

ладает. Таким образом, применяя метод зеркального отображения, можно значительно увеличить ДЭ при малых экспозициях, превратив однослойную голограмму в двухслойную. Важно отметить, что этот метод дает возможность получать двухслойные голограммы, используя серийно выпускаемые однослойные голографические фотопластинки.

ВЫВОДЫ

Проведенное исследование голограмм, записанных на тонких пространственно разделенных светочувствительных слоях, показало, что такие структуры обладают высокой спектрально-угловой селективностью, а их ДЭ приближается к ДЭ объемных голограмм. Однако использование голограмм с числом слоев более четырех нецелесообразно, так как повышение ДЭ будет компенсироваться возрастающим поглощением и многократными отражениями слоев. Необходимая спектрально-угловая селективность может быть получена выбором определенных расстояний между фотослоями и (или) угла между опорной и объектной волнами для трех- и четырехслойных голограмм. Следует отметить, что предложенное управление отличается от известных способов изменения угловой селективности у объемных голограмм.

Многослойные голограммы дают возможность получать высокую ДЭ при небольших экспозициях. Иными словами, они могут работать более эффективно в области с низкими шумами. Высокая ДЭ, а также ее зависимость от различных параметров схем записи и восстановления делают перспективной разработку многослойных голограмм с целью использования их в качестве оптических элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Озолс А. О. Дифракционная эффективность тонких амплитудно-фазовых голограмм // *Опт. и спектр.*— 1977.— Т. 42, № 1.
2. Shankoff T. A. Phase holograms in dichromated gelatin // *Appl. Opt.*— 1968.— V. 7, N 10.— P. 2101—2105.
3. Зельдович Б. Я., Яковлева Т. В. Теория двухслойной голограммы // *Квантовая электрон.*— 1984.— Т. 11, № 3.
4. Зельдович Б. Я., Мировицкий Д. И., Ростовцева Н. В., Серов О. Б. Особенности двухслойных фазовых голограмм // *Квантовая электрон.*— 1984.— Т. 11, № 3.
5. Ростовцева Н. В., Серов О. Б., Мировицкий Д. И. и др. Теоретическое и экспериментальное исследование фазовой двухслойной голограммы // *Труды НИКФИ.*— 1982.— Вып. 110.
6. Мировицкий Д. И., Будагян И. Ф., Белов С. Н. К теории неоднородных голографических сред // *Проблемы голографии.*— М.: МИРЭА, 1976, вып. 7.
7. Kogelnic H. Coupled wave theory of thick hologram gratings // *Bell. Syst. Techn. J.*— 1969.— V. 48, N 9.— P. 2909—2947.
8. Кольер Р., Беркхарт К., Линн Л. *Оптическая голография.*— М.: Мир, 1973.

Поступила в редакцию 8 июля 1985 г.

УДК 535.241.13 : 537.228

О. А. ГУДАЕВ, В. А. ГУСЕВ, С. И. ДЕМЕНКО

(Новосибирск)

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ МОДУЛЯТОРОВ СВЕТА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ СИЛЛЕНИТОВ

Пространственно-временные модуляторы света типа ПРОМ просты и технологичны в изготовлении, надежны в эксплуатации, обладают чувствительностью $\sim 0,5-2,5 \cdot 10^{-6}$ Дж/см² ($\lambda_{\text{зап}} = 0,4-0,5$ мкм), хорошим разрешением $\sim 15-200$ 1/мм, контрастом в считываемом изображении —

до 10 000/1 [1, 2]. Большой разброс значений разрешающей способности (РС) связан с выбором способа ее определения. При записи оптических микр РС определяется наиболее правильно, если в качестве критерия использовать значение нормированного контраста m , соответствующего уровню видности человеческого глаза (0,05), и составляет $\sim 15-40$ 1/мм [3, 4]. При визуальном наблюдении дифракции света на записываемых голограммах значения РС явно завышены, так как можно наблюдать дифракционную эффективность $\eta \sim 10^{-5} - 10^{-6}$. В [5] показано, что для $m \leq 0,1$ выполняется условие $\eta \approx m^2/16$, т. е. уровню видности соответствует $\eta = 1,56 \cdot 10^{-4}$. Разброс значений чувствительности также обуславливается выбором способа ее определения. В [6] предлагается определять чувствительность как величину экспозиции, необходимую для получения требуемых параметров. В наших экспериментах таким параметром было значение $m = 0,05$.

