

от центра линии является необходимым, но не достаточным условием для получения одночастотной генерации в центре линии. Это можно объяснить тем, что в газовом лазере с резонатором стоячей волны монохроматическое поле взаимодействует с максимальным числом атомов, если его частота не совпадает с центром линии, а слегка расстроена (область, соответствующая максимуму мощности при перестройке одночастотного лазера).

Таким образом, нами экспериментально найдены условия одночастотной генерации в He-Ne лазере с селективными потерями со сравнительно большой длиной резонатора. Продемонстрированный здесь метод подбора параметров оптимального селективного отражателя может быть использован и в других типах лазеров. Интересен также тот факт, что одночастотную генерацию легче получить не в центре линии, а на некотором расстоянии от него.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Троицкий. Сравнение методов селекции продольных мод оптического резонатора.— «ЖПС», 1970, т. 12, вып. 3, с. 425.
2. Ю. В. Троицкий. Расчет одночастотного газового лазера с селекцией мод по добротности.— «Автометрия», 1971, № 1, с. 102.
3. В. И. Фаддеева, И. М. Терентьев. Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента. М., Гостехиздат, 1954.
4. А. П. Кольченко, С. Г. Раутиан. Взаимодействие атома с монохроматическим полем в модели сильных столкновений.— «ЖЭТФ», 1968, т. 54, вып. 3, с. 958.
5. Ю. В. Троицкий. Об одном методе измерения потерь в оптическом резонаторе.— «Радиотехника и электроника», 1965, т. 10, вып. 5, с. 954.
6. Н. Kogelnik. Matching of optical modes.— "Bell Syst. Techn. J.", 1964, vol. 42, № 1, p. 1, p. 334.
7. P. W. Smith, T. Hänsch. Cross-relaxation effects in the saturation of the 6328 Å neon gas laser line.— "Phys. Rev. Lett.", 1971, vol. 26, № 13, p. 740.
8. Ю. В. Троицкий, М. И. Захаров. Об уменьшении отражения в оптической области при помощи согласованных поглощающих пленок.— «Радиотехника и электроника», 1970, т. 15, вып. 9, с. 1992.
9. М. И. Захаров, Ю. В. Троицкий. Расчет оптического резонатора с селекцией мод за счет поглощения и рассеяния света.— «Опт. и спектр.», 1971, т. 30, вып. 3, с. 490.
10. Ю. В. Троицкий. Экспериментальное исследование насыщения в гелий-неоновом лазере.— В кн.: Квантовая электроника. Под. ред. Н. Г. Басова. М., «Сов. радио», 1973, № 5 (17), с. 87.

Поступила в редакцию 14 апреля 1976 г.

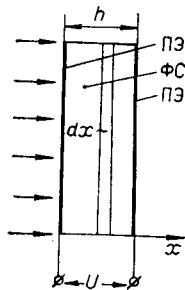
УДК 621.396.535.3

П. Е. КОТЛЯР, А. Н. ОПАРИН, В. И. ФЕЛЬДБУШ

(Новосибирск)

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СИСТЕМ «ФОТОПРОВОДНИК — МОДУЛИРУЮЩАЯ СРЕДА»

В работе [1] показано, что высокочувствительные оптоэлектронные системы для восприятия, обработки и отображения оптической информации целесообразнее всего строить на основе двухступенчатого преобразования, наиболее просто реализуемого в системах «фотопроводник — модулирующая среда». Подобные устройства («Phototitus», «PROM», «Fergic», «Сегатрис», «Fergison») в отечественной литературе получили название пространственно-временных модуляторов света (ПВМС). Однако не только в оригинальных публикациях, но и в обобщающих монографиях [2, 3] отсутствуют условия оптимального согласования отдельных слоев планарного твердотельного сэндвича, в виде которого конструктивно реализуются ПВМС.



Настоящая работа посвящена определению оптимальных параметров слоев сэндвича исходя из электрофизических характеристик применяемых материалов, оптимального согласования отдельных слоев и выбора оптимального энергетического режима устройства в целом, обеспечивающего режимы максимальных фоточувствительности и коэффициента преобразования по свету.

Основные особенности подобного согласования (в данной работе мы ограничимся рассмотрением модулирующих сред, использующих линейный электрооптический удельным объемным сопротивлением (10^6 — 10^{10} Ом·см). Широко применяемый в электрографии аморфный селен хотя и обладает высокой фоточувствительностью и высоким значением удельного объемного сопротивления (10^{12} — 10^{14} Ом·см), однако является весьма неустойчивым и легко переходит в гексагональную модификацию с $\rho = 10^5$ Ом·см [4].

