

В. В. КАПАЕВ

(Москва)

РАСЧЕТ ПРОЦЕССА ЗАПИСИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ГОЛОГРАММ В ПЛЕНКАХ ДВУОКСИ ВАНАДИЯ

Метод нестационарных (динамических) голограмм обеспечивает эффективное исследование голографических характеристик двуокиси ванадия [1, 2]. Кроме того, как указывалось в [2], самодифракция лазерного излучения на им же созданных оптических неоднородностях в пленке VO_2 может быть использована для определения степени когерентности импульсных лазеров. Это побудило нас для принятой нами ранее модели [3] теоретически исследовать процесс записи нестационарных голограмм на пленках двуокиси ванадия в предположении разогревного механизма фотоиндуцированного фазового перехода в данном веществе, подобно тому, как это было проделано в предыдущей работе [3] для режима записи с последующим хранением (стационарные голограммы).

Динамический режим реализуется, если температура окружающей среды G соответствует области ниже температуры окончания обратного хода на петле гистерезиса физических свойств пленки. В этом случае для расчета температурного поля и последующего вычисления дифракционной эффективности η необходимо по возможности наиболее полно учитывать особенности фазового перехода в двуокиси ванадия. Учет неполных петель гистерезиса приводит к зависимости коэффициента отражения R и теплоемкости в данной точке на стадии остывания от максимальной температуры, достигнутой в этой точке, на стадии нагревания. Отметим, что в [3] значение G было выбрано равным T_0 — температуре начала прямого хода на петле гистерезиса, и поэтому теплоемкость в данной точке однозначно определялась температурой и знаком производной температуры по времени \dot{T} (т. е. тем, повышается или понижается температура в данной точке).

Как и в работе [3], будем считать, что функция распределения температуры фазового перехода в микроучастках имеет прямоугольную форму («ширина» перехода δT), а величина температурного гистерезиса ΔT одинакова для всех микроучастков. При $G < T_0 - \Delta T$ теплоемкость пленки можно записать в следующем виде:

$$c(T, \dot{T}, T_{\max}) = c_0 + (\lambda/\delta T) [\theta(T - T_1) - \theta(T - T_2)], \quad (1)$$

где

$$T_1 = T_0 - \Delta T [1 - \theta(\dot{T})];$$

$$T_2 = \theta(\dot{T}) [T_0 + \delta T] + [1 - \theta(\dot{T})] [\min(T_{\max}, T_0 + \delta T) - \Delta T];$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0; \\ 0 & \text{при } x < 0; \end{cases}$$

T_{\max} — максимальная температура в данной точке, достигнутая на стадии нагревания.

При записи простейшей голограммы температурное поле в пленке определяется из уравнения

$$c(T, \dot{T}, T_{\max}) \frac{\partial T}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - a(T - G) + \frac{F_0}{2\tau_{0,5}} \theta(-t + 2\tau_{0,5}) \left(1 - \cos \frac{\pi t}{\tau_{0,5}}\right) \left(1 + \cos \frac{2\pi x}{d}\right) \quad (2)$$

со следующими начальными и граничными условиями:

$$T(x, 0) = G; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=d} = 0. \quad (3)$$

Уравнение (2) решалось численно методом конечных разностей. Дополнительное усложнение расчетной схемы по сравнению со схемой, использованной в [3], связано с необходимостью вычисления значения T_{\max} , соответствующего усложнения при вычислении теплоемкости по формуле (1) и учета неполных петель гистерезиса при расчете $R(x)$.

По найденному из (2) температурному полю определялось распределение коэффициента отражения в пленке $R(x)$ и далее, в полной аналогии с работой [3], вычислялись интенсивности дифрагированного на пленке света при считывании на отражение и пропускание (соответствующие формулы приведены в работе [3]).

Значения постоянных, входящих в уравнение (2), а также значения оптических характеристик и толщин пленок двуокиси ванадия были взяты при расчете такими же, как и в [3]. Температура окружающей среды G была выбрана равной 20°C , что соответст-

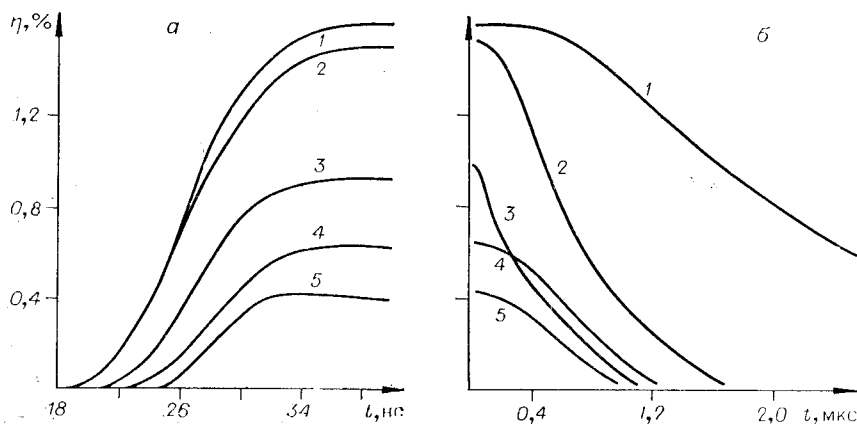


Рис. 1. Изменение дифракционной эффективности во времени: а — во время действия импульса записи; б — после окончания импульса записи. Величина ν для кривых 1—5 равна 1, 250, 1000, 1500 и 2000 1/мм соответственно.

