

საქართველოს სსრ მეცნიერებათა აკადემია
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР

პირატების
ინსტიტუტის
შრომები

ТРУДЫ
ИНСТИТУТА
КИБЕРНЕТИКИ

ტ: III

თბილისი • 1977 • ТБИЛИСИ

KB

ვართვების ცენტრ გველიძეების მუზეუმი
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИНСКОЙ ССР



ქართველობის
სამეცნიერო
ინსტიტუტი
60-ე წლიური
კიბერნეტიკის
მუზეუმი
ТРУДЫ
ИНСТИТУТА
КИБЕРНЕТИКИ
ФИЛІЯ
60-ЛЕТИЕ
Института
кибернетики
Музея

III

თბილისი, 1977. თვილისი

ეძღვნება გიგი უქომბრის სოციალისტური
რევოლუციის მე-60 წლისთავს

Посвящается 60-летию Великой Октябрьской
социалистической революции

ПРЕДИСЛОВИЕ

Традиционной проблемой кибернетики является повышение быстродействия и функциональных возможностей информационных систем. На современном этапе ее развития возможности электронных систем подходят к своему пределу и дальнейший существенный рост технических параметров информационных систем возможен только в результате перехода к новым физическим и логическим принципам их построения.

В связи с этим многие исследователи и целые исследовательские коллективы как в СССР, так и за рубежом занимаются вопросами повышения быстродействия, привлечением новых физических явлений и эффектов для создания элементов и функциональных узлов систем переработки информации.

Создание кибернетических систем на новых принципах требует разработки многих научных направлений, таких, как физическая кибернетика, оптоэлектроника, квантовая и нелинейная оптика, голография, волоконная оптика, магнитооптика, оптикохимия и др. Причем наиболее целесообразно комплексное решение поставленных задач.

Институт кибернетики Академии наук Грузинской ССР является одним из коллективов, комплексно решающих проблемы изыскания и разработки новых путей создания и исследования физических, бионических и других принципов построения элементов и узлов кибернетических устройств.

Среди большого многообразия путей совершенствования систем переработки информации использование оптического сигнала в качестве носителя информации позволяет существенно повысить быстродействие – вплоть до 10^9 операций в секунду. Разработка

Под редакцией академика АН ГССР В.В.Чавчанидзе

систем, работающих на принципах "картинной логики", позволяющих наиболее полно использовать преимущества оптического сигнала, дает возможность в пределе получить быстродействие порядка $10^{17} - 10^{20}$ операций в секунду.

Основными преимуществами оптического сигнала как носителя информации являются:

- а) двумерность, в отличие от одномерного электрического сигнала, и возможность параллельной передачи информации по каналам связи как с помощью волоконных структур, так и с помощью линзовых систем;
- б) широкополосность оптического канала связи, позволяющая получить времена переключения порядка $10^{-11} - 10^{-12}$ сек;
- в) отсутствие наводок в соседних каналах связи и возможность перекрестной передачи информации;
- г) минимальное тепловыделение при работе с сигналами видимого диапазона;
- д) возможность осуществления идеальной развязки между отдельными элементами.

Фактором, ограничивающим использование оптического сигнала в качестве носителя информации, является поглощение и рассеяние света в передающей среде, а в случае передачи оптического сигнала по световодам - искажение фронта импульса сигнала.

Несмотря на эти ограничения, перспективность использования волоконной оптики гарантируется технологичностью изготовления волоконных изделий, способностью передачи сигналов по сложным траекториям, возможностью осуществления различных волоконных трансформаторов изображения, высокой надежностью оптических систем и др.

Исследование свойств элементов волоконной оптики и использование волоконных устройств в системах распознавания и передачи информации посвящен ряд статей предлагаемого обозрения.

Одной из основных проблем на пути создания сверхвысоко-производительных систем переработки информации является разработка запоминающих устройств. В этом направлении следует отметить перспективность голограммических запоминающих устройств. Перспективность использования голограмм в ЗУ обусловлена не только возможностью получения очень высокой удельной емкости (10^7 бит/ см^2), но и высокой помехозащищенностью, заложенной в самом принципе голограммы, а именно равномерным распределением информации о каждой записанной двоичной единице по всему объему носителя.

Приведенные в сборнике работы по исследованию материалов для голограммической записи и разработке элементов и структур оптической памяти позволяют сделать заключение, что создание оптической памяти на голограммических и иных фотносителях с емкостью в десятки миллионов бит имеет под собой реальную основу, причем плотность памяти и ее габариты ограничиваются разумной системой дешифрации.

Промежуточным этапом к созданию чисто оптических вычислительных машин является разработка оптоэлектронных систем переработки информации. Этим определяется огромный интерес к исследованиям по оптоэлектронике. Среди большого многообразия элементов, используемых в качестве составных частей оптоэлектронных устройств, полупроводниковые приборы, на сегодняшний день, являются наиболее разработанными. Они выгодно отличаются малогабаритностью, надежностью и технологичностью,

что позволяет изготавливать матрицы приемников и излучателей емкостью до 10^6 элементов. На базе полупроводниковых приборов в Институте были разработаны и представлены в данном сборнике оптоэлектронные запоминающие устройства, кремниевая фотодиодная матрица, многофункциональные элементы ОЗУ и др. Сюда же относятся и работы по исследованию свойств и разработке приборов на базе аморфных полупроводников, фотодиодов, работающих в режиме фотоварикапа, а также различных чувствительных элементов.

Несомненный интерес представляют работы по созданию оптически и электрически управляемых транспарантов на базе структур типа полупроводник-диэлектрик и жидких кристаллов. Интерес к этим структурам обусловлен возможностью их использования в качестве элементов связи систем переработки информации с внешними устройствами, базовых элементов картичной переработки информации, а также в качестве устройств преобразования спектрального диапазона излучения.

Разработанная в Институте технология изготовления полимерных поляризаторов на базе дихроичных красителей позволяет получать поляризационные элементы, отличающиеся повышенной свето- и термостойкостью по сравнению с выпускаемыми промышленностью иодными поляризаторами.

В заключение следует отметить, что имеющиеся в Институте кибернетики АН ГССР разработки различных оптических и оптоэлектронных элементов, узлов и блоков позволяют поставить вопрос о необходимости развития соответствующей промышленности для тиражирования этих разработок и, далее, создания оптических систем переработки информации.

ГЛАВА I

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ УЗЛЫ КИБЕРНЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

ОПТИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМЫЕ ТРАНСПАРАНТЫ НА ОСНОВЕ
СТРУКТУР ТИПА ПОЛУПРОВОДНИК-ДИЭЛЕКТРИК

Сихарулидзе Д.Г., Бродзели М.И.

Эффективная реализация систем обработки информации с параметрами, близкими к ожидаемым от применения оптических и оптико-электронных методов обработки, предъявляет высокие требования к элементной базе этих устройств.

На сегодняшний день уже разработаны принципиальная схема и элементная база систем на основе оптико-электронных методов обработки. Однако широкое практическое использование оптических методов обработки информации сдерживается в настоящее время отсутствием оперативных устройств ввода информации, которые в реальном времени обеспечивали бы работу всего оптического процессора. Это вызвано тем, что основные элементы этих систем управляемые транспаранты (УТ) и усилители яркости, которые в конечном итоге и определяют вычислительные возможности быстро действующих оптических систем – наименее разработаны на сегодняшний день / 1 /.

Одним из базовых логических элементов обработки оптической информации является оптически управляемый транспарант (ОУТ). ОУТ, в сущности, является преобразователем изображения (ПИ), т.к. позволяет осуществлять преобразование изображений, получаемых в одной области спектра, в изображения, формируемые в другой области спектра; производит преобразование некогерентных изображений в когерентные. При этом эти преобразования могут сопровождаться существенным усилением по яркости.

Классическая конструкция ОУТ представляет собой слоистую "сэндвич"-структуру типа "фотопроводник-электрооптический материал" (ФП-ЭОМ). Традиционными материалами, используемыми в этих устройствах в качестве фоточувствительных, являются фотополупроводники группы A"В" (ZnS , CdS , $CdSe$) или органические полупроводники (РВК и т.д.). Выбор этих фотополупроводников обусловлен возможностью согласования их параметров с параметрами ЭОМ, ввиду близости их электрофизических свойств, в частности удельного сопротивления. Однако в случае применения ЭОМ, обладающих малой инерционностью (например, сегнетокерамики и электрооптические кристаллы), применяемые в этих устройствах фотополупроводники будут накладывать ограничения на временные характеристики, в связи с характерной для этих фотополупроводников значительной инерционностью (запись-стирание), что в конечном итоге и будет определять инерционность всего устройства, а кроме того, ограничивать спектральный диапазон по входу. Возможность использования других фотополупроводников, которые позволили бы значительно снизить инерционность при сохранении чувствительности такого же порядка, что характерно, например, для кремния, невозможно из-за принципиальной трудности согласования параметров узкозонных П/п с широкозонными, которыми, в основном, являются электрооптические материалы, ввиду сильного расхождения электрофизических характеристик, в частности удельного сопротивления материалов / 2 /. Это и не позволяет простым подбором толщины слоев фотополупроводника и электрооптического материала (ЭОМ) выполнить необходимое для работы устройства соотношение $R_n > R_{z_0}$ в темновом состоянии.

Проводимые в последние 5-6 лет интенсивные исследования по разработке фотоприемных устройств на новых физических принципах привели к созданию принципиально новых устройств на использовании полевых эффектов в твердом теле - приборов с зарядовой связью (ПЗС) / 3 / и на основе симметричных структур п/п - диэлектрик (ПД) / 4 /. Конструктивно эти два класса приборов схожи между собой, однако различие режима работы определяет их функциональные возможности. Так, например, в области формирователей изображения фотоэлектрического типа на твердом теле ПЗС пока вне конкуренции ввиду очевидных преимуществ перед другими устройствами подобного типа. Это преимущество выражается в возможности авторазвертки изображения, т.е. самосканирования, из-за чего отпадает надобность в сложных и громоздких схемах развертки.

В сравнении с ПЗС симметричные структуры ПД обладают существенными преимуществами при построении несканируемых преобразователей изображения и оптически управляемых транспарантов с съемом информации параллельно в виде световых картин. Эта возможность вытекает из физического принципа работы симметричной структуры ПД, в основе которой лежат переходные процессы во время действия импульса напряжения, при наличии которого возможно получить согласование параметров материалов с различными электрофизическими характеристиками, в частности узкозонных фотополупроводников и широкозонных электрооптических материалов / 5 /. В результате осуществляется возможность варьирования широкого класса материалов и построение ОУТ с заданными начальными требованиями по чувствительности, инерционности, диапазону спектрального согласования. Необходимо отметить прос-

тую технологию изготовления, основанную на последовательном нанесении слоев на исходный полупроводниковый материал и не требующую таких трудоемких процессов, как диффузия, эпитаксия и т.д.

Рассмотрим рабочие условия согласования импедансов слоев и кинетику переходных процессов в ОУТ на основе симметричных структур ПД.

В основу работы ОУТ положен переходный процесс / 4 /, возникающий в п/п при подключении импульса напряжения. Воздействие импульса напряжения приводит к дрейфу свободных носителей в объеме п/п к границе раздела слоев п/п-диэлектрик и п/п-электрооптический материал (ЭОМ). Если при этом концентрации свободных носителей в п/п недостаточно для экранирования импульса напряжения, в п/п проникает поле $E_n = \frac{U_n}{L_n}$ и в толще п/п возникает неравновесная длина обедненного свободными носителями слоя L_{nd} . Воздействие излучения сопровождается фотогенерацией носителей в объеме п/п пропорционально освещенности, которые под воздействием поля E_n дрейфуют и накапливаются на границе раздела слоев п/п-диэлектрик и п/п-ЭОМ.

Накопление носителей в п/п приводит к частичному экранированию поля в нем, что сопровождается перераспределением напряжения на слоях, в результате на электрооптическом (ЭО) слое оно возрастает, что изменяет ЭО-свойства последнего и формирует в нем изображение.

Начальным необходимым требованием для подобного функционирования ОУТ является наличие условия, чтобы неравновесная длина обедненного слоя L_{nd} распространялась на всю толщину п/п и намного превосходила толщины слоев диэлектрика L_d и ЭОМ- L_{so}

$$L_{nd} > L_d ; \quad L_{nd} > L_{so} ; \quad L_{nd} > L_{so}.$$

В этих условиях, как будет показано ниже, все приложенное напряжение практически распределено на слое п/п L_n в темновом состоянии, что означает выполнение условия работы ОУТ, а именно $R_n \gg R_{so}$.

Т.к. работа ОУТ основана на нестационарных процессах, то рабочим режимом является динамический.

Естественно, что в стационарных условиях подобное согласование импедансов слоев узкозонного п/п и ЭОМ получить невозможно из-за малой длины равновесного обедненного слоя L_{nd} в узкозонных п/п.

Приведем основные требования к параметрам слоев и материалам и расчетные соотношения для их оценки.

Оптимальный выбор параметров слоев п/п будем проводить исходя из их оценки для случая существования переходного процесса, имея основным критерием соблюдение условия: $R_n \gg R_{so}$ в темновом состоянии.

В общем случае преобразователь изображения (рис. I) на симметричной структуре ПД представляет собой слой п/п, изолированного с обеих сторон слоями диэлектрика. С одной из сторон нанесен слой ЭОМ. При условии, что ЭОМ обладает хорошими диэлектрическими свойствами, он может выполнять одновременно роль второго диэлектрика.

Напряжение прикладывается при помощи прозрачных электродов, напыленных на слой диэлектрика и ЭОМ.

Пусть к электродам приложен импульс напряжения U_n . При этом в п/п, при условии, что собственных носителей недостаточно для экранирования действующего напряжения, возникает неравновесная длина обедненного слоя:

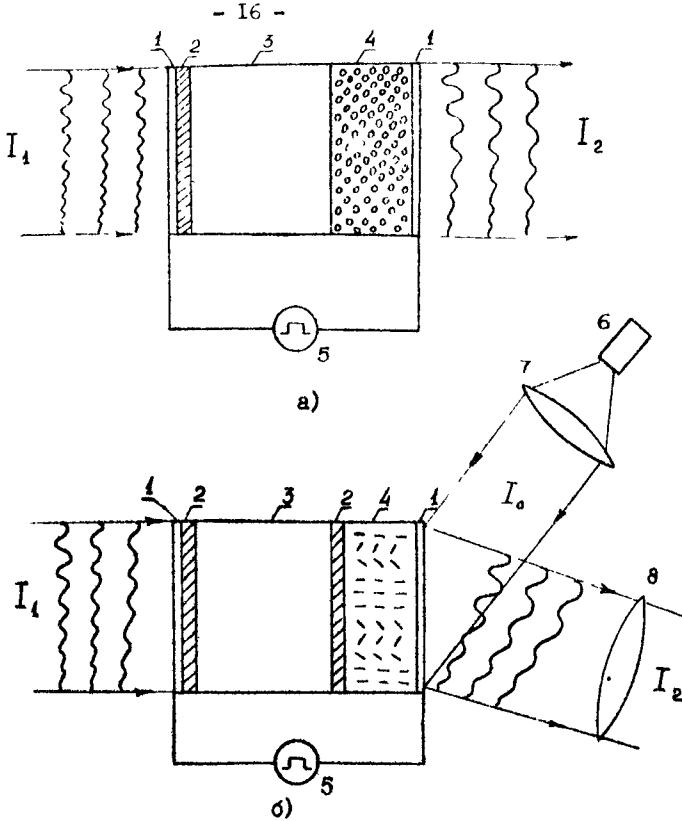


Рис.1. Схема ОУТ на основе структуры п/п-диэлектрик, работающего: а) на использовании излучения ЭОМ, выполняющего роль II диэлектрика, б) на отражении.

I_1 - световая волна входного изображения, I_2 - световая волна выходного изображения, I_o -читывающая световая волна, 1-прозрачные электроды, 2-прозрачный диэлектрик, 3-фотополупроводник, 4-слой ЭОМ, 5-источник импульсного напряжения, 6-считывающий источник света, 7-коллиматор, 8-проекционный объектив.

$$L_{ob} = \left(\frac{\epsilon_n U}{4\pi q n_0} \right)^{1/2} \quad (1)$$

Для кремния с $n_0 \sim 10^{12}$ см, $U \sim 10^2$ в, $L_{ob} \sim 10^{-2} \sim 10^{-1}$ см, выбирая толщину п/п $L_n \sim 2 \cdot 10^{-2}$ см, тем самым удовлетворяем условию $L_{ob} \gg L_n$, т.е. обеднение распространяется на всю толщину п/п. В этих условиях все приложенное напряжение практически распределено на слое п/п и в нем существует сильное поле

$$E_n = \frac{U_n}{L_n}$$

В этом случае можно пренебречь диффузионным током и полем пространственного заряда и уравнение непрерывности / 4 / записывается в виде:

$$\frac{dn}{dt} = G_0 - \frac{n}{t_{dr}}, \quad (2)$$

где $G_0 = \frac{n_0}{\tau_n L_n}$ - скорость тепловой генерации, τ_n - время жизни, $t_{dr} = \frac{\mu L_n}{\mu E_n}$ - время дрейфа носителей через L_n .

В случае существования сильного поля в п/п, когда $E_n > E_{nas}$, где E_{nas} - значение поля, при котором происходит насыщение дрейфовой скорости носителей, т.е. $U_{dr} = const$, в объеме п/п устанавливается стационарный режим, что соответствует условию $\frac{dn}{dt} = 0$ в (2).

Отсюда стационарная концентрация обедненного слоя равна:

$$n_{cr} = G_0 t_{dr}, \quad (3)$$

и умножая обе части на $q \mu$, получим проводимость обедненного слоя:

$$G = q \mu G_0 t_{dr}. \quad (4)$$

Принимая во внимание, что $t_{dr} = \frac{L_n}{\mu E_n} = \frac{L_n^2}{\mu U_n}$, получим:

$$G = \frac{q G_0 L_n^2}{2 U_n}. \quad (5)$$

Считая, что ток в п/п имеет чисто активный характер, получим для сопротивления слоя п/п:

$$R_n = \frac{1}{6} L_n = \frac{2U_n}{qG_n L_n} \quad (6)$$

Заметим, что все расчеты в дальнейшем будут проводиться для единицы площади. Оценим значение удельного сопротивления $\rho_{o\delta}$ обедненного слоя $L_{o\delta}$ п/п.

$$\rho_{o\delta} = \frac{1}{6} = \frac{2U_n}{qG_n L_n^2} = 10^9 \div 10^{10} \text{ ом.см} \quad (6^*)$$

Как видно из (6*), $\rho_{o\delta}$ совпадает по величине со значениями $\rho_{зон} \sim 10^8 \div 10^{12} \text{ ом.см}$ для широкого класса ЭОМ. Это означает, что в этих условиях уже традиционным подбором толщины слоя полупроводника и ЭОМ выполнимо условие работы ОУТ: $R_n \gg R_{зо}$.

Уравнения, описывающие распределение поля на слоях ОУТ, учитывавшие только абсолютные значения, имеют вид:

$$\epsilon_g E_g = \epsilon_n E_n + 4\pi q N_s \quad (7)$$

$$\epsilon_n E_n = \epsilon_g E_g + 4\pi q N_s \quad (8)$$

$$U_o = U_n + U_g + U_s \quad (9)$$

Для напряжения на ЭО-слое имеем

$$U_s = \frac{\epsilon_n \epsilon_g L_s}{\epsilon_s \epsilon_g L_n + \epsilon_s \epsilon_n L_g + \epsilon_n \epsilon_g L_s} U_o + \frac{\epsilon_g L_s}{\epsilon_g \epsilon_n L_n + \epsilon_g \epsilon_s L_g + \epsilon_n \epsilon_s L_s} 4\pi q N_s L_n \quad (10)$$

Здесь ϵ_n , ϵ_g , ϵ_s ; L_n , L_g , L_s - соответственно диэлектрические проницаемости и толщины слоев диэлектрика, п/п ЭО-слоя.

$N_s = N_{so} + N_{sp}$ - поверхность плотность носителей. Если принять, что диэлектрические проницаемости одного порядка:

$\epsilon_n \sim \epsilon_g \sim \epsilon_s$, то выражение (10) примет вид:

$$U_s = \frac{L_s}{L_n + L_g + L_s} U_o + \frac{4\pi L_s}{\epsilon} q N_s \frac{L_n}{L_n + L_g + L_s} \quad (11)$$

В выражении (II) первый член показывает величину падения напряжения на ЭО-слое, вызванного геометрическим соотношением слоев.

Второй член соответствует напряжению на ЭО-слое, определяемому накоплением носителей на границе раздела п/п - ЭО-слой. Как было сказано выше, значение поверхностной плотности носителей связано с током; при полях $E > E_{nac}$, что соответствует обеднению п/п, соотношением

$$q \frac{dN_s}{dt} = 6E_n = qG_n L_n, \quad (12)$$

где G - скорость фотогенерации, соответствующая воздействию источника ионизации. Из (12) поверхностная плотность носителей

$$N_s = G L_n t. \quad (13)$$

В общем случае $N_s = N_{so} + N_{sp}$. Здесь $N_{so} = n_0 L_n + G_n L_n t_n$ - поверхностная плотность носителей, соответствующая протеканию темнового тока термогенерации со скоростью $G_n = \frac{n_0}{\tau_0}$, суммированная с поверхностной плотностью $n_0 L_n$, определяемой начальной концентрацией n_0 . $N_{sp} = G_p L_n \Delta t_p$ - поверхностная плотность носителей, созданная фотогенерацией носителей за время действия света Δt_p , при скорости фотогенерации G_p .

Как видно из соотношения (II), для оптимальной работы необходимо иметь величину I-го члена по возможности малой, откуда вытекают требования к оптимальной геометрии ОУТ. Наиболее выгодной геометрией будет соблюдение соотношения толщин: $L_n \gg L_s$, $L_n \gg L_g$; $L_s \gg L_g$. В этом случае

$$U_s = \frac{L_s}{L_n} U_o + \frac{4\pi L_s}{\epsilon} q N_s. \quad (14)$$

Учитывая соотношения для N_s , получим:

$$U_3 = \frac{L_3}{L_n} U_0 + \frac{q(n_0 L_n + G_0 L_n t_u) + G_p L_n \Delta t_p}{C_3} \quad (15)$$

или окончательно:

$$U_3 = \frac{L_3}{L_n} U_0 + \frac{q n_0 L_n (1 + \frac{t_u}{\tau_0}) + q G_p L_n \Delta t_p}{C_3} \quad (16)$$

Здесь $G_0 = \frac{n_0}{\tau_0}$ - скорость термогенерации, t_u - длительность импульса питающего напряжения, G_p - скорость фотогенерации, соответствующая интенсивности падающего излучения.

Δt_p - время действия импульса света.

