

Джаманкызов Н.К.

ЧАСТОТНО-ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ ТЕПЛООВОГО ПОЛЯ ПРИ ФОТОТЕРМИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

N.K. Djamankyzov

TRANSFER-FREQUENCY FUNCTION OF THE HEAT LAYER AT PHOTOMETRIC RECORDING OF OPTICAL INFORMATION

УДК: 535.39.399.

Решение уравнения теплопроводности регистрирующего слоя находящегося под действием модулированного лазерного излучения определяет частотно-передаточную функцию теплового поля, соответствующую структуре записываемой оптической информации.

Transfer-frequency function of the heat layer corresponding to the structure of the recording optical information is defined by the solution of the heat conduction equation for the recording layer which is under the influence of the modulated laser radiation.

Введение.

Фототермическая запись осуществляется путем изменения оптических показателей среды модулированным тепловым полем, сформированным пространственно и во времени модулированным световым полем. Механизм изменения оптических параметров за счет действия модулированного теплового поля может быть различным [1,2]. Один из них связан с расширением среды под действием тепла и соответственно изменением её плотности. Изменение плотности среды приводит к изменению ее показателя преломления n . В этом случае имеет место следующая схема: тепловое воздействие пространственно-модулированного света создает простран-

венно-модулированное температурное поле. Ему соответствует пространственное распределение плотностей среды, а последнему соответствует распределение показателей преломления, которые можно использовать для модуляции постороннего светового пучка.

Теоретическое исследование фототермической записи через решения уравнения теплопроводности ранее рассмотрено нами в работе [3]. В настоящей работе приводится вариант более общего решения уравнения теплопроводности под действием модулированного светового поля.

Основные характеристики фототермической записи

Передача высоких пространственных частот является одним из важнейших требований голографических сред. Определение пространственно-частотных характеристик и оптимизация их подбором условий эксплуатации является необходимым условием использования таких сред.

В фототермической записи имеются следующие звенья, которые влияют на пространственно-частотные характеристики рис.1.

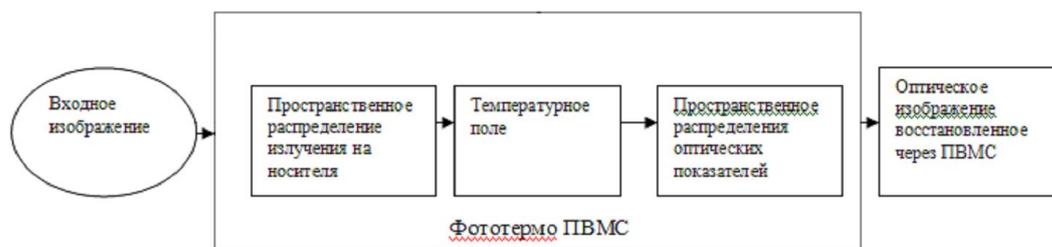


Рис.1. Звенья системы с фототермической записи.

Результирующие пространственно - частотные характеристики определяются положением характеристик каждого звена. Каждое последующее звено может в лучшем случае передать без помех ту пространственную информацию, которая вводится последующим звеном; иногда может преднамеренно искажать её с целью компенсации тех искажений передачи пространственной информации, которая вводится последующим звеном. Разные звенья по-разному влияют на формирование общей оптической передаточной функции.

Так, преобразование пространственного распределения излучения в температурное поле практически не сказывается на пространственных характеристиках температурного поля в момент его возникновения, и лишь контраст может оказаться различным в зависимости от эффективности его преобразования. Наибольшее влияние на общую оптическую передаточную функцию имеет временное изменение распределения температур - температурного поля, так как наличие теплопроводности и соответствующее стремление со временем к выравниванию температур ведет к уменьшению контраста и ухудшению

пространственно - частотных характеристик этого поля. Этот процесс зависит от используемого материала, его толщины, наличия подложки, скорости передачи тепла и других внутренних и внешних параметров. Звено, в котором развивается температурное поле, является самым мобильным и решающим образом сказывается на формировании оптической передаточной функции.

Следующее звено - преобразование температурного поля в поле распределения оптических параметров. Характер этого преобразования зависит от вызывающего его механизма процесса. В случае, если таким механизмом является температурная зависимость показателя преломления, по своей природе линейная и не имеющая временных задержек, то очевидно, пространственно - частотная характеристика оптических показателей в этом случае повторит такую же характеристику температурного поля. В этом случае общая оптическая передаточная функция носителя будет отличаться от пространственно - частотной характеристики температурного поля только на постоянную величину.

В случае, если оптические показатели изменяются скачком при определенной температуре, пространственно - частотные характеристики оптических показателей может отличаться от соответствующей характеристики температурного поля появлением гармоник, которые будут искажать передачу более высоких частот.

