

05

Анализ термограмм плавления тонких пластин тугоплавких металлов при нагреве лазерным излучением с гармонической составляющей интенсивности

© Л.Г. Дьячков, А.В. Костановский, М.Е. Костановская

Институт теплофизики экстремальных состояний
Объединенного института высоких температур РАН, Москва
E-mail: dyachk@mail.ru

Поступило в Редакцию 25 марта 2005 г.

На основе экспериментальных и теоретических исследований показана принципиальная возможность идентификации фазового перехода твердое тело—жидкость при нагреве лазерным излучением с модулированной интенсивностью. Термограммы, снятые с нагреваемой поверхности тонкой металлической пластины, в однофазной области характеризуются гармонической составляющей с постоянными амплитудой и частотой, которая вырождается в двухфазной области (области плавления). При температуре, близкой к температуре плавления T_m , наблюдаются нижние ($T < T_m$) и верхние ($T > T_m$) полуволны переменной амплитуды, которые перемежаются короткими участками с $T = T_m$. Между интервалами времени с нижними и верхними полуволнами располагается более длительный участок двухфазного состояния ($T = T_m$). Получено качественное согласие аналитического решения задачи с данными эксперимента.

При нагреве тонкой пластины металла лазерным излучением с гармонически модулированной интенсивностью ее температура в однофазной области (ниже температуры плавления) также имеет гармоническую составляющую, но при достижении температуры плавления вид термограммы качественно изменяется (рис. 1). Процесс плавления при наличии указанных условий нагрева ранее практически не изучался. Целью данной работы является теоретический анализ проблемы и интерпретация полученных экспериментальных результатов.

Эксперимент. Нагрев образца в виде тонкой пластины осуществлялся YAG:Nd³⁺-лазером непрерывного действия (ЛТН-102) мощ-

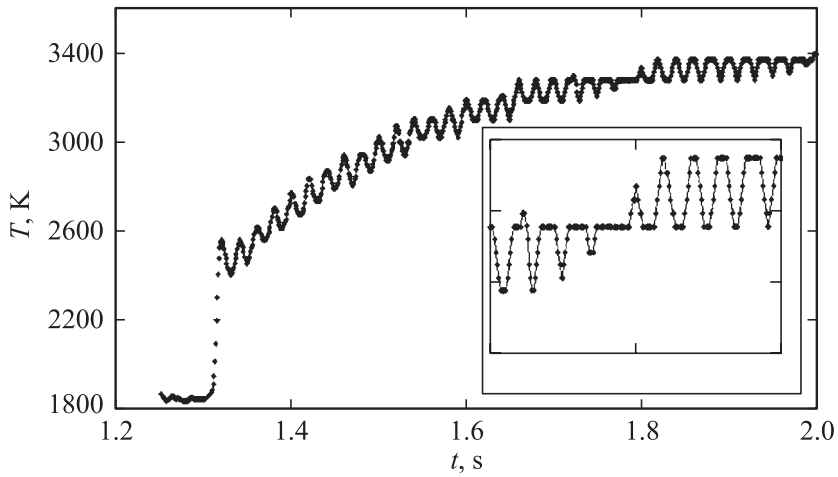


Рис. 1. Термограмма пластины из чистого тантала толщиной $80 \mu\text{m}$.

ностью 250 W , длина волны генерируемого излучения $1.06 \mu\text{m}$. Излучение лазера направлялось на образец строго перпендикулярно его поверхности и фокусировалось на ней в пятно диаметром 1.5 mm . Для контроля величины теплового потока использовался датчик лазерной мощности. Плотность теплового потока в пятне нагрева была порядка 10^7 W/m^2 и имела гармоническую составляющую с частотой 50 Hz . Температура в пятне нагрева измерялась с помощью быстродействующего ($\sim 10^{-5} \text{ s}$) яркостного микропирометра (длина волны $0.65 \mu\text{m}$, диаметр пятна визирования 0.3 mm), который был включен в систему сбора данных на базе двухканального записывающего осциллографа „Velleman PCS500“ и ЭВМ и градуирован по модели абсолютно черного тела [1] в диапазоне $1000\text{--}3000 \text{ K}$ с использованием эталонного оптического пирометра ЭОП-66. В качестве образца была использована фольга из тантала (чистота 99.9%) толщиной $H = 80 \mu\text{m}$. Образец нагревался в атмосфере аргона высокой чистоты при давлении $\sim 1.5 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Время прогрева фольги до температуры, близкой к температуре плавления T_m , составляло $\sim 0.4 \text{ s}$. В результате проведенных экспериментов по измерению T_m тантала был получен ряд термограмм [2], одна из которых приведена на рис. 1.

