

С ростом  $p$  продольный радиус корреляции увеличивается (лепестки диаграммы рассеяния удлиняются) и в дальней зоне ( $p \gg 1$ ) он, очевидно, равен бесконечности, так как фазовые соотношения для заданного направления не зависят в этом случае от расстояния до точки наблюдения. Фотография, представленная на рис. 2, иллюстрирует изменение продольной корреляции (длины лепестков индикатрисы рассеяния) при изменении расстояния до рассеивающей поверхности.

При получении фотографии фотопластина располагалась под углом около  $1^\circ$  к плоскости падения. Размер освещенной области на рассеивающей поверхности (диураль) был порядка  $10^{-3}$  см. Условие (6) в этом эксперименте выполняется на расстояниях порядка и больше 1 см. Следует отметить, что фотография рис. 2 иллюстрирует зависимость от расстояния до рассеивающей поверхности как продольной, так и поперечной корреляции.

В заключение авторы выражают признательность И. П. Мазанько за полезные обсуждения и интерес, проявленный к работе, а также Е. П. Кузнецову за оказанную помощь.

### Литература

- [1] С. М. Рытов. Введение в статистическую радиофизику. Изд. «Наука», М., 1966.
- [2] Ю. А. Кравцов, И. М. Фукс, А. Б. Шмелев. Изв. вузов, радиофизика, 1971.
- [3] С. М. Козел, Г. Р. Локшин. Опт. и спектр., 31, 476, 1971.
- [4] R. Vesckman, A. Spizzichina. The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces. Pergamon Press, New York, 1963.
- [5] Г. С. Горелик. Колебания и волны. Физматгиз, 1959.

Поступило в Редакцию 29 марта 1971 г.

УДК 621.317.794

## ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ РЕГИСТРАТОРОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ РЕЖИМАХ ЗАСВЕТКИ

Е. А. Подпалый и В. А. Фабриков

Особенностью тонкопленочных (в частности, магнитных [1-7]) регистраторов оптического излучения, работающих на тепловом принципе действия, является существенная зависимость их чувствительности от длительности регистрируемого импульса. Эта зависимость исключается лишь при адиабатическом режиме засветки, реализуемом при длительностях импульса излучения, много меньших времени релаксации температурного поля пленки [8]. В реальных условиях регистрации быстропротекающих процессов, однако, условия адиабатического режима засветки могут не выполняться. Поэтому представляет интерес оценка чувствительности тонкопленочных регистраторов при произвольной длительности регистрируемых импульсов излучения. Чувствительность определяется наклоном энергетической характеристики пленки  $\Delta T(E)$  (локальное повышение температуры  $\Delta T$  в зависимости от плотности энергии засветки  $E$ ) в ее начальном участке. Задача заключается в том, чтобы рассчитать эту характеристику.

Вычисление  $\Delta T$  будем проводить для следующей расчетной модели: размеры элемента записываемого изображения велики по сравнению с толщиной  $h$  пленки, что позволяет пренебречь процессами диффузии тепла в плоскости пленки; коэффициент температуропроводности пленки равен соответствующему коэффициенту  $a_2^2$  материала подложки; источники тепла  $f(z, t)$  распределены равномерно по толщине пленки — этим условием компенсируется некоторое завышение теплового сопротивления пленки в направлении нормали  $z$  к ее плоскости, связанное с предыдущим допущением. При расчете пренебрежем процессом теплообмена пленки с окружающей средой в соответствии с результатами исследования, проведенного в работе [8]. Толщину подложки, намного превышающую толщину пленки, для простоты расчета будем полагать бесконечной. Изменение температуры в различных слоях подложки с течением времени  $\Delta T(z, t)$  удовлетворяет уравнению теплопроводности

$$\frac{\partial \Delta T}{\partial t} - a_2^2 \frac{\partial^2 \Delta T}{\partial z^2} = \frac{1}{c_1 \gamma_1} f(z, t), \quad (1)$$