В данной работе приведены результаты исследований физических процессов, происходящих при записи, считывании и стирании информации в ПВМС на основе силленитов; выполнен расчет частотно-контрастных характеристик приборов типа ПРОМ; показана необходимость учета вклада отрицательного заряда в модуляцию электрического поля для объяснения работы ПВМС.

Модель записи-считывания. Запись оптической информации в ПВМС на основе силленитов осуществляют сине-зеленым светом ($0,4 < \lambda < 0,54$ мкм). Из экспериментальных данных по термостимулированной люминесценции, проводимости и деполаризации, исследованию фотопроводимости [7-9] выявлено, что свет с такой длиной волны возбуждает носители заряда (электроны) с центров $E < 3,0$ эВ в зону проводимости; электроны, дрейфуя во внешнем электрическом поле и диффундируя, захватываются на центры с $E_T = 1,2 - 0,56$ эВ (при $T = 300$ К). При этом положительный заряд ($N_{d\omega}^+$) обусловлен ионизацией центров с $E = 3,0 - 2,3$ эВ, а отрицательный — электронами, захваченными на ловушках с $E_T = 1,2 - 0,56$ эВ. Так, при записи информации образуется объемная система зарядов (рис. 1). Согласно данным, полученным при изучении кинетики ИК-гашения фотопроводимости (рис. 2) и фоторазрушения записанных изображений [9, 10], выявлено, что электроны при записи информации локализируются в объеме кристалла на трех группах уровней (эВ): $E_T = 1,2 - 0,9$; $E_T = 0,85 - 0,72$; $E_T = 0,62 - 0,56$. Последние две группы уровней имеют небольшую концентрацию [7-9], легко опустошаются термически и отвечают за «быструю» память. Красный свет ($\lambda = 0,63$ мкм) при считывании возбуждает электроны со всех уровней с $E_T = 1,2 - 0,56$ эВ в зону проводимости. Носители дрейфуют в поле пространственного заряда и нейтрализуют его, захватываясь глубокими центрами с $E = 3,0 - 2,3$ эВ. Так, при считывании красным светом

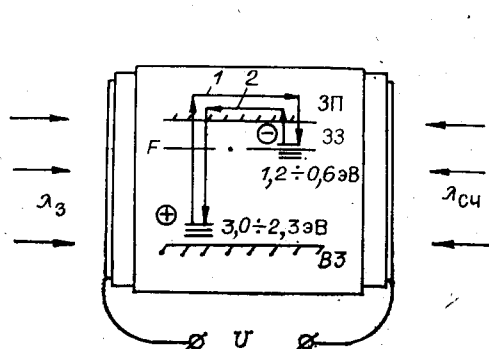


Рис. 1. Схема физических процессов при записи 1 и считывании 2 в ПВМС на основе силленитов

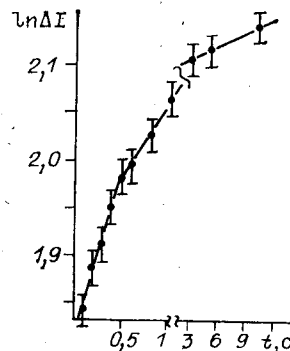


Рис. 2. Зависимость кинетики ИК-гашения фотопроводимости в $Bi_{12}GeO_{20}$:

$$\lambda_{\text{ИКС}} = 0,63 \text{ мкм}, I_{\text{ЭКС}} = 8 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см}^2, \lambda_{\text{рег}} = 0,45 \text{ мкм} (\Delta I = I_{\text{НЭКС}} - I_{\text{ЭКС}})$$

происходит разрушение записанных изображений (см. рис. 1). При стирании белым светом осуществляется не только опустошение центров с $E_T = 1,2 - 0,56$ эВ, но и ионизация глубоких с $E < 3,0$ эВ, в результате в кристалле существуют некоторое количество ионизированных центров (положительный заряд $N_{d_0}^+$) и локализованные на ловушках электроны (отрицательный заряд), равномерно распределенные по объему и не участвующие в модуляции. Согласно [11] модулирующие свойства приборов определяются положительным зарядом (величинами подставки $N_{d_0}^+$ и модулированной части $N_{d_0}^+$). При увеличении $N_{d_0}^+$ существенно снижается модуляция заряда, напротив, уменьшение подставки должно приводить к возрастанию полезной модуляции и улучшению характеристик прибора. Результаты экспериментов [8, 12] показывают, что облучение кристаллов красным и ИК-излучением перед записью изображения способствует опустошению уровней с $E_T = 1,2 - 0,56$ эВ и практически полной деионизации центров с $E = 3,0 - 2,3$ эВ. В результате при записи соотношение между модулированной $N_{d_0}^+$ и немодулированной $N_{d_0}^+$ частями заряда определяется коэффициентом модуляции входного изображения.

