

В. В. КАПАЕВ, Р. Х. ТИМЕРОВ

(Москва)

РАСЧЕТ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАПОМИНАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК ДВУОКИСИ ВАНАДИЯ

В литературе имеются сообщения об использовании пленок двуокиси ванадия в качестве материала для записи и хранения голографической информации [1, 2]. Возможность записи обусловлена наличием резкого изменения оптических свойств VO_2 при фазовом переходе диэлектрик — металл (ФПДМ), а хранение — явлением температурного гистерезиса, характерного для фазовых переходов первого рода. Кодирование информации осуществляется путем модуляции интенсивности входного сигнала по поверхности регистрирующей среды. Принято считать, что соответствующее пространственно-неоднородное переключение диэлектрик — металл обязано локальному разогреву пленки за счет поглощенной в ней энергии записываемого сигнала.

По окончании импульса записи соотношение между переключенными (металлическими) и непереключенными (диэлектрическими) участками, очевидно, меняется из-за перераспределения тепла в пленке при остывании ее до единой температуры $T_{\text{хр}}$, совпадающей с температурой термостата θ (в режиме хранения температура термостата θ выставляется внутри петли гистерезиса (рис. 1, а)).

Ниже на примере пленок VO_2 будет показано, что переходные процессы на стадии остывания играют решающую роль при количественном расчете голографических характеристик (дифракционной эффективности, разрешающей способности и т. д.) регистрирующей среды на основе материала с ФПДМ.

Практически такой расчет сводится к вычислению нестационарного температурного поля $T(x, t)$ в среде с фазовым переходом и последующему вычислению голографических характеристик на основе соответствующей зависимости оптических характеристик пленки от температуры.

Главной особенностью ФПДМ в пленках VO_2 , определяющей дифракционные характеристики регистрирующей среды на их основе, является, наряду с растянутостью перехода, наличие неполных петель гистерезиса в температурной зависимости физических характеристик. Это обеспечивает воспроизведение полутоновых изображений [3].

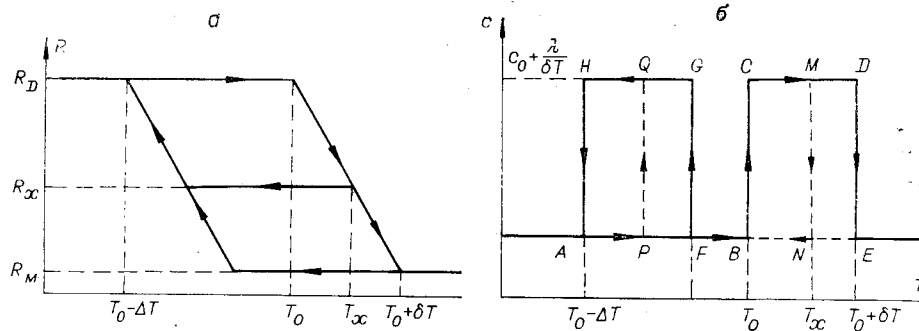


Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения и теплоемкости пленки VO_2 от температуры при прямоугольной форме функции распределения температур перехода в микрочастицах.

Будем считать вслед за [4], что растянутость фазового перехода в пленке VO_2 обязана наличию в ней микроучастков, переход в каждом из которых резкий, но температура перехода случайным образом меняется от участка к участку. Размеры микроучастков и расстояния между ними достаточно малы, так что пленку в области перехода можно характеризовать локальными теплофизическими и оптическими постоянными. Подобная гетерофазность пленки в области перехода объясняет и наличие неполных петель гистерезиса физических свойств.