Во всех случаях исходной для расчета оптической передаточной функции является характеристика температурного поля, которую надо определить, имея исходные данные для расчета. Как правило, записывающая среда представляет собой некую слоистую диэлектрико-полупроводниковую структуру, которая образуется из слоя регистрирующего соединения, заключенного между двумя прозрачными диэлектрическими покрытиями, одно из которых является подложкой, а другое термоизолирующей пленкой (или вакуум). При взаимодействии двух импульсных когерентных пучков света под определенным углом создается интерференционная картина распределения интенсивности на поверхности $z=0$. В результате поглощения света в слое наводится соответствующее температурное поле в виде некоей тепловой решетки. При достижении определенной амплитуды температурного поля происходит регистрация периодической структуры излучения посредством соответствующего изменения оптических параметров. Основным элементом регистрирующей среды является полупроводниковый слой, который служит одновременно преобразователем входной информации и регистрирующей ее средой при фототермическом способе записи. Существует ряд полупроводниковых материалов, в которых действие импульса тепла определенной величины приводит к обратимым или необратимым изменениям оптических параметров.

Частотно - передаточные функции температурных полей в однослойной регистрирующей среде.

В случае фототермической записи передаточная функция регистрирующего слоя как носителя оптической информации представляет собой передаточную функцию сложного процесса преобразования входного сигнала. Входной сигнал - это поток света, который, частично отражаясь от поверхности структуры, поглощается регистрирующим слоем и с некоторыми потерями преобразуется в тепло. От кинетики и величины нагрева зависит изменение оптических параметров структуры, а следовательно, и вид считываемого изображения. Учитывая то обстоятельство, что исследуются материалы только в области температур до размягчения или плавления, в первом приближении будем считать, что теплофизические параметры не зависят от температуры. Будем решать линейную задачу теплопроводности, ее фундаментальное решение и будет представлять собой искомую частотно-передаточную функцию (ЧПФ). В зависимости от соотношения толщины регистрирующего слоя и глубины поглощения (a - коэффициент поглощения), а также о соотношения и длины диффузии $L = \sqrt{\alpha \tau_0}$ (a - температуропроводность регистрирующего слоя, τ_0 - длительность лазерного импульса) регистрирующей слой следует рассматривать как однослойную при $d > d > L$ двухслойную при $d \leq d \leq L$. Термоизолирующий слой в расчетах учитывается через граничные условия. В нашем случае будем искать фундаментальное решение уравнения теплопроводности для однослойной регистрирующей среды.

Пусть на поверхность регистрирующего материала, совпадающего с плоскостью (x,y) , падает в направлении оси z поток лазерного излучения, представляющий собой совокупность полос интенсивности, ориентированных по координате x . Поэтому наведенное им температурное поле $T(y,z,t)$ образует тепловую решетку с определенной глубиной модуляции.

Границу $z=0$ будем считать термоизолированной

$$\frac{\partial T}{\partial z}(y, 0, t) = 0 \quad (1)$$

а поглощающий регистрирующий слой - достаточно толстым, чтобы влиянием подложки можно было пренебречь т.е.

$$T(y, d, t) = 0 \quad (2)$$

Так как под $T(y, d, t)$ понимаем наведенную величину температурного поля, то начальным условием будет

$$T(y, d, 0) = 0 \quad (3)$$

распределение температурного поля $T(y,z,t)$ в регистрирующем слое найдем, решая уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{a}{\gamma} A(y, z, t), \quad (4)$$

при условиях (1-3).

Функция источника тепла $A(y, z, t)$ имеет следующий вид:

$$A(y, z, t) = (1-R)\alpha I_0 f_1(y) f_2(z) f_3(t) \quad (5)$$

здесь a - температуропроводность, g – теплопроводность регистрирующего слоя, а функция f_1 – описывает распределение интенсивности лазерного излучения в пространстве и во времени с максимальными значениями интенсивности I_0 , R – коэффициент отражения.

Функция $f_3(t)$ выражает характер воздействующего лазерного излучения и учитывает влияние конкретной формы на кинетику нагрева регистрирующего слоя. Распределение интенсивности интерферирующего поля задается функцией $f_3(y)$. Функция учитывает характер поглощения лазерного излучения с постоянным коэффициентом поглощения в рассматриваемом интервале температур.

Решаем уравнение (5) операторным методом Фурье и Лапласа относительно координаты Z , тогда

$$\frac{\partial^2 T(k, z, p)}{\partial z^2} - \left(k^2 + \frac{p}{a}\right) T(k, z, p) = A_0 F_1(k) f_2(z) f_3(p) \quad (6)$$

где - образы Фурье и Лапласа для функции соответственно; k, p - соответствующие переменные.

