

## ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ ГОРЕНИЯ ПРЕССОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ ТИТАНА

Н. Н. Бахман, Г. П. Кузнецов, В. М. Пучков

Институт химической физики РАН, 117977 Москва

Для прессованных образцов титана изучены критические условия горения по плотности образцов и концентрации кислорода в смеси  $O_2 - Ar$ . Показано существование минимальной плотности образцов, при которой характер горения существенно меняется. Полнота сгорания монотонно убывает с ростом плотности. Рассматриваются возможные причины описанных явлений.

Теория диффузионного горения для металлов развита в значительно меньшей степени, чем для твердых органических горючих. Это связано прежде всего с тем, что в большинстве случаев продукты сгорания металлов твердые (или жидкие). В зависимости от условий они могут накапливаться на поверхности металла либо конденсироваться вблизи нее в виде взвеси мелких частиц. В первом случае пленка продуктов реакции тормозит подвод газообразного окислителя к реагирующей поверхности металла или диффузию паров металла через пленку к зоне реакции. Во втором случае конденсация продуктов сгорания в виде взвеси мелких частиц сильно влияет на профили температуры и концентрации компонентов вблизи поверхности металла, а следовательно, и на характеристики его горения. Еще одним осложняющим фактором является высокая теплопроводность большинства металлов ( $\lambda$ ), которая на 2–3 порядка превышает теплопроводность твердых органических горючих (табл. 1). В литературе влияние теплопроводности на характеристики

горения металлов практически не рассматривалось. В данной работе предпринята попытка восполнить этот пробел.

В основу положена идея о том, что следствием высокой скорости теплоотвода из зоны реакции в толщу компактных образцов являются весьма жесткие критические условия горения и не слишком большая скорость горения компактных образцов металлов (несмотря на высокую теплоту сгорания таких металлов, как Al, Mg, Zr, Ti и др.). При горении образцов, прессованных из порошков металлов, нужно также учитывать пористость, которая влияет на теплопроводность образца и на ширину реакционной зоны. Необходимость учета всех перечисленных факторов сильно усложняет рассматриваемую задачу.

Для понимания особенностей горения металлов полезно отметить некоторые принципиальные результаты, описанные в литературе. В опытах в неподвижном газе (или при малой скорости обдува) устойчивое горение компактных образцов металлов наблюдается лишь при достаточно высоком давлении  $p \geq p_l$ , где  $p_l$  (нижний предел горения по давлению) чрезвычайно сильно зависит от природы металла, а также от размеров и ориентации образца. Так, в [3] приведены следующие значения  $p_l$  для горизонтальных стержней диаметром  $d = 3$  мм в неподвижном кислороде (при  $20^\circ C$ ):  $p_l = 0,02$  МПа для Ст3, Ст10;  $0,10$  МПа для Al и сплавов АМц, АМг;  $2,6$  МПа для стали X18H10T;  $p_l > 42$  МПа для Cu, латуни, Ni, Ag.

Значение  $p_l$  быстро растет с увеличением поперечных размеров образца, но уменьшается с ростом концентрации кислорода в смеси  $O_2 - N_2$ , начальной температуры ( $T_0$ ) и скорости ( $v$ ) обдува образца газовым потоком.

Какая-либо качественная (и тем более ко-

Таблица 1

Горючее	$\lambda_{20^\circ C}$ , Вт/(м·К)	Горючее	$\lambda_{20^\circ C}$ , Вт/(м·К)
Cu	402,2	Zr	21,0
Al	209,5	Ti	20,5
W	169,7	ПП	0,22
Mg	146,6	ПММА	0,19
Fe	82,1	ПС	0,17

Примечание. ПП — полипропилен, ПММА — полиметилметакрилат, ПС — полистирол; значения  $\lambda$  для металлов взяты из [1], для органических полимеров — из [2].

