int_{\alpha(t)}^{\beta(t)} f(x, t) dx = \int_{\alpha(t)}^{\beta(t)} \frac{\partial f(x, t)}{\partial t} dx + f[\beta(t), t] \frac{d\beta(t)}{dt} - f[\alpha(t), t] \frac{d\alpha(t)}{dt}, \quad (21)$$

где в нашем случае $\beta(t) = \xi_0(\tau)$, нижний предел интегрирования равен нулю. Поэтому на основании (18) и уравнения (21) будем иметь

$$\int_0^{\xi_0} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} d\xi = \frac{d}{d\tau} \int_0^{\xi_0} \theta d\xi. \quad (22)$$

Первый член правой части уравнения (20) с учетом (13) и (19) будет равен

$$\int_0^{\xi_0} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} d\xi = \frac{\partial \theta(\xi_0, \tau)}{\partial \xi} - \frac{\partial \theta(0, \tau)}{\partial \xi} = e^{\theta_s}. \quad (23)$$

Подставив уравнения (22) и (23) в уравнение (20), получим:

$$\frac{d}{d\tau} \int_0^{\xi_0} \theta d\xi = e^{\theta_s} - w \int_0^{\xi_0} \theta d\xi. \quad (24)$$

Равенство (24) является математической формулировкой интегрального теплового баланса для рассматриваемой задачи.

Соотношение (24) содержит две неизвестные функции, одна из которых θ представляет собой изменение температуры по толщине прогретого слоя и времени, а другая ξ_0 – изменение толщины указанного слоя с течением времени. В связи с этим первую из неизвестных функций необходимо задавать заранее.

Зададим распределение температуры внутри слоя ξ_0 в виде полинома n -й степени

$$\theta = \theta_s \left(1 - \frac{\xi}{\xi_0} \right)^n. \quad (25)$$

Уравнение (25) удовлетворяет граничному условию (18), включает в себя неизвестную температуру поверхности и глубину прогрева металла.

Вычислим интеграл, входящий в равенство (24):

$$\int_0^{\xi_0} \theta d\xi = \int_0^{\xi_0} \left[\theta_s \left(1 - \frac{\xi}{\xi_0} \right)^n \right] d\xi = \frac{\theta_s \xi_0}{n+1}. \quad (26)$$

Подставим (25) в (26) и получим

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\theta_s \xi_0}{n+1} \right) = e^{\theta_s} - w \frac{\theta_s \xi_0}{n+1}. \quad (27)$$

Связь температуры поверхности θ_s с глубиной прогретого слоя определим с помощью граничного условия (13). Продифференцировав ξ (25) и подставив результат в (13), найдем

$$\xi_0 = \frac{n\theta_s}{e^{\theta_s}}. \quad (28)$$

Исключим из уравнения (27) ξ_0 с помощью равенства (28). Тогда тепловой баланс запишется в виде

$$\frac{d}{d\tau} \left[\frac{n\theta_s^2}{(n+1)e^{\theta_s}} \right] = e^{\theta_s} - W \frac{n\theta_s^2}{(n+1)e^{\theta_s}}. \quad (29)$$

Считая, что в условиях интенсивной экзотермической реакции, приводящей к зажиганию, температурный профиль в пластине достаточно крутой (большие значения показателя n), предположим в (29)

$$\frac{n}{n+1} \approx 1. \quad (30)$$

Если продифференцировать левую часть уравнения (29) и провести алгебраические преобразования, то это равенство сведется к интегралу для расчета времени задержки воспламенения пластины:

$$\tau = \int_0^{\theta_s} \frac{\theta_s(2-\theta_s)}{e^{2\theta_s} - w\theta_s^2} d\theta_s. \quad (31)$$

Из (31) следует, что возможны два режима протекания процесса окисления. При $w < w_{кр}$ $e^{2\theta_s}$ всегда больше $w\theta_s^2$, интеграл сходится и всегда имеет место воспламенение металла, под которым подразумевается срыв теплового равновесия, приводящий к самоускоряющемуся росту температуры. При $w \geq w_{кр}$ температура на торцевой поверхности пластины не может стать больше некоторой температуры, определяемой из условия

$$e^{2\theta_s} - w\theta_s^2 = 0. \quad (32)$$

Такое значение температуры соответствует ряду стационарных состояний и последнее из них до момента воспламенения является критическим. Это значение температуры достигается при $\tau \rightarrow \infty$.

