

Сагымбаев А.А., Шамшиев Т.С.

ДИСК ТҮРҮНДӨГҮ ФОТОТЕРМОПЛАСТИКТЕРДИ АЛЫП ЖҮРҮЧҮЛӨРДҮ
ЛАЗЕРДИК ЫСЫТУУДА ТЕОРИЯЛЫК ИЗИЛДӨӨ

Сагымбаев А.А., Шамшиев Т.С.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ ДИСКОВЫХ
ФОТОТЕРМОПЛАСТИЧЕСКИХ НОСИТЕЛЕЙ

A.A. Sagimbaev, T.S. Shamshiev

THEORETICAL RESEARCH ON LASER HEATING OF DISK MEDIA
PHOTOTHERMOPLASTIC

УДК: 728.38:621.397

Макаланын максаты-жазуунун негизинде жаткан кээ бир физикалык процесстердин мүмкүндүү варианттарын тастыктоо. Фототермопластиктерди лазер менен жарыктандыруудагы процесстерди теориялык изилдөө. Кыймылдагы жазылуучу жана локалдык кайра жазуудагы диск түрүндөгү фототермопластиктердеги голограмманын иштелип чыгышы жана ишке ашуусу, колдонушу.

Негизги сөздөр: лазер, свет, голография, изилдөө, жанылануу, процесстер, иштеп чыгуу.

Целью статьи является установление возможных вариантов реализации физических процессов, лежащих в основе записи. Теоретическое исследование процесса проявления ФТПН (при освещении когерентным светом). Разработка, реализации, исследование и применение голографических дисковых накопителей информации на ФТПН с локальной перезаписью и записью на движущейся носитель.

Ключевые слова: лазер, свет, голография, исследование, проявление, процессы, разработка.

The article aims to establish -is possible embodiments of the physical processes underlying the recording basis. Theoretical study of the process of manifestation FTPN (when illuminated with coherent light). Development, implementation, research and application of holographic disk drives information on the local FTPN overwriting and recording on a moving vehicle.

Key words: laser, light, holography, study, display, process, development.

Лазерный луч с постоянной интенсивностью I_0 и поперечным диаметром d непрерывно падает перпендикулярно к поверхности вращающего дискового ФТПН. Тогда Любая фиксированная. ФТПН, проходящая через зону проявления d с угловой скоростью ω , нагревается за время $\tau = d/R\omega$ (где R -радиус точки вращения до точки нагрева ФТПН), а за пределами зоны проявления охлаждается благодаря передаче тепло в окружающую среду. Тогда задачу о нагреве подвижного ФТПН можно свести к задаче о нагреве неподвижного ФТПН излучением конечной длительности τ .

Если характерная скорость носителя изменятся в пределах $v = R\omega = 1 - 20$ см/с а диаметр луча 0,1-1мм, то длительность воздействия лазерного излучения на ФТПН составляет $\tau = 10^{-3} - 10^{-1}$ с. На этом интервале времени для ФТП и металлического слоя для имеющих толщин ~ 1 мкм условие $h \ll \sqrt{\alpha_1 \tau}$ выполняется. Тогда независимо от закона пространственного распределения источников тепла температуру в пленочном слое можно считать постоянной по толщине слоя. При этом мощность q_1 тепловыделение в пленке выражается как

$$q_1 = \frac{I_0 A}{h} H \left[\frac{d}{R\omega} - t \right] \quad (1)$$

а в подложке $q_2 = 0$, т.е. пленка прозрачна для излучения, где A - поглощательная способность пленки, h -толщина пленки, т.е. ФТП + $S_n O_2$ слоев $H(z)$ - функция Хевисайда, остальные теплофизические параметры пленки состоящей из ФТП + $S_n O_2$ слоев, входящие соответствует усредненным параметрам[1.]

Для решения краевой задачи теплопроводности (2,1), с учетом (1), используем преобразование Лапласа по времени. Пропуская промежуточные вычисления, для лапласовского образа температуры пленки получим:

$$T_1(x, p) = \frac{I_0 A (1 - \exp(-pd/R\omega))}{\rho_1 c_1 h p^2} \left[1 - \frac{ch\mu_1 x}{ch\mu_1 + vs h\mu_1} \right] + \frac{T_0}{S} \quad (2)$$

где p – параметры преобразования, $\mu_1 = \sqrt{p/a_1}$, $\nu = k_1 \sqrt{a_2}/k_2 \sqrt{a_1}$.