вует экспериментальной ситуации, исследованной в [1, 2]. Характер изменения дифракционной эффективности со временем при считывании на пропускание иллюстрирует рис. 1, а (во время действия импульса лазера записи $t \leq 2\tau_{0,5}$) и рис. 1, б (после окончания импульса записи). Характер зависимости $\eta(t)$ при считывании на отражение аналогичен кривым на рис. 1. Абсолютное же значение η примерно на порядок меньше. Параметр a для всех кривых рис. 1 равен 10^6 Вт/(см² · град), $F_0 = 200$ Дж/см². Как видно из рис. 1, в зависимости $\eta(t)$ можно выделить три области.

При $0 < t < t_1$ значение η равно нулю (стадия задержки). Эта стадия соответствует тому, что максимальная температура в пленке (при $x=0$) остается ниже температуры начала прямого хода на петле гистерезиса T_0 , и поэтому вариации температуры в пленке, обусловленные поглощением световой энергии, не вызывают изменения оптических характеристик материала. Величина времени задержки t_1 зависит от энергии в импульсе записи и, как видно из рис. 1, а, от пространственной частоты ν записываемой голограммы. Последнее свидетельствует о том, что диффузия тепла вдоль пленки VO₂ существенна уже на ранних стадиях процесса при достаточно больших значениях ν .

При $t_1 < t < t_2$ наблюдается рост дифракционной эффективности η , и при $t = t_2$ величина η достигает максимума. Для малых энергий в импульсе записи F_0 значение t_2 совпадает со временем окончания импульса записи $t_n = 2\tau_{0,5}$. Для достаточно больших энергий ($F_0 \geq 300$ Дж/см²) $t_2 < t_n$. Уменьшение величины η при этом для $t_2 < t < t_n$ объясняется тем, что объем участков пленки, переключившихся в металлическое состояние, начинает превышать объем полупроводниковых участков. Максимальное значение η_{\max} для $F_0 \geq 300$ Дж/см² соответствует тому, что объем полупроводниковой фазы двуокиси ванадия становится равным объему металлической фазы. Величина η_{\max} при этом — порядка двух процентов при считывании на пропускание.

После окончания действия импульса записи пленка свободно остывает до температуры окружающей среды T_0 . Характер изменения дифракционной эффективности при этом определяется соотношением скоростей диффузии тепла вдоль пленки и в подложку и наличием неполных петель гистерезиса оптических свойств в двуокиси ванадия. Определим время релаксации τ как время уменьшения дифракционной эффективности в e раз по сравнению с максимальным значением η_{\max} , достигнутым во время действия импульса записи. На рис. 2 представлены кривые зависимости τ от величины пространственной частоты голограммы $\nu = 1/d$ для различных энергий в импульсе записи F_0 . Характер зависимости $\tau(\nu)$ существенно определяется величиной F_0 . При малых и больших F_0 зависимость $\tau(\nu)$ при больших пространственных частотах близка к обратно квадратичной (кривые 1 и б на рис. 2). При промежуточных значениях F_0 вид зависимости $\tau(\nu)$ усложняется. В некотором диапазоне по F_0 наблюдаются кривые с минимумом (кривые 2—4 на рис. 2). Если время спада дифракционной эффективности определялось бы наиболее быстрым процессом в системе, как это предполагалось в [1], то зависимость $\tau(\nu)$ имела бы вид кривых типа 1, б на рис. 2 для всех значений F_0 . Учет же неполных петель гистерезиса приводит к тому, что величина τ при больших пространственных частотах, когда наиболее быстрым процессом является диффузия тепла вдоль пленки, определяется скоростью диффузии тепла в подложку (в нашем описании — величиной параметра a в уравнении (2)), т. е. наиболее медленным процессом для достаточно широкого диапазона F_0 .