личественная) теория определения величины  $p_l$  в литературе отсутствует. Можно предположить, что сильное влияние природы металла на величину  $p_l$  связано прежде всего с теплотой сгорания и теплопроводностью металла. Роль теплопроводности особенно четко проявляется при сравнении значений  $p_l$  для металлов (см. выше) и твердых полимеров (для ПММА, ПС и полиэтилена  $p_l = 0,002$  МПа [3]). Помимо обобщенных в [3] работ по определению нижнего предела горения по давлению следует упомянуть группу работ [4–6], в которых определен нижний предел по скорости потока воздуха или смеси  $O_2 - N_2$  ( $v_l$ ), обдувающего пластины титановых сплавов при атмосферном давлении. В потоке воздуха значения  $v_l$  для двенадцати различных сплавов лежат в пределах  $12 \div 28$  м/с [4]. Согласно [5] значение  $v_l$  для трех сплавов титана и стали Ст20 в потоке смеси  $O_2 - N_2$  быстро убывает с ростом концентрации кислорода. Кроме того, величина  $v_l$  зависит от ориентации образца по отношению к набегающему потоку воздуха [6]. Для металлов, температура плавления которых ниже температуры горения, важную роль играет образование жидкой капли на горящем конце образца. В зависимости от ориентации образца, направления горения, давления кислорода и скорости обдува образца наблюдаются различные варианты отрыва и уноса капель или течения пленок расплавленного металла по поверхности свежего образца [4–7].

Помимо горения компактных образцов металлов исследовали также горение слоев порошков металлов насыпной плотности на воздухе. Эти работы еще далеки от завершения и содержат ряд неясностей. Так, согласно [8] и другим работам тех же авторов скорость горения  $w$  растет по мере увеличения дисперсности порошков титана, циркония и магния. Напротив, согласно [9] для различных фракций порошка титана (марки ПТМ) зависимость  $w$  от дисперсности титана имеет вид кривой с максимумом (при размере частиц  $63 \div 80$  мкм).

#### МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Большая часть опытов проведена с образцами в форме прямоугольных параллелепипедов, прессованных из порошка титана марки ПТМ (с удельной поверхностью  $0,12$  м<sup>2</sup>/г). Образцы длиной  $l_0$ , шириной  $b_0$  и толщиной  $\Delta_0$  устанавливали одной из граней  $b_0 \Delta_0$  параллелепипеда на негорючей подложке. Все опыты

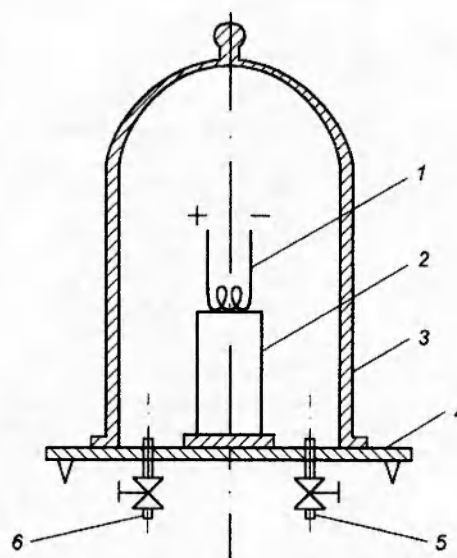


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для сжигания металлических образцов:

1 — спираль поджога, 2 — образец, 3 — стеклянный колокол, 4 — латунная плита, 5 — вентиль для впуска газовой смеси  $O_2 - Ar$ , 6 — вентиль для выпуска смеси

проведены в смеси  $O_2 - Ar$  при  $p = 0,1$  МПа.

Образцы поджигали на верхней грани с помощью нихромовой спирали (при достаточно высокой плотности образцов на верхнюю грань образца дополнительно насыпали тонкий слой смеси титана с сажей). Конструкция установки (рис. 1) позволяла поддерживать постоянной концентрацию кислорода внутри колокола за счет протока газовой смеси через установку (объемный расход смеси 1,5 л/с).

#### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

**Критические условия горения.** Для прессованных образцов титана изучены критические условия горения по плотности образцов  $\rho$  и концентрации кислорода  $C_{O_2}$  в смеси  $O_2 - Ar$ . Из табл. 2 видно, что существует верхний предел по плотности  $\rho_u$  такой, что при  $\rho > \rho_u$  устойчивого горения не наблюдается. Численно величину  $\rho_u$  можно определить как  $\rho_u = (\rho_+ + \rho_-)/2$ , где  $\rho_+$  — наибольшая плотность, при которой горение устойчиво, а  $\rho_-$  — наименьшая плотность, при которой устойчивого горения не наблюдается. Чем выше  $C_{O_2}$ , тем больше  $\rho_u$ . При  $C_{O_2} = 15\%$  можно условно принять  $\rho_u = 1,11$  г/см<sup>3</sup> (насыпная плотность), так как получить образцы с  $\rho < 1,11$  г/см<sup>3</sup>, для которых наблюдалось бы полноценное го-