Таким образом, значение $w = w_{кр}$ определяет критические условия воспламенения. При $w < w_{кр}$ имеет место воспламенение, а при $w \geq w_{кр}$ – стационарный режим.

Определим $w_{кр}$ из условия касания кривых $e^{2\theta_s}$ и $w\theta_s^2$. Перепишем (32) в виде

$$e^{\theta_s} = \sqrt{w} \theta_s \quad (33)$$

и продифференцировав его по θ_s , получим

$$e^{\theta_s} = \sqrt{w}. \quad (34)$$

Решая систему уравнений (33), (34), получим

$$\theta_{скр} = 1. \quad (35)$$

Подставляя (35) в (33), найдем критическое условие воспламенения пластины

$$\sqrt{w} = e, \quad (36)$$

которое в размерном виде с учетом обозначений (4), (15) и (16) выглядит следующим образом:

$$\sqrt{\frac{r}{2\alpha\lambda} \frac{Q_s k_0 E e^{-\frac{E}{RT_0}}}{RT_0^2}} = \frac{1}{e}. \quad (37)$$

Все параметры, входящие в (37), известны или их можно рассчитать, за исключением произведения $Q_s k_0$. Найдем эту величину, воспользовавшись экспериментальными данными по определению критической толщины пластины титана при зажигании ее с торца в очаге модельного пожара с температурой окружающей среды 1700 К. Как показали эксперименты, пластины толщиной

более 0,5 мм не зажигаются при заданных условиях теплообмена. Величину энергии активации при окислении титана в воздухе примем равной $E = 207\,000$ Дж/моль [18], $\lambda = 16,7$ Вт/м К [19].

Коэффициент теплоотдачи для пластины высотой $L = 0,15$ м при ламинарном режиме теплообмена определим из соотношений [20]

$$Nu = 0,13 Ra^{0,25}; \quad (38)$$

$$Ra = \frac{gL^3}{\nu\alpha} \frac{RT_0^2}{E}; \quad (39)$$

$$\alpha = \frac{NuL}{\lambda_g}, \quad (40)$$

где g – ускорение силы тяжести; ν – кинематическая вязкость пластины, $\nu = 2,21 \cdot 10^{-4}$ м²/с [21]; α – температуропроводность, $\alpha = 3,92 \cdot 10^{-4}$ м²/с [21]; λ_g – коэффициент теплопроводности газовой среды, $\lambda_g = 9,15 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м · К) [21].

Подставив значения приведенных выше параметров в (37)–(40), получим $\alpha = 2,7$ Вт/(м² · К), $k_0 = 4,17 \cdot 10^{10}$ Дж/(м² · с).

Поскольку все параметры, входящие в уравнение (33), известны, появляется возможность проследить, каким образом влияют на температуру θ_s изменение толщины пластины r и начальной температуры T_0 .

Для упрощения процедуры расчета представим уравнение (33) с учетом обозначений (4) и (15) в виде

$$\frac{e^{\theta_s}}{\theta_s} = \sqrt{\frac{2\alpha\lambda}{r}} \frac{RT_0^2}{Q_s k_0 E e^{-\frac{E}{RT_0}}}. \quad (41)$$

Результаты расчетов приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Изменение предельной толщины пластины титана в зависимости от температуры

Температура	$r, \text{м} \cdot 10^4$					
	3	4	5	6	7	10
e^{θ_s}/θ_s	3,51	3,04	2,72	2,48	2,30	1,92
θ_s	1,89	1,55	1,00	0,91	0,83	0,65
	Зажигание			Отсутствие зажигания		

Таблица 2

Изменение начальной температуры зажигания в зависимости от начальной температуры пластины из металла (при ее толщине, равной 0,5 мм)

$T_0, \text{К}$	1700	1675	1650	1625	1600	1550
e^{θ_s}/θ_s	2,72	3,28	3,99	4,88	6,01	9,32
θ_s	1,0	1,74	2,15	2,50	2,83	3,48

Из данных табл. 1 следует, что для значений толщины менее 0,5 мм температура поверхности на торце пластины выше критической величины $\theta_{s\text{кр}} = 1$, а следовательно, при таких температурах происходит зажигание пластины. При больших значениях толщины пластины зажигания не происходит.