граничному условию

$$\frac{\partial}{\partial z} \Delta T(z=0, t) = 0 \quad (2)$$

и начальному условию

$$\Delta T(z, t=0) = 0, \quad (3)$$

где  $c_1, \gamma_1$  — удельная теплоемкость и плотность материала подложки. Решение будем искать методом функций Грина. Функция Грина для уравнения (1), удовлетворяющая условиям (2) и (3), имеет вид [9]

$$G(z, z'; t-t') = \frac{\exp\left[-\frac{(z-z')^2}{4a_2^2(t-t')}\right] + \exp\left[-\frac{(z+z')^2}{4a_2^2(t-t')}\right]}{2a_2\sqrt{\pi(t-t')}}}, \quad (4)$$

откуда с учетом предположения о равномерности распределения источников тепла по толщине пленки получаем

$$\Delta T(z=0, t) = \frac{1}{hc_1\gamma_1} \int_0^t dt' f(t') \operatorname{erf}\left(\frac{h}{2a_2\sqrt{t-t'}}\right), \quad (5)$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du. \quad (6)$$

Форму импульса излучения засветки во времени будем аппроксимировать прямоугольным распределением

$$f(t) = \begin{cases} w(1-R) & 0 \leq t \leq \tau_u \\ 0 & t > \tau_u \end{cases} \quad (7)$$

где  $w$  — поверхностная плотность мощности излучения засветки,  $\tau_u$  — длительность импульса засветки и  $R$  — коэффициент отражения пленки на длине волны регистрируемого излучения. Максимум температуры в этом случае будет иметь место в момент времени  $t = \tau_u$ . Подставляя выражение (7) в соотношение (5) и проводя соответствующее интегрирование, получим

$$\Delta T(\tau_u) = \frac{E(1-R)}{hc_1\gamma_1} F\left(\frac{T_1}{\tau_u}\right), \quad (8)$$

где

$$E = w\tau_u, \quad (9)$$

$$F(x) = \operatorname{erf}(\sqrt{x}) - 2x[1 - \operatorname{erf}(\sqrt{x})] + \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{x}e^{-x} \quad (10)$$

и  $T_1 = h^2/4a_2^2$ . Параметр  $T_1$  соответствует времени диффузии тепла в глубь подложки. В случае адиабатического режима засветки ( $\tau_u \ll T_1$ )  $F(x) \simeq 1$  и

$$\Delta T_{\text{ад.}}(\tau_u) = \frac{E(1-R)}{hc_1\gamma_1}. \quad (11)$$

Зависимость чувствительности пленки при тепловом методе записи на нее оптического изображения от длительности импульса засветки описываются, таким образом, выражением

$$\eta = \frac{E_{\text{пор.}}}{E_{\text{ад.}}} = F^{-1}\left(\frac{T_1}{\tau_u}\right). \quad (12)$$

Кривые, вычисленные по формуле (12) для тонкой ферромагнитной пленки состава 83% Ni и 17% Fe толщиной 1 и 2 мкм, приведены на рисунке (кривые 1 и 2 соответственно). Снижение максимальной температуры пленки с увеличением длительности импульса засветки (при той же энергии засветки) описывается обратным соотношением

$$\frac{\Delta T(\tau_u)}{\Delta T_{\text{ад.}}(\tau_u)} = F\left(\frac{T_1}{\tau_u}\right), \quad (13)$$

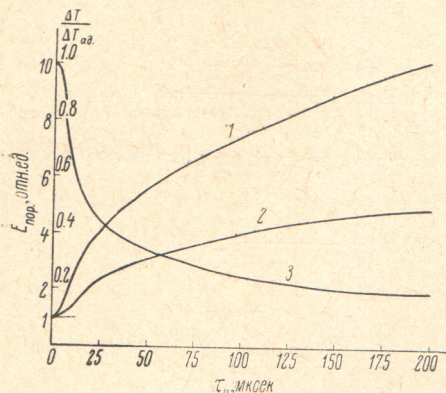
сразу же получаемым из выражений (8) и (11). Соответствующая кривая (кривая 3) для пленки толщиной 2 мкм представлена на рисунке.