Теория. В однофазной области при $T < T_m$ процесс нагрева тонкой пластины описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (1)$$

с граничными условиями второго рода на обеих поверхностях пластины

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = -\frac{q_L(t) - q_r(T)}{\lambda}, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=H} = -\frac{q_r(T)}{\lambda}. \quad (2)$$

Здесь $a = \lambda/c_p\gamma$ — коэффициент температуропроводности, λ — коэффициент теплопроводности, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, γ — плотность вещества; $q_L(t) = q_0 + q_a \cos(\omega t)$ — интенсивность лазерного излучения, поглощаемая нагреваемой поверхностью пластины ($x = 0$); $q_r(T) = \varepsilon\sigma T^4$ — интенсивность теплового излучения с нагреваемой ($x = 0$) и тыльной ($x = H$) поверхностей пластины, ε — степень черноты, σ — постоянная Стефана–Больцмана. Вид начального условия $T(x, 0)$ для тонкой пластины не имеет существенного значения. Например, оно может быть получено из решения вспомогательной задачи без учета q_r с постоянным начальным условием. Представим температуру $T(x, t)$ в виде суммы медленно меняющейся \bar{T} и осциллирующей с амплитудой T_a составляющих:

$$T = \bar{T} + T_a \sin(\omega t + \psi), \quad (3)$$

где ψ — некоторая фаза. Тогда, полагая амплитуду осцилляций T_a малой по сравнению с \bar{T} , в линейном приближении получим $q_r = q_{r0} + q_{ra} \sin(\omega t + \psi)$, где $q_{r0} = \varepsilon\sigma\bar{T}^4$, $q_{ra} = 4\varepsilon\sigma\bar{T}^3 T_a$. Чтобы найти соотношение между (3) и тепловым потоком лазерного излучения при $\bar{T} \approx T_m$, будем считать q_{r0} и q_{ra} не зависящими от времени. В этом приближении поставленная задача может быть решена методом интегрального преобразования Фурье (см. например [3]). Решение довольно громоздко, но при

$$t \geq 0.5H^2/a, \quad Hq_0/2\lambda \ll \bar{T}, \quad H^2\omega/a \ll 1 \quad (4)$$

его можно записать в следующем виде:

$$\bar{T} = T_0 + \frac{a}{\lambda H} \left[(q_0 - 2q_{r0})t - 2\frac{q_{ra}}{\omega} \cos \psi \right],$$

$$T_a = \frac{aq_a}{\lambda H \omega \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \psi}}, \quad \operatorname{tg} \psi = \frac{8\varepsilon\sigma \bar{T}^3 a}{\lambda H \omega}.$$

Здесь T_0 — температура, при которой „включается“ тепловое излучение q_r , с этого момента ведется отсчет времени. Физический смысл первого из неравенств (4) состоит в том, что оно определяет время, за которое успевают установиться регулярный режим — средний (усредненный по осцилляциям) профиль температуры по сечению пластины, который в дальнейшем, не меняя своей формы, смещается вверх по шкале температур как целое. Два других неравенства позволяют пренебречь этим профилем: первое из них для \bar{T} , второе для гармонической составляющей. В этом случае указанный профиль, как и начальное условие (что отмечено выше), уже не имеет значения для тонкой пластины, но он необходим для того, чтобы данные неравенства получить.

Пусть в некоторый момент времени t_m на облучаемой поверхности пластины достигается температура плавления: $T(0, t_m) = T_m$. Начиная с этого момента, происходит не только нагрев, но и плавление пластины, при этом энергия затрачивается в основном именно на плавление. Условия (4) позволяют существенно упростить решение задачи в двухфазной области, где уравнения теплопроводности (1) записываются для каждой из фаз. При этом первое из условий (2) является граничным условием уравнения (1) для жидкой фазы, второе — для твердой фазы. К ним добавляется условие на движущейся границе фаз $x = \xi$ (задача Стефана)

$$\lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \Big|_{x=\xi} - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial x} \Big|_{x=\xi} = \rho_m \gamma \frac{d\xi}{dt},$$

где ρ_m — скрытая теплота плавления (l — жидкая фаза, s — твердая). Мы пренебрегаем для простоты различием плотностей металла в твердом и жидком состояниях и соответственно не учитываем изменение толщины пластины при плавлении. Начальным условием служит распределение температуры по сечению пластины, полученное для однофазной области. Для тонких пластин в смысле условий (4)

можно положить $T_s = T_l = T_m$ на всей толщине пластины и пренебречь затратами энергии на нагрев. Тогда для скорости движения межфазной границы получаем простое уравнение

$$\rho_m \gamma d\xi/dt = q_L - 2q_r(T_m),$$

из которого находим

$$\xi(t) = \frac{1}{\rho_m \gamma} \left\{ [q_0 - 2q_r(T_m)](t - t_m) + \frac{q_a}{\omega} [\sin(\omega t) - \sin(\omega t_m)] \right\},$$

$$t_m < t < t_1. \quad (5)$$

Поскольку положение границы фаз осциллирует, она может вернуться на нагреваемую поверхность в некоторый момент времени t_1 , удовлетворяющий уравнению $\xi(t) = 0$. С этого момента мы возвращаемся к однофазному состоянию с температурой $T_s \leq T_m$, которая изменяется в соответствии с найденным выше решением, но с другим начальным условием $T_s(t_1) = T_m$. В результате имеем

$$T_s(t) = T_m + \frac{a_s}{\lambda_s H} [q_0 - 2q_{r0}(\bar{T})](t - t_1) + T_a [\sin(\omega t + \psi) - \sin(\omega t_1 + \psi)],$$