Таблица 2

O <sub>2</sub> /Ar	Устойчивость горения при $\rho$ , г/см <sup>3</sup>								
	1,11	1,34	1,51	1,56	1,96	2,22	2,67	2,69	3,33
10/90	-	-	-	-	-	-	-	-	-
15/85	+/-		-			-	-		-
20/80	+		+			+	-		
50/50	+	+	+		+	+	+	+	-
75/25	++	++	++	++			+	+	-
100/0	++		++			++	++		++

Примечание. - нет горения, +/- горение с очень низкой полнотой, + устойчивое горение, ++ горение с плавлением и разбрызгиванием; при горении Ti в смеси 75 % O<sub>2</sub> + 25 % Ar устойчивое горение наблюдалось также при  $\rho = 2,37; 2,45; 2,56$  и  $2,63$  г/см<sup>3</sup>.

рение при  $C_{O_2} = 15$  %, не представляется возможным. С учетом сказанного из табл. 2 следует, что  $\rho_u = 1,11; 2,44; 3,01; 3,01$  г/см<sup>3</sup> при  $C_{O_2} = 15, 20, 50, 75$  % соответственно.

Отметим, что в работе [10] для спинового горения образцов титана в газообразном азоте существование  $\rho_u$  обнаружено в координатах  $p_{N_2}, \rho$ :  $\rho_u = 2,20; 2,80; 3,09; 3,19; 3,27$  г/см<sup>3</sup> при  $p_{N_2} = 200, 400, 600, 800, 1000$  Торр соответственно (точки сняты с рис. 1 работы [10]).

Вероятная причина существования верхнего предела по плотности — рост теплопроводности образца (и соответствующий рост теплоотода в толщу образца) с увеличением его относительной плотности:  $\delta = \rho/\rho_{\max}$  ( $\rho_{\max}$  — плотность монолитного образца). Здесь полезно привести данные работы [11] для прессованного порошка титана с исходным размером частиц  $3 \div 7$  мкм:

$\delta$	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80
$\lambda$ , Вт/(м · К)	2,6	3,0	3,8	4,4	5,4
$\lambda/\lambda_{\delta=1}$	0,16	0,19	0,24	0,28	0,34

Кроме того, при увеличении плотности образца (и соответствующем уменьшении его пористости) уменьшается толщина реагирующего слоя металла, что также способствует срыву горения при  $\rho > \rho_u$ . Важно отметить, что помимо верхнего предела горения по плотности образцов существует также минимальная плотность образцов  $\rho^*$ , при которой характер горения существенно меняется. Образцы прямоугольного сечения при  $\rho < \rho^*$  частично плавятся, теряют первоначальную форму, наблюдается разбрызгивание расплава. Из табл. 2 видно, что значение  $\rho^*$  тем больше, чем выше  $C_{O_2}$ : при  $C_{O_2} < 50$  % даже при

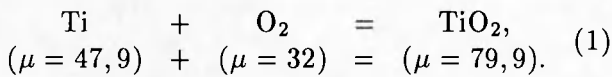
$\rho = 1,11$  г/см<sup>3</sup> (насыпная плотность) не наблюдалось плавления и разбрызгивания образцов; при  $C_{O_2} = 75$  %  $\rho^* \approx 1,56$  г/см<sup>3</sup>; наконец, при  $C_{O_2} = 100$  %  $\rho^* > 3,33$  г/см<sup>3</sup>.

Далее, из табл. 2 видно, что существует нижний предел горения по концентрации кислорода  $(C_{O_2})_l$ , такой что при  $C_{O_2} < (C_{O_2})_l$  устойчивого горения образцов не наблюдается. Значение  $(C_{O_2})_l$  убывает при уменьшении плотности образцов, но в любом случае  $(C_{O_2})_l > 10$  %, так как при  $C_{O_2} = 10$  % не горят даже образцы с насыпной плотностью.