При больших длительностях импульса засветки асимптотическое разложение функции  $F(x)$  при малых  $x$  приводит к простому соотношению

$$\frac{\Delta T(\tau_u)}{\Delta T_{\text{ад.}}(\tau_u)} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T_1}{\tau_u}}, \quad (14)$$

описывающему снижение чувствительности тонкопленочных регистраторов с увеличением длительности импульса засветки для значений  $\tau_u$ , много больших времени диффузии тепла в глубину подложки  $T_1$ .

Запись оптического изображения на металлические (ферромагнитные) пленки производят обычно импульсами излучения лазера, работающего в режиме модулиро-



Зависимость чувствительности тонкопленочных регистраторов от длительности импульса регистрируемого оптического излучения.

1 и 2 — пороговая плотность энергии  $E_{пор}$  излучения засветки для регистратора на основе ферромагнитной пленки состава 83% Ni и 17% Fe толщиной 1 и 2 мкм соответственно. 3 — температура нагрева  $\Delta T$  пленки, отнесенная к температуре  $\Delta T_{ад}$  пленки при адиабатическом режиме засветки при постоянной энергии засветки для пленки толщиной 2 мкм.

ванной добротности ( $\tau_u = 20 \div 30$  нсек.). В соответствии с приведенным выше расчетом при использовании для записи импульсов излучения лазера работающего в режиме свободной генерации ( $\tau_u = 200$  мксек.), чувствительность пленки снижается в 5  $\div$  10 раз. Энергия излучения в импульсе, однако, в этом последнем случае на порядок больше, чем при работе лазера в режиме свободной генерации. Поэтому, несмотря на снижение чувствительности, такие импульсы с большой эффективностью можно использовать для записи крупноструктурных изображений на пленки толщиной 1 мкм и меньше. Экспериментальная проверка подтверждает этот вывод.

#### Литература

- [1] D. Chen, J. F. Ready, E. Bernal. Laser Focus, 4, 18, 1968.
- [2] J. F. Chang, J. F. Dillon, U. F. Gianola. J. Appl. Phys., 36, 1110, 1965.
- [3] D. Treves, R. P. Hunt, B. Dickey. J. Appl. Phys., 40, 972, 1969.
- [4] H. J. Kump, R. T. Chang. IBM J., 10, 255, 1966.
- [5] В. М. Гинзбург, Л. М. Ключин, В. А. Фабриков. Сб. «Физика магнитных пленок. Матер. междунар. симп.», 289. Иркутск, 1968.
- [6] И. А. Паньшин, Е. А. Подпалый, В. А. Фабриков. Физматгиз, 29, 439, 1970.
- [7] Л. М. Ключин, В. А. Фабриков, А. В. Хромов. Письма в ЖЭТФ, 8, 406, 1968.
- [8] Л. М. Ключин, В. А. Фабриков, А. В. Хромов. Опт. и спектр., 27, 369, 1969.
- [9] М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат. Методы теории функций комплексного переменного. 463. Физматгиз, М., 1958.

Поступило в Редакцию 4 мая 1971 г.

УДК 621.373 : 535.06

### ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ДОПЛЕРОВСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ СКОРОСТИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ—ПЕРО

Ю. Г. Василенко, В. В. Донцова,  
Ю. Н. Дубнищев и В. П. Коронкевич

В целях бесконтактного измерения составляющих вектора локальной скорости движущихся объектов могут успешно применяться лазерные доплеровские измерители скорости (ЛДИС) с интерферометром Фабри—Перо. Такие устройства позволяют определить знак измеряемой проекции скорости и особенно эффективны при измерении высоких скоростей. В ЛДИС с интерферометром Фабри—Перо в качестве источника излучения может использоваться лазер в режиме фазовой синхронизации мод [1], при этом требуется согласование мод лазера и интерферометра. В работе [2] сообща-