В (16) 2 первых члена определяют темновое изменение в ЭО-слое. Пороговая чувствительность и будет определяться этими членами. По своей величине она будет соответствовать мощности излучения, приводящей к фотогенерации носителей, поверхностная плотность которых создает на ЭО-слое напряжение, равное по величине темновому.

$$U_{\text{нор}} = \frac{L_3}{L_n} U_0 + q \frac{n_0 L_n}{C_3} (1 + \frac{t_u}{\tau_0}) \quad (17)$$

Как было сказано выше, в течение действия импульса питания в п/п протекает переходной процесс, характеризующийся уменьшением напряжения на п/п и его возрастанием на ЭО-слое. Т.к.

$L_n > L_g; L_g > L_3$ в пренебрежении U_g :

$$U_n = U_0 - \frac{L_3}{L_n} U_0 - \frac{q(n_0 L_n + G_0 L_n t_u) + G_p L_n \Delta t_p}{C_3} \quad (18)$$

По истечении некоторого времени $t_{\text{экр}}$ поле в п/п станет равным нулю и напряжение полностью распределится на слое -ЭОМ. Это соответствует стационарному состоянию, при котором, естественно, теряется работоспособность устройства. Время $t_{\text{экр}}$ определим из (18) при условии $U_n = 0$.

Пренебрегая $\frac{L_3}{L_n} U_0$ по отношению U_0 , имеем:

$$\frac{C_3 U_0}{q G_0 L_n} - \frac{n_0}{G_0} - \frac{G_p}{G_0} \Delta t_p = t_{\text{экр}} \quad (19)$$

Здесь Δt_p - время воздействия светового импульса, G_p - скорость фотогенерации, G_0 - скорость термогенерации, τ_0 - собственная концентрация носителей.

При отсутствии подсветки, т.е. $G_p = 0$; $\Delta t_p = 0$, имеем:

$$\frac{C_3 U_0}{q G_0 L_n} - \frac{n_0}{G_0} = t_{\text{экр}}, \quad (20)$$

т.е. время экранирования определяется скоростью термогенерации G_0 . Т.к. рабочим режимом является динамический, т.е. работа прибора происходит во время протекания нестационарных процессов в структуре, длительность импульса питающего напряжения выбирается из условия:

$$t_u < t_{\text{экр}}. \quad (21)$$

Из (16) видно, что при воздействии импульса света с длительностью Δt_p и скоростью фотогенерации G_p в момент действия импульса света происходит импульсное изменение U_3 , определяемое током $J_p = q(G_0 + G_p)L_n$ и временем Δt_p , и если ЭОМ обладает временными характеристиками, достаточными для реагирования на воздействие, на выходе ОУТ формируется импульсное изображение. Этот режим соответствует динамическому. При этом, если на вход подается ряд разделенных по времени n импульсных изображений длительностью каждое Δt_p и временем между ними $\Delta t \geq t_{\text{экр}}$ так, что $n(\Delta t_p + \Delta t) = t_u$, где t_u - длительность питающего напряжения, то в каждый момент воздействия на выходе ОУТ имеем преобразованное импульсное изображение с интенсивностью модуляции по яркости, определяемой током фотогенерации $q G_p L_n$ и временем воздействия Δt_p . В проме-

междудиодами ток определяется скоростью термогенерации G_0 . Если при этом интенсивность предшествующего импульса достаточна для экранирования поля в п/л, то последующий импульс света не сопровождается высвечиванием на выходе, что позволяет определять наличие светового воздействия по световому отклику на зондирующий световой импульс. Во время снятия импульса питания на выходе СУТ наблюдается изменение модуляции ЭО-слоя пропорционально напряжению, определяемому суммарным накоплением заряда за время действия импульса питания:

$qN_s = q(N_{so} + N_{sp})$. Здесь $qN_{so} = nqG_0\Delta t$ - суммарный накопленный заряд в промежутке между воздействием импульсов света, определяемый скоростью термогенерации G_0 , и $qN_{sp} = nq(G_p + G_0)\Delta t_p$ - суммарный накопленный заряд за время действия импульсов света, определяемый скоростью фотогенерации G_p . Т.о., накопленный заряд равен: $qN_s = qG_0L_n t_u + nqG_p L_n \Delta t_p$, где t_u - длительность импульса питания напряжения. Следовательно, при этом реализуется возможность суммирования разделенных во времени импульсных изображений с регистрацией суммы в момент снятия импульса питания. Если $\Delta t_p = t_u$, что соответствует стационарному воздействию излучения, (15) примет вид:

$$U_s = \frac{L_s}{L_n} U_0 + q \frac{n_s L_n}{C_s} + q \frac{(G_0 + G_p)}{C_s} t_u. \quad (22)$$

При этом происходит регистрация суммарного потока излучения в период действия импульса питания t_u . Этот режим соответствует накопительному.

Если время регистрации τ_{reg} меньше времени накопления t_u (длительность импульса питания), то в момент снятия импульса питания мы получим на выходе усиленное по яркости изображение с коэффициентом усиления:

$$\kappa = \frac{\gamma_1 t_u}{\gamma_2 \tau_{reg}}, \quad (23)$$

γ_1, γ_2 - соответственно коэффициент внутреннего фотоэффекта и коэффициент, характеризующий модуляционные возможности ЭО-слоя. Наименьшая длительность регистрируемых световых импульсов определяется временем дрейфа носителей к границе раздела слоев:

$$t_{gr} = \frac{L_n}{\mu E_n} = \frac{L_n^2}{\mu U_n}. \quad (24)$$

Для случая $E > E_{max}$, $U_{gr} = \text{const}$ и $L_n \sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ в кремнии $t_{gr} \sim 10^{-9} \div 10^{-8}$ сек. Эта величина и характеризует наименьшую длительность регистрируемых световых импульсов.

Определим динамический диапазон энергии входного излучения. Минимальная регистрируемая мощность излучения равна по величине воздействию интенсивности света, создающей концентрацию носителей, эквивалентную темновой концентрации.

$$E_{min} = \gamma h\nu \left[\frac{L_s}{L_n} U_0 + q \frac{(n_s L_n + G_0 L_n t_u)}{C_s} \right], \quad (25)$$

где $h\nu$ - энергия кванта излучения, γ - коэффициент внутреннего фотоэффекта.

Максимальная регистрируемая мощность определяется из условия экранирования (см. (18)) и соответствует мощности излучения экранирующего поля в п/л:

$$E_{max} = \gamma h\nu \frac{C_s U_0}{q} \quad (26)$$

Т.о., диапазон входных энергийложен в пределах:

$$\gamma h\nu \left[\frac{L_s}{L_n} U_0 + \frac{n_s L_n + G_0 L_n t_u}{C_s} \right] \leq E_{max} \leq \gamma h\nu \frac{C_s U_0}{q}. \quad (27)$$

Выше мы рассматривали случай питания ОУТ однополярными импульсами. При питании структуры синосоидальным напряжением $U = U_0 \sin \omega t$ концентрация носителей в объеме п/п характеризуется величиной, значение которой превышает начальную концентрации $n_n > n_0$. Это приводит, с одной стороны, к увеличению фонового свечения (см. (16)) и, с другой стороны, к уменьшению пороговой чувствительности (см. (25)).

При этом частота должна быть выбрана из условия, что полу-период T меньше или равен времени экранирования:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} < \frac{C_s L_n}{q C_s L_n} = t_{exp}. \quad (28)$$

Тогда, т.к. $t_{exp} = \frac{2\pi}{\omega}$ и подставляя в (15) вместо $U_0 - U_0 \sin \omega t$ и вместо $n_0 - n_n$, для случая, когда на ОУТ воздействует импульсное изображение с длительностью Δt_p , получим:

$$U_3 = \frac{L_n}{L_n} U_0 \sin \omega t + q \frac{n_n L_n}{C_s} + \frac{2\pi q L_n}{\omega C_s} + q \frac{C_p L_n}{C_s}. \quad (29)$$

Если $\Delta t_p \gg \frac{2\pi}{\omega}$, т.е. для стационарно-воздействующего излучения, имеем:

$$U_3 = \frac{L_n}{L_n} U_0 \sin \omega t + q \frac{n_n L_n}{C_s} + \frac{2\pi q (C_0 + C_p) L_n}{\omega C_s} \quad (30)$$

Как видно из (31), U_3 пропорционально активному току и импедансу ЭО-слоя:

$$U_3 = R + 2\pi Z_{30} I_{act}, \quad (31)$$

где $I_{act} = q(C_0 + C_p)L_n$; $Z_{30} = \frac{1}{\omega C_s}$ – импеданс ЭО-слоя.

На рис. 1а приведена конструкция ОУТ с электролюминесцентным слоем / 6,7 /. Он состоит из шайбы высокоомного монокристаллического кремния с начальной концентрацией $n_0 \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$,

диаметром 2 ± 3 см, толщиной $L_n \sim 2 \cdot 10^{-2}$ см. С обеих сторон слой п/п покрыт слоями прозрачного диэлектрика SiO_2 толщиной $L_d \sim 2 \cdot 10^{-5}$ см. С одной из сторон на слой диэлектрика SiO_2 нанесен ЭЛ-слой на основе порошкового электролюминофора ЭЛ-510м толщиной $L_s \sim 2 \cdot 10^{-3}$ см, который лимитировался диаметром зерен электролюминофора.

В случае формирования ЭЛ-слоя на основе порошковых электролюминофоров в диэлектрической связке необходимость во втором диэлектрике между п/п и ЭЛ-слоем отпадает, т.к. последний сам выполняет функции диэлектрика. Однако наличие тонкого слоя SiO_2 не влияет существенно на работу ОУТ ввиду последовательного расположения слоев, т.к. при этом характеристики определяются более толстым слоем. Напряжение в ОУТ прикладывается к прозрачным сплошным электродам, напыленным на обе стороны ОУТ. Рассмотрим основные характеристики ОУТ.

Пороговая чувствительность преобразователя замерялась подсветкой от градуированного $GaAs$ -светодиода на длине волн излучения $\lambda = 0,9$ мк. Наименьшая зарегистрированная мощность составляла величину $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ вт/см² (при времени накопления 10^{-3} сек).

Насыщение яркости преобразователя происходит при мощности излучения $\sim 10^{-3}$ вт/см². Разрешающая способность составила величину ~ 10 лин/мм и ограничивалась размерами зерен применяемого типа порошкового электролюминофора. Формирование ЭЛ-слоя на основе сублимированных пленок позволит значительно улучшить разрешающую способность. Выходная яркость лежала в пределах $0,1 \pm 10$ нт. Спектральная область выходного изображения определяется типом применяемого электролюминофора (ЭЛ-510м, ЭЛ-525, ЭЛ-650) и может меняться в пределах $0,4-0,65$ мк. При-

бор позволяет регистрировать световые импульсы длительностью $10^{-7}+10^{-6}$ сек. Стирание сформированного изображения определяется временем рекомбинационного излучения электролюминофора и составляет величину $\sim 10^{-4}+10^{-3}$ сек. Т.о., из вышеприведенного следует, что общее быстродействие прибора в основном лимитируется инерционностью электролюминофора. Именно инерционность электролюминофора накладывает ограничения на возможность получения эффективного усиления за счет накопления в импульсе. Усиление за счет накопления, как и в случае электрической регистрации сигнала / 4 /, происходит за счет трансформации времени регистрации и времени излучения, т.е. накопленный за время действия импульса питания заряд релаксирует с высвечиванием в слое электролюминофора за более короткое время, что позволяет получить усиленную выходную яркость в импульсе. Естественно, при этом необходимо выполнение условия, чтобы длительность импульса питания (время накопления) превосходила время рекомбинационного излучения электролюминофора. Коэффициент усиления при этом равен (23)

$$K = \frac{\gamma_1 t_u}{\gamma_2 \tau_{\text{реа}}},$$

где $\gamma_1; \gamma_2$ - соответственно коэффициенты внутреннего фотозфекта п/п и рекомбинационного излучения электролюминофора, t_u - длительность импульса питания; $\tau_{\text{реа}}$ - время рекомбинационного излучения. В реальных условиях $t_u \sim 5 \cdot 10^{-3}+10^{-3}$ сек, $\tau_{\text{реа}} = 10^{-4}+10^{-3}$ сек. $\gamma_1 \sim \gamma_2$, и т.о., видно, что при этих значениях возможная величина усиления ~ 10 . При импульсном воздействии входного излучения наблюдается соответственное импульсное высвечивание в ЗО-слое. Если на вход ОУТ действуют несколько импульсных изображений, разделенных во времени, то в каждый

момент времени воздействия импульса света на выходе ОУТ будет наблюдаться вспышка света. Момент снятия импульса питания будет сопровождаться вспышкой света, пропорциональной суммарному накопленному заряду. Т.о., происходит суммирование световых воздействий, разделенных во времени, с высвечиванием светосуммы в момент снятия импульса. Если интенсивность импульса света такова, что она создает заряд, экранирующий поле в п/п, то импульсное высвечивание от последующих импульсов света наблюдаться не будет, что дает возможность зондирования по световому отклику на импульсное воздействие о наличии предшествующего светового воздействия. При наличии воздействия световой отклик на зондирующий импульс имеет малую величину, а при отсутствии - большую.

Использование в качестве электрооптического материала электролюминофора накладывает некоторые ограничения на функциональные возможности ОУТ. Это связано с тем, что в настоящее время наибольшее развитие получают системы, использующие голограммические методы обработки информации. Большой интерес в этой связи представляет ОУТ с жидким кристаллом (ЖК) в качестве ЭОМ. ОУТ на основе жидких кристаллов позволяют формировать выходное изображение в когерентном свете и, т.о., являются преобразователями некогерентного изображения в когерентное. В зависимости от спектральной чувствительности последующего устройства они могут производить считывание в широком диапазоне спектра соответствующим подбором считающего источника света. В зависимости от мощности считающего источника, ОУТ в широком пределе позволяет усилить выходное изображение по интенсивности. ОУТ обладают высокой чувствительностью в связи с тем, что ЖК требуют для управления малые уровни тока и напряжения. Они обладают высоким разрешением $\sim 10^2$ лин/мм. Малые потребляемые мощнос-

ти позволяют согласовывать их с интегральными схемами. Однако быстродействие ОУТ с ЖК, реализованных по схеме "ФП-ЭОМ", полностью определяется ЖК, имеющим значительную инерционность ($5 \cdot 10^{-3} + 10^{-2}$ сек). Время записи при этом будет определяться временем реакции ЖК ($\sim 10^{-3} + 5 \cdot 10^{-3}$ сек), а стирание - временем релаксации ($\sim 10^{-2} + 10^{-1}$ сек).

Свойство запоминания воздействия на все время приложенного импульса питания в симметричных структурах ПД позволило построить ОУТ на основе симметричной структуры ПД и жидкого кристалла с временем записи, определяемым временем реагирования структуры ПД $t_{зап} \sim 10^{-8} + 10^{-9}$ сек, которое не лимитировано временем развития эффектов в ЖК. Низкие управляющие напряжения ЖК позволили использовать более эффективно накопительные свойства симметричных структур ПД и получить величину чувствительности, характерную для структуры ПД $\sim 10^{-9} + 10^{-10}$ дж/см².

Конструкция ОУТ показана на рис. Iб. Она состоит из шайбы высокомоного монокристаллического кремния, с начальной концентрацией носителей $n \sim 10^{12}$ см⁻³, толщиной $L_s \sim 2 \cdot 10^{-2}$ см, диаметром ~ 3 см, изолированной с обеих сторон слоями прозрачного диэлектрика SiO_2 , толщиной $L_d \sim 2 \cdot 10^{-5}$ см.

С одной из сторон к диэлектрику примыкает проводящее стекло с прокладками, лимитирующими толщину слоя жидкого кристалла $L_{жк} \sim 10^{-3} + 10^{-4}$ см, который заливается между диэлектриком и стеклом / 9,10 /.

Преобразованное изображение наблюдается в отраженном свете считывающего источника света.

В зависимости от применяемых типов ЖК, имеющих различные механизмы изменения ЭП-свойств под воздействием напряжения, ОУТ имеют различные характеристики, обусловленные применением

ЖК.

В основном в ОУТ используются ЖК, в основу работы которых положен "эффект динамического рассеяния" / 11 /, ориентационные эффекты / 12 /.

Наилучшие результаты были достигнуты при использовании ЖК с управляемым напряжением двулучепреломления. Изображение наблюдается в поляризованном свете, в скрещенных поляроидах. Считывание изображения когерентным источником света ($He-Ne$ лазер) позволяет осуществить преобразование входного некогерентного изображения в когерентное. Преобразованное таким образом изображение при наличии соответствующей оптической схемы голограммуируется с записью в виде микроголограммы. Подбор взаимного расположения поляроидов позволяет получить с выхода ОУТ позитивное или негативное изображение.

Разрешающая способность ОУТ $\sim 10 \cdot 20$ лин/мм, чувствительность на $\lambda \sim 0,9$ мк $\sim 10^{10} + 10^{-9}$ дж/см², контрастность $\sim 1:100$.

При считывании информации белым светом формируется цветное изображение, т.е. происходит преобразование черно-белого изображения в цветное. При этом распределение цвета в выходном изображении определяется интенсивностью света в отдельных элементах входного изображения.

При использовании ЖК, обладающих "памятью", преобразованное изображение в слое ЖК сохраняется и после снятия электрического поля, что позволяет долговременное хранение преобразованного изображения.

ОУТ на основе структуры п/п-диэлектрик и ЖК имеет малое время записи изображения $t_z \sim 10^{-8} + 10^{-9}$ сек, что на 3-4 порядка меньше времени записи подобных устройств. Это обстоятельство позволяет набирать информацию поэлементным сканированием, с

временем записи одного элемента 10^{-8} сек с регистрацией полностью записанной "картины" в момент выключения импульса напряжения.

Питание рассмотренных ОУТ осуществлялось однополярными импульсами с амплитудой $\sim 40 \pm 80$ в, длительностью импульсов $\sim 1\text{мкс} \pm 1\text{нсек}$, частотой следования импульсов $\sim 50 \pm 10000$ Гц или же напряжением синусоидальной формы частотой $10^3 \pm 10^4$ Гц.

Приведем некоторые оценки энергетических параметров при обработке двоичной информации. Энергия записи, соответствующая "1", имеет для данных структур значение $E \approx 10^{-7}$ дж/см². При размере элемента изображения $\sim 10^{-2}$ см², энергия, приходящая на один элемент, $E_{\text{эл}} = 10^{-7}$ дж/см², $10^{-2}\text{см}^2 = 10^{-9}$ дж/элем. При записи информации в виде импульсных картин длительностью $\sim 10^{-6}$ сек, источник света должен обеспечивать мощность

$$P_{\text{ист}} = \frac{10^{-7} \text{дж/см}^2}{10^{-6} \text{сек}} = 10^{-1} \frac{\text{дз}}{\text{сек}}$$

Время записи определяется временем дрейфа ($t_{\text{др}} \sim 10^{-7} \pm 10^{-9}$ сек).

Время стирания информации определяется инерционностью ЭОМ и имеет величину для ОУТ с ЭЛ-слоем $\sim 10^{-3}$ сек, а для ОУТ с ЖК $\sim 10^{-3} \pm 5 \cdot 10^{-3}$ сек.

Потребляемая энергия в системах данного типа имеет достаточно малую величину. Связано это с тем, что хранение накопленного заряда соответствующего воздействия происходит без потребления энергии. Потребляемый ток определяется максимально возможной поверхностной плотностью носителей $N_{\text{ст}}$, накопленной в течение действия импульса и имеет величину $\sim 10^{12}$ см⁻².

Соответственно, заряд:

$$Q_{\text{ст}} = q N_{\text{ст}} = 1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{12} \text{см}^{-2} = 1.6 \cdot 10^{-7} \frac{\text{к} \cdot \text{см}^2}{\text{сек}}.$$

Среднее время накопления заряда $10^{-4} \pm 10^{-5}$ сек и ток соответственно равен:

$$J = \frac{q N_{\text{ст}}}{t_p} = \frac{1.6 \cdot 10^{-7} \frac{\text{к} \cdot \text{см}^2}{\text{сек}}}{10^{-3} \text{сек}} = 1.6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{а}}{\text{см}^2}$$

Амплитуда напряжения питания составляет величину $\sim 50 \pm 80$ в, и соответственно, потребляемая мощность характеризуется величиной $\sim 30 \pm 50$ мвт. Это позволяет использовать в качестве формирователей напряжения питания интегральные микросхемы.

Способность ОУТ накапливать и хранить световое воздействие в течение приложенного импульса напряжения позволяет производить обработку информации, представленной в виде световой "картины". В частности, ОУТ осуществляет суммирование ряда разделенных временным и пространственным интервалом "картин" в течение действия импульса напряжения, с выдачей результата в виде световой "картины" в момент выключения импульса напряжения.

Определим среднюю производительность ОУТ. В течение 10^{-3} сек, определяемого импульсом питающего напряжения при подаче 2-х картин с числом элементов в каждой по 10^4 элем, производительность ОУТ с ЖК-ЭЛ-слоем равна $\frac{2 \cdot 10^4 \text{бит}}{10^{-3} \text{сек}} = 2 \cdot 10^7 \frac{\text{бит}}{\text{сек}}$, что отвечает требованиям систем параллельной обработки информации.

При необходимости ОУТ позволяет производить операции с большими числом картин. Временные характеристики при этом определяются из условия, что время следования между картинами должно быть порядка времени дрейфа носителей $\sim 10^{-8} \pm 10^{-9}$ сек, а время функционирования системы определяется длительностью импульса питающего напряжения $\sim 10^{-3}$ сек. Т.о., в предельном случае число картин, которое можно сложить за врем. 10^{-3} сек при длительности картины 10^{-9} сек, разделенных временными интервалами

лом $\sim 10^{-9}$ сек. между картинами, равно

$$N = \frac{10^{-3} \text{ сек}}{2 \cdot 10^{-9} \text{ сек}} = 5 \cdot 10^6$$

И при количестве элементов в картине $100 \times 100 = 10^4$, производительность ОУТ равна

$$G = \frac{5 \cdot 10^6 \cdot 10^4 \text{ элем}}{10^{-3} \text{ сек}} = 5 \cdot 10^{12} \frac{\text{элем}}{\text{сек}}$$

В заключение можно сказать, что ОУТ на основе структур ПД являются устройствами с внутренней реализацией логических функций, с выдачей результата параллельно в виде "световой картины". Конструкция позволяет применять различные п/п материалы в паре с ЭОМ. Самостоятельный интерес представляет возможность согласования в такой системе узкозонных п/п (Si , $InSb$ и т.д.) с ЭОМ, что позволяет реализовать преобразователи изображения, работающие в ближней и средней ИК-области.

Функциональные возможности ОУТ на основе структур п/п - диэлектрик позволяют надеяться на его широкое применение в системах оптической обработки информации, использующих как некогерентные методы, так и когерентные.

Л и т е р а т у р а

1. К.К.Свидзинский, К.П.Лаврищев. Микроэлектроника, 2, №1, с.3, 1973.
2. T.Kochashi, T.Nakamura, S.Nakamura, K-Y Miyaji IEEE Trans. Electron Devices 1972, v ED - 19, N1, pp.98-104.
3. W.S. Boyle, CESmith Bell Syst. Tech Y. v. 49, pp. 587 - 593.
4. Н.Ф.Ковтонюк. Электронные элементы на основе структур п/п-диэлектрик". "Энергия", М., 1976.

