

| Способ задания параметров потока на входе в резонатор | E_{Σ}^* кДж/кг | P_H , Па | P_F , Па |
|---|--------------------------|------------|------------|
| Из расчета вязкого течения в сопле с абсолютно каталитической стенкой | 96 | 875 | 624 |
| То же для сопла с некаталитической стенкой | 98 | 875 | 624 |
| Из расчета невязкого замороженного течения в соплах | 202 | 539 | 294 |

Типичные результаты расчетов, полученные таким образом для случаев, когда стенка сопла является абсолютно каталитической (кривая 1) и абсолютно некаталитической (кривая 2) по отношению к реакции рекомбинации атомарного фтора, представлены на рис. 5. Там же штриховой линией приведены результаты расчетов, полученные в предположении о невязком характере течения в соплах. Соответствующие значения давлений на срезах сопел и удельных энергоотборов лазера представлены в таблице. Из приведенных результатов видно, что при расчете течения в резонаторе учет предыстории потока (вязких эффектов в сверхзвуковых соплах) совершенно необходим для получения реалистичных оценок выходных энергетических характеристик лазера.

Поступила в редакцию 2/XII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Лапин, М. Х. Стрелец, М. Л. Шур.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 13. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1982.
2. G. Emanuel. JQSRT, 1971, 11, 11.
3. В. Г. Крутова, А. Н. Ораевский и др. Квантовая электроника, 1976, 3, 9.
4. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. Квантовая электроника, 1979, 6, 4.
5. А. В. Лавров, В. А. Поспелов и др. ФГВ, 1979, 15, 1.
6. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. Препринт ФИАН, № 182, 1976.
7. И. П. Гинзбург. Трение и теплопередача при движении смеси газов. Л.: ЛГУ, 1975.
8. Химические лазеры/Под ред. Р. Гросса и Дж. Ботта. М.: Мир, 1980.
9. Ю. В. Лапин. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1970.
10. J. D. Ramshaw, R. C. Mjolsness, O. A. Farmer. JQSRT, 1977, 17, 2.
11. Дж. Гиршфельдер, Ч. Кертисс, Р. Берд. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ, 1961.
12. П. Роуч. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
13. Ю. А. Березин, В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 3, № 4. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1972.
14. Н. Н. Яненко, В. М. Ковеня. Докл. АН СССР, 1977, 232, 6.
15. R. Hoffland, H. Mirels. AIAA J., 1972, 10, 4.
16. А. А. Степанов, В. А. Щеглов. ЖТФ, 1980, 50, 3.
17. В. К. Баев, В. И. Головичев, В. А. Ясаков. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов. Новосибирск: Наука, 1976.
18. В. А. Поспелов.— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 13. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1982.
19. И. А. Басина, В. Л. Дорот, М. Х. Стрелец. Изв. АН СССР, МЖГ, 1979, 3.

ЗАЖИГАНИЕ ТИТАНА ИЗЛУЧЕНИЕМ CO₂-ЛАЗЕРА

Л. Г. Страковский

(Москва)

Лазерный нагрев и зажигание металлов имеют ряд особенностей, основная из которых связана с изменением мощности излучения, поглощаемой образцом в процессе нагрева [1, 2]. Характерно, что для разных металлов указанная особенность проявляется по-разному.

В [3—5] исследовалась кинетика окисления титана при нагреве CO₂-лазером. Тонкие пластинки массой $\leq 0,05$ г нагревались в атмосферном воздухе лазером мощностью до 30 Вт. При временах нагрева 20—

1000 с кинетические параметры были близки к соответствующим величинам при изотермическом окислении [3]. Вместе с тем в ряде случаев кинетика окисления резко менялась в ходе процесса [4, 5], а при значительном увеличении скорости нагрева существенно менялся и состав образующихся окислов [6]. В целом результаты работ [3—6] указывают на сложный характер процесса неизотермического окисления титана при лазерном нагреве.