Общее решение будет как общее решение однородного уравнения плюс частное решение неоднородного

$$T(k, z, p) = C_1 e^{\lambda z} + C_2 e^{-\lambda z} + T_{cp}(k, z, p) \quad (7)$$

где частное решение определяется из соотношения

$$T_{cp}(k, z, p) = F_1(k) F_3(p) u(k, z, p) \quad (8)$$

здесь

$$u(k, z, p) = \frac{A_0}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F_2(q) e^{-iqz}}{q^2 + k^2 + \frac{p}{a}} dq \quad (9)$$

где q - вторая переменная Фурье, соответствующая z . Определяя постоянные интегрирования через граничные условия, для (7) имеем

$$T(k, z, p) = A_0 F_1(k) K_1(k, z, p) \quad (10)$$

где

$$K_1(k, z, p) = F_3(p) K_0(k, z, p) \quad (11)$$

Здесь

$$K_0(k, z, p) = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial u(k, z, p)}{\partial z} \Big|_{z=0} e^{-\lambda z} + u(k, z, p) \quad (12)$$

Функция по определению является частотно-передаточной функцией пространственных частот k , определяемая как,

$$K_1(k, z, t) = \int_0^{\infty} K_1(k, z, p) e^{pt} dt \quad (13)$$

или с учетом (11)

$$K_1(k, z, t) = \int_0^{\infty} F_3(p) K_0(k, z, p) e^{pt} dp = \int_0^t f_3(t-\tau) K_0(k, z, \tau) d\tau$$

В случае тонкой пленки с толщиной d , $K_0(k, z, p)$ имеет вид

$$K_0(k, z, p) = u(z) - u(d) e^{-kz} \quad (14a)$$

Общее выражение температуры регистрирующего слоя имеет вид:

$$T(y, z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int F_1(k) K_1(k, z, t) e^{-iky} dk \quad (15)$$

Здесь $K_0(k, z, p)$ - образ Лапласа функции $K_0(k, z, t)$, показывающий частотно-пространственное распределение температурного поля, вызванного мгновенным источником тепла. Функция определяется теплофизическим параметром регистрирующего слоя и является основной фундаментальной частотно-передаточной характеристикой. Здесь диапазон и амплитуда передаваемых пространственных частот зависят от времени наблюдения, а следовательно, и от временной формы лазерного импульса. Зная и временную форму лазерного импульса методом их свертки можно найти $K_1(k, z, t)$. Знание последнего позволяет определить передачу пространственных частот температурного поля с учетом реального импульса лазерного излучения. Будем считать, что на поверхность $z=0$ регистрирующего слоя падает импульсный поток лазерного излучения со следующим распределением интенсивности по оси y .

$$f_1(y) = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} (1 + m_k \cos ky) \quad (16)$$

где m_k - глубина модуляции k -й интерференционной гармоники. Тогда распределения температуры в регистрирующем слое (15) будет представлено в виде.

$$T(y, z, t) = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} [K_1(0, z, t) + m_k K_1(k, z, t) \cos ky] \quad (17)$$

Созданное интерференционной картиной соответствующее гармоническое распределение температурного поля в слое регистрирующей среды можно характеризовать коэффициентом глубины модуляции, который определяются так:

$$M(k, z, t) = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} \quad (18)$$

для гармонического распределения температурного поля имеем

$$M(k, z, t) = M_k \frac{K_1(k, z, t)}{K_1(0, z, t)} \quad (19)$$

и следовательно,

$$T(y, z, t) = \frac{1}{2} \sum_{k=0}^{\infty} K_1(0, z, t) [1 + M(k, z, t) \cos ky] \quad (20)$$

Контраст температурного поля будет выражаться так:

$$T_{\max} - T_{\min} = M_k K_1(k, z, t)$$

$$K_1(o, z, t) = \lim_{k \rightarrow 0} K_1(k, z, t) \quad (21)$$

Он выражает величину температурного поля равномерно освещенной поверхности слоя.

Функция предоставляет модуляционную передаточную функцию (МПФ), по которой можно определить предельную разрешающую способность и диапазон пространственных частот в любой момент наблюдения t . Следовательно, для оценки пригодности того или иного материала в качестве записывающей среды необходимо иметь по крайней мере аналитическое выражение для соответствующих аппроксимаций временных форм, записывающих информацию импульсов. Из аналитических выражений можно оценить влияние вариации оптических тепло-

физических параметров на эксплуатационные характеристики записывающей среды.

В заключение отметим, что развитая здесь теория позволяет определить частотно - передаточные функции теплового поля в самом общем случае, когда $A(y, z, t)$ задается в неявном виде. Полученные формулы являются универсальными, что предоставляет возможность оценки структурометрических свойств регистрирующего материала при различных случаях задаваемого явного вида функции

Литература:

1. Шварц К.К. физики оптической записи в диэлектриках и полупроводниках. Рига; 1986г
2. Гуревич С.Б., Константинов В.Б., Соколов В.К., Черных Д.Ф. С 232. Передача и обработка информации голографическими методами. М., сов. радио. 1978. с.304.
3. Джаманкызов Н.К., Пецкус А.М., Гуревич С.Б., Жумалиев К.М. Влияние процессов записи на информационные характеристики записывающих голограмм. Москва, 2004г.

Рецензент: д.тех.н., академик НАН КР Жумалиев К.М.