Для планарной конструкции запоминающей среды, описанной в предыдущей работе [5], уравнение для определения средней по толщине пленки температуры $T(x, t)$ имеет вид (x — координата вдоль поверхности пленки)

$$\{c_0 + \lambda \rho(T, \dot{T})\} \frac{\partial T}{\partial t} = k_0 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - a(T - \theta) + \varphi(t) \left(1 + \cos \frac{2\pi x}{d}\right) \quad (1)$$

с соответствующими начальными и граничными условиями

$$T(x, 0) = \theta; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=d} = 0. \quad (2)$$

В уравнении (1) λ — скрытая теплота фазового перехода, $\rho(T, \dot{T})$ — функция распределения температуры фазового перехода в микроучастках, a — коэффициент теплообмена пленки с подложкой. Последний член в правой части выражения (1) представляет собой модельный объемный источник тепла при записи простейшей голограммы, т. е. интерференционной картины двух плоских пучков; $\varphi(t)$ — функция, описывающая временную форму импульса лазера. В (1) мы не учитывали изменения коэффициента поглощения в VO_2 при ФПДМ, что оправдано при длине волны лазерного излучения, меньшей 0,6 мкм [6].

Для коротких (порядка десятков наносекунд) импульсов лазера функцию $\varphi(t)$ можно представить в виде [7]

$$\varphi(t) = (F_0/2\tau_{0,5}) [1 - \cos(\pi t/\tau_{0,5})], \quad (3)$$

где F_0 — энергия в импульсе, поглощенная единицей объема пленки; $\tau_{0,5}$ — длительность импульса по полуширине.

Учет гистерезиса и неполных петель приводит к тому, что функция $\rho(T, \dot{T})$ (а вместе с ней и теплоемкость системы) зависит не только от T , как в [5], но и от знака производной температуры по времени (учет гистерезиса), а при остывании также и от максимального значения температуры T_{\max} , достигнутой в данной точке, если $T_{\max} < T_0 + \delta T$ (см. рис. 1, а) (учет неполных петель гистерезиса). Зависимость коэффициента отражения и теплоемкости пленки от температуры в простейшем приближении, когда величина температурного гистерезиса ΔT одинакова для всех микроучастков, а функция $\rho(T, \dot{T})$ соответствует равномерному распределению температуры фазового перехода в микроучастках на температурном интервале $(T_0, T_0 + \delta T)$, представлена на рис. 1, б. При нагревании ($\dot{T} > 0$) теплоемкость меняется в соответствии с линией $ABCDE$, при охлаждении ($\dot{T} < 0$) — в соответствии с линией $ENBFGHA$. Если максимальная температура в данной точке при нагревании равна T_x ($T_x < T_0 + \delta T$), то при остывании теплоемкость следует линии $MNBPRQHA$, коэффициент же отражения при этом вплоть до температуры, соответствующей точке P , будет постоянным и равным R_x (неполная петля гистерезиса). Значение функции $\rho(T, \dot{T})$, вообще говоря, зависит от всей предыстории системы. На практике, однако, перезапись оптической информации включает стадию обнуления используемого участка запоминающей среды, когда пленка приводится в диэлектрическое состояние при $T = \theta$. Поэтому ниже прослеживается эволюция тем-

пературного поля в пленке при записи голограмм одиночными импульсами, причем начальным состоянием пленки является диэлектрическое состояние.

В целях максимального использования контраста при ФПДМ для записи информации необходимо выбирать пленки с $\delta T \ll \Delta T$. Температуру термостата θ в этом случае следует зафиксировать в начале прямого хода петли гистерезиса, т. е. $\theta = T_0$ (см. рис. 1, а).

Таким образом, для установления голографических характеристик среды на основе пленок VO_2 необходимо численно решить нелинейное уравнение теплопроводности (1) с граничными условиями (2), а затем, используя зависимость коэффициента отражения от температуры (см. рис. 1, а), вычислить распределение $R(x, t)$ в каждый момент времени. Квадраты фурье-компонент амплитудного коэффициента отражения определяют экспериментально измеряемые интенсивности дифрагированного на записанном изображении света при считывании голограмм на отражение. Интенсивность в первом порядке дифракции есть дифракционная эффективность голограммы η .

