

- Coal Combustion, Eds. Haiyng Qi, Bo Zhao, July 17-20, 2011, Harbin, P.R. China. – Tsinghua University Press, Beijing, 2011. – 910 p. – P. 687-693. (ISBN 10 3-642-30444-6)
7. Саломатов В.В., Шарыпов О.В., Красинский Д.В., Ануфриев И.С., Аникин Ю.А. Исследование особенностей закрученных потоков в модели вихревой топки // Теплофизические основы энергетических технологий: сборник научных трудов II Всероссийской научно-практической конференции / под ред. Г.В. Кузнецова, А.С. Заворина, К.В. Бувакова; Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2011. – 358 с. – С. 199-202.
8. Ануфриев И.С. PIV исследование динамики турбулентных течений в моделях топочных устройств // Теплофизические основы энергетических технологий: сборник научных трудов IV Всероссийской научно-практической конференции / под ред. Г.В. Кузнецова, А.С. Заворина, К.В. Бувакова; Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2013. – 364 с. – С. 235-239.
9. Саломатов В.В., Красинский Д.В., Аникин Ю.А., Ануфриев И.С., Шарыпов О.В., Энхжаргал Х. Экспериментальное и численное исследование аэродинамических характеристик закрученных потоков в модели вихревой топки парогенератора // Инженерно-физический журнал. – 2012. – Т. 85, №. 2. – С. 266-276.
10. Krasinsky D.V. Numerical modelling of the flow and combustion processes in coal-fired vortex furnace // International Review of Mechanical Engineering. – 2015. – Vol. 9, No. 5. – P. 507-516. DOI: 10.15866/ireme.v9i5.7394
11. Красинский Д.В., Шарыпов О.В. Численное моделирование процессов факельного сжигания бурых углей КАБ в усовершенствованной вихревой топке с двойным верхнерасположенным дутьем // Горение топлива: теория, эксперимент, приложения: Материалы IX Всероссийской конференции с международным участием, Новосибирск, 16–18 ноября 2015 г. – Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2015. – D2_S1-7. – 8 с. ISBN 978-5-89017-043-9.
12. Krasinsky D.V., Sharypov O.V. Numerical modeling of pulverized coal combustion in the vortex furnace with dual upper-port loading // Journal of Engineering Thermophysics – 2015. – Vol. 24, No. 4. – P. 348–356. DOI: 10.1134/S1810232815040098

© Шадрин Е.Ю., 2016

УДК 728.38:621.397

¹А.А. Сагымбаев, ²Т. С. Шамшиев, ¹Б. Д. Минбаева

1-Институт физико-технических проблем и материаловедения им. акад. Ж. Жеенбаева НАН КР, г. Бишкек, Кыргызстан, baarigul@mail.ru

2- Кыргызский государственный университет им. И. Арабаева shamshiev-68@mail.ru

ЗАПИСЬ ГОЛОГРАММ ПРИ НАГРЕВЕ СТОРОНЫ ПОДЛОЖКИ

Аннотация

В настоящей работе рассмотрено задача о нагреве движущего ленточного ФПН излучением лампой накаливания. Теоретически и экспериментально исследованы записи голограмм в ФП и ФТП – носителях на подложках при лазерном нагреве с учетом температурной зависимости термических коэффициентов.

Ключевые слова

Голограмма, фотополимерные носители, температуропроводность, теплопроводность, поглощение, лапсановая пленка.

Для записи информации на фотополимеризующихся носителях (ФПН) при нагреве излучением лампой накаливания необходимо выбрать оптимальную плотность мощности нагрева лампы, длительность времени

нагрева. В связи с этим более подробно остановимся на теоретических и экспериментальных вопросах процесса фотополимеризующегося (ФП) слоя лампой накаливания.

Структура фотополимеризующего носителя такова: она представляет собой стеклянную подложку толщиной 2 мм на который нанесен фотополимеризующийся слой и для защиты покрыта лапсановой пленкой. Для инфракрасной области света, начиная с длин волн 2,4 мкм, стекло являются непрозрачными, а ФП слой поглощает до 10% светового излучения в инфракрасной области спектра [1].