5. Н.Ф.Ковтонюк, В.А.Морозов, Д.Г.Сихарулидзе, В.Г.Фадин, Н.Ф.Усольцов, М.И.Бродзели. ТПС.ХХIII, 3, с.539, 1975.
6. М.И.Бродзели и др. Авторское свидетельство. СССР, №506243.
7. Д.Г.Сихарулидзе и др. Тезисы док.УІ Всесоюзной конференции по электролюминесценции. Днепропетровск. 14-17 сент.1977, стр.82.
8. М.И.Бродзели и др. Полож.решение по авторской заявке № 2162II15/25 (093I44) от 29.УП.76.
9. Д.Г. Сихарулидзе и др. Тезисы док. II Конференции соцстран по юдаким кристаллам. София, 26-30 октября 1977г.с.308-309
10. Хейлмайер, Закони, Биртон. ТИИЭР, 1968.т.56, №7, с.24-34
- II. Schickel M.F., Fahrenschon K. Appl. Phys. Zett 1971, v. 19, №10, p.391.

ЭЛЕМЕНТЫ И СТРУКТУРА ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ

Аязми А.А., Акопов Л.И., Култыгин А.К., Мамулия Л.К., Савранский С.М., Калантаров Ю.М., Козлов Е.С., Маргвелашвили И.И., Кереселидзе Т.Т.

Одна из наиболее существенных особенностей оптических систем памяти и обработки информации заключается в том, что возможна реализация такой структурной организации, при которой между блоками осуществляется передача информации большими массивами параллельно с помощью оптических многоканальных элементов связи и коммутации.

Для систем адресной оптической памяти эта особенность выражается в целесообразности структуры памяти с постраничной организацией, т.е. с произвольным доступом к любой странице и произвольной выборкой любого многоразрядного числа из страницы.

Постстраничная запись и произвольное считывание массивов оптической информации ("картин") может быть обеспечена с помощью голограммической или линзово-растровой оптических систем / 1 - 5 /.

В голограммической системе на носителе информации реализуется локально-распределенная запись "картин", а в линзово-растровых - локально-локальная, т.е. в обеих системах имеется пространственная локальность расположения "картин" в соответствии с их адресом, но в линзово-растровых системах информация, заключенная в самих "картинах", записана

- 35 -

локально, а в голограммических запись картины распределенная. Такая распределенная запись обладает определенной помехоустойчивостью в отношении локальных малых дефектов носителя информации. При этом основными компонентами оптического ЗУ являются источник излучения, управляемая "картина" - транспарант, система адресации "картины"-кадра, запоминающая среда, обеспечивающая возможность записи, считывания и стирания информации.

В случае использования в качестве источника излучения лазера, благодаря когерентности излучения обеспечивается возможность голограммической записи, что создает преимущества, заключающиеся не только в помехоустойчивости хранения, но также и в сравнительно невысоких требованиях к точности юстировки / 6 /.

Основные узлы голограммического ЗУ схематически представлены на рис. I.

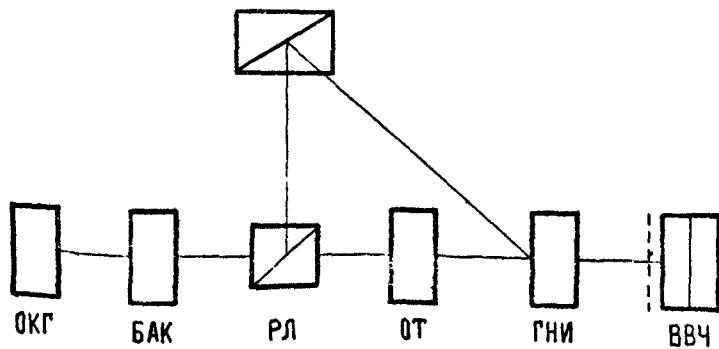


Рис. I

Луч лазера, пройдя блок адресации кадра (БАК), получает необходимое отклонение в соответствии с адресом кадра. Затем расщепителем луча (РЛ) делится на опорный и предметный. Предметный луч проходит управляемый оперативный трансистор (ОТ) и вместе с опорным лучом интерферирует в плоскости голограммного косителя информации (ГИ). Восстановленная с помощью опорного луча картина с информацией в двоичном оптическом коде подается на блок выборки числа (БВЧ), в котором происходит считывание требуемого числа. БАК обеспечивает отклонение лучей в необходимые позиции на ГИ при записи и при восстановлении каждого кадра.

Нами с целью разработки были исследованы некоторые перспективные варианты реализации блоков и всего устройства.

Рассмотрим возможные варианты реализации блоков голограммического ЗУ.

Носитель информации

Материалы, предназначенные для голограммирования, при экспонировании и проявлении по-разному меняют свои оптические свойства и в связи с этим их можно разделить на две основные группы:

1. Материалы с амплитудной модуляцией (поглощение), у которых от экспозиции зависит амплитудный коэффициент поглощения.

2. Материалы с фазовой модуляцией, у которых от экспозиции зависит оптическая длина пути (показатель преломления или геометрическое расстояние, проходимое светом в среде / 7 /).

На материалах с амплитудной модуляцией голограммическая интерференционная картина регистрируется в форме пространственных вариаций поглощения. Дифракционная эффективность (отношение мощности дифрагированной волны I-го порядка к мощности излучения, освещавшего голограмму) амплитудных голограмм взлама и составляет примерно 3%.

Примерами таких материалов являются ботинок и чистые омные среды.

На материалах с фазовой модуляцией голограммическая интерференционная картина регистрируется в форме пространственного изменения показателя преломления или толщины. Материалы с фазовой модуляцией позволяют получать более яркие восстановленные изображения и их коэффициент поглощения можно принять равным нулю. Дифракционная эффективность этих материалов достигает 34% / 7,8 /.

Примером фазовых сред является фторопластик, халькоидные среды.

Для голограммирования необходимо, чтобы регистрирующие материалы имели высокую разрешающую способность, т.к. использование для записи голограммы материала, у которого предельная пространственная частота велика, может привести к нечеткости восстановленного изображения.

Наряду с дифракционной эффективностью и разрешающей способностью, важным параметром голограммных материалов является их чувствительность, определяющая экспозицию при записи.

Кроме того, учитывая, что голограмма любого реального объекта представляет собой интерференционную картину более широкой области пространственных частот, пригодность среды для регистрации голограмм наиболее полно описывается двумя семействами передаточных характеристик:

1. Зависимость модуля квадратного из дифракционной эффективности \sqrt{f} от пространственной частоты для линейной области экспозиции при постоянном контрасте.

2. Зависимость \sqrt{f} от частоты для линейной области контраста при постоянной экспозиции.

Семейство передаточных характеристик определяет все необходимые параметры для оценки возможности использования носителей как в голограммических системах регистрации, так и в обычных оптических системах / 7,8 /.

С точки зрения оперативности в настоящее время перспективными считаются фоторхромные материалы, халькогениды, щелочно-галоидные кристаллы, магнитные материалы, фототермопластикационные среды.

Их важным преимуществом перед галоидосеребряными фотографическими материалами в зависимости от типа материала являются: отсутствие или простота обработки, высокие разрешающая способность и дифракционная эффективность, большая информационная ёмкость, простота и экономичность изготовления материала, возможность многократной записи, считывания и стирания оптической информации.

Основные характеристики наиболее известных реверсивных светочувствительных материалов представлены в таблице I /7,9-12/

Таблица I

Н	Тип материала	Спектральная чувств. дл./см ⁻¹	Англ.экв.	Разр.способн. лин./м	Бров.: хреп.и.	Максим.
1.	Органические foto- хромные материалы	10^{-2}	I	3000	неогр.	500
2.	Неорганические го- тогенные материя- лы	10^{-1}	I	2000	неогр.	неогр.
3.	Магнитные материалы	10^{-2}	$0,01 \pm 0,01$	2000	неогр.	39
4.	Электрооптические кристаллы	10^{-1}	8	1500	неогр.	неогр.
5.	Фототермопластики	$10^{-5} \cdot 10^{-6}$	6 - 10	1000	неогр.	500
6.	Халькогенные стек- ла	$10^{-1} \cdot 10^{-2}$	2 - 3	10000	неогр.	100

Как видно из таблицы, наиболее перспективным материалом для записи голограмм благодаря высокой светочувствительности и большой дифракционной эффективности, является фототермопластик. Кроме того, достоинством фототермопластика является возможность длительного хранения записанной информации на свете и многократного неразрушающего считывания световым лучом.

На фототермопластике интерференционная картина голограммы регистрируется в виде пространственной модуляции её толщины в соответствии с распределением интенсивности света с записываемой картинкой. Так как сами термопластические материалы не светочувствительны, то их объединяют с фотопроводником в пленочную структуру и фототермопластик выполняет функции как светочувствительного, так и деформируемого слоя / 7,II /.

Скрытое изображение, получаемое под действием света на подготовленном фототермопластике, может быть создано в результате чисто физических процессов или в результате фотохимических реакций. Первые способы записи наиболее перспективны, т.к. фототермопластик можно многократно использовать для записи и воспроизведения голограмм.

Рассмотрим фототермопластический способ записи голограмм. Фототермопластик при этом способе записи представляет собой тонкую прозрачную пленку, нанесенную на металлизированную стеклянную подложку.

Для подготовки фототермопластика к записи голограмм его поверхность равномерно заряжают с помощью коронатора. Коронатор состоит из тонкой проволоки, находящейся под высоким напряжением, и заземленного экрана. Одновременно с зарядкой или после неё на

поверхность фототермопластика проецируется интерференционная картина голограммы. Вследствие фотопроводимости материала на его поверхности создается потенциальный рельеф или скрытое изображение. Скрытное изображение преобразуется в рельеф поверхности путем размягчения слоя. Размягчение происходит за счет джоулева тепла, выделяемого в проводящем подслое при пропускании через него импульса тока. При охлаждении фототермопластика до комнатной температуры деформация сохраняется сколь угодно долго.

Стирание записанной информации может быть осуществлено нагреванием материала до температуры, превышающей температуру проявления на $10-15^{\circ}\text{C}$ или при более длительном нагревании с той же температурой. После этого материал готов к повторной записи.

Осуществляя локальный подогрев на фототермопластике можно разместить большое число голограмм и избирательно проявлять и стирать оптическую информацию.

В качестве фототермопластического слоя используется обычно поли-*М*-винилкорбазол (ПВК), пластифицированный стабилизированной канифолью / 7,I3 /.

Пленки ПВК получают поливом из раствора на стеклянные подложки с проводящим слоем (толщина пленок 0,5- 5мк). Проводящий слой представляет собой тонкий слой двуокиси олова (SnO_2) прозрачностью 85 - 90% и удельным сопротивлением 30 - 80 ом на квадрат. Проводящий слой используется для пропускания импульса тока при проявлении и стирании, а также

в качестве второго электрода при зарядке материала.

Информационные свойства фототермопластика полностью описываются семейством передаточных характеристик. Анализ этих характеристик /13-15/ позволяет сделать вывод о том, что фототермопластик представляет собой среду, информационными свойствами которой легко управлять, варьируя такими параметрами как потенциал зарядки, толщина слоя, режим проявления. Следует отметить, что применение одновременного режима проявления во время регистрации голограммы, увеличение потенциала поверхности и скорости нарастания температуры проявления ведет к повышению чувствительности материала и к расширению полосы передаваемых пространственных частот.

На основе фототермопластического носителя информации на-ми совместно с Сектором записи оптической информации Киевского государственного университета была разработана и изготовлена управляемая фототермопластическая матрица на 64 и 256 элементов. Обе матрицы изготовлены на стеклянной подложке размером 80 x 80 мм и представляют собой изолированные проводящие ячейки из SnO_2 , покрытые полимером. В первой матрице размер ячеек $4,5 \times 4,5 \text{ mm}^2$, шаг - 9,5 мм, во второй - $2 \times 2 \text{ mm}^2$, 4,5 мм. К каждой ячейке матрицы подведены токо-проводящие шины для проявления и стирания. Контактные площа-дики вынесены на периферию стекла. Токопроводящие контактные площа-дики и дорожки к каждой ячейке матрицы выполнены методом вакуумного напыления хрома и меди через специальную маску. Подслой SnO_2 наносится на стеклянную подложку методом гидролиза раствора хлорного олова. Изолированные ячейки матрицы

получены методом химического травления сплошной пленки. Запись, проявление и стирание информации осуществляются поэлементно в зависимости от адреса обращения.

Для подбора каждому элементу матрицы оптимального режима проявления и стирания, который зависит от температуры окружающей среды, начальной температуры материала (которая может быть выше температуры окружающей среды из-за неполного остывания материала после предыдущего стирания), и от сопротивления проводящих подложек, имеющих разброс в среднем до 50%, в работе матрицы предусмотрено наличие устройства, контролирующего восстановленную с голограммы "картину" / 16,17 /. Поскольку наиболее важным параметром, по которому определяется качество записываемой "картины", является дифракционная эффективность, то контролируется именно этот параметр.

Благодаря наличию контролирующего устройства, исключается появление нежелательных шумов, перепроявление, что уменьшает вероятность выхода растворителя из материала и за счет этого увеличивается значительно цикличность фототермопластика.

Блок выборки числа.

Блок выборки числа (БВЧ) предназначен для выборки многоразрядного числа по заданному адресу и для преобразования оптических сигналов в электрические. В силу того обстоятельства, что восстановленная картина, являющаяся для блока выборки числа входной информацией, задана в виде световых импульсов, представляющих собой разряды числовой информации, исследования по созданию БВЧ направлены на разработку оптических

и электронно-оптических методов и средств обработки информации.

Из многоканальных приемников оптического излучения для больших массивов информации наиболее подходящими являются многоэлементные матрицы фотоприемников.

Элементами этих матриц могут являться быстродействующие фотодиоды или фототранзисторы (Pin -структуры) / 18,19 /. Тот или иной из этих фотодетекторов целесообразно использовать в зависимости от спектральной чувствительности, размера активной зоны, оптимальной рабочей частоты. Из приемлемых по плотности информации и быстродействию фотодетекторов наиболее распространены Pin -диоды и лавинные фотодиоды, однако, при объединении их в интегральные матрицы возникают определенные технические трудности. Прежде всего к ним относятся: разброс шумов из-за взаимного влияния фотоприемников и значительное уменьшение быстродействия матриц по сравнению с отдельно взятым элементом из-за большой паразитной ёмкости шин.

Поиск числа по заданному адресу может также осуществляться устройством, в которомчитывающее место или луч при помощи диктатора-преобразователя устанавливается в нужной части информационного поля. В устройствах с небольшим числом позиций трассирования к относительной погрешности установки луча не велики. Но в системах большой ёмкости требования к точности установки оказываются такими, что становятся необходимыми применения специальных схем коррекции положения, инерционность которых ограничивает быстродействие ЗУ. При этом в рабочем комплексе памяти блока оказывается узел со всеми характер-

ними для аналоговых устройств недостатками.

Сущность разработанного и использованного в БЧ способа выборки информации заключается в каскадном делении информационных полей большими массивами. Каждый каскад устройства производит деление поля информации и выбор определенной её части. Последующий каскад выбирает часть информации из выбранного предыдущим каскадом массива. Каскады связаны друг с другом многоканальной оптической связью. Если каждым каскадом выбирается одна четвертая часть информационного поля и количество ячеек на носителе информации N , то для выбора одной ячейки требуется $n = \log_4 N$ каскадов / 20 /.

Основным функциональным элементом устройства является многоканальный электронно-оптический переключатель (ЧЭОП) / 21 /. Переключение осуществляется смещением электронного потока, несущего изображение, относительно маски, неподвижно фиксированной на выходе ЧЭОП. Таким образом, можно производить одновременное переключение большого количества оптических информационных каналов.

Логическая структура каскадного устройства выборки представляется собой сходящееся дерево переключателей, управляемых сигналами регистра адреса.

Массив информации фильтруется каскадами по признакам четности строк и столбцов. Плотность информации убывает от каскада к каскаду.

Описанный способ выборки требует определенного правила записи информации на носитель.

Пусть информационное поле состоит из N τ -разрядных чи-

сдел. Информационное поле разбивается на π квадратов, каждый из которых состоит из N двоичных элементов. В каждом из этих квадратов расположены соответственно разряды всех чисел, например, в левом верхнем квадрате - старшие разряды всех N чисел, а в правом нижнем - младшие разряды всех чисел. Внутри каждого из этих квадратов адресация такова, что если пронумеровать X -столбцы и Y -строки, то первый каскад устройства выборки должен управляться младшими X и Y разрядами регистра, а последний каскад, соответственно, старшими $/ 22, 23 !$.

Каскад устройства выборки оптической информации представляет собой МЭОП (рис.2) и состоит из электронно-оптической системы смещения изображения (ЭОС) и мелкоструктурных масок 1 и 5.

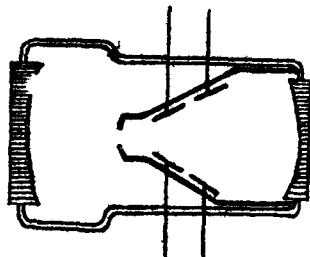


Рис. 2

Рассмотрим работу переключателя.

Световые сигналы информации, поданные на фотокатод 2 вызывают фотоэмиссию электронов с соответствующих участков катода. Поток фотоэлектронов под действием ускоряющего и фокусирующего полей попадает на люминесцентный экран 4 и вызывает свечение в соответствующих точках. Однако выходная маска 5 пропускает лишь часть столбцов и строк информационного поля в зависимости от наличия сигнала смещения на отклоняющих пластинах 3. Стекловолоконные торцевые планшайбы 6 обеспечивают оптический контакт масок с фотокатодом и экраном ЭОС²¹ / .

Маска каждого каскада представляет собой растровую решетку с шагом d , определяемым по формуле

$$d_k = d_0 \cdot 2^k,$$

где k - номер каскада

d_0 - расстояние между информационными точками на носителе информации.

Аналогичная фильтрация информации происходит в последующих каскадах устройства до тех пор, пока не произойдет выбор нужной ячейки.

Если требуется выдать оптический код числа, то непосредственно используются оптические сигналы с выхода оконечного МЭОП. При требовании иметь электрический код считанного числа, необходим либо многоканальный (по числу разрядов) фотоэлектрический преобразователь, либо встроенный в МЭОП блок детекторов-усилителей электронов.

До сих пор рассматривался случай, когда число выходов в МЭОП в 4 раза меньше числа входов.

В общем случае их соотношение может быть другим. В частности, удобным является случай, когда число выходов в 16 раз меньше числа входов. При этом на каждую пару отклоняющих пластин подается один из 4 уровней отклоняющего потенциала, соответствующего одному из 16 фиксированных положений изображения относительно выходной маски.

Управление положением изображения осуществляется в соответствии со значениями четырех разрядов регистра адреса - двух в X -направлении

$$x_1 x_2 \left\{ \begin{array}{l} 00 \\ 01 \\ 10 \\ 11 \end{array} \right.$$

и двух в направлении y

$$y_1 y_2 \left\{ \begin{array}{l} 00 \\ 01 \\ 10 \\ 11 \end{array} \right.$$

В этом случае число каскадов устройства равно

$$n = \log_{16} N$$

а шаг маски каждого каскада определяется по формуле

$$d_x = d_o \cdot 4^k$$

Ясно, что плотность информации от каскада к каскаду убывает. Величина управляющего сигнала при этом возрастает, что нежелательно. Для обеспечения постоянства величины управляющих сигналов всех каскадов целесообразно применение в МЭОП электронной оптики с изменением масштаба передачи изображения. При выборе $1/4$ информации это изменение масштаба равно $1/2$, а при выборе $1/16$ части информации равно $1/4$.

Используя МЭОП, можно также построить каскадную систему, имеющую обратную структуру - структуру расходящегося дерева, при которой число позиций переключателя растет от первого каскада к последнему.

Исследования показали, что для создания БВЧ необходима система со сходящейся структурой, т.к. информационное поле на входе БВЧ представляет собой светящуюся картину - "активное" информационное поле. Системы же со структурой расходящегося дерева могут обеспечить считывание лишь с "пассивного" информационного поля (например, оптической пластины с прозрачными и непрозрачными участками) / 20, 23 /.

Каскадная система расходящейся структуры может обеспечить также адресную запись оптической информации, возможность использования которой описывалась выше / 21 /.

Как указывалось, основным функциональным элементом БВЧ является многоканальный электронно-оптический переключатель. В настоящее время существуют электронно-оптические преобразователи с волоконными торцами, с электростатическими фокусирующими и отклоняющими системами, которые в сочетании с фильтрующими масками, расположенными на выходном торце прибора, способны выполнять функции многоканальных электронно-оптических переключателей / 22, 23 / для переключения 256 36-разрядных чисел. Быстродействие переключателя - 1 мксек.

Блок адресации кадра.

БАК в оптическом ЗУ служит для координатного отклонения лазерного луча.

Известны дефлекторы луча, основанные на электрооптических и акустооптических свойствах материалов /27/.

Удобным критерием для количественной оценки качества дефлектора служит произведение числа позиций на быстродействие /28/

$$\Delta f = N \cdot \frac{1}{\tau},$$

где N - число разрешимых позиций, в любую из которых можно адресовать луч за время τ .

Электрооптические дефлекторы позволяют получить величину $\Delta f \approx 10^9 \text{ сек}^{-1}$, однако требуют больших управляющих напряжений. Кроме того, имеются определенные технологические трудности с выбором материала для них и необходимостью терmostатирования блока кристаллов.

Для координатного отклонения светового луча могут также быть использованы дифракционные явления на ультразвуковых волнах /28/. Акустическая гармоническая волна, проходящая через среду, вызывает синусоидальное изменение показателя преломления в направлении своего распространения.

При освещении этой "решетки" под углом α свет дифрагирует на ней с высокой эффективностью.

Согласно /28/, угол отклонения определяется как

$$\phi = \frac{\Delta f}{s},$$

где f - акустическая частота

s - скорость распространения акустической волны.

Чтобы получить дискретные значения смещения, соответствующие адресам отклонения, частота акустических колебаний также должна изменяться дискретными ступенями.

При использовании акустического дефлектора возможно осу-

ществить матрицу 100x100 позиций, любая из которых может быть адресована за 1мкс. Для этого необходимо применение в качестве оптико-акустической среды кристаллов α -iodноватой кислоты или молибдата свинца ($PbMoO_4$).

В работе /27/ описан экспериментальный акустооптический дефлектор на кристаллах галогенида таллия ($KPC-S$) с временем переключения 25 мкс, числом позиций 32x32 и к.п.д. $\approx 10\%$. Ширина полосы ограничивает частотная характеристика электро-акустического преобразователя, который генерирует звуковую волну и частотные характеристики оптико-акустического материала.

К основным недостаткам акустических дефлекторов следует отнести небольшой угол отклонения луча света и значительную сложность электронных устройств дискретного управления.