При считывании на пропускание голограммы, записанные на пленках VO_2 , имеют в основном фазовый характер, так как изменение пропускания при ФПДМ мало по сравнению с изменением коэффициента преломления [2]. Интенсивность дифрагированного на пленке света в этом случае определяется из формулы

$$I_t/I = \frac{4}{d^2} \text{tr} \left\{ \left[\int_0^{d/2} dx \cos \frac{2\pi h}{\lambda_0} n(x) \cos \frac{2\pi x k}{d} \right]^2 + \left[\int_0^{d/2} dx \sin \frac{2\pi h}{\lambda_0} n(x) \cos \frac{2\pi x k}{d} \right]^2 \right\}, \quad (4)$$

где tr — пропускание пленки, h — ее толщина, λ_0 — длина волны, I — интенсивность падающего света, $n(x)$ — распределение коэффициента преломления пленки VO_2 . Величина $n(x)$ связана с $R(x)$ следующей формулой:

$$n(x) = (1 + R(x)) / (1 - R(x)). \quad (5)$$

При выводе формулы (5) мы пренебрегли коэффициентом поглощения.

Для численного решения уравнения (1) был использован метод конечных разностей [8]. Применялась неявная нелинейная схема аппроксимации уравнения (1). Для решения получающейся при этом системы нелинейных уравнений был применен итерационный метод. На каждой итерации решение находилось методом прогонки. На каждом шаге по времени вычислялся профиль $R(x)$ и интенсивности в трех первых порядках дифракции для амплитудной (при считывании на отражение) и фазовой (при считывании на пропускание) голограмм.

При расчете были взяты значения постоянных $c_0 = 3,3$ Дж/см³·град, $\lambda = 219$ Дж/см³, $k_0 = 0,06$ Вт/см·град [9] и типичные значения $T_0 = 65^\circ\text{C}$, $\Delta T = \delta T = 5^\circ\text{C}$, $h = 1,4 \cdot 10^{-5}$ см, $R_D = 0,236$, $R_M = 0,126$ при $\lambda_0 = 6,3 \cdot 10^{-5}$ см, $\tau_{0,5} = 20$ нс, $\text{tr} \approx 20\%$. Полученные зависимости дифракционной эффективности для амплитудной и фазовой голограмм имеют одинаковый характер изменения со временем, численные же значения η для амплитудных голограмм примерно на порядок меньше, чем для фазовых голограмм при тех же значениях F_0 , a и d . Во время действия импульса засветки величина η нарастает от нуля до максимального значения η_{max} , затем за счет перераспределения тепла в пленке η падает, выходя за некоторое время τ на постоянное значение, соответствующее режиму хранения. Величины η_{max} и τ зависят от периода записываемой голограммы d , энергии в импульсе записи F_0 и параметра a .

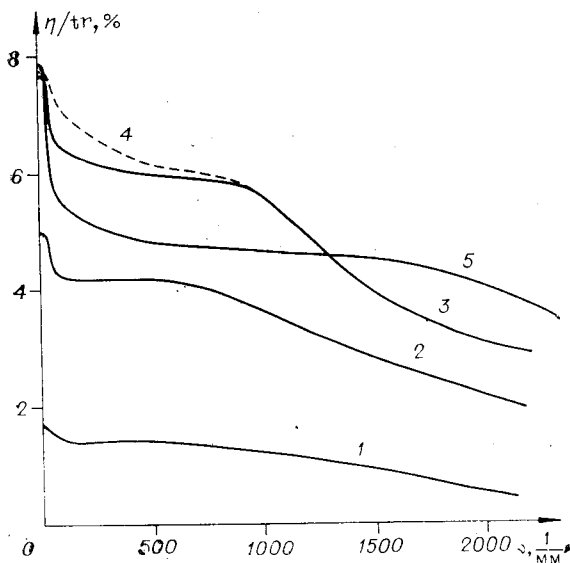


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности голограмм на пленках VO₂ от пространственной частоты для значений F₀ (Дж/см³): 1—60; 2—100; 3, 4—125; 5—150. (Параметр *a* для кривых 1—3, 5 равен 10⁵ Дж/см³·град, для кривой 4—10⁶ Дж/см³·град.)