В настоящей работе исследуется зажигание титана излучением непрерывного CO_2 -лазера в условиях интенсивного обдува воздушным потоком. По литературным данным, величина температуры зажигания титана меняется в широких пределах ($T = 673 \div 1923 \text{ K}$) в зависимости от условий эксперимента [7—10]. Интенсивный обдув существенно меняет условия развития процесса. При этом реализуется сильный теплоотвод, который в принципе может привести к изменению механизма зажигания [8]. Вместе с тем в случае сверхзвукового обдува в результате образования ударной волны происходит резкое увеличение давления у поверхности воспламеняемого образца. При этом температура и время воспламенения титана вследствие повышения концентрации окислителя могут уменьшаться [11].

Для реализации зажигания при интенсивном обдуве необходим источник излучения с достаточно высокой мощностью. В работе использована установка «Катунь» с непрерывной прокачкой рабочей смеси в продольном стационарном разряде. Мощность излучения менялась в пределах 350—800 Вт за счет ступенчатого изменения длины разрядного промежутка. Излучение лазера фокусировалось на поверхность образцов в пятно диаметром 9 мм. Образцы титана (сплав ВТ1-0) — пластинки с размерами 10×10 и толщиной 1 мм — зажимались с одного края в державке из теплоизолирующего материала. В тыльную сторону пластинки, приблизительно в ее центр, зачеканивалась термопара хромель-алюмель.

Времена облучения образцов составляли 3—15 с, что намного превышало величины, характеризующие выравнивание температуры по толщине и по радиусу пластинки. Таким образом, пластинка прогревалась практически равномерно, и скорость роста ее температуры определялась уравнением

$$mc \cdot dT/dt = WA - W_{\text{пот}}, \quad (1)$$

где m — масса пластинки; c — теплоемкость; W — мощность излучения; A — коэффициент поглощения; $W_{\text{пот}} = S [\alpha (T - T_0) + \epsilon \sigma_0 (T^4 - T_0^4)]$ — мощность тепловых потерь; S — площадь пластинки; α — коэффициент теплоотдачи; ϵ — степень черноты; σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана; T_0 — температура среды. Временной ход температуры пластинки записывался на шлейфовом осциллографе К-115.

Образцы обдувались сжатым воздухом, который через редуктор подавался из баллона в ресивер. На выходе ресивера установлено сопло с диаметром критического сечения 12 мм и диаметром среза 15 мм. Расчетная величина скорости обдува v при этом соответствовала числу Маха $M = v/c = 1,8$ (c — скорость звука). Избыточное давление воздуха в ресивере составляло $4 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$, что соответствовало давлению на срезе сопла $p = 0,87 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2$. Плоскость облучаемой пластинки устанавливалась параллельно оси сопла так, что не менее 90% ее поверхности находилось в области расчетных параметров воздушного потока. С целью сопоставления проведены также опыты в атмосферном воздухе без обдува.

Процесс зажигания фиксировался кинокамерами «Конвас-автомат» со скоростью 24—32 кадр/с. Синхронизация киносъемки с началом облучения осуществлялась при помощи гелиево-неонового лазера ЛГ-56, луч которого отражался от затвора, перекрывающего излучение CO_2 -лазера, и попадал в поле зрения камеры.

На кинограммах процесса можно выделить два характерных момента: при $t = \tau_1$ у поверхности образца возникает яркое свечение, а при $t = \tau_2$ начинается горение титана, сопровождающееся появлением искр

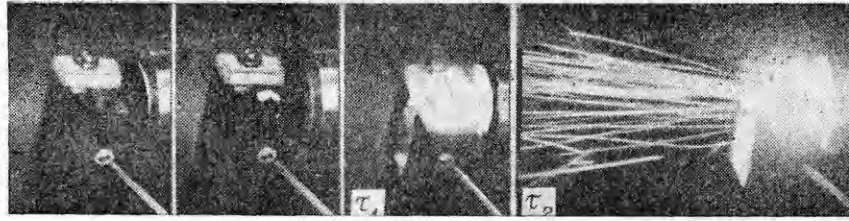


Рис. 1. Зажигание пластинки титана лазерным излучением при обдуве воздушным потоком.