Однако при применении в качестве реверсивного носителя оптической информации фототермопластика время записи соизмеримо с быстродействием электромеханического дефлектора.

Применение электромеханических дефлекторов оправдано и целым рядом следующих их достоинств: высокой линейностью отклонения, числом разрешимых позиций до 10^4 , временем выборки 10 мкс /27/, большим (до 30°) углом отклонения, высокой чувствительностью, практическим отсутствием потерь света.

В настоящее время для комплектования светолучевых осциллографов разработаны и серийно изготавливаются унифицированные рамочные осциллографические гальванометры-вставки типа М1013. Благодаря сверхмалому (0,5мм) сечению рамки, гальванометры типа М1013 имеют собственную частоту $15 \cdot 10^3$ Гц и могут быть применены для устройства адресного отклонения лазерного луча.

Предлагаемая экспериментальная реализация БАК состоит из двух основных узлов: блока управления (БУ) и электромеханического двухкоординатного дефлектора.

БУ служит для преобразования кода адреса голограммы в два независимых координатных тока, управляющие разворотом зеркал электромеханического дефлектора. БУ собран на микросхемах, что позволяет обеспечить малые габариты, вес и высокую надежность работы.

Электромеханический координатный дефлектор состоит из двух модифицированных магнитоэлектрических осциллографических гальванометров М1013 с током полного отклонения 25 мА на максимальной рабочей частоте $2 \cdot 10^3$ Гц и оптической системы.

Модификация гальванометра заключается в разработке специальной компактной магнитной системы. Оптическая система блока адресации выполнена аналогично описанной в / 28 /.

Оперативный транспарант

Запись информации на основной носитель производится постранично. Поэтому предварительный набор массива, образующего страницу, производится в буферный блок памяти, дающий возможность одновременного оптического отображения всего набранного массива во время экспонирования при записи на основной носитель. Такой оперативный транспарант (ОТ) может быть реализован на основе различных физических явлений, обеспечивающих изменение оптических свойств отражательной или пропускной способности материала.

ОТ должен обеспечивать набор массива информации с высоким

отношением сигнал/шум. Необходимо предусмотреть также возможность последующего голограммирования, т.е. хранения информации на время экспозиции.

Ниже будут рассмотрены различные виды ОТ, удовлетворяющие поставленной задаче, с учетом их реализации в настоящее время и перспективности в будущем.

а) Электростатический клапан /29/

Основной деталью данной конструкции (рис.3) является подвижная пленочная пластинка 4, предварительно деформированная вследствие внутренних напряжений и закрепленная одним концом. Между пластинкой и неподвижным электродом 2 находится диэлектрический разделяющий слой 3. Движение пластины происходит под действием сил притяжения, обусловленных электрическим полем в межэлектродном пространстве. Если ввести дополнительно блокирующий электрод и подавать на него удерживающее напряжение, то после снятия напряжения срабатывания лепесток будет замкнут на время наличия напряжения на блокирующем электроде.

Матрица из n подобных электростатических клапанов функционально может быть использована в качестве ОТ. Имея необходимое сочетание замкнутых и разомкнутых лепестков и внешний источник излучения, можно динамично отображать двухмерное изображение.

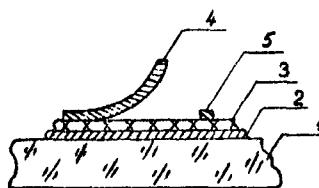


Рис. 3

При рассмотрении матрицы на n клапанов, когда n велико (от 1000 до 10000), возникает проблема независимого управления каждым клапаном ввиду того, что подача управляющего напряжения индивидуально на каждый клапан затруднительна ввиду значительного усложнения блоков управления и коммутирующих линий.

Если изготовить матрицу таким образом, что будут объединены одноименные электроды координатными шинами, то будет срабатывать тот клапан, который находится на пересечении шин, куда подано два полунапряжения. Такая матрица удовлетворяет поставленной задаче, а изготовление её вполне возможно, учитывая современный уровень пленочной технологии.

б) ОТ на жидкокристалле (ЖК)

Способность жидкокристаллов менять оптические свойства под действием электрического поля делает возможным их использование в светоклапанных устройствах.

Если пропускать лазерный пучок через жидкокристалл толщиной в 20 мкм, находящийся между стеклянной пластинкой с прозрачным проводящим слоем и полированной стороной стеклометаллической шайбы, то в местах, где прилагался электрический импульс, возникает динамическое рассеяние и интенсивность вышедшего в направлении прохождения лазерного пучка резко ослабляется.

Было обнаружено также / 30 /, что вызванное электрическим полем турбулентное движение кроме резкого ослабления интенсивности лазерного пучка приводит к потере его когерентности, в то время как в тонком прозрачном слое когерентность не нару-

шается. Полученное в результате светоклапанирования изображение может быть записано на голограмму. Контрастность получаемой картины при этом зависит от конкретно применяемого жидкого кристалла и от оптической схемы наблюдения и порядка 100. По данным / 30, 31 / контрастность может достигнуть значения 400. Длительность цикла переключения порядка $10^{-2} + 10^{-3}$ сек.

Добавление в жидкокристалл холестерического вещества делает возможным получение элемента памяти. Однако возникающее при этом вращение плоскости поляризации существенно ухудшает качество голографируемой картины / 31 /.

в) Термопластический ОТ

Из свойств термопластических материалов можно заключить, что в сочетании с устройством адресной записи оптической информации они могут быть применены в качестве спартивного трекспаранта.

Устройством адресной записи может служить электронно-лучевая трубка (ЭЛТ) или электронно-оптический преобразователь (ЭОП) с отклоняющими системами. При использовании ЭОП информация в виде светящихся точек (запись "1") или отсутствия светящихся точек (запись "0") подается на оптический вход устройства — фотокатод ЭОП. В процессе прохождения через систему поданная информация получит нужные отклонения и попадет в заданный адрес / 24 /. Если на вход подается число точек, равное числу разрядов (L), и число позиций переключения в каждом направлении равно \sqrt{N} , где N — число чисел, то на выходе устройства может быть получено N^L 2 -разрядных чисел.

Проведем расчет возможной плотности мощности излучения

в случае применения ЭОП. Средняя плотность излучения с экрана ЭОП на 1 см² равна:

$$\frac{P}{S} = \gamma \nu i V,$$

где P - мощность излучения, попадающая на носитель информации,

S - площадь носителя,

γ - коэффициент пропускания выходного торцевого стекла или стекловолоконной шайбы ($\gamma \approx 0,5$),

ν - эффективность свечения люминофора ($\sim 20\%$),

i - плотность тока в ЭОП ($i \approx 1 \text{ мка/см}^2$),

V - напряжение ($V \approx 10^4$ вольт).

В результате подсчета получается, что $\frac{P}{S} \sim 10^{-3}$ вт/см².

При этом время записи составляет $\sim 10^{-3}$ сек.

В случае применения ЭЛТ можно доиться большей энергии облучения, т.к. плотность тока в них гораздо больше

1 мка/см², что дает возможность снизить время записи. Однако при этом необходимо иметь в γ раз больше позиций переключения (в нашем случае $\gamma = 36$) и может оказаться, что время записи с использованием ЭЛТ всего массива будет больше времени записи с использованием ЭОП, где число позиций переключения меньше в γ раз.

Необходимо отметить, что надежная запись оптической информации невысокой пространственной частоты (~ 10 пар лин/мм) на термопластик затруднительна ввиду плохой передачи контраста низких частот. Однако возможность "морозной" записи или искусственного растритирования может увеличить контраст до необходимой величины / 14 /.

г) Фотополупроводниковый ОТ.

Особый интерес вызывают ОТ, использующие в качестве фоточувствительной части симметричные структуры типа полупроводник-диэлектрик в сочетании с жидким кристаллом (ДПД-ЖК) / 32 /. Такая конструкция ОТ позволяет применить в качестве фотополупроводника узковенные полупроводники с шириной запрещенной зоны 1,2 эв. С другой стороны, свойство структур типа п/п-диэлектрик регистрировать световые воздействия короткой длительности (в пределе 10^{-9} сек) с последующим его запоминанием на все время действия импульса питания, позволяет значительно снизить время записи изображения, которое уже не будет лимитировано инерционностью ЖК. Световое воздействие короткой длительности в этом случае запоминается в виде накопленного заряда в структуре п/п-диэлектрик, что приводит к перераспределению напряжения на слой ЖК и по истечении времени, необходимого для развития эффектов в ЖК, оно "проявляется" в отраженном свете считающего источника света.

Конкретно, конструкция ОТ с основой ПД-ЖК представляет собой шайбу монокристаллического кремния с начальной концентрацией носителей $N_d \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$, толщиной $2 \cdot 10^{-2}$ см и диаметром 243 см. С обоих сторон слой кремния изолирован слоями прозрачного диэлектрика SiO_2 толщиной $2 \cdot 10^{-5}$ см.

С одной стороны к слою диэлектрика примыкает прозрачное стекло, образуя зазор с поверхностью диэлектрика, лимитируемый прокладками, толщиной $10^{-3} + 10^{-3}$ см, - куда натеканием вводится слой ЖК с эффектом управляемого двулучепреломления.

С другой стороны оптического входа наносится сплошной прозрач-

ный электрод. Голограммирование изображения производится в отраженном поляризованном свете от слоя ЖК и наблюдается через анализатор. В качестве считающего источника использовался *HeNe* лазер.

Основные характеристики такого ОТ следующие:

- пороговая чувствительность (на λ 0,9 мк) .
 $10^{-5} + 10^{-10}$ дж/см²,
- время записи $10^{-8} + 10^{-9}$ сек,
- время цикла запись-стирание 10^{-3} сек,
- разрешение 10 лин/мм (что определялось толщиной слоя ЖК 2 10^{-3} см),
- отношение интенсивности активного участка к фоновому 100:1,
- потребляемая мощность 50 мвт.

В зависимости от положения анализатора на выходе формируется позитивное или негативное изображение. Усиление изображения зависит от мощности считающего источника света и может достигать 10^3 .

Схема голограммирования

Выбор схемы голограммирования должен производиться с учетом возможностей основных функциональных узлов устройства: голограммного носителя информации, оперативного транспаранта и блока адресации кадра. Функционально схема должна регистрировать страницы с информацией, набираемой на оперативном носителе в форме малых голограмм, пространственно разделенных и регулярно расположенных в плоскости голограммного носителя информации.

Количество голограмм на носителе и, следовательно, емкость памяти в основном определяются возможностями отклоняющего устройства, которое в комплексе с выбранной оптической схемой голограммирования должно давать в плоскости блока считывания информации восстановленное действительное изображение голографируемой картины. Желательной является и возможность применения схемы записи-восстановления изображения, а также условие идентичности управления опорным и предметным лучом. При выборе схемы голограммирования важным является применение избыточной записи, при которой пучок лучей от каждой точки предмета перекрывает всю площадь голограммы, что обеспечивает относительную нечувствительность к пыли, царапинам и другим дефектам регистрирующего материала.

При этом из-за того, что интенсивность света меняется в широком диапазоне, необходимо учесть динамический диапазон голограммного носителя и, если понадобится, найти компромисс между избытком информации в кадре (двухэлементное кодирование дв. единицы) и требованием к динамическому диапазону /7,33/.

Особенно жесткие требования, а следовательно, и ограничения при выборе оптимальной схемы голограммирования накладываются со стороны системы управления. Описанные выше электромеханические дефлекторы света обеспечивают координатное отклонение луча в плоскости голограммного носителя. Исходя из требования идентичности управления опорным и предметным пучком, можно считать, что отклоняющее устройство должно располагаться до оперативного транспаранта.

В качестве голограммного носителя информации выбран тер-

моделистик, а его свойства близки к свойствам идеальной плоской голограммы. Безаадерационное действительное изображение в этом случае можно получить при симметричном положении параллельных опорного и восстанавливающего пучков относительно нормали к плоскости записи.

Восстановление изображения происходит на оптической оси по другую сторону голограммы на расстоянии, равном расстоянию от транспаранта до голограммы. Очевидным является необходимость применения в схеме устройства, обеспечивающего нужную направленность освещения оперативного транспаранта, благодаря чему запись голограмм будет производиться в различных ячейках блока памяти. Роль такого устройства может выполнять линзовый растр, в котором каждая линзочка падающей на неё узкий параллельный пучок будет превращать в расходящийся. Однако более эффективным является применение специальной матрицы, состоящей из множества голограмм линз, формирующих направляющие пучки.

Ниже предлагается схема устройства памяти с записью и считыванием информации, при конструировании которой были учтены приведенные выше требования и особенности поставленной задачи (рис.4).

Луч лазера, пройдя электромеханическую систему дефлекторов, находится в одном из своих возможных положений в зависимости от отклонений зеркал Z_x и Z_y в двух взаимно-перпендикулярных направлениях. Беркало Z_y располагается в фокусе линзы L_1 , чем обеспечивается попадание на его малую поверхность всех лучей, отклоненных в x -направлении, а также в фокусе линзы L_2 , которая превращает расходящийся пучок

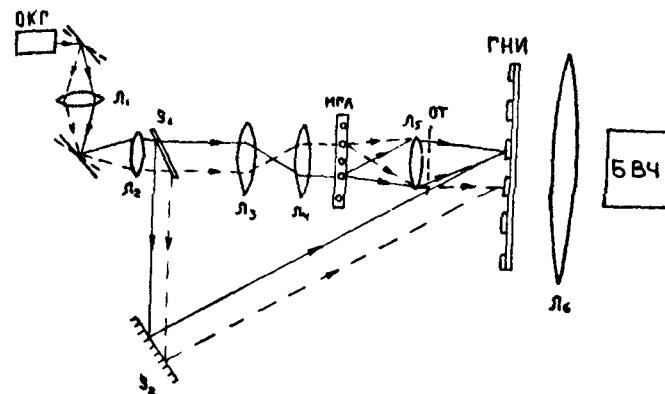


Рис. 4

лучей в пучок параллельных лучей, каждый из которых есть одна из возможных позиций луча. Полупрозрачное зеркало Z_1 делит луч на предметный (прошедший) и опорный (отраженный), последний зеркалом Z_2 направляется на матрицу термопластических голограмм. Затем предметный луч проходит систему спаренных линз, в это нужно для того, чтобы каждый предметный пучок в плоскости голограммы совмещался со своим опорным и восстановливающим.

Итак, мы имеем некоторое число параллельных позиций луча, соответствующее числу записываемых голограмм. Проходя матрицу голограмм линз МГЛ, каждый луч превращается в расходящийся пучок, имеющий соответствующую каждой позиции направленность освещения оперативного транспаранта. Линза собирает расходящиеся пучки, и расположенный близко от нее оперативный транспарант освещается в сходящемся пучке, чем и обеспечивается малый размер ($\approx 2 \text{ мкм}$) отдельной голограммы на носителе.

Совершенно очевидно, что в схеме необходимы затворы для опорного и предметного лучей. Если зеркало Z_2 сделать поворотным, то тогда нужен затвор только для предметного луча, который должен располагаться после Z_1 .

Приведенная на рис.4 схема рассчитана на прозрачный оперативный транспарант. С небольшими изменениями она может быть применена и в том случае, когда транспарант непрозрачен и работает на отражение.

Считывание происходит восстановлением изображения транспаранта опорным пучком. Линза L_5 служит для совмещения восстановленных изображений от разных голограмм во входной плоскости БВЧ.

Требования к источнику излучения связаны с такими его основными параметрами, как длина волны, когерентность, мощность излучения.

Длина волны излучения должна обеспечивать при записи спектральное согласование с носителем информации и дефлектором луча, а при считывании также и с блоком выборки чисел.

Требования к длине когерентности излучателя определяются при голографической записи оптической схемой, а требуемая мощность излучения связана со спектральной чувствительностью носителя информации и чувствительностью блока выборки числа. Последняя в разработанном нами устройстве очень высока, что существенно снижает требование к мощности излучателя.

При оценке надежности работы оптической памяти следует отметить, что из-за особенностей ее структуры, распределенной записи, многоканальности блоков (т.е. их малого числа) структурная надежность системы высока. Для определения достоверности считывания информации нужно учитывать наряду с величиной отношения уровней сигналов единицы и нуля также и их абсолютную величину, т.к. вследствие высокой чувствительности блок выборки числа может считывать информацию при таких малых энергиях сигнала, когда дробовым шумом пренебречь нельзя. Поэтому наряду с зависимостью отношения выходного сигнала к шуму от частотно-контрастной характеристики всей оптической системы нужно учесть существующую зависимость достоверности считанных сигналов от плотности информации, яркости картины и длительности считывания /34, 35/.

Результаты сравнительного анализа параметров блоков, основанных на использовании различных физических явлений дают возможность выбора наиболее рациональной реализации каждого блока.

Здесь рассмотрены только некоторые физические реализации, на примере которых оказалось возможным уточнить взаимограничивающие связи, определяющие требования к параметрам отдельных блоков и узлов.

Л и т е р а т у р а

1. А.Г.Шигин, А.А.Дерюгин. Цифровые вычислительные машины. "Энергия", М., 1975.
2. W.T.Malone and R.L.Cravel. Submillisecond development of thermoplastic recordings. Appl.Phys. v.13, Nov, 1974.
3. В.В.Китович. Магнитные и магнито-оптические оперативные запоминающие устройства. "Энергия", М., 1975.
4. А.З.Кан. Авторское свидетельство № 140088.
5. В.И.Хвингия. О возможности построения линзово-растрового оптического ЗУ с объемом памяти $10^9 + 10^{10}$ дв.зн. Тезисы докладов П Всесоюзной школы семинара по магнито-оптическим ЗУ. Сигнахи, 1977.
6. Ти Чжань, Д.Зук. Оптические ЗУ. ТИИЭР, т.63, № 8, 1975.
7. Р.Кольер, К.Беркхарт, Л.Лин. Оптическая голограмма. "Мир", М., 1973.
8. Н.Г.Находкин, Н.Г.Кувшинский, И.М.Почерняев. Управляемые фазовые термопластические среды для регистрации и обработки информации. Способы записи информации на бессеребряных носителях. Вып.5, Киев, 1974.
9. К.Г.Джапаридзе. Докторская диссертация. Тбилиси, 1974.
10. Г.И.Меркулова, Р.И.Бухникашвили. Магнитные запоминающие устройства. Груз.НИИТИ, 1974.
11. Ю.Н.Гущо. Фазовая рельефография. "Энергия", М., 1974.
12. С.Б.Гуревич, Н.Н.Ильяшенко, Б.Т.Коломиец. Халькогенидные стеклообразные полупроводники как среды для устройств оптической информации. "Наука", Л., 1974.

13. Н.Г.Кувшинский, М.Ю.Баженов, Н.И.Соколов. Голографическая регистрация на термопластических средах. Материалы УП Всесоюзной школы по голографии. Л., 1975.
14. N.G.Kuvshinsky and oth. Inter. Cong of Phot Sci. Dresden, 1974. v. 2. see 5, p.145-146.
15. И.Н.Соколов, М.О.Боженов, Н.Г.Кувшинский. Некоторые особенности голографических характеристик термопластических сред. II Всесоюзная конференция по голографии. Часть II. Киев, 1975.
16. В.И.Павлов. Авторское свидетельство № 511562.
17. В.Н.Шаповал. Авторское свидетельство № 527838.
18. А.И.Фример, М.А.Тришенков. В сб. "Полупроводниковые приборы и их применение". Вып.25, "Советское радио", 1971, 159-203.
19. В.А.Автономов. Быстродействующие фотодиоды для оптоэлектронных устройств. Электронная техника, серия VI, вып.2, 1971.
20. А.А.Аязян. Принцип построения и анализ структуры каскадных электронно-оптических систем памяти. Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции "Дальнейшее развитие техники ЗУ". Тбилиси, 1976.
21. В.В.Чавчанидзе, А.А.Аязян. Авторское свидетельство № 492210.
22. Л.И.Акопов, И.И.Маргвелашвили, К.М.Калантаров, В.Ю.Федоров, С.М.Савранский. Экспериментальное исследование многоканальных электронно-оптических адресных систем обрацения для оптических ЗУ. Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции "Дальнейшее развитие техники ЗУ". Тбилиси, 1976.

23. А.А.Аязян, Л.И.Акопов, Ю.М.Калантаров, С.М.Савранский, Е.С.Козлов. Многоканальные электронно-оптические устройства для адресной выборки оптической информации. Тезисы докладов II Всесоюзной школы семинара по доменным и магнито-оптическим ЗУ. Сигнахи, 1977.
24. В.В.Чавчанидзе, А.А.Аязян, И.И.Маргвелашвили, Л.И.Акопов. Авторское свидетельство № 496959.
25. Л.И.Акопов, А.А.Аязян, П.Л.Касьянов, В.Ю.Федоров, Н.С.Черемисина. Авторское свидетельство № 314251.
26. А.А.Аязян, Л.И.Акопов, В.Ю.Федоров, И.С.Гайдукова, Р.И. Кулакова. Авторское свидетельство № 363409.
27. С.В.Богданов, В.Н.Выюхин, И.С.Гибин, В.М.Мастихин. Автометрия, № 3, 1975.
28. И.С.Гибин, М.А.Гофман, А.И.Карапузиков, Е.Ф.Пен, П.Е. Твердохлеб. Автометрия, № 3, 1975.
29. В.Л.Дятлов, С.М.Фадеев. Пленочная электромеханика. Вычислительные системы. Вып.56, Новосибирск, 1974.
30. И.Н.Компанец, В.Н.Морозов, В.В.Никитин, Л.М.Блинов. Квантовая электроника, 3 (9), 1972.
31. А.А.Басильев. Сокращение времени переключения оптического транспаранта на жидким кристалле. Квантовая электроника, 3 (9), 1972.
32. Д.Г.Сихарулидзе. Преобразователь изображения на основе симметричной структуры тила полупроводник-диэлектрик и жидкого кристалла. Тезисы докладов второй конференции социалистических стран по жидким кристаллам. София, 1977.
33. Дж.Гудмен. Введение в фурье-оптику. "Мир", М., 1970.

34. Л.И.Акопов, Е.Г.Цицишвили. Связь параметров систем обработки оптической информации с характеристиками оптических систем. Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции "Дальнейшее развитие техники ЗУ". Тбилиси, 1976.

35. Л.И.Акопов, А.А.Аязян. Зависимость между предельными значениями параметров устройств считывания оптической информации. Тезисы докладов II Всесоюзной школы-семинара по доменным и магнитооптическим ЗУ. Сигнахи, 1977.

ОПТОЭЛЕКТРОННОЕ ЗАПОМИНАЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО

НА МАТРИЧНЫХ И СВЕТОВОДНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

Джапаридзе Е.Г., Джиладзе Р.А., Накашидзе Г.А.,
Элизбарашвили О.А., Гамкрелидзе А.И., Ростковская Р.О.,
Месропова Н.С., Метревели С.А.