Одна из основных голографических характеристик материала — кривая зависимости дифракционной эффективности от пространственной частоты записываемого объекта $\nu=1/d$. На рис. 2 представлены подобные зависимости для фазовой голограммы в режиме хранения. Общий ход зависимости $\eta(\nu)$ для амплитудной голограммы при выбранных нами параметрах аналогичен кривым на рис. 2. Из рисунка видно, что при малых значениях пространственных частот ν величина η резко падает с ростом ν при всех выбранных значениях F₀. Для средних частот величина дифракционной эффективности практически постоянна, и при высоких ν уменьшение η с ростом ν вновь становится быстрым. Идеальным с точки зрения записи голограмм является плоский участок зависимости $\eta(\nu)$. Как видно из сравнения кривых 1—3, 5 на рис. 2, интервал значений ν , в котором η слабо зависит от ν , увеличивается с ростом величины F₀. Кривые 3, 4 соответствуют одному и тому же значению F₀, но разным условиям теплообмена пленки с подложкой (для кривой 3 величина $a=10^5$ Дж/см³·град, а для 4— $a=10^6$ Дж/см³·град). Из сравнения кривых 3, 4 видно, что при больших значениях ν ($\nu > 1000$ 1/мм) условия теплообмена не влияют на вид функции $\eta(\nu)$. При $\nu < 1000$ 1/мм величина η увеличивается с ростом интенсивности теплообмена, кроме того, увеличение a приводит к уменьшению интервала по ν , в котором величина η слабо зависит от ν .

На рис. 3 приведены зависимости величины дифракционной эффективности в режиме хранения η от энергии в импульсе записи F₀ для различных значений ν (кривые на рис. 3 соответствуют фазовым голограммам). Характерной особенностью зависимостей рис. 3 является наличие максимума при некотором значении F₀^{max}, определяемом величиной ν . При изменении ν от 1 до 3000 1/мм значение F₀^{max} изменяется от 130 до 160 Дж/см³. Уменьшение η при F₀ > F₀^{max} обусловлено перераспределением тепла

на рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности от энергии в импульсе засветки для $a=10^5$ Вт/см³·град и значений пространственной частоты ν , 1/мм: 1—1; 2—50; 3—100; 4—1000; 5—2000; 6—3000.

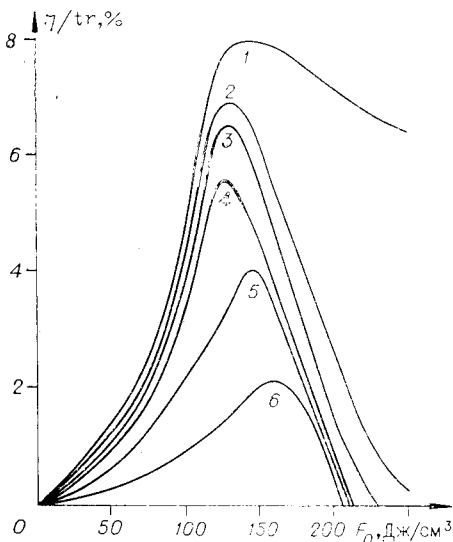


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности от энергии в импульсе засветки для $a=10^5$ Вт/см³·град и значений пространственной частоты ν , 1/мм: 1—1; 2—50; 3—100; 4—1000; 5—2000; 6—3000.