Чувствительность. В работе [13] показано, что легирование силленитов оловом методом диффузии в твердую фазу приводит к повышению фототока и чувствительности ПВМС типа ПРИЗ в области спектра 0,4—0,5 мкм. Фототок j в полупроводнике при освещении его светом интенсивностью I_0 и приложении внешнего электрического поля E

$$j = e\alpha\beta\mu\tau I_0 E, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; α — коэффициент поглощения; β — квантовая эффективность на длине волны записи; μ — подвижность; τ — время жизни носителей в зоне проводимости. Фотопроводимость определяется четырьмя параметрами: α , β , μ , τ . Первые два (α и β) характеризуют взаимодействие света с веществом и обуславливают процесс генерации неравновесных носителей, а два других (μ и τ) — процессы движения и рекомбинации неравновесных носителей тока. Увеличение фотопроводимости при диффузионном легировании нельзя объяснить увеличением коэффициентов поглощения и квантовой эффективности узкого легированного слоя. Во-первых, для синей области спектра и для нелегированных кристаллов $\beta = 1$ [14]. Во-вторых, при легировании оловом методом диффузии наблюдается просветление образцов (рис. 3). На рисунке представлена зависимость дополнительного поглощения (отрицательного) кристалла силленита германия, прошедшего соответствующую обработку (на поверхность наносится пленка Sn и производится термический отжиг в вакууме и кислороде). Контрольный и легированный оловом образцы подвергались отжигу в одинаковых условиях.

Таким образом, увеличение фоточувствительности при диффузионном легировании можно связать

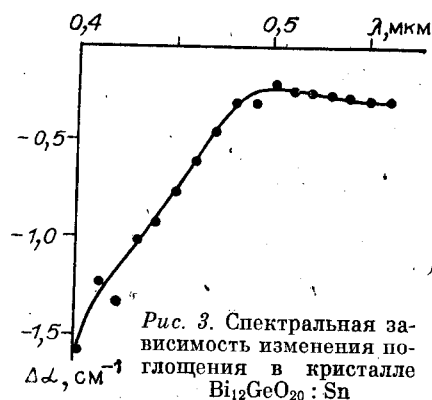


Рис. 3. Спектральная зависимость изменения поглощения в кристалле $Bi_{12}GeO_{20} : Sn$

лишь с произведением $\mu\tau$, т. е. изменением дрейфовой длины носителей тока ($L_E = \mu\tau E$). О поведении подвижности электронов в этих материалах при различных воздействиях нет необходимой информации. Что же касается времени рекомбинации возбужденных носителей, то известно, что оно может сильно (до 10^2 раз) меняться в зависимости от условий эксперимента или технологической обработки материала [9, 15, 16]. В [17] показано, что при записи информации в многослойных структурах на основе силленитов происходит захват возбужденных носителей на поверхностные состояния, т. е.

жив, что $\tau_{s1} = (1,2 - 1,3) \cdot 10^{-6}$ с, $\tau_{s2} = (0,5 - 0,7) \cdot 10^{-6}$ с, $\tau_{s3} = (0,2 - 0,3) \cdot 10^{-6}$ с. Малые времена обусловлены поверхностными состояниями у границы раздела кристалл — электрод, а медленные — объемными ловушками. При механической полировке кристаллов силленитов имеется довольно большой нарушенный слой $\sim 10 - 20$ мкм [19]. Предполагаем, что при вжигании олово производит «залечивание» поверхности и время поверхностной рекомбинации возрастает. Фототок может увеличиваться не более чем в τ_0/τ_s раз, т. е. не более чем в 100 раз. В зависимости от технологических условий нанесения пленки олова и последующей термической обработки удалось повысить фоточувствительность силленитов в 20—60 раз в области спектра 0,4—0,5 мкм с максимумом $\lambda = 0,415$ мкм.