Развитие технических средств и методов вычислительной техники в направлении расширения классов решаемых задач и повышения производительности, быстродействия и надежности, уменьшения габаритов и веса вычислительных устройств привело к тому, что стали ощутимы пределы обычных электронных схем и элементов. Эти пределы обусловлены не только исто электрическими параметрами, но и, в основном, функциональными возможностями. Задачи, стоящие перед разработчиками, требуют дискретизации вычислительного процесса не только по времени, но и в пространстве. В связи с этим привлекает внимание разработка оптических методов обработки информации, которые не только открывают новые принципиальные возможности построения отдельных блоков, но и позволяют улучшить отдельные параметры устройств традиционных технических средств вычислительной техники / I - 3 /.

Наиболее ощутимые успехи за рубежом достигнуты при разработке принципиально новых запоминающих устройств, в которых в качестве обрабатываемых и передаваемых сигналов используется луч света. При этом привлекают внимание не только внешние запоминающие устройства дискового типа со считыванием по лучу, но и внутренние (оперативные) запоминающие устройства, работающие совместно с процессором. Постоянная оперативная память, постро-

енная на оптоэлектронных принципах, позволяет увеличить емкость по сравнению с промежуточными и постоянными устройствами на обычных элементах / 4, 5 /.

Среди многочисленных требований, предъявляемых к запоминающим устройствам, следует указать два основных:

1. Возможность длительного хранения информации. Существенно иметь запоминающую среду, хранящую информацию без дополнительной затраты энергии так, чтобы после выключения питания устройства информация не исчезала.

2. Удобство смены записанной информации

Среди различных разработок постоянных запоминающих устройств наибольшего внимания заслуживает принцип записи изображения информационного поля на фотоэмulsionционном слое. Такая запись обуславливается высокой разрешающей способностью фотографических эмульсий, низкой стоимостью, высокой скоростью и большой ёмкостью. Однако отсутствие устройства, технически реализующего надежное обращение к каждому элементу фоточувствительного материала, не позволяло использовать его в качестве носителя информации.

В настоящее время существует два способа накопления больших объемов информации, использующих оптические принципы и обеспечивающих высокую плотность записи информации. При первом способе, который основывается на известных методах обычной фотографии, всякая входная информация записывается на ограниченном участке светочувствительного слоя в сосредоточенном виде. При втором способе используются голографические методы записи информации, входная информация точки записывается в рассредоточенном виде на всем участке фотоэмulsionционного слоя / 5 /. Сосредоточенная и рассредоточенная формы накопления информации

обусловливают два типа принципиально различных систем фотозапоминающих устройств.

1. При фотографическом способе информация сосредоточена на микроскопическом участке. Такая система более подвержена потере информации при загрязнении пылью и механических повреждениях поверхности фотоэмulsionционного слоя (например, царапины).

2. Запоминающее устройство, созданное по голографическому принципу, играет роль дифракционной решетки для записи интерференции световых волн. Так как такое ЗУ способно возрождать изображение, то для записи и считывания информации требуется высококачественная система линз. Хотя при этом растет надежность записи и считывания информации из-за меньшего влияния пыли и царапин, такая система более сложна. Для её практической реализации необходимо высокоскоростное сканирование луча в пространстве или управляемый лазер с перестраиваемой частотой. Второй способ также позволяет применить механическую систему изменения ориентации фотоносителя, но с обязательным использованием последовательной (циклической) системы выборки, подобной существующим внешним накопителям на магнитном барабане и магнитной ленте.

Основное преимущество первого способа заключается в возможности использования обычных источников света со спонтанным излучением / 5 /.

В настоящее время оптоэлектроника позволяет строить постоянные ЗУ средней ёмкости, используя фотографические методы записи информации на фотопластинку в форме элементарных черных (непрозрачных) и прозрачных символов. В качестве фотозапоминающей среды могут быть использованы перфокарты, изготовленные механическим способом и имеющие поле с определенным расположением отверстий. Запись и считывание такой информации можно осуществить

либо используя отклонение лазерного луча при помощи кристаллов (дефлектор), работающих на основе электрооптических эффектов Покельса и Керра / 6 /, либо отклонением луча электронно-лучевой трубки или аналогичной системы на матрицах источников света /2,5/ и оптической системы. Сканирующие устройства, работающие на эффектах Покельса и Керра, требуют высоких электрических напряжений или термостатирования. Использование же электронно-лучевых трубок связано с проблемой вакуума и со сложными преобразователями код-аналога, что, в свою очередь, проявляется в эффекте мерцания и нестрогого фиксирования излучательных участков выходного люминесцентного экрана. Вместе с тем, при повышении емкости памяти возникают дополнительные трудности.

Нами были исследованы возможности построения фотозапоминающего устройства на матрицах полупроводниковых инжекционных светодиодов. Имеется ряд системных решений такого постоянного фотозапоминающего устройства / 2,5 /, некоторые из которых за-служивают внимания своей простотой. Однако отсутствие промышленных образцов полупроводниковых инжекционных диодов с высоким квантовым выходом (более 7%) и тем более матриц, а также быстroredействующих фотоприемников $p-i-n$ структуры как матричных, так и одиночных затрудняет практическую реализацию памяти с емкостью более 10^4 бит и временем обращения, необходимым для внутренней оперативной памяти.

Возможные принципы построения фотозапоминающих устройств на волоконных световодах

В литературе имеется три возможных варианта построения ЗУ с фотографической записью информации. В первых двух вариантах предполагается использовать соответственно линзовую и зеркальную оптику, которая фокусирует оптический сигнал с освещенной

маски на фотоприемную матрицу. Область применения таких ЗУ ограничена из-за невозможности создания памяти сверхбольшой емкости, хотя они сейчас более близки к практической реализации. То же самое можно сказать и при использовании световодных растров, так как имеется широкий выбор как стекловолоконных, так и полимерных световодов. Информация в таких системах записывается заранее на маске, создание которой не представляет трудности при современном уровне графической техники. В последние годы создан также ряд надежных источников света с высоким КПД и приемников света с большим коэффициентом усиления и малым временем фотоответа / 7 - 9 /.

Принцип построения ЗУ на световодах показан на рис.1. Основным элементом в них является волоконный диссектор / 10-12 /, преобразующий входной световой сигнал в виде круга в световой сигнал, выходящий в линию (рис.2). Такие диссекторы позволяют с помощью источника круглой формы осветить любой ряд просветлений, линейно расположенных на маске. Такая же система диссекторов типа "венчик" стоит с противоположной стороны масок, которые ориентированы вдоль строки матрицы. Маски просветлены, что дает возможность с каждой строки подводить сигнал к соответствующему фотоприемнику. Таким образом, выбором одного источника света и наблюдением выходного сигнала с одного фотоприемника можно определить, имеется ли в матрице отверстие, соответствующее единице на пересечении двух пучков. Такой принцип позволяет строить фотоптическую постоянную память средней емкости.

Емкость памяти и регистрирующая энергия. Емкость памяти можно оценить при помощи выражения

$$U = MN, \quad (I)$$

где M - число излучателей в матрице, N - число фотоприемни-

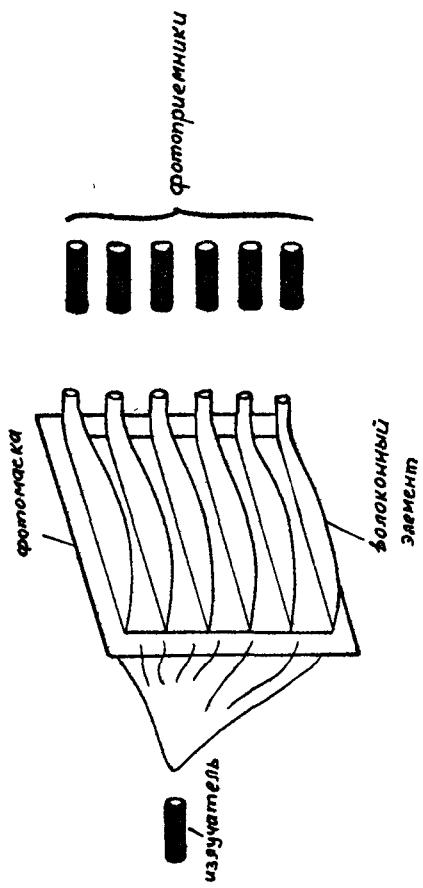


Рис. 1

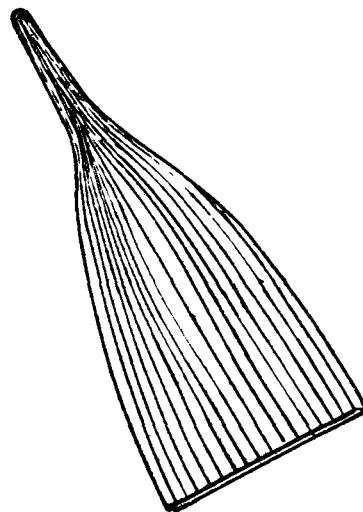


Рис. 2

шов в матрице. Если предположить, что маска изготовлена таким образом, что имеется одинаковый шаг s как для столбцов, так и для строк при нанесении прозрачных информационных квадратов со стороной d , то максимальный регистрируемый сигнал на входе волоконного диссектора фотоприемной части системы будет

$$P_m = \frac{P \cdot d}{N \cdot s}, \quad (2)$$

где P – полное излучение, выходящее с торца волоконного пучка излучающей части системы. Полное число элементов при реализации такой системы без учета блока управления будет

$$Q = 2(N+M) \quad (3)$$

в учетом количества волоконных пучков.

Допустим, что нам необходимо увеличить емкость памяти в K раз, тогда, равномерно распределяя нагрузку на обе части систем, получим

$$Q = 2\sqrt{K} (N+M), \quad (4)$$

т.е. \sqrt{K} раз увеличивается количество элементов системы. При этом максимальный регистрируемый сигнал (2) будет иметь вид

$$P_m = \frac{P \cdot d}{N \cdot s \cdot \sqrt{K}}. \quad (5)$$

При увеличении емкости памяти за счет построения K аналогичных систем, объем оборудования в этом случае вырастет в K раз, согласно формуле (3). Сравнивая выражения (4) и (3), мы получаем, что оборудование при механическом объединении отдельных блоков в общую систему дает проигрыш не меньше, чем в K раз.

Таким образом, при заданных требованиях к объему памяти в такой системе необходимо построить одну цельную систему. При этом удается значительно уменьшить количество необходимого оборудования. Экономия оборудования более ощутима при учете и бло-

ка управления памятью.

Как и в случае других типов постоянной памяти для вычислительных машин, энергия каждого источника распределяется системой выборки так, что максимальная энергия, поступающая на любой фотоприемник, составляет $\frac{d}{N \cdot s}$ от полного потока. Таким образом, при отсутствии каких-либо причин затухания полный поток должен быть намного больше потока, который требуется для получения от фотоприемника импульса, соответствующего пороговому входному сигналу / 13-18 /. Эта избыточная энергия потока может быть причиной появления оптических помех. В общем случае максимальная емкость памяти будет зависеть как от минимального сигнала на фотоприемнике, так и от степени затухания и рассеяния в оптической системе.

Волоконная оптика и особенности ее использования в устройствах. Согласно закону преломления, луч света в волокне распространяется, испытывая внутри полное внутреннее отражение. При этом луч света должен падать под углом не менее

$$\alpha_{\max} = \arcsin \frac{n_o}{n_c}, \quad (6)$$

где n_o и n_c – показатели преломления оболочки и сердцевины. При этом апертурный угол на входном торце световода не должен быть больше

$$\alpha_{\max} \leq \arcsin [(\cos \alpha_{\max}) \cdot \frac{n}{n_s}], \quad (7)$$

где n_s – показатель преломления воздуха.

Пользуясь известными формулами Френеля / 3 /, можно определить долю теряемой энергии при отражении от торцов входа световода:

$$P_\phi = \frac{1}{2} (P_u + P_\perp), \quad (8)$$

где P_n и P_s - коэффициенты отражения волн, поляризованных соответственно в плоскости падения и в перпендикулярной к ней плоскости.

$$P_n = \frac{\cos(\theta + \alpha)}{\sin(\theta - \alpha)} \quad P_s = \frac{\cos^2(\theta + \alpha)}{\cos(\theta - \alpha)} \quad (9)$$

Формулы дают количественную оценку теряемой энергии для углов, меньших θ_{\max} . В лучшем случае на входном торце световода теряется 4% всей перпендикулярно падающей световой энергии. Уменьшение угла падения можно достичь использованием полупроводникового источника с когерентным излучением. При спонтанном излучении источника диаграмма направленности источника приобретает первостепенную роль.

Как показывают расчеты / 10/, максимальный угол луча, выходящего из торца световода, равен входной апертуре световода. Рассчитаем максимальное отклонение луча света, проходящего через маску на вход волоконного сканистора фотоприемной части (рис.3)

$$2S = S_0 + 2(\Delta_1 + \Delta_2) \operatorname{tg} \theta' + d \operatorname{tg} \operatorname{arc} \sin \left(\frac{n_m}{n_n} \cdot \sin \theta' \right), \quad (10)$$

где n_m и n_n - показатели преломления среды вокруг масок и самой маски соответственно. Максимальный угол наклона луча света в среде будет

$$\theta'_{\max} = \operatorname{arc} \sin \left[\frac{n_m}{n_n} \cdot \sin \theta_{\max} \right]. \quad (II)$$

Учитывая формулу (II), можно рассчитать толщину "венчика" световодов фотоприемной части, необходимой для устранения прямых помех на соседние каналы и получения максимального сигнала отдачи.

$$2S = S_0 + 2(\Delta_1 + \Delta_2) \operatorname{tg} \left[\operatorname{arc} \sin \left(\frac{n_m}{n_n} \cdot \sin \theta_{\max} \right) \right] + \\ + d \operatorname{tg} \left[\operatorname{arc} \sin \left(\frac{n_m^2}{n_n n_B} \cdot \sin \theta_{\max} \right) \right]. \quad (12)$$

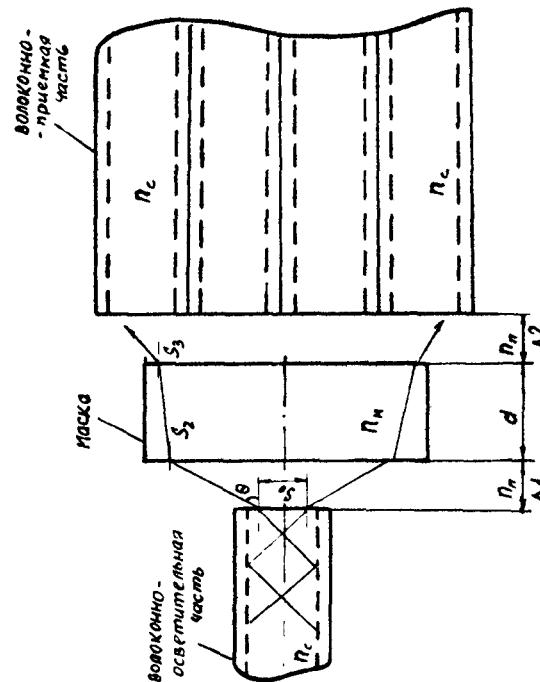


Рис. 3

Как видно из (12), минимальную величину отклонения луча от оптической оси можно получить при условии, если показатели преломления среды и материала маски будут по величине максимальны. Чем выше их значение, тем меньше их величина от центра. Поэтому при использовании спонтанных излучателей световодные "венники" фотоприемной части должны быть по величине $25'$, т.е. больше "венников" осветительной части. Без этого нельзя получить максимально возможный сигнал. Выход из такого положения возможен при использовании лучей света, параллельных оптической оси световодов. Автоматически устраняются также прямые оптические помехи на соседние каналы. Значительный энергетический выигрыш в передаче световой энергии можно получить, если использовать в качестве носителя информации световолоконные паншайбы. Предварительно такую паншайбу после полировки её поверхности необходимо обработать фотолитографическим способом, т.е. для записи информации используется обычный фотографический метод.

Если волокно однородно, то можно вычислить и полные потери света при его прохождении без учета потерь на торцах. Как известно, закон поглощения света в толще определяется законом Бугера-Ламберга

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\mu l), \quad (13)$$

где Φ и Φ_0 - интенсивности входящего и выходящего из волокна световых потоков соответственно; μ - линейный коэффициент поглощения света (на единицу длины); l - эффективная длина пути луча, зависящая от угла падения, длины волны, показателя преломления и формы волокна. Длина пути не зависит от диаметра и описывается уравнением

$$l = l_0 \cdot \sec \theta' = \frac{l_0}{\left[1 - \frac{\sin \theta \cdot n_s^2}{n_e^2} \right]^{1/2}}, \quad (14)$$

где l_0 - действительная длина волоконного световода. Из этого выражения также можно определить число отражений $C(\theta')$ в зависимости от диаметра волокна D .

$$C(\theta') = \frac{l_0}{D \left[\left(\frac{n_e}{n_s} \right)^2 \cosec^2 \theta - 1 \right]^{1/2}} \quad (15)$$

Как видно из формул (13) - (15), светопропускание зависит также от апертурного угла входного луча. Усредненная значение эффективной длины луча, можно вычислить коэффициент затухания $\frac{1}{L} = \frac{\sum \Phi}{\sum \Phi}$ (усредненный).

Когда световой импульс падает на фотоприемник, то вполне вероятно, что часть света будет отражаться и попадать на другие волокна у входа того же фотоприемника. Эти волокна проводят отраженный свет обратно к маске (с обратной стороны), а затем на излучатель. Световой импульс может вторично отразиться и, возвратившись к другим фотоприемникам, вызвать ложный сигнал (рис.4).

Рассмотрим наихудший для нас случай действия этого механизма возникновения помехи, т.е. когда в одном выбранном столбце имеется одна непрозрачная позиция (записан пуль) и для всех столбцов все позиции прозрачны (записаны единицы). Тогда для выбранного столбца и данного разряда фотоприемника выходной сигнал должен отсутствовать. Однако имеется $M-1$ других фотоприемников, которые полностью освещены. Некоторая часть этого светового потока, падающего на них, будет отражаться назад в волоконную систему. Если полный поток Φ_0 , то тогда при коэффициенте отражения τ будет отражаться часть, которая равна

$$\Phi_0 \cdot \tau \frac{M-1}{L \cdot M} \approx \frac{\Phi_0 \tau}{L}. \quad (16)$$

Когда этот поток проходит назад по волоконной системе че-

рез MN -I отверстий в маске к источникам, то поток оптической помехи, возвращающейся к источникам света, будет равен

$$\frac{\Phi_0 \mathcal{T}}{L^2} \cdot \frac{M-1}{M} \cdot \frac{MN-1}{MN} \approx \frac{\Phi_0 \mathcal{T}}{L^2}. \quad (17)$$

Если часть этого потока теперь отражается от источников света назад в волоконную систему, то полный поток, падающий на фотоприемники световой помехи, равен $\frac{\Phi_0 \mathcal{T}^2}{L^2}$. Этот световой поток будет теперь проходить назад к фотоприемникам через все отверстия в маске, испытывая ослабление в L раз. Доля приходящего света на выбранном фотоприемнике при считывании с данного источника света будет

$$\frac{\Phi_0 \mathcal{T}^2}{L^3} \cdot \frac{1}{(M-1)} \approx \frac{\Phi_0 \mathcal{T}^2}{L^3 M}. \quad (18)$$

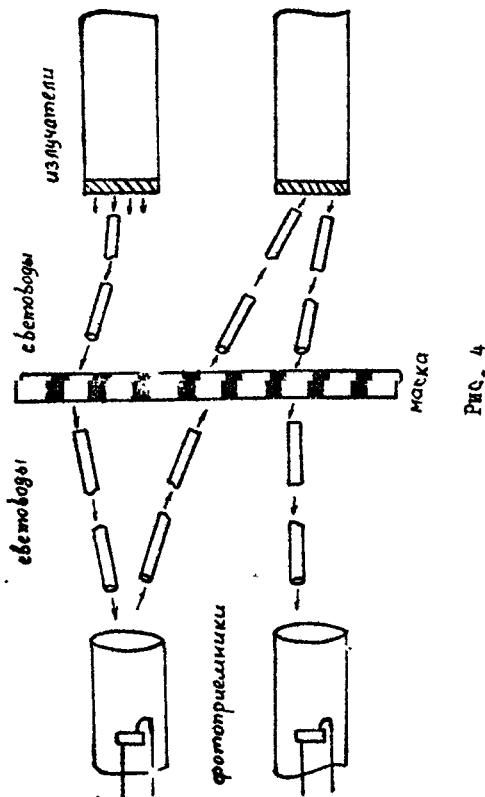
Учитывая уравнение (18), можно рассчитать отношение сигнал/помеха:

$$F = \frac{L^2}{\mathcal{T}^2}. \quad (19)$$

Выражение (19) показывает, что отношение сигнал/помеха всегда больше 1. Наиболее важным коэффициентом является \mathcal{T} , определяющий долю отраженного света. Из этого следует и вопрос уменьшения апертурного угла входящего луча света, так как при углах падения, близких к нормали, коэффициент отражения для стекловолокна с показателем преломления сердцевины $n = 1,5$ равен $\mathcal{T} = 4\%$. В этом случае отношение сигнал/помеха для данного вида ложных сигналов будет большим. В общем случае для нормально падающих лучей

$$\mathcal{T} = \left(\frac{n_c - 1}{n_c + 1} \right)^2. \quad (20)$$

При расчете уровня помехи мы исходим из упрощенного вари-



анта фотооптического запоминающего устройства. Однако это не вносит ошибки для нашего случая, т.е. когда в маске имеется определенный шаг δ для строк и столбцов и информация записана в виде прозрачных квадратов со стороной d . С учетом этого фактора световые потоки, определяемые формулами (16) - (18), будут в $\frac{d^2}{\delta^2}$ раз меньше, что не влияет на окончательный результат определения помехи (19).

Условия получения максимальной емкости памяти. Для того чтобы определить максимальный объем памяти и максимальную плотность размещения ячеек, необходимо предположить, что имеем определенный источник света, фотоприемники и световодные жгуты. Все они характеризуются определенными параметрами, от которых зависит как емкость памяти, так и время выборки. Они являются основными параметрами фотозапоминающего устройства наряду с такими характеристиками, как габариты, вес и надежность работы.