Если определить нижний предел горения по концентрации кислорода как  $(C_{O_2})_l = [(C_{O_2})_+ + (C_{O_2})_-]/2$ , где  $(C_{O_2})_+$  — наименьшее значение  $C_{O_2}$ , при котором горение устойчиво, а  $(C_{O_2})_-$  — наибольшее значение  $C_{O_2}$ , при котором устойчивого горения не наблюдается, то получим  $(C_{O_2})_l \approx 15; 17,5; 17,5; 35; 87,5$  % при  $\rho = 1,11; 1,51; 2,22; 2,67; 3,33$  г/см<sup>3</sup> соответственно.

Полнота сгорания образцов. При  $\rho > \rho^*$  прямоугольные образцы сохраняют свою форму, но сгорают не полностью: на гранях образуется плотная оксидная пленка, а внутри образца остается несгоревший титан. При этом чем выше исходная плотность образца, тем ниже полнота сгорания. Рассмотрим метод расчета полноты сгорания металла ( $P_b$ ), толщины слоя сгоревшего металла ( $\Delta_{Ti}$ ), толщины образовавшейся оксидной пленки ( $\Delta_{TiO_2}$ ) и плотности этой пленки ( $\rho_{TiO_2}$ ), который основан на изменении массы и размеров образца в результате горения. Расчет  $P_b$  не зависит от формы образца и исходит из стехиометрического уравнения,

которое для титана имеет вид



Если бы образец сгорал полностью, то его масса после горения равнялась бы  $1,668m_0$ , где  $m_0$  — начальная масса, т. е. привес составлял бы  $0,668m_0$ . Реальный привес равен  $m - m_0$ . Тем самым

$$П_b = \frac{m - m_0}{0,668m_0} = 1,497 \frac{m - m_0}{m_0} \quad (2)$$

В отличие от расчета  $П_b$  расчет  $\Delta_{\text{Ti}}$ ,  $\Delta_{\text{TiO}_2}$  и  $\rho_{\text{TiO}_2}$  (или тех же величин для другого металла) существенно зависит от формы образца. Проведем расчет  $\Delta_{\text{Ti}}$ ,  $\Delta_{\text{TiO}_2}$ ,  $\rho_{\text{TiO}_2}$  для описанного выше образца в форме прямоугольного параллелепипеда в предположении, что он сохраняет свою форму, его размеры становятся равными  $l$ ,  $b$ ,  $\Delta$ , а масса — равной  $m$ . Примем допущение, что  $\Delta_{\text{Ti}}$ ,  $\Delta_{\text{TiO}_2}$ ,  $\rho_{\text{TiO}_2}$  одинаковы на всей поверхности пяти открытых граней образца. Тогда масса сгоревшего титана равна:

$$\delta m_{\text{Ti}} = \rho[l_0 b_0 \Delta_0 - (l_0 - \Delta_{\text{Ti}}) \times (b_0 - 2\Delta_{\text{Ti}})(\Delta_0 - 2\Delta_{\text{Ti}})] \quad (3)$$

С другой стороны, из (2) очевидно, что  $\delta m_{\text{Ti}} = 1,497(m - m_0)$ , так как  $П_b$  можно представить как отношение массы сгоревшего титана к массе исходного образца. Подставляя  $\delta m_{\text{Ti}} = 1,497(m - m_0)$  в (3), после преобразований получим

$$\Delta_{\text{Ti}}^3 - 3A\Delta_{\text{Ti}}^2 + B\Delta_{\text{Ti}} - C = 0, \quad (4)$$

где  $A = (2l_0 + b_0 + \Delta_0)/6$ ,  $B = (2l_0 b_0 + 2l_0 \Delta_0 + b_0 \Delta_0)/4$ ,  $C = 1,497(m - m_0)/4\rho$ . Уравнение (4) можно решить методом Кардана. Вводя новую