в пленке после окончания импульса записи. При этом вследствие диффузии тепла вдоль пленки максимальная температура в необлученных участках ($x=d/2$) растет и, следовательно, контраст между облученными и необлученными участками пленки падает, дифракционная эффективность уменьшается. Обращение η в нуль при некотором значении F_0 означает, что в этом случае перераспределение тепла приводит к тому, что максимальная температура в точке $x=d/2$ становится выше $T_0+\delta T$.

Как отмечалось нами ранее [5], пороговый характер записи оптической информации в пленках VO_2 приводит к искажению записываемого сигнала при перегреве некоторых участков пленки выше температуры $T_0+\delta T$ (см. рис. 1, а). Кроме того, возможны дополнительные искажения при перераспределении тепла на стадии остывания из-за наличия неполных петель гистерезиса. На рис. 4 представлены зависимости коэффициента отражения в режиме хранения от координаты при записи синусоидального сигнала. Плато кривых $R(x)$ в районе $x=0$ и $x=d$ объясняется перегревом этих участков выше $T_0+\delta T$. Плато же в районе $x=d/2$ для кривой 2 ($\nu=2500$ 1/мм) на рис. 4 объясняется перераспределением тепла при остывании. При низких пространственных частотах, когда в процессе установления записываемого изображения диффузия тепла вдоль пленки незначительна, плато для $R(x)$ в районе $x=d/2$ не образуется (см. кривую 1 на рис. 4).

Экспериментально зависимости оптических характеристик от координаты получить довольно трудно. О зависимости $R(x)$ можно судить по соотношению интенсивностей дифрагированного света в нескольких первых порядках дифракции для амплитудной голограммы.

Рассмотрим соотношение интенсивностей дифрагированного света для кривых 1 и 2 на рис. 4. Для кривой 1 интенсивность дифракции в третьем порядке меньше, чем во втором; для кривой 2 — наоборот. Подобные соотношения свидетельствуют о том, что кривая 2 гораздо менее плавная (ближе к прямоугольной форме), чем кривая 1. По измерениям интенсивности дифракции в достаточно высоких порядках из сравнения их соотношений с расчетными можно восстановить форму зависимости $R(x)$.

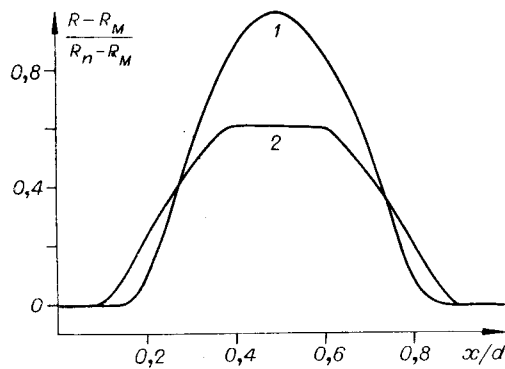


Рис. 4. Распределение коэффициента отражения R пленки VO_2 в режиме хранения при записи синусоидального сигнала для $a=10^5$ Вт/см³·град $F_0=150$ Дж/см³ и ν (1/мм):
1 — 1; 2 — 2500.

ЛИТЕРАТУРА

1. Roach W. R. Holographic storage in VO_2 .— "Appl. Phys. Lett.", 1971, vol. 19, N 11, p. 453.
2. Валиев К. А., Закотеева И. М., Мокеров В. Г., Петрова А. Г., Раков А. В. Голографическая память на пленках двуокиси ванадия.— «ДАН», 1975, т. 222, № 3, с. 587.
3. Бегишев А. Р., Мокеров В. Г., Раков А. В., Рябинин И. В. Гистерезис температурной зависимости коэффициента пропускания света в тонких слоях VO_2 при фазовом переходе полупроводник — металл.— «Микроэлектроника», 1975, т. 4, вып. 4, с. 370.
4. Гербштейн Ю. М., Смирнова Т. В., Терехов Е. М., Чудновский Ф. А. Особенности оптических свойств пленок VO_2 вблизи фазового перехода полупроводник — металл.— «ФТТ», 1976, т. 18, вып. 2, с. 503.
5. Капаев В. В., Тимеров Р. Х. Динамика теплового переключения в среде с фазовым переходом диэлектрик — металл.— «Микроэлектроника», 1976, т. 5, вып. 4, с. 338.