При построении фотозапоминающих устройств необходимо использовать фотоприемники для регистрации световых сигналов. Как вакуумные, так и полупроводниковые детекторы излучения можно характеризовать чувствительностью или способностью преобразования световой энергии в электрическую. Если на вход фотоприемника падает световая энергия P , то величина фототока характеризуется выражением / 16,17 /

$$I_\phi = \mathcal{G} \frac{eP}{h\nu}, \quad (21)$$

где \mathcal{G} - квантовый выход и $\mathcal{S} = \mathcal{G} \frac{e}{h\nu}$ представляет входную чувствительность детектора. Со средним фототоком I_ϕ связан дробовой шум, который суммируется с фототоком

$$\overline{I_{sp}^2} = 2e I_\phi \Delta f, \quad (22)$$

где Δf - полоса пропускания усилителя фототока. Термовой шум

фотодиода учитывается среднеквадратичным шумовым током

$$\overline{I_T^2} = \frac{4kT_A f}{R_{экв}} \quad (23)$$

Здесь $R_{экв}$ - эквивалентное сопротивление нагрузки фотодиода. Для количественной оценки минимального светового потока, который может быть зарегистрирован фотодиодом, т.е. порога чувствительности фотодиода, служит световой эквивалент шума Φ_n

$$\Phi_n = \frac{I_m}{\sqrt{\Delta f} \cdot \mathcal{S}} \quad (24)$$

Эта величина для выбранного фотодетектора должна быть минимальной. Для усиления первичного фототока необходимо использовать или внешние усилители, или детекторы с внутренним механизмом усиления. К последним относятся приборы со вторично-эмиссионным умножением (фотоумножители) фототока и приборы с лавинным механизмом усиления в районе перехода, на который подано обратное смещение, близкое к напряжению пробоя. Этим процессам свойственна определенная частотная характеристика (сюда можно отнести и внешние усилители) и избыточный шум усиления. Выражение для среднеквадратичного шума в усиленном токе удобно записать в форме

$$\overline{I_m^2} = 2e(I_\phi + I_T) \Delta f / |M(\omega)|^2 \cdot F(M), \quad (25)$$

где $|M(\omega)|^2$ - усиление по мощности и $F(M)$ - коэффициент избыточного шума, представляющий собой дробь, в числителе которой стоит отношение сигнал/шум на входе умножения (усиления), а в знаменателе - аналогичное выражение на выходе. Шумы в полупроводниках обусловлены различными явлениями как на поверхности, так и в объеме полупроводников. Этот фактор учитывается коэффициентом дополнительного (избыточного) шума.

Для регистрации выходных световых сигналов необходимо, что-

бы его минимальная величина была больше порогового тока фотодетектора. Это обстоятельство ограничивает максимальный объем памяти выбранного типа. Отсюда следует, что для получения максимальной емкости памяти необходим выбор как конструкции устройства, так и световодов с высоким квантовым выходом и фотоприемников с минимальным порогом.

Исследования и расчет системы позволяют сделать вывод, что наиболее приемлемой, наряду с устройством памяти на световодных диссекторах, является пустотелая конструкция с использованием линзовых растров, позволяющих строить устройства объемом более $1.44 \cdot 10^5$ бит / 18 /.

Конструктивные особенности постоянного ЗУ на матрицах световодов и блока управления

Нами были исследованы два варианта постоянного ЗУ. В первом варианте использовались стекловолоконные жгуты для развертывания луча в линию и сбирания светового сигнала для подвода его энергии к соответствующему фотоприемнику. При использовании полосковых фотоприемных матриц отпадает необходимость в применении световодной матрицы в фотоприемной части устройства.

Во втором варианте нами использовалась матрица из полосковых излучателей, изготовленных при помощи тонкопленочного полимерного световода со встроенным светодиодом. В этом случае выигрыш в энергии излучения, так как растет, во-первых, квантовый выход излучателя и, во-вторых, улучшается стабильность выходного пучка по всей длине выходного торца. При использовании кремниевых фотоприемных матриц на выходе такой системы значительно упрощается конструкция ПЗУ.

В первом варианте в качестве источника светового излучения была использована матрица из 12 столбцов и 12 строк, собранная

из отдельных светодиодов. Элементы в матрице были соединены между собой по двухкоординатной системе, что позволило при помощи регистра адреса из 8 разрезов раздельно управлять выборкой строки и столбца. Принципиальная электрическая схема управления со схемами усилителей тока представлена на рис.5. Для правильной работы устройства при выборе одной строки Y_i необходимо подавать напряжение на вход усилителя-формирователя U_i . При этом можно открывать только один из усилителей-формирователей K_i столбцов. Питающий ток в данном случае будет протекать через светодиод Z_{ij} матрицы. Остальные светодиоды матрицы будут отключены из-за того, что хотя бы один из двух соответствующих усилителей-формирователей будет закрыт. Свет от одного диода матрицы через оптическую систему попадает на вход куба из оптического стекловолокна, который разворачивает световое пятно в линию (рис.1) и освещает одну строку на фотодатчике. Аналогичный куб из оптического стекловолокна собирает свет по столбцам и подводит к фотодатчикам. В качестве усилителя фототока нами использовалась схема на составных транзисторах. При этом отношение сигнал/шум было больше 10. Объем памяти - 20.736 бит. Съем информации в таком системе производится параллельно 144 разрядами. Коэффициент передачи по свету в такой системе был больше 10^{-4} (при входном токе 0,5, а регистрируемая энергия равна 5-10 мквт). Достоинствами ПЗУ данного типа являются конструктивная простота и стабильность работы, вес и габариты. Характеристики устройств данного типа могут быть значительно улучшены при использовании светодиодов с квантовым внешним выходом более 10% и матриц светодиодов на основе $p-i-n$ структур.

В качестве носителя информации необходимо использовать

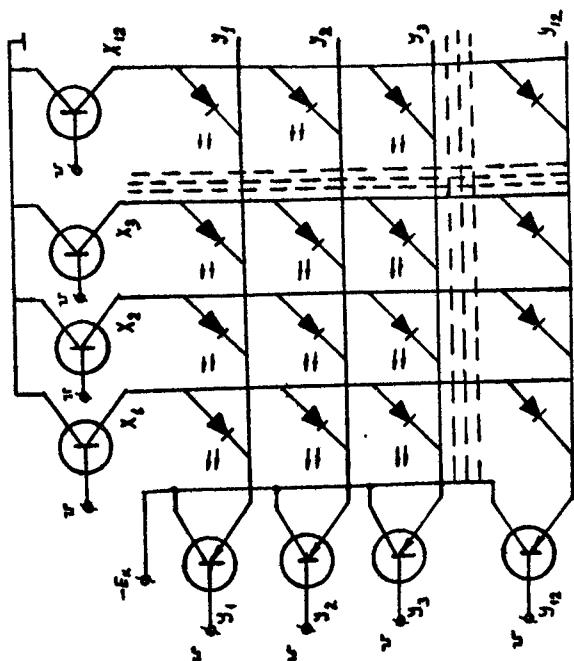


Рис. 5

световолоконную пленшайбу с информацией, записанной фотолитографическим способом. К недостаткам можно отнести разброс до 30% интенсивности выходного потока с торца световолоконного "веника" (дефлектора) из-за неравномерного распределения волокон вдоль линейного торца (рис.6).

Во втором варианте мы остановились на использовании светодиодов в виде тонкопленочных трансформаторов света из органики. Чтобы максимально использовать свечение полупроводникового диода, была предпринята попытка ввести диод в плоский световод в процессе создания пленки. Конфигурация такого световода дана на рис.7. Он представляет собой неравнобедренную трапецию следующих размеров: длина основания $\ell = 30$ мм, рабочая длина основания (выходного торца) $\ell = 19$ мм, высота трапеции $h = 60$ мм. Расстояние от основания трапеции до диода у всех световодов одинаковое и равно 50 мм. Углы между боковыми сторонами и основанием составляют 85 и 75°. Диод помещается вблизи верхнего основания трапеции и смешен относительно центра нижнего основания на 4 мм. Форма неравнобедренной трапеции выбрана не случайно, она дала возможность максимально вывести излучение полупроводникового диода в рабочую часть выходного торца и создать равномерно светящуюся полосу. Кроме того, поскольку единичные световоды затем собираются в стопку и нанизываются на фиксирующие и направляющие штири, асимметричная форма наших трапециевидных световодов с чередующимся расположением позволяет увеличить циркуляцию воздуха в область расположения диодов (рис.8).

В целом при помощи плоского световода нам удалось вывести до 50% полезного излучения. Для этого области боковых сторон вблизи диода серебрились, а стопка тонкопленочных световодов с боковыми сторонами у основания полированась. Данные фотометриро-

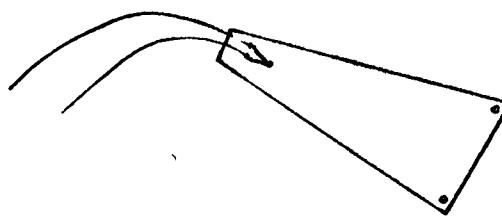
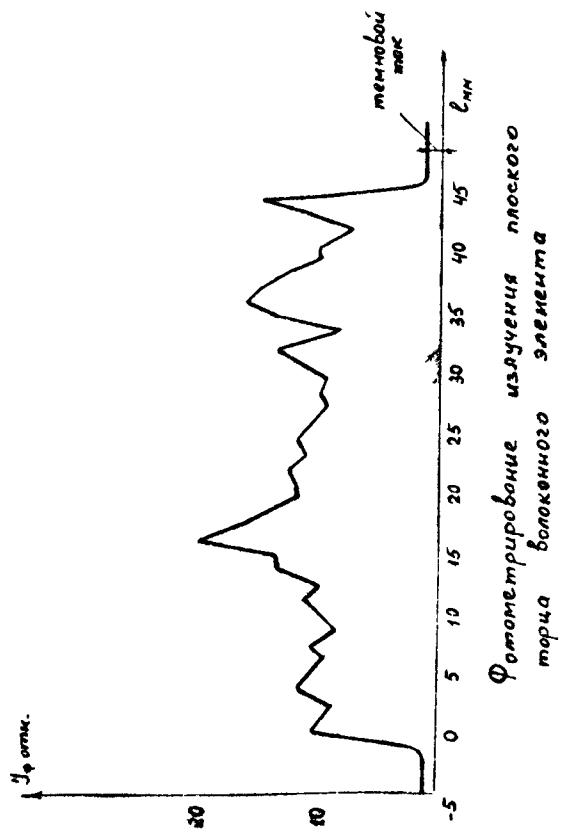
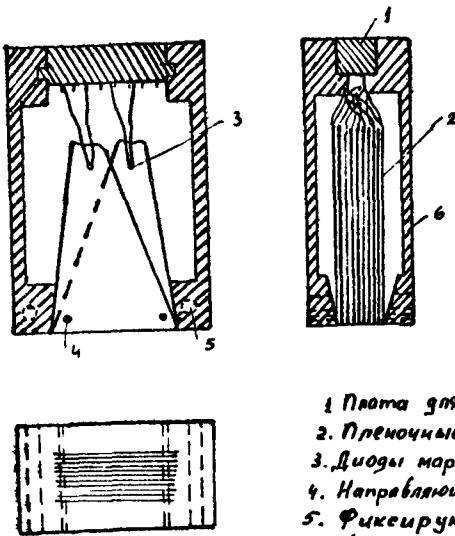


Рис. 7



1. Плата для вывода контактов.
2. Пленочные световоды.
3. Диоды марки АЛ109А.
4. Направляющие болты.
5. Фиксирующие болты.
6. Корпус футляра.

Рис. 8

вания вышедшего света показывают, что в области рабочей части излучение очень равномерно (рис.9). Избирательность матрицы полосовых излучателей по строкам дана на рис.10. В таблице приведены сравнительные характеристики двух типов световодных матриц с источником излучения. Излучение диода в световоде распространяется во всем направлении. Некоторая часть выходит за пределы одного световода и может попасть в другой световод. Но даже если вышедший свет и вошел в соседний световод, он, в силу падения под углом, большим углом полного внутреннего отражения, непременно выйдет из него, не дойдя до выходного торца. Поэтому стопка наших пленочных световодов представляет собой невзаимодействующие каналы оптической связи. Нанизанные на штыри световоды с вмонтированными светодиодами укладываются в футляр и плотно в нем зажимаются у основания. К футляру крепится также миниатюрная плата с выводами по обе стороны. Отдельно взятый пленочный световод со светодиодом проверяли в паре с кремниевым полосковым приемником. Арсенидгаллиевый диод работал в импульсном режиме при среднем токе 20mA, его излучение трансформировалось световодом к планшайбе фотоприемника. Падение напряжения с нагрузки 1,3 ком цепи фотоприемника усиливалось в 10 000 раз и подавалось на осциллограф. Эти осциллограммы приведены на рис.15, где одна метка равна миксек. Мощность тока, прошедшего через диод световода, составляет $I_{\text{вх}}=20 \times 20 \text{ мА} = 24 \text{ кВт}$. Мощность через нагрузку 1,3 ком в цепи приемника при токе $I_{\text{вх}} = 5 \times 10^{-7} \text{ а} \quad P = I^2 R = 3,25 \cdot 10^{-10} \text{ вт}$. После этого матричный полосковый фотоприемник вставлялся в прижимное устройство корпуса полосковой матрицы и приближался к последней. Между ними укреплялась шайба с записанной на поверхности информацией.

Для снятия посторонних помех, которые возможны в цепи фо-

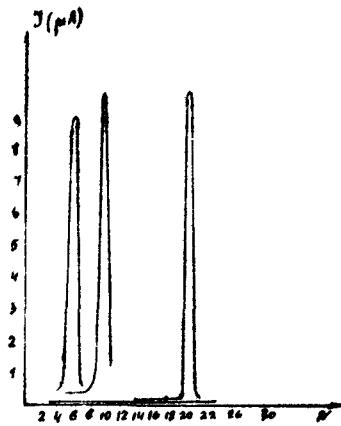
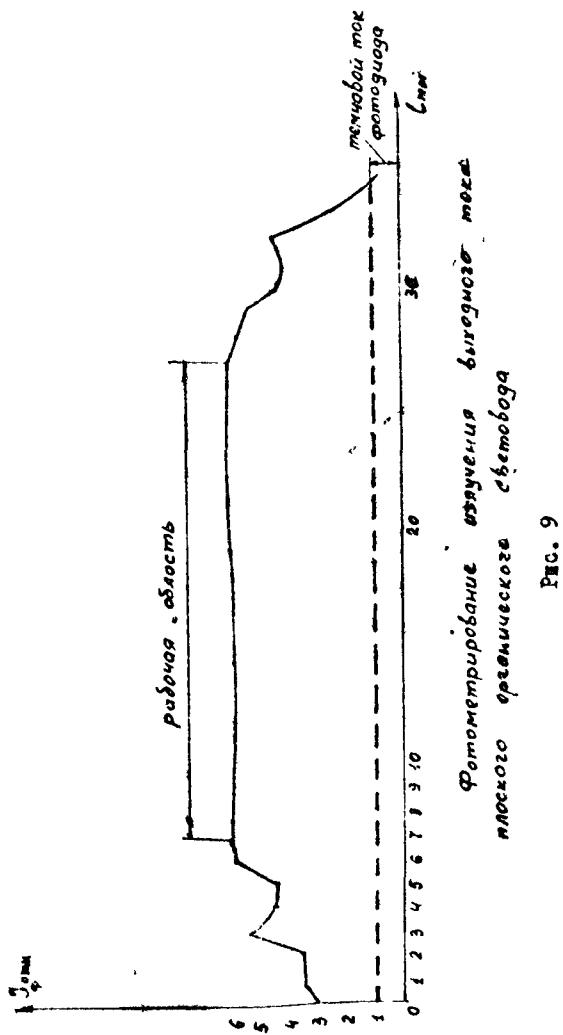


Рис. 10



Таблица

Ток через кэффициент поглощения полупроводника	Мощность излучения при 20mA (мВт)	Энергия на выходном торце световода при 20mA (мВт)	Поток энергии на 1 бит при 20mA (мквт)	Отношение мощности выходной световой энергии к мощности потребляемой источником	Коэффициент вынужденного действия (в %)
Полосковая матрица с точкоизменочными фотоканалами из органики	20mA	0,04	0,4	0,08	2,5
Полосковая матрица из стекловолоконных фотоканалов	20mA			0,4	0,03
				0,9	0,0025
				7%	20%

толщинника, на конструкцию нанизывался металлический корпус. Выполненная конструкция полосковой матрицы полупроводниковых излучателей представляется перспективной. Если экспериментальная матрица состояла из 32 световодов (элементов), дает в рабочей части 32 полосы длиной 16 мм и толщиной 10 мм, что рассчитано на 1024 бит, то увеличение числа единичных световодов, скажем, до 100-200 и больше при рабочей длине полосы 50 мм позволит создать память 10^4 бит и выше.

Л и т е р а т у р а

1. В.Р. Рахманов. В сб."Оптическая и электрооптическая обработка информации", Ин-т проблем управления АН СССР М., 1972.
2. Л.Альтман. Электроника, № 24, 25, 1971; № 4, 1972.
3. Возможности оптических систем обработки информации. Радиоэлектроника за рубежом. Вып.50.1., 1971.
4. Р.Морикава. Фотозапоминающие устройства. "Денси тэмбо", т.7, №10, 1970.
5. Г.Гофман, Д.Джерардс. В сб.статьи "Оптическая обработка информации", "Мир", М., 1966.
6. Р.А.Сореф, Д.Н.Мак-Магон. Электроника, т.38, № 24, 1965.
7. С.В.Свечников. Элементы оптоэлектроники. "Световое радио", М., 1971.
8. И.Байд, Е.Бонин, В.Матцен, И.Меримен. ТИИЭР, т.52, № 12, 1964.
9. Электроника, т.20, №47, 1967, 86-88, 93.
10. Н.Капани, Р.Симмс. Зарубежная радиоэлектроника, №8, 1966.
11. Н.Капани. Волоконная оптика. "Мир", М., 1949.
12. М.П.Лисица, Л.И.Бережинский, М.Я.Валях. Волоконная оптика. "Техника", Киев, 1968.
13. М.Росс. Лазерные приспособления. "Мир", М., 1969.

- IIL А.Амброзио. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. "Советское радио", М., 1970.
- IIL Н.А.Соболева, А.Г.Берковский и др. Фотоэлектрические приборы. "Наука", М., 1965.
- IIL Андерсон, Макмартин. ТИИЭР, № 10, 1966.
- IIL Росс. ТИИЭР, № 3, 1966, 2390.
- IIL Новые оптические запоминающие устройства сверхбольшой емкости. Экспресс-информация, серия "Вычислительная техника", № 15, 1968.

ОПТОЭЛЕКТРОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБУЧЕНИЯ

РАСПОЗНАВАНИЮ

Лежава Г.Г., Камкамидзе И.Ш., Волошина Е.В.

Несмотря на большие успехи, достигнутые в области вычислительной техники, можно указать на ряд весьма актуальных задач, решение которых затруднительно из-за необходимости обработки больших потоков информации в реальном масштабе времени. Особое следует отметить трудности, связанные с обработкой потоков информации, возникающих при попытках оснащения современных вычислительных систем универсальным программным обеспечением, разработкой автоматических систем управления, созданием роботов и кибернетических устройств, вооруженных искусственным интеллектом.

В настоящее время практика преодоления указанных трудностей основывается на привлечении средств оптоэлектроники в качестве устройств ввода и предварительной обработки информации. Широко применяются устройства когерентной оптики, волоконной и растровой оптики и т. д. / 1 - 3 /. Накопленный опыт свидетельствует о том, что каждое физическое или технологическое направление реализации информационных устройств неизбежно отражается на структуре и методах обработки информации. Рациональное использование физических характеристик оказывает существенное влияние на создание моделей информационных процессов, обладающих высокой эффективностью / 4 /. В свете изложенного представляют интерес исследования по физическому моделированию указанных информационных процессов, в том числе процесса обучения распознаванию образов.

Нами была разработана оптоэлектронная система, моделирующая процесс обучения распознаванию, реализующая алгоритмы обучения, основанные на современных методах непараметрической статистики. Одна из основных задач, возникающих при разработке подобной системы, связана с осуществлением процедуры построения удовлетворительных оценок неизвестных плотностей распределения, учитывающей особенности оптоэлектронных средств и не приводящей к излишнему усложнению устройства. При этом основной целью является повышение быстродействия и надежности распознавания таким образом, чтобы обучение можно было осуществлять на любом ограниченном (вплоть до 1 объекта) материале / 5 /, а увеличение количества распознаваемых классов и используемых при этом признаков не приводило к увеличению используемого оборудования либо к ухудшению быстродействия и надежности.

Обучение заключается в фиксации материала обучения в памяти, представляющей собой фоточувствительный трансперант, посредством управляемого модулятором и дефлектором оптического луча в виде расположенных матрицей полосок переменной прозрачности, отражающих плотности распределения значений признаков.

В исходном положении на модулятор подается запирающее напряжение, а на дефлектор, состоящий из систем горизонтального и вертикального отклонения, — пара опорных напряжений, соответствующих исходному положению луча в точке 0 элемента II матрицы, столбцы которой соответствуют признакам, а строки классам / рис. 1 /. К системе горизонтального отклонения постоянно приложено высокочастотное переменное напряжение, формирующее пишущее пятно в виде штриха I с изменяющейся по за-

кону нормального распределения интенсивности 2 / рис. 2 /.

1	2	3	\dots	i	\dots	n
0	A	0	\dots	0	\dots	0
0	0	0	\dots	0	\dots	0
c	c	c	\dots	0	\dots	0
c	c	c	\dots	0	\dots	c
0	0	0	\dots	0	\dots	0
0	0	0	\dots	0	\dots	0
.	.	.	\vdots	.	\vdots	.
j	0	0	\dots	0	\dots	0
0	0	0	\dots	0	\dots	.
m	0	0	\dots	0	\dots	0

Рис. 1

Сюда же подается напряжение, пропорциональное значению признака I объекта, принадлежащего классу I, что соответствует отклонению центра пишущего пятна из исходного положения в некоторое новое, например в положение A. После этого нормально

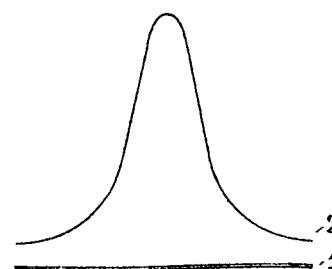


Рис. 2

запертый модулятор отпирается на стандартный интервал времени Δt , обеспечивающий необходимую экспозицию, и в области точки A формируется светящийся штрих (точка A приходится на центр штриха) с характером распределения интенсивности, соответ-

ствующим закону нормального распределения. Затем на систему горизонтального отклонения подается напряжение, соответствующее значению признака I другого объекта класса I, и нормальное значение признака I опорного модулятора, как и прежде, отпирается на стандартный импульсный модулятор. Аналогичным образом фиксируются знанный интервал времени Δt . Аналогичным образом фиксируются значения признака I всех объектов класса I материала обучения.

В результате наложения штрихов в элементе II матрицы образуется проэкспонированная полоса с изменением плотности погружения (или просветления в случае обратимого фотоматериала), соответствующим плотности распределения признака I объектов обучения класса I. Затем на дефлектор подается пара опорных напряжений, соответствующая исходному положению центра пишущего штриха в точке 0 элемента 12 матрицы, и указанным выше образом фиксируются признаки 2 объектов класса I. Таким же образом заполняются все элементы первой строки. Далее с помощью соответствующей пары опорных напряжений луч переведется в точку 0 элемента 21, расположенную точно под точкой 0 элемента II, и описанным способом заполняется вторая строка и таким же образом вся матрица.