\* Начальные и конечные (после горения) размеры образцов ( $l_0$ ,  $b_0$ ,  $\Delta_0$  и  $l$ ,  $b$ ,  $\Delta$  соответственно) измерялись в 3-5 различных сечениях каждой грани образца. При заданной полноте сгорания эти значения различались между собой не более чем на  $0,8 \div 1,0\%$ . Тем самым значения  $\Delta_{\text{TiO}_2} - \Delta_{\text{Ti}}$  были достаточно постоянными в пределах каждой грани образца. Однако при переходе от грани одного размера к грани другого размера (например, от грани  $lb$  к грани  $b\Delta$ ) значения  $\Delta_{\text{TiO}_2} - \Delta_{\text{Ti}}$  существенно изменялись. При этом наибольшие значения отмечались для самых больших граней  $lb$ . Причины этой закономерности могут иметь различную природу и нуждаются в отдельном исследовании. В данной работе из уравнений (3) и (9) вычислялись усредненные значения  $\Delta_{\text{Ti}}$  и  $\Delta_{\text{TiO}_2}$ , постоянные для всех открытых граней образца (при заданной полноте сгорания).

переменную  $y = \Delta_{\text{Ti}} - A$  и новые обозначения  $p_* = B/3 - A^2$ ,  $q = [A(B - 2A^2) - C]/2$ ,  $D = q^2 + p_*^3$ , получим

$$y^3 + 3p_*y + 2q = 0. \quad (5)$$

При  $D > 0$  уравнение (5) имеет один действительный корень:

$$y = (-q + \sqrt{D})^{1/3} + (-q - \sqrt{D})^{1/3} \quad (6)$$

(а также два комплексных корня, которые в данном случае не имеют физического смысла). При  $D < 0$  уравнение (5) имеет три действительных корня, которые находятся с помощью подстановки  $\cos(\varphi) = q/r^3$ , где  $r = \pm\sqrt{|p_*|}$  (знак  $r$  должен совпадать со знаком  $q$ ). Тогда

$$\begin{aligned} y_1 &= -2r \cos(\varphi/3); & y_2 &= 2r \cos(\pi/3 - \varphi/3); \\ y_3 &= 2r \cos(\pi/3 + \varphi/3). \end{aligned} \quad (7)$$

Единственное значение  $y$  выбирается из дополнительных условий

$$\Delta_{\text{Ti}} > 0, \quad \Delta_{\text{Ti}} < l_0, \quad \Delta_{\text{Ti}} < b_0, \quad \Delta_{\text{Ti}} < \Delta_0. \quad (8)$$

После того как найдена величина  $\Delta_{\text{Ti}}$ , значение  $\Delta_{\text{TiO}_2}$  находится из следующих равенств:

$$\begin{aligned} l &= l_0 - \Delta_{\text{Ti}} + \Delta_{\text{TiO}_2}, & b &= b_0 - 2\Delta_{\text{Ti}} + 2\Delta_{\text{TiO}_2}, \\ \Delta &= \Delta_0 - 2\Delta_{\text{Ti}} + 2\Delta_{\text{TiO}_2}. \end{aligned} \quad (9)$$

Поскольку допущение о постоянстве величины  $\Delta_{\text{TiO}_2}$  по всей горевшей поверхности является гипотетическим, целесообразно усреднить  $\Delta_{\text{TiO}_2}$ . Суммируя выражения (9) для  $l$ ,  $b$  и  $\Delta$ , получим

$$\Delta_{\text{TiO}_2} = \Delta_{\text{Ti}} + [(l + b + \Delta) - (l_0 + b_0 + \Delta_0)]/5. \quad (10)$$

Наконец,

$$\begin{aligned} \rho_{\text{TiO}_2} &= \frac{m_{\text{TiO}_2}}{V_{\text{TiO}_2}} = \frac{1,668\delta m_{\text{Ti}}}{V_{\text{TiO}_2}} = \\ &= \frac{2,497(m - m_0)}{lb\Delta - (l_0 - \Delta_{\text{Ti}})(b_0 - 2\Delta_{\text{Ti}})(\Delta_0 - 2\Delta_{\text{Ti}})}. \end{aligned} \quad (11)$$

Если величина  $\Delta_{\text{Ti}}$  мала по сравнению с  $l_0$ ,  $b_0$  и  $\Delta_0$ , то в (4) можно пренебречь кубическим (по  $\Delta_{\text{Ti}}$ ) или кубическим и квадратичными членами. В первом случае

$$(\Delta_{\text{Ti}})_{1,2} = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 12AC}}{6A}, \quad (12)$$

а во втором —

$$\Delta_{\text{Ti}} = \frac{C}{B}. \quad (13)$$

Подставляя значения  $\Delta_{\text{Ti}}$ , вычисленные из (12) или (13), в (10) и (11), находим соответствующие приближенные значения  $\Delta_{\text{TiO}_2}$  и  $\rho_{\text{TiO}_2}$ .