Предположим, что ФПН установлен в фокальной плоскости излучения лампы накаливания с регулируемой температурой нити накала $T_{\text{л}}$. Требуется определить температурное поле на пленке зависимости от температуры нити накала $T_{\text{л}}$, от теплофизических параметров пленки, а также от параметров оптической схемы, фокусирующей излучение лампы накаливания [2].

С учетом ограничений и допущений принимаемых обычно при постановке и решению подобного рода задач, запишем систему одномерных уравнений с соответствующими граничными и начальными условиями.

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{1,2}(x, t)}{\partial t} - a_{1,2} \frac{\partial^2 T_{1,2}(x, t)}{\partial x^2} &= \frac{q_{1,2}(x)}{\rho_{1,2} c_{1,2}} \\ T_1(x, 0) = T_2(x, 0) &= T_0; \frac{\partial T_1(0, t)}{\partial x} = 0 \\ T_1(h, t) = T_2(h, t); k_1 \frac{\partial T_1(h, t)}{\partial x} &= k_2 \frac{\partial T_2(h, t)}{\partial x}; T_2(\infty, t) = 0 \end{aligned}$$

Где a , k – температуропроводности и теплопроводности соответственно; c – теплоемкость; ρ – плотность; индекс «1» относится к пленке, индекс «2» к подложке; T_0 – температура окружающей среды; координата X отсчитывается от передней поверхности пленки.

Для решения (1) в нашем случае необходимо определить плотность мощности поглощенного светового потока в пленке q_1 . Предполагается равномерное распределение q_1 по толщине пленки h , а $q_2(x) = 0$, т.к. пленка непрозрачна [3].

Спектральная интенсивность излучения лампы накаливания с температурой нити накала $T_{\text{л}}$ описывает через функцию Планка $B_{\lambda}(T_{\text{л}})$:

$$I_{p\lambda}(T_{\text{л}}) = \frac{c}{4\pi} B_{\lambda}(T_{\text{л}}) = \frac{2\hbar c}{\lambda^3} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_{\text{л}}}\right) - 1 \right]$$

Где c – скорость света, \hbar – постоянная Планка, λ – длина волны излучения.

Это излучение, попадая на линзу, находящуюся на расстоянии L от источника излучения, фокусируется на поверхность пленки, расположенной на фокусном расстоянии f от линзы. Следовательно, на фокусе спектральная интенсивность излучения лампы накаливания усиливается за счет сжатия (концентрации) световых волн на малой геометрической области. Ее можно определить по следующей формуле

$$I_{\lambda}(T_{\text{л}}) = I_{p\lambda}(T_{\text{л}}) \frac{D(s, \Omega)}{D(s_0, \Omega_0)} \frac{d^4 L - f^4}{d_0^4 L^2 f^2} I_{p\lambda}(T_{\text{л}})$$

Где d , d_0 – соответственно диаметры линзы и светового пятна на фокусе.

С другой стороны, на фокусе световая волна усиливается еще за счет суперпозиции волн и полный поток поглощенной энергии в пленке определяется из выражения

$$q^1 = \int_0^{\infty} (1 - R_{1\lambda}) I_{\lambda}(T_{\lambda}) d\lambda$$

Где $R_{1\lambda}$ – спектр отражательной способности пленки. Если учесть (3), то (4) окончательно принимает вид

$$q^1 = \frac{d^4 L - f^4}{d_0^4 L^2 f^2} \left\{ \sigma T_{\text{л}}^4 - \int_0^{\infty} R_{1\lambda} T_{p\lambda}(T_{\lambda}) d\lambda \right\}$$

$\sigma = 5,67 \times 10^{-12} \text{ Вт см}^{-2}$, R – постоянная Стефана – Больцмана.

Полученное выражение позволяет регулировать плотность мощности поглощенной энергии q^1 в зависимости от температуры нити накала и от геометрии оптической системы.

Спектр от отражения $R_{1\lambda}$, входящий в (3); для ряда металлов имеет минимум на некоторой длине λ^* . В принципе, согласно закону смещения Вина, можно определить значение температуры нити накала, при котором максимум излучения нити накаливания соответствует λ^* . В этих условиях в (5) интеграл становится минимальным и приводит к росту q_1 [1].