(частиц расплавленного металла). Типичная кинограмма зажигания титана приведена на рис. 1.

На рис. 2 представлены экспериментальные осциллограммы температуры, полученные в процессе зажигания. На осциллограммах указаны моменты времени τ_1 и τ_2 , найденные по результатам киносъемки. В большинстве проведенных опытов величина τ_1 совпадала с точкой перегиба температурной кривой, которую будем обозначать t_a . Важно отметить, что температура $T(t_a) = T_a$, которую в ряде работ (см., например, [1, 2, 5]) принимают за температуру воспламенения, не является постоянной величиной. В опытах с обдувом повышение мощности излучения приводило к росту T_a . Укажем для примера, что при $W = 360$ Вт измеренное значение $T_a = 1250$ К, а при $W = 800$ Вт $T_a = 1470$ К. В опытах с обдувом T_a больше, чем в случае зажигания в атмосферном воздухе. Погрешность измерений температуры не превышала 25° .

Значение $T(\tau_2)$ близко к температуре плавления титана $T_{пл} \approx 1660^\circ\text{C}$ [12].

При снятии облучения в момент t_a температура образца начинала падать и горение с характерным выделением искр не реализовалось. Если излучение прекращалось в момент τ_2 , то при отсутствии обдува происходило самоподдерживающееся горение титана.

Как видно из рис. 2, при $t > t_a$ скорость нагрева пластинки резко возрастает. Это обусловлено увеличением коэффициента поглощения образца за счет роста толщины окисной пленки и дополнительным тепловыделением за счет экзотермической реакции окисления.

При условии, что толщина пленки окисла x намного меньше длины волны излучения ($x \ll \lambda/4\pi n$, где n — коэффициент преломления окисла на используемой длине волны), зависимость $A(x)$ может быть представлена в виде [1]

$$A = A_0 + bx^2, \quad (2)$$

где A_0 — начальный коэффициент поглощения; $b = 4\pi^2 A_0 (n^2 - 1) / \lambda^2$. Отметим, что в проведенных опытах указанное условие выполнялось (при временах окисления $t \leq 15$ с и температурах $T < T_a$ величина x по оценкам не превышает $5 \cdot 10^{-5}$ см).

Приимая, в соответствии с [12], скорость роста окисной пленки титана определяется параболическим законом окисления, запишем

$$dx/dt = k_{II}/x \cdot e^{-E/RT}, \quad (3)$$

где $k_{II} = kc_{\text{ок}}^r$ — предэкспонент в выражении константы скорости параболического окисления; $c_{\text{ок}}$ — концентрация кислорода; r — порядок реакции по окислителю; E — энергия активации.

Используя уравнения (1)–(3),

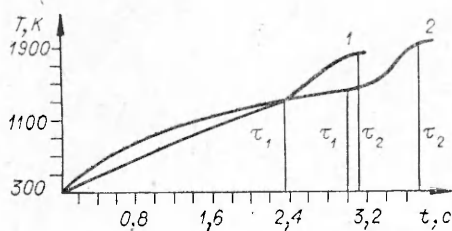


Рис. 2. Осциллограммы температуры пластинки.

1 — без обдува, 2 — обдув воздушным потоком ($M=1,8$); мощность излучения 600 Вт.