Проведем оценку чувствительности модуляторов на основе силленитов и сравним ее с реально достигнутыми величинами. При записи интерференционных картин контраст изображения определяется [5] следующим образом:

$$m = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), \quad (2)$$

где I_{\max} , I_{\min} — максимальное и минимальное значения интенсивности в изображении. Если к кристаллу приложено полуволновое напряжение $U_{\lambda/2}$, то $I_{\max} = 1$, а $I_{\min} < 1$ в результате имеющего место наведенного двулучепреломления и линейного электрооптического эффекта (ЛЭОЭ), обусловленного пространственным зарядом и создаваемым им электрическим полем $E_{\text{вн}}$. Интенсивность света на выходе модулятора будет составлять [20]

$$I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} \sin^2 [(\pi/2) (U_{\text{кр}}/U_{\lambda/2})]. \quad (3)$$

Разность между $U_{\lambda/2}$ и $U_{\text{кр}}$ обусловлена напряжением $U_{\text{вн}}$, которое определяется внутренним электрическим полем, а $U_{\text{кр}} = U_{\lambda/2} - U_{\text{вн}}$. Тогда, используя (2), легко получить

$$U_{\text{вн}} = U_{\lambda/2} \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin \sqrt{\frac{1-m}{1+m}} \right). \quad (4)$$

Для создания в кристалле поля $E_{\text{вн}}$ в приближении полубесконечных кристалла $\epsilon_{\text{кр}}$ и диэлектрика $\epsilon_{\text{д}}$ необходима плотность положительного заряда $\sigma^+ = 2(\epsilon_{\text{кр}} + \epsilon_{\text{д}}) \epsilon_0 E_{\text{вн}}$. Такая плотность заряда создается при протекании плотности тока j за время экспозиции t_3 :

$$\sigma^+ = jt_3 = e\alpha\beta\mu t I_3 (U_{\lambda/2}/d) t_3. \quad (5)$$

Иными словами, для создания заряда σ^+ необходима энергия

$$W = I_3 t_3 = \frac{(\epsilon_{\text{кр}} + \epsilon_{\text{д}}) \epsilon_0 \left(1 - \frac{2}{\pi} \arcsin \sqrt{\frac{1-m}{1+m}} \right) hc}{e\alpha\beta\mu t \lambda_3}, \quad (6)$$

или

$$W = k_1 u R_{\text{ф}} I_3 (hc/\lambda_3), \quad (6a)$$

где $k_1 = (\epsilon_{\text{кр}} + \epsilon_{\text{д}}) \epsilon_0$ — постоянная величина, зависящая от конструктивных особенностей ПВМС; $u = (1 - (2/\pi) \arcsin \sqrt{(1-m)/(1+m)})$ — постоянный коэффициент, зависящий от критерия определения чувствительности; $R_{\text{ф}}$ — фотосопротивление кристалла силленита; $I_3 (hc/\lambda_3)$ — интенсивность записывающего света. Из анализа чувствительности (6a) видно, что W — постоянная величина ($R_{\text{ф}} \sim 1/I_3$). В [21] обнаружено явление переключения ЛАХ силленитов. Под действием света происходит снятие барьера на границе кристалл — электрод (исключение поверхностных состояний) и фотопроводимость определяется объемными свойствами. Фотосопротивление при этом уменьшается в 10—100 раз. Расчет чувствительности по формулам (6) и (6a) дает одинаковые значения $W \approx 5 \cdot 10^{-6}$ Дж/см².

Результаты экспериментов по определению чувствительности ПВМС

| № п/п | Вид образца | Тип ПВМС | Фотоотклик кристаллов, отн. ед. ($\lambda=0,44$ мкм) | Рабочее напряжение ПВМС, В | Чувствительность ПВМС, Дж/см ² ($\lambda=0,436$ мкм) | Возрастание чувствительности относительно контрольного ПВМС |
|-------|---------------------------|----------|---|----------------------------|--|---|
| 1 | Контрольный Очувствленный | ПРИЗ | 1 20,4 | 2200 | $9,8 \times 10^{-6}$ $4,8 \times 10^{-7}$ | — в 20 раз |
| 2 | То же | — | 1 20,6 | — | $7,2 \times 10^{-6}$ $3,6 \times 10^{-7}$ | — в 20 раз |
| 3 | » | — | 1 >60 | 1500 | 5×10^{-6} 8×10^{-8} | — в 62 раза |
| 4 | » | ПРОМ | 1 22,3 | 1800 | 5×10^{-6} $(1-2,5) \times 10^{-6}$ | — в 2-5 раз |