Теперь для решения краевой задачи теплопроводности (1) с тепловым источником (4) применим метод преобразования Лапласа по времени. Опуская промежуточные вычисления для лапласовского образа температуры пленки $T_1(s, x)$, в результате получим

$$T_1(x, s) = \frac{q_1}{p_1 c_1 s} [1 - \frac{\exp\left[\sqrt{\frac{s}{a_1}} x\right] + \exp\left[\sqrt{\frac{s}{a_2}} x\right]}{(1 - \nu) \exp\left[-\sqrt{\frac{s}{a_1}} h\right] + (1 + \nu) \exp\left[\sqrt{\frac{s}{a_2}} h\right]} + \frac{T_0}{s}]$$

Где s - параметр преобразования, $\nu_2 = k_2 \sqrt{a}/k_1 \sqrt{a}$.

Рассмотрим случай, когда имеет место $\sqrt{s/a_1} h < 1$ и в (6) при этом условии экспоненциальные члены можно разложить в ряды. Ограничиваясь первыми тремя членами разложения для каждого ряда, для $T_1(x, s)$ получим

$$T_1(x, s) \cong \frac{q_1 \sqrt{a_2}}{k_2 s \sqrt{s} (1 + h \nu \sqrt{s} / \sqrt{a_1})} + \frac{q_1}{k_1 s (1 + h \nu \sqrt{s} / \sqrt{a_1})} \frac{h^2 - x^2}{h^2}$$

Переходя к оригиналам, находим решение поставленной задачи теплопроводности

$$T_1(x, t) = \frac{q_1 \sqrt{a_2 t}}{k_2} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} + \psi F\left(\frac{1}{\psi}\right) \right] + \frac{q_1}{k_1} \frac{x^2 - h^2}{s (1 + h \nu \sqrt{s} / \sqrt{a_1})} F\left(\frac{1}{\psi}\right) + T_0$$

Где $\psi = \rho_1 c_1 h / \rho_2 c_2 \sqrt{a_2 t}$ – представляет собой объемных теплоемкостей пленки и погретого слоя подложки; $F(x) = \exp(x^2) \operatorname{erfc}(x)$ - функция дополнительного интеграла вероятности.

Полученное выражение позволяет определить температуру пленки в любой момент времени в течения импульса воздействия лампы накаливания, а также от теплофизических параметров пленки и подложки.

Нами проводились эксперименты по записи голограмм на ФПН. Температура термохимической фиксации лежит в пределах 100-170°C, при этом интенсивность светового пучка 10-25 Вт/см². зная заранее температуру термохимической фиксации слоя, из выражения (8) найдем плотность мощности q_1 , достаточной оптимальному нагреву ФПН

$$q_1 = \frac{T_1(x, t) - T_0}{\frac{\sqrt{a_2 t}}{k_2} \left[\frac{2}{\sqrt{\pi}} + \psi F\left(\frac{1}{\psi}\right) \right] + \frac{1}{k_2} \frac{x^2 - h^2}{h} F\left(\frac{1}{\psi}\right)}$$

На рис.1 приведена зависимость плотности мощности q_1 лампы накаливания от времени нагрева фотополимеризующего слоя, рассчитанная по формуле (9). исходя из численных данных рисунка 1 и оптических фокусирующих систем излучения, можно выбрать параметры лампы накаливания для термохимической фиксации записанных голограмм в ФПН. Изменяя плотности мощности потока, падающего на поверхность ФПН, фиксировали голограммы с различными диаметрами. На рис.2 приведено радиальное распределение температуры поверхности ФП слоя в процессе нагрева ФПН при различной плотности мощности лампы накаливания. Кривая 1 (рис.2) соответствует плотности мощности лампы 25 Вт/см², а кривая 2 - 10 Вт/см².

Результаты экспериментальных данных по записи голограмм в ФПН при термохимической фиксации излучением лампы накаливания показали, что повышается стабильность записанных голограмм. Это, видимо, обусловлено тем, что обеспечивается равномерность нагрева поверхности ФПН [4,5].