6. Мокеров В. Г., Сарайкин В. В. Изменение оптических свойств двуокиси ванадия при фазовом переходе полупроводник — металл. — «ФТТ», 1976, т. 18, вып. 7, с. 1801.
7. Волькенштейн А. А., Кувалдин Э. В. Фотоэлектрическая импульсная фотометрия. Л., «Машиностроение», 1975.
8. Тихонов А. А., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М., «Наука», 1972.
9. Berglund G. N., Guggenheim H. J. Electronic properties of VO_2 near the semiconductor-metal transition. — "Phys. Rev.", 1969, vol. 185, N 3, p. 1022.

Поступила в редакцию 25 января 1977 г.;
окончательный вариант — 12 июля 1977 г.

УДК 621.378.9

В. В. ВАСИЛЬЕВ, В. Г. ПАНЬКИН,
В. П. ПОПОВ, Г. М. ЦЕЙТЛИН

(Новосибирск)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ СВОЙСТВ СИСТЕМЫ $\text{Si}-\text{SiO}_2-\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$

В настоящее время в электронной промышленности разработаны и выпускаются весьма совершенные кремниевые полупроводниковые приборы, в которых в качестве диэлектрических покрытий используются пленки из двуокиси, оксинитрида и нитрида кремния. Волноводы, полученные из оксинитрида и нитрида кремния, обладают малыми потерями света ($< 0,4$ дБ/см) [1]. Задачи микроэлектроники стимулируют исследование по созданию различных элементов и конструкций интегральной оптики в системе $\text{Si}-\text{SiO}_2-\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ [2, 3].

Одной из важных задач при создании элементов интегральной оптики является анализ и выбор оптимальных условий для получения высококачественных тонкопленочных волноводов. В настоящее время для системы $\text{Si}-\text{SiO}_2-\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ по этому вопросу в литературе имеется мало сведений [1, 2]. Анализ влияния толщины буферного слоя двуокиси кремния на величину потерь света в волноводе проводился без учета поглощения в подложке [3]. Такой анализ для металлических подложек с отрицательной действительной частью диэлектрической проницаемости выполнен в работе [4].

Цель настоящей работы — расчет распространения света в плоских волноводах с буферным слоем и поглощающей подложкой, сравнение с экспериментальными результатами и исследование волноводных свойств системы $\text{Si}-\text{SiO}_2-\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$.

Для расчета четырехслойной системы (рис. 1) с поглощающей подложкой использовалась картина зигзагообразного распространения света в волноводе, которая, как показано в [5], точна при учете проникновения электромагнитной волны в окружающие среды на некоторую эффективную глубину. Методика расчета полностью соответствует работе [6], в которой не учитывалось поглощение в подложке. Предполагалось, что было выполнено условие $n_3 > n_1 > n_2 \geq n_0$. Получены

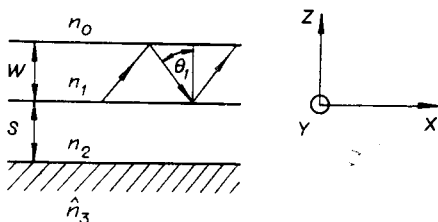


Рис. 1. Схема волноводной структуры:
 n_0, n_1, n_2 — показатели преломления окружающей среды, ξ — волновода; буферного слоя соответственно; W и S — толщина волновода и буферного слоя соответственно; $\hat{n}_3 = n_3 + i\chi_3$ — комплексный показатель преломления подложки (n_3 — показатель преломления, χ_3 — коэффициент поглощения); θ — угол падения света на границы волновода.