Вторая особенность заключается в том, что электрооптические материалы, за исключением ниобата стронция бария, технология которого отработана еще недостаточно, и DKDP, работающего вблизи точки фазового перехода $t = -50^\circ\text{C}$, характеризуются высокими значениями управляющих напряжений 10^3 — 10^4 В. При создании ПВМС с максимальным коэффициентом преобразования по свету это обстоятельство налагает жесткие ограничения на электрическую прочность отдельных слоев сэндвича, а следовательно, и на их толщины.

Влияние толщины фотопроводящего слоя на фотопроводимость. При создании и анализе ПВМС нас интересует случай, когда напряженность электрического поля и направления распространения записывающего и считывающего света параллельны и ориентированы нормально к фотопроводящему слою.

Теория фотоэлектрических явлений в высокоомных фотопроводниках достаточно подробно изложена в работах [5, 6]. Основные положения этой теории сводятся к следующему. В области существования фотоэффекта всегда присутствует достаточно сильное поглощение света. Это приводит к тому, что в соответствии с законом Ламберта интенсивность света для каждого элементарного сечения фотопроводящего слоя не остается постоянной, а экспоненциально убывает. Зная зависимость удельной фотопроводимости от интенсивности света и закон поглощения, выразим фотопроводимость фотослоя (ФС) через основные феноменологические параметры (ϵ , μ , α , β , τ).

Рассмотрим образец ФС единичных размеров толщиной x с прозрачными электродами (ПЭ) (рис. 1), освещаемый монохроматическим светом. Интенсивность света по мере проникновения в образец убывает по закону $J = J_0 e^{-\alpha x}$. Концентрация носителей тока $-n_0 + \Delta n_x$, причем распределение Δn_x по толщине ФС соответствует распределению плотности потока излучения.

Разобьем образец на элементарные слои толщиной dx . Для каждого элементарного слоя dx неравновесная добавочная проводимость $\Delta\sigma_{xi}$ с учетом процессов рекомбинации определяется выражением

$$\Delta\sigma_i = e\mu\beta\tau l = e\mu\beta\tau \frac{\lambda J_0 \alpha}{hc} e^{-\alpha x}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона ($e=16 \cdot 10^{-19}$ К); μ — подвижность носителей тока, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; β — квантовый выход; τ — время жизни электронов, с; λ — длина волны излучения, мкм; α — коэффициент поглощения, $1/\text{см}$; J — плотность потока излучения, падающего на ФС, $\text{Вт}/\text{см}^2$; h — постоянная Планка ($h=6,62 \cdot 10^{-34}$ $\text{Вт} \cdot \text{с}^2$); x — толщина ФС, см; l — число поглощаемых квантов света. Тогда проводимость в элементарном слое

$$\sigma_{x_i} = \sigma_{\tau} + \Delta\sigma_{x_i} = \sigma_{\tau} + e\mu\beta\tau\alpha(\lambda J_0/hc)e^{-\alpha x}.$$

Так как все элементарные слои dx включены последовательно, сопротивление освещенного образца определится как

$$R_{\text{осв}} = \int_0^x \frac{dx}{\sigma_{\tau} + \Delta\sigma_x} = \int_0^x \frac{dx}{\sigma_{\tau} + \frac{e\mu\beta\alpha\lambda\tau J_0 e^{-\alpha x}}{hc}}.$$

Обозначив $e\mu\beta\alpha\lambda\tau/(hc) = A$ и $AJ_0/\sigma_{\tau} = B$, получим

$$R_{\text{осв}} = \int_0^x \frac{dx}{\sigma_{\tau} + AJ_0 e^{-\alpha x}} = \frac{1}{\sigma_{\tau}} \int_0^x \frac{dx}{1 + Be^{-\alpha x}} = \frac{1}{\sigma_{\tau}} \left(x + \frac{1}{\alpha} \ln \left| \frac{1 + Be^{-\alpha x}}{1 + B} \right| \right). \quad (2)$$

Разделив (2) на $R_{\tau} = x/\sigma_{\tau}$, получим

$$R_{\text{осв}}/R_{\tau} = 1 + \left(\ln \left| \frac{1 + Be^{-\alpha x}}{1 + B} \right| \right) / \alpha x. \quad (3)$$

На рис. 2 представлены зависимости изменения $R_{\tau}/R_{\text{осв}}$ для монокристаллического германосилленита ($\lambda=441,6$ нм, $\alpha=12,5$ $1/\text{см}$), вычисленные для значений $B=50; 100; 150; 200; 300; 400; 500; 700; 900; 1000$. Результаты расчетов хорошо согласуются с нашими экспериментальными данными, приведенными в работе [1].