Табл. 2 иллюстрирует тот факт, что с понижением температуры окружающей среды (увеличением теплоотвода) процесс зажигания возможен при более высоких температурах на торце пластины.

Вернемся к расчету времени задержки воспламенения. Наибольший интерес представляет оценка задержки времени зажигания, определяемого из уравнения (31) при $\theta_s \rightarrow \infty$. Интеграл (31) не может быть представлен через элементарные функции и его значение приходится определять расчетным путем. Отметим, что величина этого интеграла зависит только от одного параметра w , определяющего интенсивность теплообмена с окружающей средой. Так, допустив, что в (31) $w = 0$ (отсутствие теплообмена с окружающей средой), получим адиабатическое время задержки воспламенения

$$\tau_{ад} = 0,25. \quad (42)$$

Данные о задержке воспламенения при других значениях w приведены в табл. 3.

Таблица 3

**Период задержки воспламенения
в зависимости от интенсивности теплообмена с окружающей средой**

w	τ форм. (31)	τ форм. (43)	Δ , %
0	0,25	0,25	0
0,1	0,252	0,252	0
0,5	0,262	0,263	0,38
1	0,267	0,277	0,36
2	0,310	0,311	0,32
3	0,356	0,358	0,56
5	0,53	0,540	1,9
6	0,745	0,776	4,2
7	1,58	1,56	1,3

Обработка полученных данных позволила получить интерполяционную формулу

$$\tau = 0,25 + \frac{0,024w}{1 - 0,1w - 0,0035w^2}, \quad (43)$$

расчет по которой (см. табл. 3) дает величину времени задержки с отклонением не более 5 % от аналогичного расчета по формуле (31). При этом найденное время задержки воспламенения не учитывает прогрев пластины до температуры пожара в помещении и должно быть увеличено на этот промежуток времени.

Таким образом, проведенный анализ позволил установить основные характеристики зажигания металлической пластины, определяемые критическим условием воспламенения и временем его задержки.

Библиографические ссылки

1. Кофстад П. Высокотемпературное окисление металлов. М.: Мир, 1969. 392 с.
2. Бабич А.П., Беляев Н.М., Рядно А.А. Исследование теплового взрыва гетерогенной системы двух полуограниченных тел // Горение и взрыв. М.: Наука, 1972. С. 49–52.
3. Вилунов В.М. К тепловой теории зажигания // ФГВ. 1966. Т. 2, № 2. С. 77–82.
4. Аверсон А.Э., Барзыкин В.А., Мержанов А.Г. Динамические режимы зажигания // ФГВ. 1968. Т. 4, № 1. С. 20–32.
5. О некоторых закономерностях динамических режимов зажигания / В.И. Розенбанд [и др.] // ФГВ. 1968. Т. 4, № 4. С. 494–500.
6. Розенбанд В.И., Аверсон А.Э. Приближенные методы расчета критических условий зажигания // ФГВ. 1968. Т. 4, № 4. С. 519–525.
7. Гришин А.М., Игнатенко Н.А. О гетерогенном воспламенении реагирующих веществ // ФГВ, 1971. Т. 7. № 4. С. 510–518.
8. Розенбанд В.И., Барзыкин В.А. Применение интегрального метода к расчету характеристик гетерогенного зажигания // ФГВ. 1974. Т. 10, № 1. С. 52–56.
9. Розенбанд В.И. О воспламенении блока и пластины металла в окислительной среде // ФГВ. 1974. Т. 10, № 1. С. 52–56.
10. Аверсон А.Э., Барзыкин В.А., Мартемьянова Т.М. К тепловой теории гетерогенного воспламенения // ФГВ. 1974. Т. 10, № 4. С. 498–512.
11. Вилунов В.Н., Хлевной С.С. Зажигание конденсированного вещества при наличии боковых теплопотерь // ФГВ. 1974. Т. 10, № 4. С. 512–517.
12. Бабенко Ю.И. Приближенный метод решения задач теории зажигания // ФГВ, 2006. Т. 42, № 2. С. 23–28.
13. Критические условия и период индукции воспламенения пластины металла в неподвижной окислительной среде / С.С. Рыбанин [и др.] // ФГВ. 1986. Т. 22. № 3. С. 2–10.
14. Каслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.
15. Гудмен Т.Р.Дж. Применение интегральных методов в нелинейных задачах нестационарного теплообмена // Проблемы теплообмена. М.: Атомиздат, 1967. С. 4–96.
16. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике для инженеров и учащихся втузов. М.: Гос. изд-во технико-теоретической лит., 1953. 608 с.
17. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1970. 720 с.