При любых условиях лазерного нагрева пленок более или менее значительная доля энергии отводится в подложку. Распределение энергии между пленкой и подложкой характеризуется величиной (3)

$$\Phi = \frac{\rho_1 c_1 h}{\rho_2 c_2 \sqrt{a_2 \tau}} = \frac{(\rho c h_0)_{\text{ФТП}} + (\rho c h_1)_{\text{СН}}}{\rho_2 c_2 \sqrt{a_2 \tau}} \quad (3)$$

выражающей отношение объемных теплоемкостей пленки и прогретого слоя подложки. Она определяет темп нагрева пленки и при $\tau \geq 10^{-3}$ с имеет места $\Phi \ll 1$ в изображениях это условие выражается в виде $\Phi = p\nu\mu_1 \ll 1$. учитывая это обстоятельство и условие (1), в (2) проводим разложение гиперболических тригонометрических функции. Тогда образ температуры пленки равен

$$T_1(0, p) \sim \frac{I_0 A \nu (1 - \exp(-pd/R\omega))}{\sqrt{p^3} \rho_1 c_1 \sqrt{a_1}} + \frac{T_0}{S} \quad (4)$$

(4). Переходя от выражения(4) к оригиналам, получим выражение, описывающее значение температуры на поверхности пленки:

$$T_1(0, t) = \frac{2T_0}{k_2} \sqrt{\frac{a_2 d}{\pi R \omega}} \left[\left(\sqrt{\frac{t}{\tau}} \right)_{t \leq \tau} - H(t - \tau) \sqrt{\frac{t - \tau}{\tau}} \right] + T_0 \quad (5)$$

первое слагаемое в квадратной скобке описывает процесс стадии нагрева пленки в зоне проявления, и здесь t изменяется от нуля до τ ; второе слагаемое включается при $t > \tau$, т. е. вне зоны проявления и совместно первым слагаемым при $t = \tau$ описывает процесс остывания пленки. Эта формула устанавливает взаимосвязь между параметрами I_0, ω, T_1 что позволит регулировать режимы проявления ФТПН с учетом теплофизических параметров подложки. При $I_0 = const$ для размягчения ФТП слоя до температуры размягчения $T_p = T_1 - T_0$ необходимо регулировать скорость вращения ω , т.е. длительности воздействия излучения на ФТПН, так, что по мере удаления от оси вращения угловая скорость должна изменяться как R^{-1} . Наоборот, когда $R\omega = const$, можно определить пороговую интенсивность I_p лазерного излучения, необходимую для размягчения материала ФТП слоя, и которая на выходе из зоны проявления, т.е. при $t = \tau$ имеет вид [2.]

$$I_p = \frac{T_p k_2}{2} \sqrt{\frac{\pi R \omega}{d a_2}} \quad (6)$$

Таким образом, формулы (5) и (6) дают возможность изучить различные режимы проявления ФТПН лазерным излучением, когда длительность воздействия $\tau > 10^{-3}$ с.

Однако, когда диаметр луча $d \sim 10^{-4} \div 10^{-2}$ см при тех же значениях скорости вращения, что и выше, время воздействия излучения на ФТПН имеет порядок $10^{-6} < \tau \leq 10^{-9}$. На этом интервале времени в металлическом слое температура также будет одинакова по ее толщине начиная уже с $t \sim 10^{-7} \div 10^{-9}$ с, а в ФТП слое температура будет заметно неравномерной. Следовательно, для описания этого случая возникает необходимость учета пространственного распределения тепловых источников в пленке. Если поглощение излучения в пленке подчиняется закону Буггера-Ламберта, то распределение тепловых источников по тощине пленки имеет вид

$$q_1(x) = \frac{I_0 A \alpha}{1 - \exp(-\alpha h)} H \left[\frac{d}{\omega R} - t \right] \quad (7)$$

где

$$\alpha = \alpha_{\Phi TP} H[h_{\Phi TP} - x] + \alpha_{S_{\kappa O_2}} H[x - h_{\Phi TP}] \quad (8)$$

$$\alpha h = \alpha_{\Phi TP} h_{\Phi TP} + \alpha_{S_{\kappa O_2}} h_{S_{\kappa O_2}} \quad (9)$$

Решая краевую задачу теплопроводности (9), с учетом (7), так же, как и выше, находим лапласовский образ температуры пленки:

$$T_1(x, p) = \frac{I_0 \alpha A}{k_1 (1 - \exp(-ah))} \frac{(1 - \exp(-pd/R\omega))}{p(\mu_1^2 - \alpha^2)} \left\{ (\exp(-\alpha x) - \exp(-ah)) - \frac{\alpha_1}{\mu_1} [v(ch\mu_1 h - \exp(-ah)) + sh\mu_1 h - sh\mu_1 x] \frac{ch\mu_1 x}{ch\mu_1 h + vsh\mu_1 h} \right\} + \frac{T_0}{S} \quad (10)$$