Таблица 3

Номер опыта	$\rho_{Ti}$ , г/см <sup>3</sup>	$\Delta_0$ , мм	$P_b$ , %	$\Delta_{Ti}$ , мкм			$\Delta_{TiO_2}$ , мкм			$\rho_{TiO_2}$ , г/см <sup>3</sup>		
				P3	P2	P1	P3	P2	P1	P3	P2	P1
50 % O <sub>2</sub> + 50 % Ar												
16	1,96	1,70	55,4	423,5	424,5	383,7	693,5	694,5	653,7	2,416	2,413	2,579
15	2,14	3,10	31,4	372,5	373,1	344,8	592,5	593,1	564,8	2,584	2,581	2,719
18	2,22	6,00	30,2	554,4	555,9	503,3	874,4	875,9	823,3	2,358	2,351	2,491
32	2,52	2,98	12,8	140,1	140,1	136,1	218,1	218,1	214,1	2,949	2,949	3,007
31	2,69	2,56	7,4	72,0	72,0	70,9	136,0	136,0	134,9	2,588	2,588	2,611
75 % O <sub>2</sub> + 25 % Ar												
19	2,37	2,78	30,5	331,6	332,0	309,2	419,6	420,0	397,2	3,425	3,422	3,623
20	2,45	2,67	30,6	323,3	323,7	301,8	455,3	455,7	433,8	3,323	3,320	3,499
28	2,56	3,74	12,1	156,9	156,9	152,2	266,9	266,9	262,2	3,010	3,010	3,073
29	2,57	2,56	10,8	105,6	105,6	103,2	195,6	195,6	193,2	3,198	3,198	3,252
27	2,63	7,24	10,4	198,6	198,7	192,4	240,7	240,7	234,4	3,757	3,755	3,856

Примечание. P1, P2, P3 — значения  $\Delta_{Ti}$ , рассчитанные по формулам (13), (12), (4), и вычисленные на их основе значения  $\Delta_{TiO_2}$ ,  $\rho_{TiO_2}$ .

Результаты расчета значений  $P_b$ ,  $\Delta_{Ti}$ ,  $\Delta_{TiO_2}$ ,  $\rho_{TiO_2}$  для ряда образцов прямоугольного сечения представлены в табл. 3.

Из данных табл. 3 и построенного по этим данным рис. 2 следует, что полнота сгорания монотонно убывает по мере увеличения плотности исходных образцов. По-видимому, этот результат связан прежде всего с ростом теплопроводности образцов (и соответственно с ростом теплоотода из зоны реакции вглубь образца). Действительно, плотность оксидной пленки не обнаруживает существенного систематического роста по мере увеличения  $\rho$ . Далее, из рис. 2 видно, что при  $\rho = \text{const}$  полнота сгорания титана в смеси 75 % O<sub>2</sub> + 25 % Ar вы-

ше, чем в смеси 50 % O<sub>2</sub> + 50 % Ar. Это естественно связать с увеличением температуры горения образцов. Однако описанный эффект невелик и к тому же постепенно сходит на нет с ростом  $\rho$ . Отметим также, что для представленных в табл. 3 образцов существенно более простой расчет P2 давал ошибку по сравнению с более точным расчетом P3, не превышающую 0,27 % по величине  $\Delta_{Ti}$ , 0,17 % по  $\Delta_{TiO_2}$  и 0,3 % по  $\rho_{TiO_2}$ . Соответствующие ошибки простейшего расчета P1 (по сравнению с P3) составляли 9,4 % по  $\Delta_{Ti}$ , 5,9 % по  $\Delta_{TiO_2}$  и 5,8 % по  $\rho_{TiO_2}$ .

## ВЫВОДЫ

1. Исследованы критические условия горения прессованных образцов титана (марки ПТМ) в атмосфере O<sub>2</sub> — Ar (при  $p = 0,1$  МПа). Показано, что для указанных образцов существует верхний предел по плотности такой, что при  $\rho > \rho_u$  устойчивого горения не наблюдается. Величина  $\rho_u$  растет с ростом концентрации кислорода. Дано объяснение существованию верхнего предела по плотности образцов.