Величина параметра a обуславливается материалом подложки, геометрией и условиями теплообмена всей системы с окружающей средой и в реальных условиях эксперимента может меняться в достаточно широких пределах. На рис. 3 представлены кривые зависимости времени спада дифракционной эффективности от величины a для

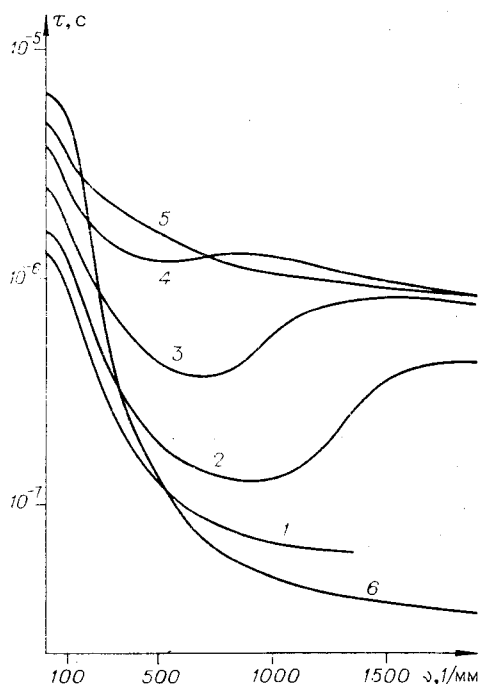


Рис. 2. Зависимость времени спада дифракционной эффективности (τ) от пространственной частоты голограммы (ν) для $a = 10^6$ Вт/(см³·град) и значений F_0 (Дж/см³): 1 — 130; 2 — 150; 3 — 200; 4 — 250; 5 — 300; 6 — 400.

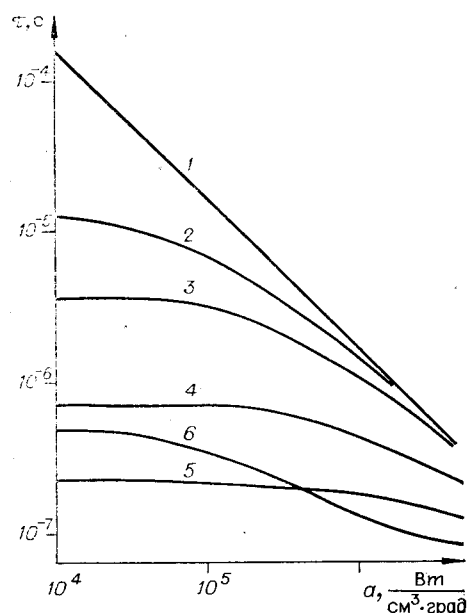


Рис. 3. Зависимость времени спада дифракционной эффективности (τ) от коэффициента теплообмена пленки с окружающей средой (a) для $F_0 = 150$ Дж/см³ и значений ν (1/мм):

1 — 1, 2 — 50, 3 — 100, 4 — 250, 5 — 500, 6 — 1000.

разных значений ν и для $F_0 = 150$ Дж/см³. При малых ν (линия 1 на рис. 3) величина τ обратно пропорциональна a , как и в случае времени остывания широкой полосы, рассмотренного в [4]. Это свидетельствует о том, что при таких значениях ν диффузия тепла вдоль пленки несущественна во всем выбранном нами диапазоне изменения a . Для кривых 2—6 время спада при малых a почти не зависит от a . Величина τ при этом определяется скоростью диффузии тепла вдоль пленки. С ростом a эффективность теплообмена пленки с подложкой увеличивается, и при достижении некоторого значения $a = a_{кр}$ теплообмен пленки с подложкой становится эффективнее теплообмена из-за диффузии тепла вдоль пленки. Величина $a_{кр}$ растет с ростом пространственной частоты ν записываемой голограммы. Прямая линия 1 является асимптотой для кривых 2—6 при больших ν . Кривые на рис. 3 удобны для сравнения результатов расчета с экспериментальными данными. Из сопоставления экспериментальных значений времени спада дифракционной эффективности при малых пространственных частотах с расчетной зависимостью $\tau(a)$ (кривая 1) можно определить параметр a для конкретных условий эксперимента. Затем уже для найденного значения a можно рассчитать величину τ для произвольных пространственных частот.

Автор выражает благодарность Л. С. Медниковой за помощь в проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Roach W. R. Holographic storage in VO₂.— Appl. Phys. Lett., 1971, vol. 19, N 11, p. 453.
2. Валиев К. А., Мокеров В. Г., Петрова А. Г., Раков А. В., Закотеева И. М. Динамические голограммы на пленках двуокиси ванадия.— Письма в ЖТФ, 1978, т. 2, вып. 24, с. 1119.
3. Капаев В. В., Тимеров Р. Х. Расчет голографических характеристик запоминающей среды на основе пленок двуокиси ванадия.— Автометрия, 1978, № 2, с. 17.
4. Капаев В. В., Тимеров Р. Х. Динамика теплового переключения в среде с фазовым переходом диэлектрик — металл.— Микроэлектроника, 1976, т. 5, вып. 4, с. 338.

Поступило в редакцию 19 июня 1978 г.