$$t_1 < t < t_2.$$

В некоторый момент времени $t = t_2$ снова достигается температура плавления, межфазная граница движется согласно (5), где t_m заменено на t_2 , и т.д. Двухфазное состояние пластины на интервале $t_i < t < t_{i+1}$, где i четное, чередуется с однофазным (твердым) на интервале $t_i < t < t_{i+1}$, где i нечетное. Первое соответствует на термограмме коротким отрезкам постоянной температуры $T = T_m$, второе — нижним полуволнам. Чередование происходит, пока усредненное по осцилляциям положение фронта плавления не отодвинется в глубь пластины на расстояние, превышающее амплитуду этих осцилляций. Тогда наступает более длительный период двухфазного состояния, заканчивающийся выходом фронта плавления на противоположную поверхность пластины ($\xi = H$). После этого однофазное (жидкое) состояние (верхние полуволны) чередуется с двухфазным, пока при некотором $t = t_M$ не происходит окончательное расплавление пластины. Тогда может происходить ее дальнейший нагрев, пока жидкий металл не вытечет из зоны фокусировки луча. Результаты приближенного

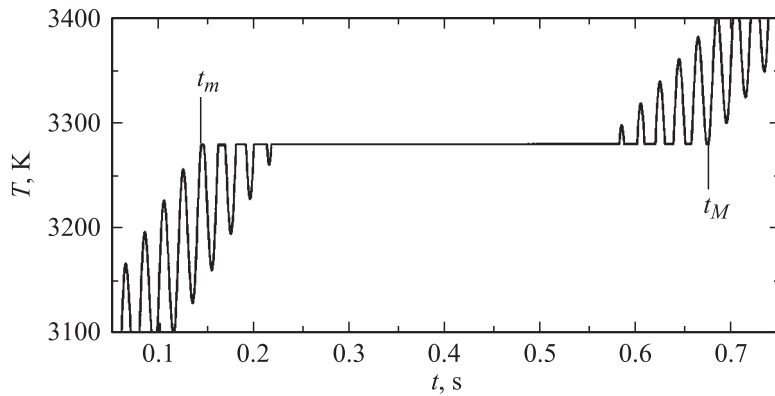


Рис. 2. Расчет температуры пластины из тантала толщиной $80 \mu\text{m}$.

расчета температуры пластины, согласно построенной аналитической модели для условий эксперимента, представлены на рис. 2. Имеет место качественное согласие расчета с экспериментальной термограммой.

Таким образом, вся стадия плавления $t_m < t < t_M$ разбивается на три области. В первой двухфазное состояние чередуется с твердотельным, во второй мы имеем только двухфазное состояние, а в третьей — двухфазное чередуется с жидким. Количественное различие расчета и эксперимента (в расчете вторая область значительно продолжительнее, чем на экспериментальной термограмме) связано с тем, что в расчете не учитываются потери на теплопроводность в плоскости пластины, которые, как следует из оценок, весьма значительны, но при этом не изменяют качественный вид решения.

Можно показать, что с ростом фазы ψ первая из трех указанных областей укорачивается, а третья затягивается. При

$$\frac{2}{\pi} \sin(\psi/2) \geq \frac{q_0 - 2q_{r0}(\bar{T})}{q_a}$$

третья область теоретически (в пренебрежении возможностью стекания расплава) может быть затянута до бесконечности ($t_M \rightarrow \infty$). Поскольку ψ зависит от частоты модуляции интенсивности лазерного излучения, этим процессом можно управлять. Такая возможность может оказаться

полезной для идентификации и исследования фазовых переходов с малой скрытой теплотой.

Выводы. Теоретически расшифрована тонкая структура термограммы тонкой пластины в окрестности области плавления. При температуре, близкой к температуре плавления вещества T_m , имеют место нижние ($T < T_m$) и верхние ($T > T_m$) полуволны переменной амплитуды, которые перемежаются короткими участками с $T = T_m$. Между интервалами времени с нижними и верхними полуволнами располагается более длительный участок двухфазного состояния ($T = T_m$) с полным вырождением гармонической составляющей.

Получено качественное согласие аналитического решения задачи с данными эксперимента по виду термограммы в двухфазной области, что позволяет использовать метод нагрева лазерным излучением с гармонической составляющей для идентификации процесса плавления.

Показана принципиальная возможность влияния на длительность проплавления тонкой пластины при наличии модуляции интенсивности падающего теплового потока (лазерного излучения) за счет измерения, например, частоты модуляции.

Работа выполнена при поддержке Программы президиума РАН „Теплофизика и механика интенсивных энергетических воздействий“ и Президентской программой поддержки ведущих научных школ Российской Федерации (проекты НШ–1414.2003.8 и НШ–1953.2003.2).

Список литературы

- [1] Костановский А.В., Нефедкина Л.Б., Костановская М.Е. // ТВТ. 1977. Т. 35. № 1. С. 122–128.
- [2] Костановский А.В., Зеодинов М.Г., Костановская М.Е., Пресняков Д.В. // Приборы. 2002. Т. 23. № 5. С. 132–135.
- [3] Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высш. школа, 1967.