18. Грива В.А., Розенбанд В.И. Некоторые методологические приемы определения кинетики низкотемпературного окисления металлов неизотермическим термографическим методом // Проблемы технологического горения. Черноголовка, 1981. С. 26–30.

19. Энциклопедия неорганических материалов. Т. 2. Киев: Главная редакция Украинской советской энциклопедии, 1977. 813 с.

20. Bowes B.C. Self-heating: evaluating and controlling the hazards. London, 1984. 500 p.

21. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М.: Энергия, 1975. 488 с.

Материал поступил в редакцию 04.03.2014 г.

V.I. Gorshkov, L.P. Vogman, A.Yu. Shebeko, S.V. Dobrovenko

THE IGNITION OF A METAL PLATE IN THE PRESENCE OF LATERAL HEAT LOSSES

It is considered the problem of ignition of metal plate heated to certain temperature and placed into gaseous oxidant. The mathematical model for determination of a critical thickness of metal sheet (flat bar) below which ignition and combustion is not possible was developed. The model simulates the ignition of a metal plate under conditions of metal sawing or inflammation by fire when lateral surface of the plate is exposed to the high temperature. The basic characteristics of ignition of the metal plate determined by the critical condition of ignition and its delay time were determined.

Keywords: *metal plate, ignition, maximum thickness of a plate (flat bar), mathematical model.*

* * *

Горшков Владимир Иванович – главный научный сотрудник, доктор технических наук, профессор. Тел. (495) 521-95-31; **Вогман Леонид Петрович** – главный научный сотрудник, доктор технических наук, старший научный сотрудник. Тел. (495) 529-84-12. E-mail: vniipo-3.5.3@mail.ru; **Шебеко Алексей Юрьевич** – заместитель начальника отдела, кандидат технических наук. Тел. (495) 521-85-17. E-mail: ay_shebeko@mail.ru (ФГБУ ВНИИПО МЧС России).

Адрес: мкр. ВНИИПО, 12, Балашиха, Московская область, 143903, Россия;

Добровенко Сергей Вячеславович – начальник отдела (ОАО «Онега»).

Gorshkov Vladimir Ivanovich – Main Researcher, Doctor of Technical Sciences, Professor. Phone: (495) 521-95-31. E-mail: vniipo-3.5.3@mail.ru; **Vogman Leonid Petrovich** – Main Researcher, Doctor of Technical Sciences, Senior Researcher. Phone: (495) 529-84-12. E-mail: vniipo-3.5.3@mail.ru; **Shebeko Aleksey Yur'yevich** – Deputy Chief of Department, Candidate of Technical Sciences. Phone: (495) 521-85-17. E-mail: ay_shebeko@mail.ru (FGBU VNIIPPO EMERCOM of Russia).

Address: mkr. VNIIPPO, 12, Balashikha, Moscow Region, 143903, Russia;

Dobrovenko Sergey Vyacheslavovich – Head of Department (OAO «Onega»).