можно выразить T_a , соответствующую точке перегиба $\left(\frac{d^2T}{dt^2}\Big|_{T_a} = 0\right)$, через кинетические параметры k_n , E и величины, характеризующие скорость нагрева образца при $t \leq t_a$,

$$WA_0/\alpha S + T_0 - T_a = 2Wbmc/(\alpha S)^2 \cdot k_n e^{-E/RT_a}. \quad (4)$$

Выражение (4) получено с учетом того, что потери тепла на излучение малы по сравнению с конвективными. Величины коэффициента теплоотдачи α определены экспериментально по скорости остывания образцов при снятии потока излучения: $\alpha = (4,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$ Вт/(см² · град) при обдуве сверхзвуковым потоком, $\alpha = (2,6 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ Вт/(см² · град) — в атмосферном воздухе. Определенная в опытах величина $A_0 = 0,2 \pm 0,01$.

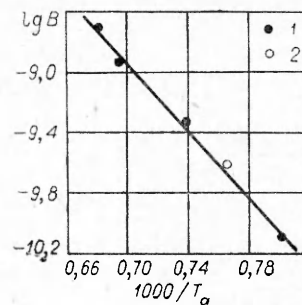
Логарифмируя (4) и представляя экспериментальные результаты, полученные при обдуве для четырех значений W , в координатах $1000/T_a - \lg B$ (рис. 3), получаем кинетические параметры окисления: $E = 51 \pm 3$ ккал/моль, $k_n = (8 \pm 4) \cdot 10^{-2}$ см²/с. Результаты опытов в атмосферном воздухе — $T_a = 1310$ К (при изменении мощности в указанных пределах величина T_a менялась в пределах экспериментальной ошибки) удовлетворительно ложатся на прямую, полученную по данным при обдуве. Это, в частности, свидетельствует о том, что в условиях эксперимента концентрация окислителя слабо влияет на скорость окисления. Учитывая, что при указанных параметрах обдува концентрация кислорода у поверхности пластинки в 2,1 раза превышает соответствующую величину в атмосферном воздухе, можно получить приближенную оценку порядка реакции по окислителю: $r \approx 0,2$.

Мощность тепловыделения за счет химической реакции в момент t_a , оцененная по формуле $W_+ = Q\rho k_n S/x(t_a, T_a) \cdot e^{-E/RT_a}$ с использованием полученных кинетических параметров (величина Q при этом принималась равной энтальпии образования рутила — $1,18 \cdot 10^4$ Дж/г [12]), оказалась сравнимой с мощностью теплоприхода и теплоотвода. Это свидетельствует о правомочности выбора величины T_a в качестве температуры зажигания (последнее понимается как реализация самоускорения реакции окисления). Вместе с тем пренебрежение тепловыделением в формуле (1) при $t < t_a$ оправдано из-за сильной температурной зависимости величины W_+ . Об этом свидетельствует хорошее соответствие экспериментальных величин t_a с расчетными значениями $t_a = mc(T_a - T_0)/(A_0 W - W_{\text{пот}})$, где $W_{\text{пот}}$ — средняя величина мощности тепловых потерь за время t_a .

Таким образом, при нагреве титана как в воздушной атмосфере, так и при сверхзвуковом обдуве в течение большей части индукционного периода реакцией окисления можно пренебречь. При $t \approx t_a$ существенным тепловыделением за счет реакции, рост окисной пленки приводит к увеличению поглощения и соответственно скорости нагрева образца. Температура зажигания T_a значительно ниже температуры плавления окисла и металла.

Найденные кинетические параметры реакции, определяющей зажигание титана в опытах с обдувом, близки к литературным значениям констант его изотермического окисления [12], а также к величинам, полученным при лазерном нагреве без обдува [3]. Это может свидетельствовать о том, что зажигание титана происходит по единому механизму как при слабом, так и при сильном теплоотводе.

Рис. 3. Определение кинетических параметров окисления титана; $B = \frac{\alpha S A_0}{2bmc} \frac{(T_a - T_0)(\alpha S)^2}{2Wbmc}$.
1 — опыты с обдувом; 2 — без обдува.