Если исключить поверхностную рекомбинацию и считать, что процесс рекомбинации определяется объемными свойствами, то можно ожидать $W \sim 10^{-8}$ Дж/см². Увеличение времени поверхностной рекомбинации приводит к снижению барьера на границе раздела электрод — кристалл, к уширению слоя положительного заряда (ОПЗ) и снижению плотности заряда. При распространении считывающего света по оси z разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами Γ составит [20] для поперечного ЛЭОЭ

$$\Gamma_{\text{поп}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{сч}}} n_0^3 r_{41} \int_0^d E_{yz} dz \sim \sigma_{yz}^+ l, \quad (7)$$

где l — глубина локализации слоя ОПЗ. Для продольного ЛЭОЭ

$$\Gamma_{\text{пр}} = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{сч}}} n_0^3 r_{41} \int_0^d E_{xy} dz \sim \sigma_{xy}^+ d. \quad (8)$$

При условии постоянства количества заряда в слое ОПЗ величина $\Gamma_{\text{поп}}$ не будет зависеть от уширения слоя, а величина $\Gamma_{\text{пр}}$ при этом уменьшается. Таким образом, для ПВМС типа ПРИЗ (поперечный ЛЭОЭ) увеличение времени поверхностной рекомбинации при записи информации позволяет повысить чувствительность приборов до $W \sim 10^{-8}$ Дж/см². Результаты экспериментов приведены в таблице. Для ПВМС типа ПРОМ (продольный ЛЭОЭ) возрастание чувствительности за счет увеличения скорости переноса заряда отчасти компенсируется снижением $\Gamma_{\text{пр}}$ во время считывания при уширении слоя ОПЗ. Следует отметить, что с увеличением интенсивности записывающего излучения, чувствительность приборов типа ПРОМ возрастает (см. таблицу). Это связано с тем, что ширина слоя ОПЗ с возрастанием интенсивности света записи уменьшается [22].

Разрешение и контраст ПВМС типа ПРОМ. Как показано в [11, 23], толщина слоя положительного заряда $\sim 15 - 20$ мкм. Для толщин кристаллов 100 мкм и более такой слой можно считать тонким. При записи интерференционной картины распределение заряда будет иметь вид

$$\sigma_{\pm}^{\pm} = e \left(N_{d0}^{\pm} + \frac{1}{2} N_{d\sim}^{\pm} + \frac{1}{2} N_{d\sim}^{\pm} \cos kx \right), \quad (9)$$

где $k = 2\pi f$; f — пространственная частота. Продольная компонента электрического поля такой системы зарядов, расположенной в плоскости $z = 0$, в приближении полубесконечных кристалла и диэлектрика

$$E_z = E_0 + E_{\sim} e^{-hz} \cos kx. \quad (10)$$

Здесь

$$E_0 = \frac{e}{(\epsilon_{кр} + \epsilon_d) \epsilon_0} \left(N_{d_0}^+ + \frac{1}{2} N_{d\sim}^+ \right);$$

$$E_{\sim} = \frac{e N_{d\sim}^+}{2 (\epsilon_{кр} + \epsilon_d) \epsilon_0}.$$

При распространении в кристалле поляризованного света разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами на расстоянии от $z=0$ до $z=d$ составит

$$\Gamma_{пр} = \frac{2\pi}{\lambda_{сч}} n_0^3 r_{41} \left(E_0 d + E_{\sim} \cos kx \frac{1 - e^{-kd}}{k} \right), \quad (11)$$

где n_0 — показатель преломления; r_{41} — электрооптический коэффициент на длине волны считывания $\lambda_{сч}$. Если на выходе после модулятора поставить анализатор, скрещенный с входной поляризацией на 90° , то контраст полос можно найти, используя выражения (2), (3) и (11) следующим образом:

$$m = \frac{\sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_{сч}} n_0^3 r_{41} E_0 d\right) \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda_{сч}} n_0^3 r_{41} E_{\sim} \frac{1 - e^{-kd}}{k}\right)}{1 - \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{сч}} n_0^3 r_{41} E_0 d\right) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_{сч}} n_0^3 r_{41} E_{\sim} \frac{1 - e^{-kd}}{k}\right)}. \quad (12)$$

Это выражение определяет ЧКХ ПВМС типа ПРОМ с толщиной кристалла d . Контраст и разрешающая способность существенно зависят от модуляции электрического поля $m_E = E_{\sim}/E_0$. Максимальное значение РС принимает при $m_E = 1$, а при $m_E \rightarrow 0$ РС также стремится к нулю. На рис. 4 представлена расчетная зависимость РС прибора типа ПРОМ с толщиной кристалла 350 мкм от коэффициента модуляции электрического поля. По экспериментальным данным работы [12] установлено, что для ПВМС с $d = 350$ мкм $m_E = 0,905$ и РС ≈ 12 1/мм, что соответствует расчетным данным. Такое совпадение результатов экспериментов с расчетными данными свидетельствует о правильности математического описания физических процессов в приборе и корректности сделанных допущений.