Согласование «фотопроводник — модулирующая среда», обеспечивающее максимальную чувствительность. Рассмотрим основную схему ПВМС или запоминающих сред на основе «фотопроводник — модулирующая среда», представленную на рис. 3, а. Для электрической схемы замещения (по постоянному току) (см. рис. 3, б) можно записать $I_{\tau} = U/(R_{\text{фст}} + R_{\text{мс}})$, а ток при освещении ФС $I_c = U/(R_{\text{фсс}} + R_{\text{мс}})$, где U — напряжение питания устройства; $R_{\text{фст}}$ — темновое сопротивление фотослоя; $R_{\text{фсс}}$ — сопротивление фотослоя при освещении записывающим световым потоком; $R_{\text{мс}}$ — сопротивление модулирующей среды.

Изменение напряжения на модулирующей среде при освещении ФС

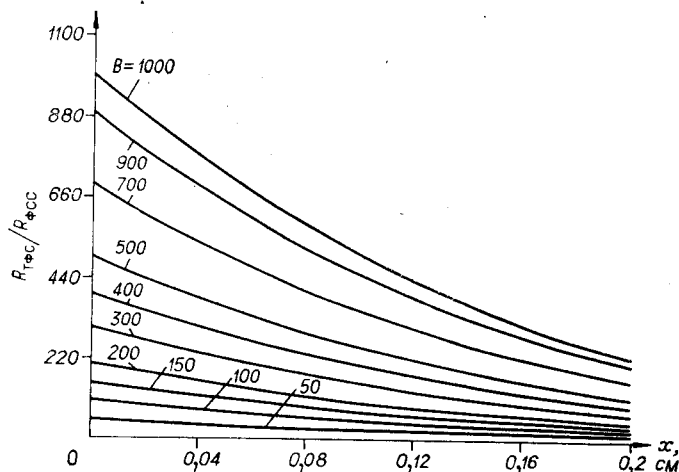


Рис. 2.

определится как

$$U_{\text{упр}} = (I_c - I_T) R_{\text{МС}} = \frac{UR_{\text{МС}}(R_{\text{ФСТ}} - R_{\text{ФСС}})}{R_{\text{ФСТ}} - R_{\text{ФСС}} + R_{\text{МС}}R_{\text{ФСС}} + R_{\text{МС}}R_{\text{ФСТ}} + R_{\text{МС}}^2}. \quad (4)$$

Продифференцировав выражение (4) по $R_{\text{МС}}$ и приравняв нулю $dU_{\text{упр}}/dR_{\text{МС}}$, определим значение сопротивления модулирующей среды, соответствующее максимальному управляющему сигналу

$$R_{\text{МС}} = (R_{\text{ФСТ}}R_{\text{ФСС}})^{1/2}. \quad (5)$$

Значение управляющего поля

$$U_{\text{упр}} = U(\sqrt{K} - 1)/(\sqrt{K} + 1), \quad (6)$$

где $K = R_{\text{ФСТ}}/R_{\text{ФСС}}$ — кратность изменения сопротивления фотослоя. Перепишем (4) в виде

$$U_{\text{упр}} = U[K/(K+a) - 1/(1+a)], \quad (7)$$

где $a = R_{\text{ФСТ}}/R_{\text{МС}}$. Графически зависимости (7) представлены на рис. 4. Зависимость (6) соответствует значению $a = (K)^{1/2}$. Как видно из

рис. 4, выбором соотношения $R_{\text{ФСТ}}/R_{\text{МС}} = a$ можно добиться высокой чувствительности структуры ($R_{\text{ФСТ}}/R_{\text{МС}}$ мало) либо линейности преобразования в широком диапазоне освещенностей ($R_{\text{ФСТ}}/R_{\text{МС}}$ велико). При значениях $R_{\text{ФСТ}}/R_{\text{МС}}$, близких к 1, структура работает как ограничитель яркости для $R_{\text{ФСТ}}/R_{\text{ФСС}} > 10$.

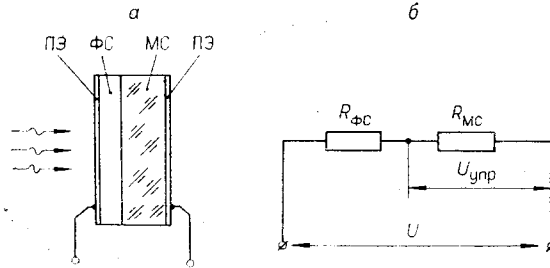


Рис. 3.