В случае выполнения условия (1) и (10) получим

$$T_1(x, p) \approx \frac{I_0 \alpha A}{k_1 (1 - \exp(-ah))} \frac{(1 - \exp(-pd/R\omega))}{p(\mu_1^2 - \alpha^2)} \left\{ (\exp(-\alpha x) - \exp(-ah)) - \left[\frac{\alpha}{\mu_1} v (-\exp(-ah)) + \alpha c - v h \mu \right] \right\} + \frac{T_0}{S} \quad (11)$$

Оригинал этого выражения имеет вид

$$T_1(x, t) = \frac{I_0 A}{\alpha k_1} \left\{ f \left(\left(\sqrt{\frac{t}{T}} \right)_{t \leq \tau} \right) - f \left(\frac{t - \tau}{\tau} \right) H(t - \tau) \right\} + T_0 \quad (12)$$

где $f(s) = \varphi(x) ((\exp(\xi^2 s^2 - 1) + \beta v \xi^2 s^2 \operatorname{erf}(\xi s) + 2v \frac{\xi s}{\sqrt{\pi}})$

$$\varphi(x) = \alpha h v^2 + \frac{(\exp(-\alpha x) - \exp(-ah)) - \alpha(h - x)}{1 - \exp(-ah)}$$

$$\beta = \alpha h \frac{\alpha h + (\exp(-ah))}{1 - \exp(-ah)}$$

$$\xi = \alpha \sqrt{\frac{a_1 d}{R\omega}} - s$$

рассмотрим случаи:

а) слабопоглощающая пленка, $\xi \ll 1$ или $\alpha \ll \sqrt{\frac{R\omega}{a_1 d}}$

при $t = \tau$ из (12) получим

$$T_1(t = \tau) = \frac{I_0 A}{\alpha k_1} (\alpha h v)^2 \frac{R\omega}{a_1 d} + T_0 \quad (13)$$

$$T_1(t = \tau) = \frac{I_0 A}{\alpha k_1} (\alpha h v)^2 \frac{R\omega}{a_1 d} + T_0$$

В этом случае температура пленки изменяется в зависимости от времени пребывания в зоне проявления как $d/R\omega$,

б) сильно поглощающая пленка, $\xi \gg 1$ или $\alpha \gg \sqrt{\frac{R\omega}{a_1 d}}$

$$T_1(t = \tau) = \frac{I_0 A}{k_1} (ah\nu)^2 \exp\left(\frac{\alpha_1 d}{R\omega}\right) \quad (14)$$

Температура пленки как видно из этого выражения, растет по экспоненциальному закону в зависимости от $d/R\omega$ [3.].

Если $\tau \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ с, то приближение тонкой пленки не работает, т.е. $h \sim a\tau$. В этом случае имеем точное решение, которое легко получить из (11). Однако, оно слишком громоздкое и получается в виде бесконечного ряда. Мы его рассматривать не будем.

Когда $\tau \leq 10^{-6}$ с, т.е. когда $h > \sqrt{\alpha_1 \tau}$. Из (11) при $t = \tau = \sqrt{(d/R\omega)}$ получим

$$T_1(x, \tau) = \frac{I_0 \alpha A (1 - \exp(-\alpha x)) d}{\rho_1 c_1 R \omega} \quad (15)$$

В этом случае роль теплопроводности незначительно, и температура определяется непосредственным проникновением света в материал. Это обстоятельство может стать существенным в наносекундной области проявления. Если лазерный луч сфокусировать с диаметром порядка микрона и вращать диск с большой угловой скоростью, то из (15) можно определить интенсивность (или Мощность) лазерного излучения, необходимую для размягчения поверхности ФТП слоя для проявления записи,

Полученные выше формулы (12-15), позволят при $R\omega = const$, определить пороговую мощность с интенсивность I_p лазерного излучения, необходимую для нагрева фототермопластического слоя до температуры размягчения.

Литература:

1. Акаев А.А., Майоров С.А. Когерентные оптические вычислительные машины. Л. : Машиностроение. 1977. С.440.
2. Гуревич С.Б., Очин Е.Ф. Состояние и перспективы развития систем обработки изображений. // В сб.: Оптическая и цифровая обработка изображений. Л. : Наука. 1988.С.5-18.
3. Микаэлян А.Л. Состояние и перспективы развития систем оптической памяти. //Р Радиотехника и электротехника. 1989. Т.34.№4. С.673-694.

Рецензент: к.т.н., доцент Курманбек уулу Талант