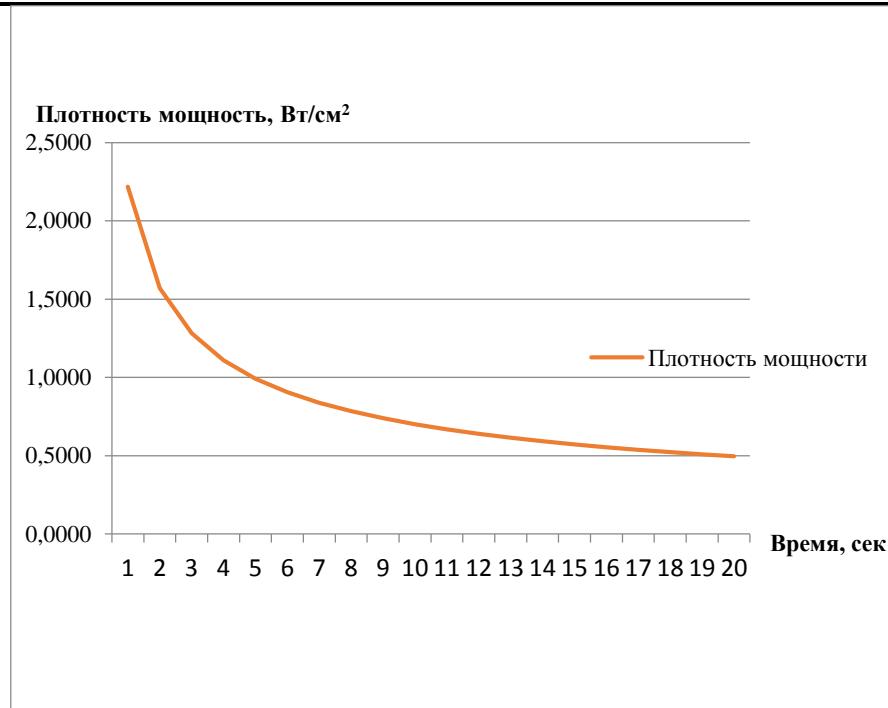


Рисунок 1 – Зависимость плотности мощности лампы накаливания от длительности нагрева ФП слоя HRF-700-20

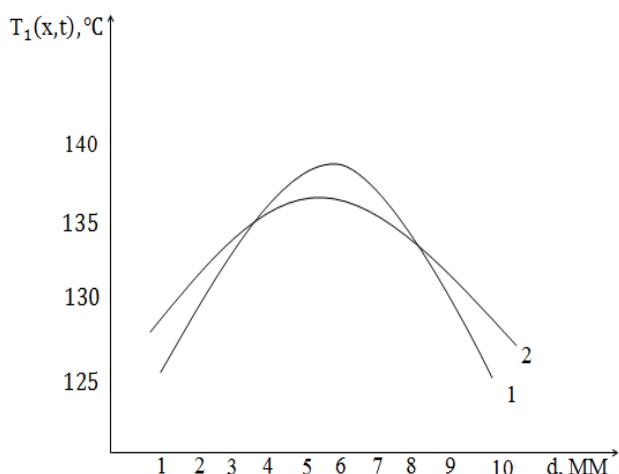


Рисунок 2 – Распределение температуры поверхности ФПН при различных плотностях мощности лампы нагрева: кривая 1- I = Вт/см, кривая 2 – I=10 Вт/см.

Список использованной литературы:

1. Карслу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М: наука, 1964.с.487.
2. Запись голограмм на непрерывно движущийся фототермопластический носитель. Сорока С.И., Ратников С.И. Фундаментальные основы оптической памяти и среды. Рсп.междунед.науч.сб.,1981.Вып.12.с.47-54.
3. Баязитов Р.М., Хайбулин И.Б., Зарипов М.М. Лазерный нагрев тонких пленок на поглощательных подложках//Физика и химия обработки материалов, 1979. №2.с.14-17.
4. К расчету нагрева пленок излучением лазера. Н.Н.Рыкалин., А.А. Ужасов., Н.И.Макаров. Физика и химия обработки материалов, 1971.№2.с.3-8.
5. Нагрев двухпленочной структуры излучением лазера // Григоров Ф.З. Физика и химия обработки материалов, 1977.№4. с.14-22.

© Шамшиев Т. С., 2016