ВЫВОДЫ

Проведенный анализ показывает, что для создания ПВМС на основе фоточувствительных материалов с показателем поглощения в максимуме спектральной фоточувствительности $\alpha = 50$ 1/см можно успешно использовать достаточно толстые ФС (порядка долей мм) без существенного снижения чувствительности. Это позволяет реализовать высокую электрическую прочность устройств и осуществлять оптимальные режимы согласования. Наиболее рациональным режимом ПВМС следует считать согласование слоев в соответствии с выражением (5), используя напряжение питания, в 2,5 раза превышающее полуволновое напряжение модулирующего слоя.

Таким образом обеспечивается повышение чувствительности в 100—1000 раз по сравнению с существующими устройствами и достигается к.п.д. по свету, определяемый лишь отражением и поглощением в устройстве, т. е. около 60%.

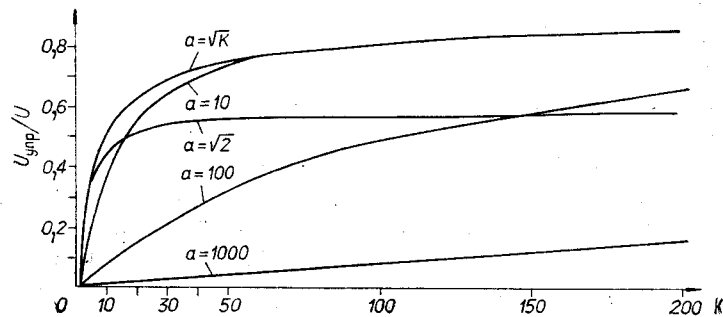


Рис. 4.

Анализ выражения (6) показывает, что ПВМС является единственным известным оптическим элементом, выполняющим функции ограничителя яркости (с регулируемым порогом ограничения), работающим в реальном масштабе времени.

Данные рис. 4 показывают, что за счет оптимального согласования слоев и выбора оптимального энергетического режима модулятора можно обеспечить также линейность преобразования в широком диапазоне входных световых потоков.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Клипко, П. Е. Котляр, Е. С. Нежевенко, В. И. Фельдбуш, В. С. Шибанов. Пространственно-временные модуляторы света на монокристаллах $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.— «Автоматика», 1976, № 4, с. 34—35.
2. В. Ф. Золотарев. Безвакуумные аналоги телевизионных трубок. М., «Энергия», 1972.
3. Н. Ф. Ковтанюк. Электронные элементы на основе структур полупроводник — диэлектрик. М., «Энергия», 1976.
4. Р. Шафферт. Электрография. М., «Мир», 1968.
5. А. Е. Гершберг. Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотоэффект. М., «Энергия», 1964.
6. С. М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., ГИФМЛ, 1963.

Поступила в редакцию 18 июня 1976 г.

УДК 537.311.33:621.375.82:621.375.9

**И. Б. БАРКАН, В. П. ГАВРИЛОВ, Г. В. КРИВОЩЕКОВ,
Е. В. ПЕСТРЯКОВ**
(Новосибирск)

ОСОБЕННОСТИ ЗАПИСИ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В КРЕМНИИ*

Введение. В работах [1—3] показана возможность записи динамических голограмм в монокристаллическом кремнии с помощью излучения неодимового импульсного лазера. Образование голограммы связано с изменением показателя преломления свободными носителями тока, возникающими при межзонном поглощении света, и носит нестационарный характер из-за диффузии или рекомбинации носителей. Характерные времена таких процессов оказываются сравнимыми с длительностью импульса записывающего света, поэтому дифракционная эффективность, определяемая величиной изменения показателя преломления Δn , также существенно зависит и от пространственной частоты решетки.

В настоящей работе [часть результатов докладывалась на 5-й Всесоюзной школе по физическим основам голографии (29 января—3 февраля 1973 г.), проходившей в г. Новосибирске] измерены независимо величина Δn и времена существования решетки при разных пространственных частотах. Это позволяет рассчитать дифракционную эффективность и частотно-контрастную функцию динамических решеток в кремнии. Основной методикой, применяемой для исследования названных выше характеристик, явилось изучение временной зависимости эффективности дифракции непрерывного лазерного излучения на синусоидальной решетке, образованной в образце под действием излучения импульсного ОКГ.

* Настоящая работа выполнена в ИФП СО АН СССР совместно с Новосибирским государственным университетом.