При распознавании с системы горизонтального отклонения высокочастотное напряжение, формирующее пишущее пятно, снимается, а на систему вертикального отклонения подается высокочастотное переменное напряжение. В результате формируется считающее пятно в виде светящегося штриха, перпендикулярно упомянутым выше полосам. К системе горизонтального отклонения при запартом модуляторе подается опорное напряжение, соответствующее положению считающего штриха (В на рис. I), при котором он пересекает все расположенные строго по вертикали точки 0 столбца I. Затем на систему горизонтального отклоне-

ния подается напряжение, соответствующее значению признака I объекта, предъявленного для распознавания, и модулятор отпирается на стандартный промежуток времени Δt . Свет, прошедший через пересеченные считающим штрихом участки полосок столбца I, оптической системой фокусируется на соответствующих фотоприемниках – каждой строке соответствует определенный фотоприемник. Возникшие на фотоприемниках сигналы S_{ij} (где $1 \leq i \leq m$), значения которых пропорциональны соответствующим световым потокам и, следовательно, светопропусканиям соответствующих участков записей функций распределения, поступают в электронные логические устройства L_i . Затем на систему горизонтального отклонения подается опорное напряжение, соответствующее положению считающего штриха, при котором он пересекает точки 0 столбца 2, и напряжение, соответствующее значению признака 2 распознаваемого объекта. В результате в логические устройства поступают сигналы S_{12} . Аналогичным образом вводятся в логические устройства все сигналы S_{ij} (где $1 \leq j \leq n$). Если число объектов, используемых для обучения в разных классах, неодинаково, в логические устройства вводятся также соответствующие коэффициенты. На выходах логических устройств образуются значения решающей функции, например, произведения $\prod_{i=1}^m S_{ij}$ для всех строк и, следовательно, для всех классов при применении байесовой схемы решения. Предъявленный для распознавания объект следует отнести к классу, которому соответствует строка с максимальным значением произведения.

Описанный метод оптоэлектронного моделирования процесса обучения распознаванию образов обеспечивает высокую компактность записи материала обучения. Количество функций распределения, которое можно уместить на фоточувствительном тран-

спаранте, выражается формулой:

$$K = \frac{\alpha S}{n'd^2},$$

где S - площадь транспаранта, α - коэффициент заполнения, характеризующий плотность размещения полосок, d - диаметр пишущего луча, n' - количество градаций вдоль полосы с записью функций. Следовательно, технически легко обеспечить значения $K \sim 4 \cdot 10^3$, что соответствует распознаванию 60 классов при использовании 60 признаков. При современном уровне техники, используя стандартные оптоэлектронные элементы, можно реализовать значения $K \sim 10^6 - 10^8$.

Время обучения может быть выражено формулой:

$$T = m'mn(\Delta t + \tau),$$

где m' - количество объектов, составляющих материал обучения, m и n - количество классов и признаков, τ - время, затрачиваемое на перемещение луча, Δt - стандартный промежуток времени (время экспозиции).

Распознавание осуществляется с высоким быстродействием, обеспечивающим работу в реальном масштабе времени при решении наиболее актуальных практических задач. Время распознавания может быть выражено формулой:

$$t = n(\tau_1 + \Delta t) + \tau_2,$$

где τ_1 - время, затрачиваемое на отклонение луча в новое положение, n - количество используемых признаков, Δt - время экспозиции, τ_2 - время, затрачиваемое на поиск строки с максимальным значением решающей функции. Используя стандартные элементы, легко реализовать значения $t \leq 10^{-3}$ сек. при $j=100$ стр.

Для экспериментальной проверки метода была разработана машинная модель оптоэлектронной обучающейся системы, осуществляющей распознавание рукописных цифр с использованием 46 признаков, синтезируемых в соответствии с представлениями структурного подхода. В качестве материала обучения использовались ограниченные обучающие последовательности, содержащие по 10 реализаций. Обученной матрице предъявлялись контрольные графические символы, не входящие в материал обучения. Во всех сериях экспериментов обеспечивались правильные результаты распознавания.

Разработанный метод оптоэлектронного моделирования процесса обучения распознаванию может быть применен в задачах медицинской диагностики, прогнозирования погоды, распознавания графических символов и звуковых сигналов, в роботах, при обработке фотоснимков и данных геологической разведки и т.д.

Л и т е р а т у р а

1. К. П рест о н. Когерентные оптические вычислительные машины. Москва, 1974.
2. Г.П. К а т ы с. Оптоако-электронная обработка информации. Москва, 1973.
3. Г.С. Ко н д р а т е н к о в. Обработка информации когерентными оптическими системами. Москва, 1972.
4. Б.Е. Х а й к и н. Моделирование информационных процессов. Материалы У Всесоюзного симпозиума по кибернетике. Тбилиси, 1970.
5. В.В. Ч а в ч а н и д з е, В.А. К у м с и ш в и л и. Об определении законов распределения на основе малого числа наблюдений. Труды совещаний, АН СССР, № 9, 1962.

КРЕМНИЕВАЯ ФОТОПРИЕМНАЯ МАТРИЦА

Гогава Л.А., Джапаридзе Е.Г., Накашидзе Г.А.,
Тер-Саркисова А.Г.

Для решения ряда технических задач, например при использовании сканирующих устройств и ОЭПЗУ /1,2/, необходимы фотоприемные матрицы с некоторым определенным расположением фоточувствительных элементов по площади. Нами разработанные линейчатые фототранзисторные матрицы могут быть применены в кодирующих устройствах, в ОЭПЗУ, в устройствах для контроля и измерения перемещений объектов.

При создании оптоэлектронных схем существенным является сопряжение фотоизлучателя и фотоприемника по спектру излучения и фоточувствительности. Удачной в этом отношении парой является фотоизлучатель на основе галлия арсенида и фотоприемник на основе кремния, максимумы спектра излучения и фоточувствительности которых почти совпадают /3/.

Разработанная нами матрица предназначалась для работы в ЭОПЗУ в паре с галлий-арсенидовым излучающим лазером. Исходным материалом для фоточувствительной матрицы был взят монокристаллический кремний, который имеет ряд физических и технологических преимуществ, важных для создания полупроводниковых оптических элементов и микросхем. Материал был p -типа проводимости с удельным сопротивлением $\rho \geq 1000 \text{ ом} \cdot \text{см}$.

При создании матриц преследовалась цель оптимизировать спектральную чувствительность и временные характеристики.

При использовании высокоомного кремния достигаются преимущества как в скорости ответа, так и в чувствительности, которая приближается к максимально возможной для кремниевых при-

- 107 -

боров /4,5/. В кремниевых приборах с удельным сопротивлением больше 1000 ом \cdot см, при котором концентрация примесей не велика, обедненный слой получается достаточно широким. При нулевом смещении он имеет ширину от 2 до 20 мкм и расширяется с увеличением обратного смещения. Для длин волн, соответствующих краю полосы поглощения кремния, излучение поглощается в самом обедненном слое. Поле, существующее в обедненном слое, настолько велико, что оптически генерированные электроны и дырки могут пройти через него до рекомбинации. Обычно время пролета лежит между 10 и 100 нсек. Экспериментальные данные показывают, что время жизни мало, чтобы оказать влияние на коэффициент сорбции в обедненном слое. Таким образом, получается прибор с малой инерционностью и с широкой спектральной характеристикой, которая слабо зависит от времени жизни носителей.

Пластинки кремния полировались с обеих сторон механическим способом до конечной толщины 0,1 мм. Матрицы представляли собой двусторонние полупроводниковые приборы, у которых области n -типа были образованы диффузией на противоположных сторонах пластинки. Матрица является планарным прибором с активными элементами, расположенными в одной плоскости. При изготовлении применялась стандартная технология интегральных схем с использованием фоторезиста.

В качестве источника вводимой диффузией примеси использовался фосфорный ангидрид. С верхней стороны кристалла диффузия фосфора проводится через локальные окна в окисле (рис. I), а с противоположной стороны кристалла диффузия проводилась по всей поверхности. После диффузионного процесса кристаллы скрайбированием нарезались на матрицы с общей площадью

$14 \times 18 \text{ mm}^2$. В качестве контактного материала электродов служили пленки палладия, наносимые методом химического разложения, и золотая проволока $\phi 0,05 \text{ mm}$, присоединяемая методом термокомпрессии.

Экспериментальные светочувствительные решетки состояли из 32 элементов, причем размер рабочей площади каждого из них был $0,2 \times 12 \text{ mm}^2$. Шаг расположения элементов равнялся $0,5 \text{ mm}$.

На рис.2 показаны вольтамперные характеристики одного элемента матрицы при разных освещенностях. Темновой ток равен $0,1 \text{ мка}$; интервал спектральной чувствительности - $0,6\text{--}1 \text{ мкм}$; чувствительность - $0,2 \text{ а/вт}$ (при $\lambda = 0,9 \text{ мкм}$); емкость при нулевом смещении 15 пФ (рис.3); быстродействие порядка $1\text{--}2 \text{ мксек}$.

Номинальное напряжение питания прибора находится в интервале 3-6,5 вольт; напряжение пробоя порядка 50 вольт.

Разброс по чувствительности не более 10%. Коэффициент дискриминации, определяемый как отношение сигнала выбранного элемента матрицы к невыбранному, для худшего случая, оказался не более 35:1. На рис.4 показана зависимость темнового тока соседних неосвещенных фотодиодов матрицы от тока возбуждения освещенного фотодиода. Как видно из зависимости, влияние незначительно.

Таким образом, описанная светочувствительная решетка характеризуется неплохой чувствительностью и быстродействием, хорошей дискриминацией и имеет дополнительное преимущество, заключающееся в простоте ее изготовления.

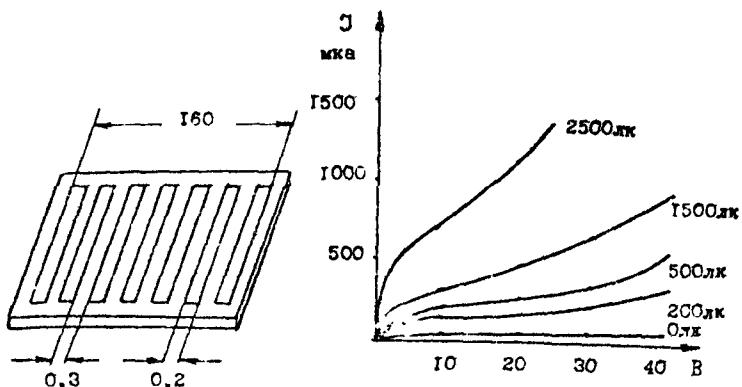


Рис. 1

Рис. 2

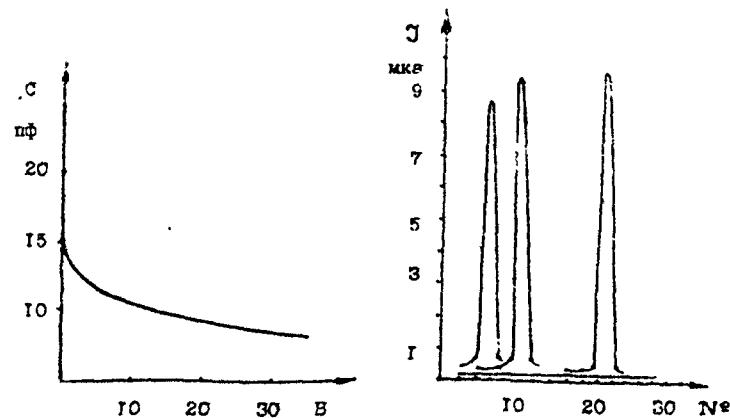


Рис. 3

Рис. 4

Л и т е р а т у р а

1. Г.П.Кетцис. Автоматическое сканирование. "Машиностроение", М., 1969.
2. К.Р.Берковская, Я.П.Бернштейн и др. "Микроэлектроника". 1977, т.6, № 3, стр.226.
3. В.В.Новиков. "Теоретические основы микроэлектроники". М., 1972.
4. "Зарубежная радиоэлектроника", № 12, 40, 1970.
5. R.L.Williams. "J.Opt.Soc.Am." 52, 11, 1237, 1965.

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЛОГИЧЕСКОГО
ПРЕОБРАЗОВАНИЯ НА ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ
ПРИБОРАХ

Месропова Н.С., Элизбарашили О.А.

Для построения оптоэлектронных логических элементов и устройств могут быть использованы вакуумные фотоэлектронные приборы. В работе /1/ описан логический элемент, выполняющий функцию Пирса. Он содержит фотокатод, ускоряющую систему и параллельно включенные детектор электронов и полупроводниковый инжекционный диод (генератор света). Из таких независимых элементов может быть собрана матрица, имеющая один общий корпус. После преодоления ряда технологических трудностей на основе этих матриц могут быть построены системы с высокой плотностью упаковки, выполняющие логические операции над картинами.

Другая разновидность логических элементов "картинного" типа предложена в работе /2/.

Для построения логических элементов с высоким коэффициентом разветвления (усиления) могут применяться также канальные усилители света /3/, представляющие собой системы из фотокатода /4,5/, канального умножителя электронов и катодолюминесценции /6,7/. Коэффициент усиления по свету в таких системах может достигать величины 140 /3/.

Ниже описываются элементы логического преобразования, которые могут быть построены на электронно-оптических приборах /8-10/. Последние достижения технологии могут быть использованы для значительного улучшения параметров логических элементов, а также при построении "картинных" элементов преобразования.

Исследование некоторых особенностей работы
электронно-оптических приборов и их характеристики

Основными компонентами электронно-оптических преобразователей и усилителей изображения (ЭОП) являются фотокатод, катодолюминофор, фокусирующая и ускоряющая система электронов /10/.

Современные фотокатоды обладают приемлемой чувствительностью в диапазоне длин волн от 0,4 до 0,7 мкм (видимая область спектра), в котором она может достигать величины порядка 50 + 100 мкА на мвт (квантовый выход равен 10%). Чувствительность в ближней инфракрасной области и вплоть до 1 мкм очень низка и равна приблизительно 2 мкА на мвт (квантовый выход равен приблизительно 0,1%) /II/. Инерционность фотоэффекта очень мала. Время запаздывания фотоэффекта по отношению к появлению или исчезновению света порядка неск.

Важными физическими характеристиками катодолюминофоров, с точки зрения их применения для преобразователей, являются следующие: спектральное распределение светового излучения, светоотдача при электронном возбуждении, зависимость яркости от ускоряющего напряжения и тока электронного пучка, инерционность люминофора (послесвечение). Коэффициент светоотдачи, выражющий отношение световой энергии, излучаемой единицей поверхности экрана, к мощности облучающих ее электронов, у лучших образцов катодолюминофоров может достигать величины порядка 0,1 + 0,23 /6,8,I2/.

Зависимость интенсивности излучения от ускоряющего напряжения и тока электронного пучка можно выразить формулой /6/

$$P_0 = \begin{cases} A f(U_f) \cdot (U - U_0)^q & \text{при } U > U_0 \\ 0 & \text{при } U \leq U_0 \end{cases}$$

при $U > U_0$ (I)
при $U \leq U_0$,

где A - константа, зависящая от материала люминофора, U_0 - минимальное ускоряющее напряжение, необходимое для возбуждения катодолюминофора, $f(U_f)$ - функция, выражая зависимость интенсивности свечения от фототока, q - константа, характеризующая люминофор ($q = 1+3$).

Нами исследовались различные образцы электронно-оптического преобразователя, графики зависимости интенсивности излучения которых от ускоряющего напряжения при разных освещенностях фотокатода представлены на рис. I, где по оси ординат отложен ток фотоумножителя, вызываемый свечением экрана ЭОП. Из графика можно определить минимальное ускоряющее напряжение U_0 для данного ЭОП, при котором фотоэлектроны могут вызвать свечение катодолюминофора экрана. Наличие порога по ускоряющему напряжению ЭОП позволяет строить из них оптоэлектронные устройства, выполняющие логические операции над входными световыми сигналами.

Важной характеристикой катодолюминофора является также его инерционность (длительность послесвечения). Как правило, это время у различных катодолюминофоров различно и может лежать в пределах от нескольких микросекунд до нескольких минут /I3/. При построении логических элементов на ЭОП весьма важно, чтобы длительность послесвечения была мала. У существующих катодолюминофоров минимальное время послесвечения равно $(1+5) \cdot 10^{-7}$ сек. На рис. 2 приведены типичные вольт-амперные характеристики исследуемых ЭОП. Ток насыщения в них достигает при одном напряжении порядка 100 в и слабо зависит от освещенности фотокатода. При этом максимальный ток, протекающий через ЭОП, порядка 5 - 10 мкА. Катодолюминофор экрана ЭОП всегда можно подобрать таким образом,

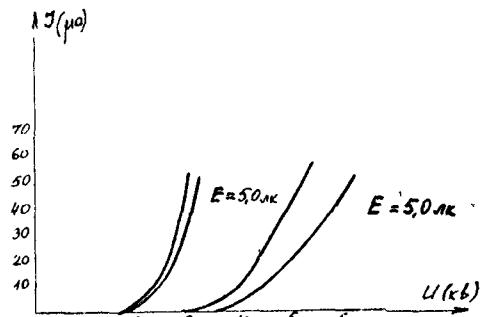


Рис. 1

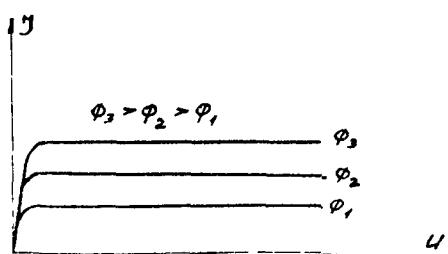


Рис. 2

чтобы минимальное ускоряющее напряжение U_0 , необходимое для возбуждения катодолюминесценции, было значительно больше анодного напряжения, при котором достигается насыщение [6]. В этом случае зависимость анодного напряжения, при котором достигается насыщение, от освещенности фотокатода можно пренебречь, так как нас интересует не напряжение, а световой выход, получаемый с экрана ЭОП. Пренебрегая также темновым током, который складывается из тока термоэмиссии катода и тока утечки между электродами, мы можем выразить вольт-амперную характеристику ЭОП приближенной формулой:

$$I_\phi = S_p \cdot \Phi (1 - e^{-KU}), \quad (2)$$

где S_p - чувствительность фотокатода к излучению определенного генератора света, Φ - световой поток, K - постоянная, равная $4,6 \cdot 10^{-2}$ в -1 (считаем, что при $U = 100$ в достигается ток $I_\phi = 0,99 S_p \Phi$). На основе формул (1) и (2) также можно определить коэффициент усиления ЭОП. Если световой сигнал на фотокатоде подается через канал связи (световод) с коэффициентом пропускания K_{cb} , то он выражается следующим образом:

$$N = A (U - U_0)^2 S_p \cdot K_{cb}. \quad (3)$$

В реальных однокаскадных системах N может достигать величины порядка $10 + 20$.

Анализ схемных возможностей включения ЭОП и их основные расчетные соотношения

Электронно-оптические преобразователи и усилители изображения позволяют как преобразовывать изображение, данное в инфракрасном спектре, в видимое изображение, так и усиливать слабое изображение. При этом на электроды ЭОП подается по-

стоящее ускоряющее напряжение, которое не меняется в процессе работы. Ниже даются другие схемные возможности включения ЭОП.

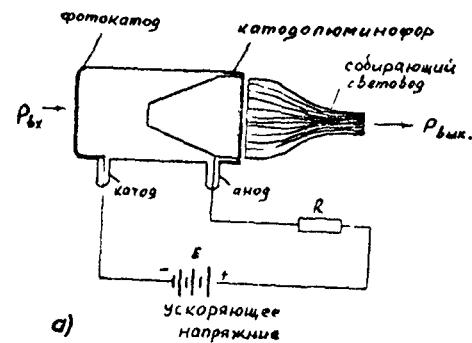
Вольт-амперные характеристики ЭОП даны на рис.2. Если последовательно с ЭОП включить активное нагрузочное сопротивление (рис.3-а), то его вольт-амперные характеристики будут пересекаться нагрузочной прямой. При освещении фотокатода ЭОП с интенсивностями Φ_1 , Φ_2 и Φ_3 на нем соответственно устанавливаются напряжения U_1 , U_2 и U_3 (рис.3-б). Согласно выражению (1) катодолюминесценция ЭОП может обладать порогом по ускоряющему напряжению U_0 . Это свойство ЭОП может быть использовано для построения оптоэлектронного ключа, управляемого светом и имеющего световой выход /14/. На выходе ЭОП, включенного по схеме (рис.3-а), световой сигнал будет только в том случае, когда имеется входной световой поток, освещавший фотокатод, и напряжение на ЭОП $U \geq U_0$. При больших интенсивностях света, подаваемого на фотокатод, на ЭОП устанавливается напряжение $U < U_0$. В этом случае на экране ЭОП отсутствует выходной световой сигнал.

Найдем зависимость интенсивности излучения экрана ЭОП от входного светового потока для схемы, представленной на рис.3-а. Если на вход ЭОП поступает свет с интенсивностью Φ_{bx} , то на нем устанавливается напряжение, равное

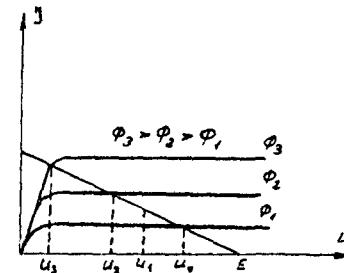
$$U = E - R S_p \Phi_{bx}. \quad (4)$$

Полная выходная интенсивность излучения катодолюминесценции в этом случае будет равна

$$\Phi_{bx} = \begin{cases} A(E-U_0-R S_p \Phi_{bx})^2 S_p \Phi_{bx}, & \text{при } U > U_0 \\ 0 & \text{при } U \leq U_0 \end{cases} \quad (5)$$



а)



б)

Рис. 3

Из выражения (5) можно определить значение Φ_{bx} , соответствующее максимальному излучению P_{bx} квадролюминофора экрана ЭОП. Для этого необходимо производную функции по Φ_{bx} приравнять к нулю:

$$\Phi_{bx} = \frac{E - U_0}{S_r \cdot R(1+q)}.$$

Подставляя (6) в выражение (5), можно определить максимальное выходное излучение катодолюминофора:

$$(P_{bx})_{\max} = Aq \frac{(E - U_0)^{q+1}}{R(1+q)}. \quad (7)$$

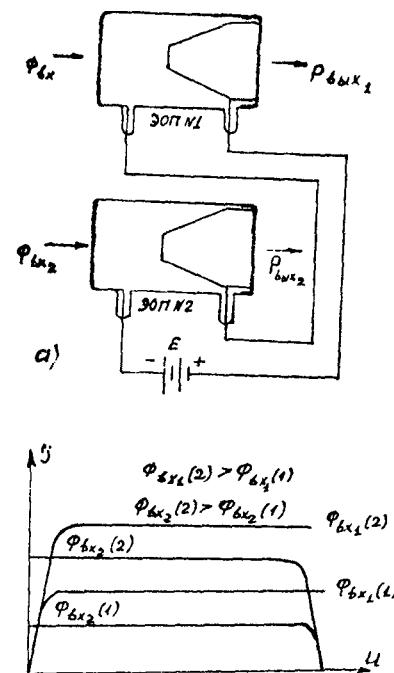
Пусковое значение входной интенсивности света Φ_{bx} , при которой прекращается излучение катодолюминофора экрана ЭОП и происходит переключение схемы, показанной на рис.3-а, можно определить также из выражения (5)

$$(\Phi_{bx})_{\text{пуск}} = \frac{E - U_0}{R \cdot S_r}. \quad (8)$$

Схема может быть использована как простое коммутирующее устройство, позволяющее управлять высоким напряжением при помощи светового потока. При подключении параллельно к нагрузочному сопротивлению R электрооптических кристаллов АДР или КДР /15/ данная схема позволяет также управлять дополнительным поляризованным световым потоком.