Согласно изложенному выше следовало ожидать, что использование предварительной подсветки красным и ИК-излучением позволит достичь параметров, близких к предельным, т. е. $m_E = 1$ и РС = 13,8 1/мм (для $d = 350$ мкм). В эксперименте, однако, были получены следующие зна-

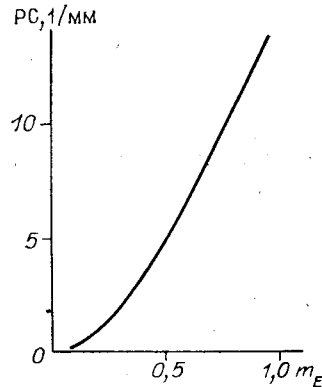


Рис. 4. Теоретическая зависимость разрешающей способности от модуляции электрического поля для ПВМС типа ПРОМ

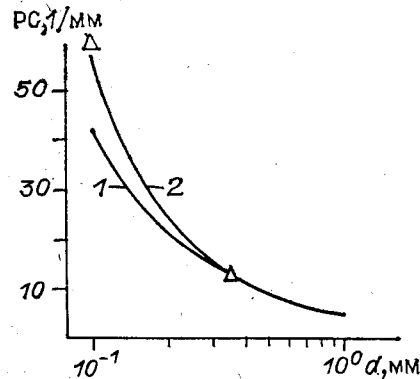


Рис. 5. Зависимость разрешающей способности ПВМС типа ПРОМ от толщины кристаллов:

сплошные линии — теоретические ($m_E = 0,9$; 1 — $c' = 0$; 2 — $c' = 2 \cdot 10^{-3}$ мм); треугольники — экспериментальные результаты

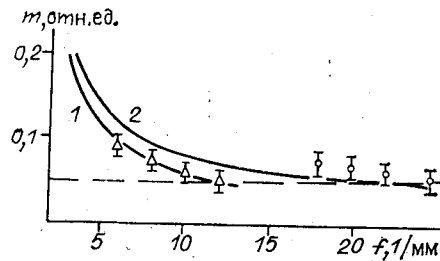


Рис. 6. ЧКХ ПВМС типа ПРОМ:
1, 2 — теоретические значения (1 — $m_E = 0,9$; $c' = 2 \cdot 10^{-3}$ мм; 2 — $m_E = 0,92$; $c' = 1 \cdot 10^{-2}$ мм); треугольники, кружки — экспериментальные результаты (кружки — стирание красным светом и ИК-излучением, треугольники — стирание белым светом)

чения [12]: $m_E = 0,92$ и $PC \approx 25$ 1/мм. Этот результат можно объяснить, если учесть вклад отрицательного заряда в модуляцию поля, возникающий из-за диффузии возбужденных электронов в поперечных направлениях из освещенных мест кристалла в неосвещенные.

Рассмотрим простую модель: на модулятор записываем световую картину в виде периодически повторяющихся прямоугольных полос, диффузия происходит по закону $\sim e^{-x/L_D}$. Тогда на один период записываемой решетки отношение отрицательного заряда Q^- к положительному Q^+ составит

$$\frac{Q^-}{Q^+} = 4L_D \frac{\sigma^-}{\sigma^+} f = c' f. \quad (13)$$

Выражение (13) имеет ограничение по пространственной частоте, когда полупериод записываемой решетки сравним с удвоенной шириной пакета диффундированных электронов:

$$f_{гр} \approx \frac{1}{4L_D} \approx 80 - 100 \text{ 1/мм.} \quad (14)$$

Нетрудно видеть, что с учетом сделанных замечаний выражение для ЧКХ будет иметь вид

$$m = \frac{\sin \left[\frac{2\pi}{\lambda_{сч}} n_0^3 r_{41} E_0 (1 - c' f) d \right] \cdot \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda_{сч}} n_0^3 r_{41} E_{\sim} (1 + c' f) \frac{1 - e^{-hd}}{k} \right]}{1 - \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_{сч}} n_0^3 r_{41} E_0 (1 - c' f) d \right] \cdot \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda_{сч}} n_0^3 r_{41} E_{\sim} (1 + c' f) \frac{1 - e^{-hd}}{k} \right]}. \quad (15)$$