Поступила в редакцию 13/Х 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Арзуов, Ф. В. Бункин и др. Влияние поверхностного окисления на динамику нагрева металлов излучением CO_2 -лазера. Препринт Физического института АН СССР, № 39. М., 1978.
2. М. И. Арзуов, А. И. Барчуков и др. Квантовая электроника, 1979, 6, 6, 1339.
3. В. И. Конов, В. П. Токарев. Тез. докл. V Всесоюз. совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1981.
4. В. И. Конов, В. Г. Ральченко, В. П. Токарев. Тез. докл. V Всесоюз. совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1981.
5. А. Г. Акимов, А. П. Гагарин и др. Тез. докл. V Всесоюз. совещания по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1981.
6. А. Г. Акимов, А. П. Гагарин и др. ЖТФ, 1980, 50, 2461.
7. М. Е. Деревяга, Л. И. Стесик, Э. А. Федорин. ФГВ, 1976, 12, 4, 544.
8. А. Л. Брайтер, В. М. Мальцев, Е. И. Попов. ФГВ, 1977, 13, 4, 558.
9. К. И. Крылов, В. Т. Прокопенко, А. С. Митрофанов. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. Л.: Машиностроение, 1978.
10. Б. М. Злобинский, В. Г. Иоффе, В. Б. Злобинский. Воспламеняемость и токсичность металлов и сплавов. М.: Metallургия, 1972.
11. F. E. Littman. J. Less — Common Metals., 1961, 3, 3, 367.
12. О. Кубашевский, Б. Гопкинс. Окисление металлов и сплавов. М.: Metallургия, 1965.

СПЕКТРЫ ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРОДУКТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАРОВ ГАЛЛИЯ, ИНДИЯ И ТАЛЛИЯ С ЗАКИСЬЮ АЗОТА

М. В. Емисеев, В. А. Коряжкин, А. А. Мальцев, А. Д. Попов
(Москва)

Поиск активных сред для химических лазеров с генерацией в видимой области вызвал многочисленные исследования хемилюминесценции реакций окисления металлов в газовой фазе. К настоящему времени изучены реакции паров около 40 металлов с кислородными окислителями. Спектры хемилюминесценции почти во всех случаях отнесены к двухатомным молекулам типа MeO , в ряде случаев эти спектры получены и проанализированы впервые. Спектральные исследования хемилюминесценции реакций окисления паров галлия, индия и таллия до сих пор не проводились, а продукты их не идентифицированы. Имеются лишь краткие сообщения о наблюдении хемилюминесценции реакций паров таллия и индия с закисью азота [1, 2]. По аналогии с другими реакциями можно предположить, что продуктами этих реакций являются молекулы GaO , InO , TlO .

Помимо хемилюминесценции, проводились исследования электронных спектров испускания, возбуждаемых в газовых разрядах. В случае галлия спектр отнесен к молекуле GaO [3—6], однако детально изучена лишь система полос $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ (330—420 нм). Две другие системы (340—350 и 440—460 нм) предварительно отнесены к электронным переходам $C^2\Pi_i - X^2\Sigma^+$ и $B^2\Sigma^+ - A^2\Pi_i$ соответственно. Спектр молекулы InO в разряде чрезвычайно сложен для анализа, и только две группы полос — около 428 и 416 нм — отнесены достаточно надежно к электронному переходу $B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+$ [3]. Электронный спектр молекулы TlO до сих пор не наблюдался, хотя попытки получить его делались [5, 7]. Моноксид таллия, впервые синтезированная в матрице из аргона, наблюдалась только в ИК-спектрах поглощения [3].

В настоящей работе исследованы спектры хемилюминесценции пламен паров галлия, индия и таллия в закиси азота в потоке аргона. Эксперименты проводились на описанном ранее потоковом реакторе [8, 9]. Исследовавшиеся металлы помещались в молибденовую ячейку и нагревались до температуры, при которой давление пара составляет 0,1—1 мм рт. ст. Поток буферного газа (аргона) выносил пары металла в зону реакции, где они смешивались с закисью азота и образовывали светящийся