2. Отмечено, что существует также минимальная плотность образцов титана, при которой характер горения существенно меняется: при  $\rho < \rho^*$  образцы в ходе горения теряют первоначальную форму, частично плавятся, наблюдается разбрызгивание расплава. Величина  $\rho^*$  растет с ростом  $C_{O_2}$ .

3. При  $\rho > \rho^*$  образцы при горении сохраняют свою форму, на поверхности образцов

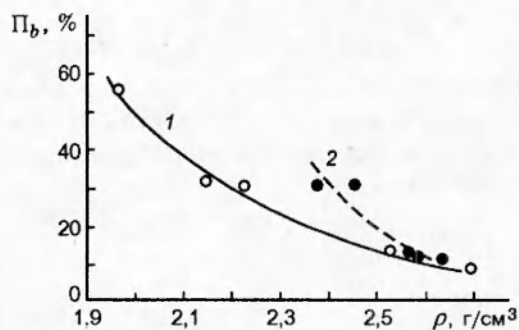


Рис. 2. Зависимость полноты сгорания прессованных образцов титана от плотности образцов при горении в атмосфере O<sub>2</sub> — Ar ( $p = 0,1$  МПа):

1 — 50 % O<sub>2</sub> + 50 % Ar; 2 — 75 % O<sub>2</sub> + 25 % Ar

образуется оксидная пленка, а внутри образца остается несгоревший металл. Рассмотрен метод расчета полноты сгорания металла, а также толщины слоя сгоревшего металла, толщины образовавшейся оксидной пленки и ее плотности исходя из изменения массы и размеров образца в результате горения. Показано, что полнота сгорания монотонно убывает по мере роста плотности исходного образца. Предложено объяснение этого эффекта.

4. Изучен нижний предел горения по объемной концентрации кислорода для образцов титана в смеси  $O_2$  — Ar при  $p = 0,1$  МПа. Величина  $(C_{O_2})_l$  убывает при уменьшении плотности образцов. При минимально возможной (насыпной) плотности образцов величина  $(C_{O_2})_l$  для титана (марки ПТМ) равна 15 %.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-03-32039а).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М.: Мир, 1968.
2. Andersson P., Sundqvist B. Pressure dependence of the thermal conductivity, thermal diffusivity, and specific heat of some polymers // J. Polym. Sci., Pt B: Polym. Phys. 1975. V. 13, N 2. P. 243.
3. Иванов Б. А. Безопасность применения материалов в контакте с кислородом. Изд. 2. М.: Химия, 1984.
4. Борисова Е. А., Верникова Н. Г., Ефимов Б. Г. и др. Влияние состава титановых сплавов на характер горения в потоке воздуха // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 3. С. 35-40.
5. Ефимов Б. Г., Кузьяев П. Н. Некоторые особенности горения металлов в потоке  $N_2 + O_2$  // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 6. С. 68-71.
6. Ефимов Б. Г., Кузьяев П. Н. Влияние угла атаки на характеристики горения титановых пластин в потоке воздуха // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 6. С. 37-40.
7. Sato J., Sato K., Hirano T. Fire spread mechanisms along steel cylinders in high pressure oxygen // Combust. Flame. 1983. V. 51, N 3. P. 279.
8. Попов А. В., Земский Г. Т. О механизме распространения горения по металлическим порошкам // Тез. 6-й Всесоюз. научно-практической конф. ВНИИПО. М.: ВНИИПО, 1979. С. 70-75.
9. Черненко Е. В., Пивцов А. Л. Распространение горения по поверхности порошков титана // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 6. С. 68-74.
10. Филоненко А. К., Барзыкин В. В. Влияние плотности на пределы и закономерности спинового горения титана в азоте // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 1. С. 53-57.
11. Новиков П. А., Михнюк Б. Г. Исследование теплопроводности пористых металлокерамических элементов // Инж.-физ. журн. 1969. Т. 17, № 4. С. 665.

Поступила в редакцию 23/IV 1997 г.,  
в окончательном варианте — 16/IX 1997 г.