Участие отрицательного заряда в модуляции повышает РС приборов, начиная с пространственных частот $\sim 15 - 20$ 1/мм. На рис. 5 представлены расчетные зависимости РС и экспериментальные данные для модуляторов типа ПРОМ от толщины используемых кристаллов. При стирании информации красным и ИК-излучением в кристалле практически не остается ионизированных положительно заряженных центров. Происходит также снижение длины диффузии L_D [15], возрастание поля диффузии, компенсирующее поперечное дрейфовое поле, и плотности отрицательного заряда диффундированных электронов. В этом случае вклад в модуляцию отрицательного заряда более значителен и может быть заметен для небольших пространственных частот. На рис. 6 представлены расчетные ЧКХ (для $f \geq 3$ 1/мм) и экспериментальные результаты для ПВМС типа ПРОМ с $d = 350$ мкм. При вычислении кривой 2 использовалось $m_E = 0,92$ [12]. Возрастание контраста при малых пространственных частотах связано с перераспределением электронов по уровням в запрещенной зоне силленитов (увеличение N_d^+).

ВЫВОДЫ

Проведенная работа позволяет сделать следующие выводы.

1. Разработана и экспериментально проверена физическая модель процессов записи-считывания оптической информации в ПВМС на основе силленитов. Расчетная частотно-контрастная характеристика моду-

ляторов типа ПРОМ хорошо согласуется с экспериментальными результатами и позволяет определять конструкционные параметры приборов с заданной разрешающей способностью.

2. Показан вклад отрицательного заряда в модуляцию электрического поля в ПВМС на основе силленитов. Установлено, что при стирании информации красным и ИК-излучением возрастание контраста для малых пространственных частот связано с перераспределением электронов по энергетическим состояниям, а увеличение разрешающей способности модуляторов — вкладом отрицательного заряда.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В. А. Детиненко за помощь в приготовлении образцов и В. К. Малиновскому и И. В. Смоленцеву за интерес к работе и плодотворное обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Косарев А. И., Соколов В. К. Пространственно-временные модуляторы света // Зарубеж. радиоэлектрон.— 1974.— № 8.
2. Кейссент Д. Пространственные модуляторы света // ТИИЭР.— 1977.— Т. 65, № 1.
3. Бережной А. А., Гуревич В. З., Морозов С. В., Попов Ю. В. Запись оптической информации в кристаллах силиката висмута // Письма в ЖТФ.— 1976.— Т. 2, вып. 5.
4. Грехов Ю. Н., Котляр П. Е., Нежевено Е. С. и др. Пространственно-временной модулятор света на монокристалле $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ // Письма в ЖТФ.— 1976.— Т. 2, вып. 10.
5. Миллер М. Голография.— Л.: Машиностроение, 1979.
6. Гуревич С. Б. Пространственные модуляторы света // Пространственные модуляторы света.— Л.: Наука, 1977.
7. Гудаев О. А., Гусев В. А., Детиненко В. А. и др. Уровни энергии в запрещенной зоне кристаллов силленитов $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ // Автометрия.— 1981.— № 5.
8. Гусев В. А., Детиненко В. А., Соколов А. П. Фотохромный эффект и оптическая запись информации в силленитах германия, кремния и титана // Автометрия.— 1983.— № 5.
9. Гудаев О. А., Гусев В. А., Деменко С. И. Влияние света на время жизни неравновесных носителей заряда в силленитах германия и кремния // Автометрия.— 1983.— № 5.
10. Басов Г. Н., Батог В. Н., Компанец И. Н. и др. Работа МДПМ-структуры с электрооптическим считыванием в режиме записи и стирания газовым лазером // Краткие сообщения по физике.— 1972.— № 6.
11. Петров М. П., Хоменко А. В., Березкин В. И., Красинькова М. В. Предельная разрешающая способность транспаранта на основе $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ // Микроэлектроника.— 1979.— Т. 8, вып. 1.
12. Гудаев О. А., Гусев В. А., Деменко С. И. Влияние предварительной подсветки на запись оптической информации в МДПМ-структуре на основе $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ // Автометрия.— 1983.— № 5.
13. Гусев В. А., Деменко С. И., Детиненко В. А., Малиновский В. К. Пространственно-временной модулятор света типа ПРИЗ с повышенной fotocувствительностью // Автометрия.— 1984.— № 1.
14. Sprague R. A. Effect of bulk carriers on PROM sensitivity // J. of Appl. Phys.— 1975.— V. 46, N 4.— P. 1673—1678.
15. Камшилин А. А., Петров М. П. Инфракрасное гашение фотопроводимости и голографическая запись в силикате висмута // ФТТ.— 1981.— Т. 23, вып. 10.
16. Федотов Я. А. Основы физики полупроводниковых приборов.— М.: Сов. радио, 1970.
17. Ковтонюк Н. Ф. Электронные элементы на основе структур полупроводник — диэлектрик.— М.: Энергия, 1976.
18. Douglas G. G., Zitter R. N. Transport processes of photoinduced carriers in bismuth germanium oxide $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ // J. of Appl. Phys.— 1968.— V. 39, N 4.— P. 2133—2135.
19. Тарасова Л. С. Растворение поверхности монокристаллов германата и силиката висмута со структурами силленита и эвдицина: Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. хим. наук.— М.: Ин-т общ. и неорг. химии АН СССР, 1985.
20. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света.— М.: Наука, 1970.
21. Анцыгин В. Д., Гудаев О. А., Малиновский В. К. Нелинейный фотоотклик в структуре $\text{M}(\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20})\text{M}$ // Автометрия.— 1980.— № 1.

22. Марахонов В. И. Динамика фоторефрактивного эффекта и электрооптические явления в неоднородных полях в кристаллах $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$: Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. физ.-мат. наук.—Л.: ЛИЯФ, 1985.
23. Азарова В. В., Сычев В. А., Трухин В. Ф. Фотополяризация силиката висмута в модуляторе ПРОМ // Автометрия.—1983.—№ 5.

Поступила в редакцию 7 июля 1986 г.

УДК 621.391.268 : 535.41

А. И. ЗОЛОТАРЕВ

(Москва)

ТРЕБОВАНИЯ К СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА В СХЕМЕ ОПТИЧЕСКОГО КОРРЕЛЯТОРА С СОВМЕСТНЫМ ПРЕОБРАЗОВАНИЕМ ФУРЬЕ

В последнее время возрос интерес к системам оптической обработки информации, в частности к корреляторам, на основе инжекционных лазеров [1—3], который определяется практической необходимостью создания устройств обработки, обладающих малыми габаритами, весом и энергопотреблением.

Как источник когерентного излучения инжекционный лазер (ИЛ) имеет ряд особенностей, отличающих его от традиционно используемых в системах когерентной обработки газовых лазеров. Так, степень когерентности излучения ИЛ существенно зависит от определяемой технологией изготовления структуры активной области, и для получения, например, одномодовой одночастотной генерации необходимо предусмотреть ряд специальных мер [4]. Поэтому при разработке устройств на основе ИЛ, реализующих заданный алгоритм обработки, необходимо сформулировать требования к степени когерентности излучения источника.

В настоящей работе в качестве объекта исследования взята схема коррелятора с совместным преобразованием Фурье [5], получившая в настоящее время достаточно широкое распространение и имеющая ряд известных практических достоинств [6].

Будем для определенности считать, что сравниваемые функции $t_1(p', q)$ и $t_2(p'', q)$ ограничены во входной плоскости квадратными апертурами со сторонами D_1 и D_2 и $D_2 \geq D_1$ соответственно (рис. 1). При этом за точки начала систем координат, в которых заданы функции t_2 и t_1 , примем центры квадратов, удаленные от оси системы на расстояния q_{02} и $-q_{01}$ соответственно. Пусть голографический фильтр записывается когерентным источником на длине волны λ_1 , а на этапе формирования

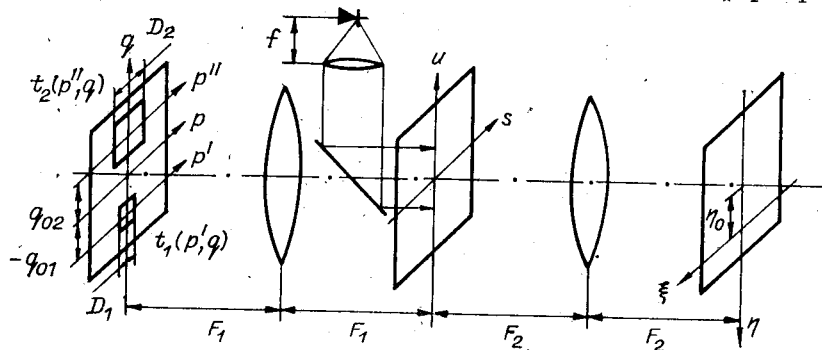


Рис. 1. Оптическая схема коррелятора