На рис.4-а дана схема из двух последовательно соединенных ЭОП /16, 17/. Отличается она от вышеупомянутой схемы тем, что активное сопротивление нагрузки здесь заменено нелинейным сопротивлением ЭОП. Вольт-амперные характеристики такой пары при разных освещенностях фотокатода изображены на рис.4-б.

В качестве нелинейной нагрузки наравне с ЭОП может быть использован вакуумный фотоэлемент, который должен быть изготовлен



б)

Рис. 4

- 120 -

лен специально для этой цели и выдерживать высокое анодное напряжение. Допустим, что на фотокатоды ЭОП (рис.4-в) по- даются входные световые потоки с интенсивностями Φ_{bx_1} , и Φ_{bx_2} . Найдем падение напряжения U_1 и U_2 , приходя- щееся на каждый ЭОП. Согласно формуле (2) можно написать вы-ражения для напряжений на ЭОП, если считать, что

$$U_1 \approx \frac{1}{K} \ln \frac{\Phi_{bx_1}}{\Phi_{bx_1} - \Phi_{bx_2}} < U_0 \\ U_2 \approx E - U_1 \approx E \gg U_0. \quad (9)$$

При равенстве интенсивностей входных световых потоков

$\Phi_{bx_1} = \Phi_{bx_2}$ ускоряющее напряжение распределяется между ЭОП поровну, если их параметры строго одинаковы:

$$U_1 = U_2 = \frac{E}{2}. \quad (10)$$

На основании схем, представленных на рис. 3-а и 4-а, могут быть построены многовходовые и многоканальные ("картичные") оптоэлектронные логические элементы, выполняющие различные переключательные функции /18/.

Многовходовые логические элементы на ЭОП

Рассмотрим схему, представленную на рис.3-а. Она может выполнять логическую функцию Пирса для входных световых пото-ков (рис.5). Допустим, что на один из выходов ЭОП подается посторонний световой поток Φ_x , равный Φ_{bx} и определяе- мый по формуле (6). При этом на выходе ЭОП будет максималь- ный световой поток, равный выражению (7). Определим интен- сивность единичных световых потоков, подаваемых на входы ЭОП как разность $(\Phi_{bx})_{\text{пуск}}$ и Φ_x и определяемых соответ- ственно по формулам (8) и (6)

$$\Phi_{\text{од}} = (\Phi_{bx})_{\text{пуск}} - \Phi_x - q \frac{E - U_0}{S_p R (q+1)}. \quad (II)$$

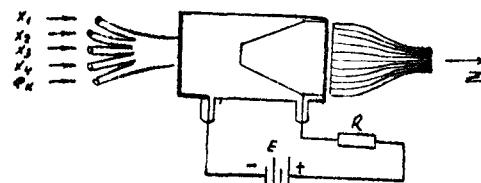


Рис. 5

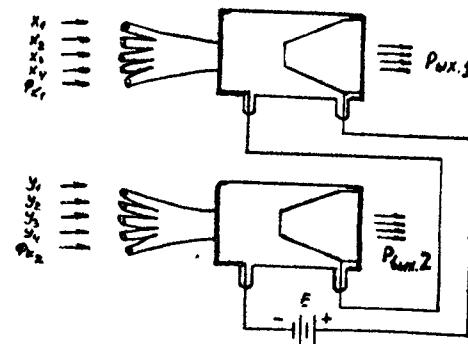


Рис. 6

Схема, представленная на рис.5, будет работать следующим образом. При отсутствии входных световых сигналов X_i на выходе ЭОП будет максимальный световой поток. При подаче хотя бы одного сигнала из входов X_i на выходе схемы будет отсутствовать световой сигнал. Таким образом, при помощи данной схемы можно осуществить логическую операцию Нарса:

$$Z = \bar{X}_1 \cdot \bar{X}_2 \cdot \bar{X}_3 \cdot \bar{X}_4. \quad (I2)$$

Коэффициент разветвления на выходе схемы (коэффициент усиления) в данном случае будет равен выражению (3). Коэффициент разветвления для реальной системы будет ограничен только допусками на изменения величины входных световых потоков и напряжения питания и разбросом параметров ЭОП.

Если катодолюминесфор ЭОП выбран таким образом, что в формуле (1) константа $q=1$, то схему, показанную на рис.5, лучше использовать как логический элемент, без подачи на вход постоянного светового потока. В этом случае она будет выполнять переключательную функцию более сложного вида:

$$Z = \bar{X}_1 \cdot \bar{X}_2 (X_3 \bar{X}_4 \vee \bar{X}_3 X_4) \vee \bar{X}_3 \bar{X}_4 (X_1 \bar{X}_2 \vee \bar{X}_1 X_2). \quad (I3)$$

Функция (I3) вместе с константой единицы представляет полный набор переключательных функций, позволяющих строить систему дискретной обработки информации любой сложности. На основе схемы (рис.5) могут быть также построены многоканальные блоки для "картинной" обработки информации.

Рассмотрим схему на двух последовательно соединенных ЭОП (рис.4). Она также может быть использована для логической обработки входных световых сигналов. Допустим, что на входы X_i и Y_j подаются переменные входные сигналы с единичной интенсивностью Φ_{eq} и постоянные световые потоки с интенсивностью Φ_{κ_1} и Φ_{κ_2} (рис.6). При этом постоян-

ные световые потоки выбираются таким образом, что при любых сочетаниях входных сигналов X_i и Y_j не выполняется условие (10). Примем, что $\Phi_{\kappa_1} = \Phi_{eq}$ и $\Phi_{\kappa_2} = 0,5 \Phi_{eq}$. В этом случае число входов по X_i и Y_j будет ограничено только допуском на входные световые сигналы $\pm \Delta \Phi_{eq}$ и определено по наихудшему сочетанию входных световых сигналов при помощи следующего неравенства:

$$n < \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \frac{\Phi_{eq}}{\Delta \Phi_{eq}} - \frac{1}{2} \right). \quad (I4)$$

При 5% допуске на входные световые сигналы наибольшее число входов n по переменным X_i (также и по Y_j) будет равно 4. При выполнении неравенства (I4) суммарные входные интенсивности ЭОП будут отличаться друг от друга и не будет выполняться условие (10).

Опишем работу схемы (рис.6) аналогично многовходовым логическим элементам на ферритах /18/. Для этого рассмотрим произвольный набор, в котором аргументы X_1, X_2, \dots, X_n принимают значения a_1, a_2, \dots, a_n соответственно, где a_i равно нулю или единице. Кроме входов X_i на ЭОП подается постоянный световой поток. Тогда суммарную интенсивность световых потоков, подаваемых на первый ЭОП, можно выразить через интенсивность единичного светового потока Φ_{eq} , которую мы можем назвать индексом набора по входам X_i :

$$K_x = \frac{\Phi_{bx_1}}{\Phi_{eq}} = 1 + \sum_{i=1}^n a_i. \quad (I5)$$

Аналогично можно вести индекс набора K_y по входам Y_i , который в нашем случае выразится следующим образом:

$$K_y = \frac{\Phi_{by_2}}{\Phi_{eq}} = 0,5 + \sum_{j=1}^n b_j. \quad (I6)$$

Первый член суммы в выражении (16) означает, что на второй ЭОП подается постоянный световой сигнал с интенсивностью

$$\Phi_{K_x} = 0.5 \Phi_{eg}.$$

При поступлении соответствующих наборов на входы x_i и y_j ускоряющее напряжение E перераспределяется между ЭОП в зависимости от индексов K_x и K_y . Падение напряжений на первом и втором ЭОП можно определить по формуле (9). Если $K_x > K_y$ и $U_1 < U_0$, где U_0 - минимальное ускоряющее напряжение, необходимое для возбуждения катодолюминесцентного экрана, то на выходе второго ЭОП наблюдается световой сигнал, а на выходе первого ЭОП он отсутствует.

При $K_y > K_x$ выходной световой сигнал отсутствует у второго ЭОП. Если ввести переменные Z_1 и Z_2 , выражющие выходные световые сигналы соответственно на первом и втором ЭОП, то работу схемы (рис.6) можно выразить соотношениями

$$Z_1 = \begin{cases} 1 & \text{при } K_y > K_x > 0 \\ 0 & \text{при } K_x > K_y \end{cases} \quad (17)$$

$$Z_2 = \begin{cases} 1 & \text{при } K_x > K_y > 0 \\ 0 & \text{при } K_y > K_x \end{cases}$$

Данная логическая функция аналогична функции запрета и вместе с генератором единиц образует полный набор логических элементов. Любую функцию, представленную в дизъюнктивной (или конъюнктивной) форме, можно выразить через данную функцию и генератор единиц.

Функцию (17) можно записать и в другом виде, используя специальное обозначение функции запрета со многими входами

$$(18) \quad Z_1 = (y_1, y_2, y_3, y_4, 0.5) \Delta(x_1, x_2, x_3, x_4, 1)$$

$$(19) \quad Z_2 = (x_1, x_2, x_3, x_4, 1) \Delta(y_1, y_2, y_3, y_4, 0.5).$$

Согласно функции (18) выражение конъюнкции будет иметь вид:

$$Z_1 = y_1 y_2 y_3 y_4 = (y_1, y_2, y_3, y_4, 0.5) \Delta(1, 1, 1, 0, 1). \quad (20)$$

При реализации конъюнкции выходом Z_1 на другом выходе схемы будем иметь универсальную функцию Шеффера:

$$Z_2 = \bar{y}_1 \vee \bar{y}_2 \vee \bar{y}_3 \vee \bar{y}_4. \quad (21)$$

Аналогично при реализации на выходе Z_1 функции дизъюнкции

$$Z_1 = (y_1, y_2, y_3, y_4, 0.5) \Delta(0, 0, 0, 0, 1) \quad (22)$$

на выходе Z_2 реализуется функция Пирса:

$$Z_2 = \bar{y}_1 \cdot \bar{y}_2 \cdot \bar{y}_3 \cdot \bar{y}_4. \quad (23)$$

Отметим особенности схемы, представленной на рис.6. При подаче на схему входных световых потоков ускоряющее напряжение распределяется между ЭОП так, что на одном ЭОП устанавливается низкое напряжение $U < U_0$, близкое к нулю, а на другом ЭОП (согласно условиям (9)) высокое ускоряющее напряжение $U \approx E \gg U_0$. В первом случае на выходе ЭОП нет выходного светового сигнала. Во втором случае ЭОП представляет стабильный усилитель изображения, при котором коэффициент усиления выражается формулой (3). В схеме, показанной на рис.5, выходной сигнал берется со всего катодолюминесцентного экрана ЭОП, при этом автоматически достигается стабильность выходного сигнала. В этом случае, когда выходы схемы, показанной на рис.6, подаются на входы аналогичных схем, весьма важной является стабильность выходных сигналов. Если выходы в схеме брать со всего экрана ЭОП, то выходные сигналы будут весьма нестабильными и для их стабилизации должны быть приняты специальные меры.

Для этой цели может быть использован специально разработанный ЭОП, входящий в насыщение при малых входных световых потоках. Если схема (рис.6) будет собрана на таких ЭОП и входные сигналы будут подаваться на один и те же уча-

стки фотокатодов, "о выходные сигналы будут обладать некоторой стабильностью. Во-вторых, для этой цели можно использовать специальный усилительный каскад на ЭОП, входящий в насыщение от выходных сигналов схемы (рис.6). Однако всего этого можно избежать, если использовать свойство обычных ЭОП усиливать входное изображение благодаря наличию электростатической линзы. Для стабильности выходные сигналы ЭОП Z_1 и

Z_2 можно брать с определенных участков катодолюминофора, соответствующих местам подачи на фотокатоды постоянных световых потоков с интенсивностями Φ_{k_1} и Φ_{k_2} . Коэффициент разветвления на выходе первого ЭОП в этом случае будет определяться формулой (3). Коэффициент разветвления на выходе второго ЭОП (коэффициент усиления) будет в два раза меньше, чем для первого ЭОП. Так как местам подачи входных световых сигналов X_i и Y_j соответствуют определенные участки на экранах ЭОП, то с них можно снимать дополнительные выходные сигналы $Z_1(X_i)$ и $Z_2(Y_j)$. При этом будут выполняться следующие логические функции:

$$Z_1(X_i) = X_i \cdot Z_1 \\ Z_2(Y_j) = Y_j \cdot Z_2. \quad (24)$$

Коэффициент разветвления для дополнительных выходов также будет определяться формулой (3). Общее число выходов будет равно числу входов.

Для построения схем многовходовых пороговых логических элементов необходимо выбрать два ЭОП с близкими характеристиками. Разброс параметров ЭОП ограничивает количество входов, при этом повышаются требования к стабильности световых потоков на входах. В эксперименте исследовалась схема логического элемента на пять входов по X и Y . Единичный световой поток был равен $3 \cdot 10^{-4}$ лм. Быстродействие схемы полностью

определяется инерционностью катодолюминофора (у лучших образцов 10^8 сек) и временем заряда малой емкости системы фотокатод - экран ЭОП. На основе данной схемы можно реализовать многоканальный ("картинный") блок для обработки информации.

Многоканальные ("картинные") сдвигатели, вентили и переключатели

При выполнении различных задач, связанных, например, с распознаванием образов, автоматической топографической локационной привязкой летательных аппаратов в местности, требуется выполнение множества однотипных операций над массивами исходной информации, данной в виде "картины". Современные вычислительные системы к решению таких задач не приспособлены из-за ограниченного объема памяти. Производительность вычислительных систем может быть значительно повышенена при использовании элементов "картинной логики" /19/.

Для обеспечения гибкости выполняемых операций на многоканальных ("картинных") элементах требуется выполнение сдвига картины на произвольное число разрядов, определяемое устройством управления. Такой сдвиг картины можно осуществить на электронно-оптических преобразователях, снабдив его электростатической или электромагнитной отклоняющей системой, которая широко используется в катодно-лучевых трубках. Также легко можно осуществить вентильное устройство, предназначенное для управления временем и условиями выдачи картин. В качестве многоканального вентиля может быть использована схема, данная на рг. 4-а. Для обеспечения такого режима работы схемы необходимо на один из ЭОП проектировать изображение картины, а на второй подавать управляющий световой сигнал с интенсивностью

$\Phi_{bx_2} \geq n \Phi_{bx}$, где n - максимально возможное число элементов картины. На выходном экране первого ЭОП изображение картины будет только при наличии управляющего светового сигнала на входе второго ЭОП. Схема на рис.4-я может быть использована также в системах "картинной" обработки информации для сравнения двух картин по опорным элементам, выделенным при помощи масок, которые расположены перед фотокатодами ЭОП. При этом над выделенными элементами двух картин будет выполняться логическая операция (I7).

На рис.7 представлена схема многоканального переключателя, которая отличается от вентиля наличием пассивной маски (4) на выходном экране (3) и электростатической отклоняющей системы (5) на одном из ЭОП. Такое устройство позволяет в момент подачи управляющего светового сигнала Фуир выбрать те или иные участки входной картины в зависимости от маски (4) и сигнала сдвига, подаваемого на шины (5) отклоняющей системы.

При выполнении различных логических операций весьма важной является стабильность по интенсивности элементов картины. Для усиления и формирования стабильных выходных световых сигналов с отдельных элементов картины может быть использовано картическое запоминающее устройство на ЭОП и световолоконных нитях, осуществляющих обратную связь /20/. На рис.8 представлена схема управления таким запоминающим устройством (ЭОП №3). Запись картины в ЭОП №3 производится при наличии управляющего светового сигнала Фуир и сигнала Фраз. После снятия сигнала Фраз на экране ЭОП №3 получается стабильная выходная картина. Стирание картины осуществляется снятием управляющего сигнала Фуир.

Работоспособность вышеприведенных схем проверялась на экспериментальных макетах, поэтому они могут служить основой

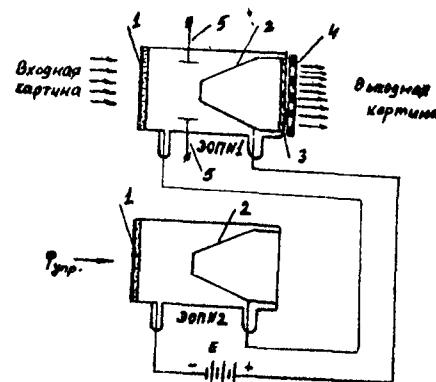


Рис. 7

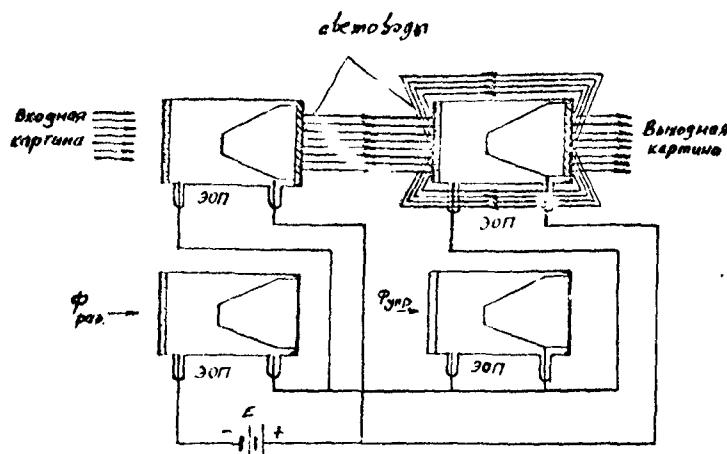


Рис. 8

вой для построения сложных систем. Целесообразность их использования в современных кибернетических комплексах всецело зависит от усовершенствования технологии изготовления электронно-оптических приборов и специфики перерабатываемой информации.

Л и т е р а т у р а

1. Кук-Прбору, Джилоне, Айридэле. Зарубежная радиоэлектроника, № 3, 1965, 41-64.
2. Эдельштейн. Зарубежная радиоэлектроника, № 5, 1964, 50-68.
3. Spindt C.A. Shoulders K.R. Stable, Rev. Scient. Instrum. 1965, 36, N 6, p.775.
4. Н.А.Соболева, А.Г.Берковский, Н.О.Чечик, Р.Е.Елисеев. Фотоэлектронные приборы. "Наука", М., 1965.
5. И.О.Чечик, С.М.Файнштейн, Т.М.Лившиц. Электронные умножители. Изд. технико-теоретической лит. М.-Л., 1957.
6. А.В.Москвин. Катодолюминесценция. Изд.технико-теоретической литературы. М.-Л., 1948.
7. Г.Хениш. Электролюминесценция. "Мир", М., 1964.
8. Ф.Эккарт. Электронно-оптические преобразователи изображений и усилители рентгеновского изображения. Госизергоиздат. М., 1961.
9. Н.А.Чаругин, И.П.Румянцев. Основы инфракрасной техники. Воениздат. М., 1957.
10. И.Н.Зайдель, Г.И.Журенков. Электронно-оптические преобразователи. "Советское радио", М., 1970.
- II. Андерсон, Макмартин. Зарубежная радиоэлектроника, № 1, 1969, 73-83.

12. И.Я.Марковский, Ф.М.Пекерман, Л.Н.Петшин. Люминофоры. "Химия", 1966.
13. Ч.Костер, Э.Снитцер. В сб."Оптическая обработка информации", "Мир", М., 1966, II9-II32.
14. Н.С.Меоропова, О.А.Элизбарашвили, Н.Д.Гоксалзе, П.И. Иванов. Авторское свидетельство № 326537. Бюллетень изобретений № 4, 1972.
15. Сореф, Мак-Магон. Электроника, т.38, № 24, 1965, 3-10.
16. О.А.Элизбарашвили, В.В.Чавчанидзе и др. Авторское свидетельство № 206172. Бюллетень № 24, 1967.
17. О.А.Элизбарашвили, Г.К.Арутюнов, Ю.А.Лкагаров. Авторское свидетельство № 259288. Бюллетень изобретений № 2, 1970.
18. Е.Н.Вавилов, Г.П.Портной. Синтез схем электронных цифровых машин. "Советское радио", М., 1963.
19. Эдельштейн. Зарубежная радиоэлектроника, 15, 1964, 50-68.
20. Н.В.Кравцов, Л.Е.Чирков, В.Л.Поляченко. Элементы оптоэлектронных информационных систем. Под ред.академика Б.Н.Петрова. "Наука", М., 1970.

ДЕТЕКТОР СЛАБЫХ СВЕТОВЫХ СИГНАЛОВ НА ФОТОДИОДАХ,
РАБОТАЮЩИХ В РЕЖИМЕ ФОТОВАРИКАЛА

Элизбарашвили О.А.

Для регистрации световых сигналов в основном используется полупроводниковый фотодиод, работающий в фотодиодном или вентильном режимах. При этом съемкой информацией является фототок или фотоэдс, возникающая в $p-n$ переходе под воздействием облучения. Однако для этой цели могут быть использованы и емкостные свойства полупроводникового фотодиода /1,2/.

Для большинства изготавляемых $p-n$ переходов зависимость берьерной емкости от напряжения на переходе выражается формулой

$$C_d = \frac{Const}{\sqrt{nU_k - U}}, \quad (1)$$

где $2 \leq n \leq 3$, U_k - контактная разность потенциалов. Более сильную зависимость емкости от напряжения $n > 2$ можно получить в сверхрезких переходах /3/ или в переходах со ступенчатым легированием высокомонной области /4/.

Вольт-амперная характеристика идеального фотодиода описывается уравнением

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eU}{KT}\right) - 1 \right] - I_\phi, \quad (2)$$

где $I_\phi = K_\phi \varPhi$ - фототок короткого замыкания. Ток насыщения I_0 сильно зависит от температуры. Поэтому при обычном включении фотодиода необходимо учитывать допустимый диапазон изменения температуры на $p-n$ переходе, так чтобы выполнялось неравенство

$$\Delta I_T R_H \ll U_{раб}, \quad (3)$$

что ограничивает вольтовую чувствительность фотодиода. Выполнение условия (3) не обязательно, если фотодиод используется в качестве фотоварикапа.

На рис.1 представлены два варианта включения фотодиода в режиме управляемой емкости. В качестве нагрузки может быть использована индуктивность. Преимущество представленных схем заключается в асинхронности их работы по входным световым сигналам. Непосредственное подключение фотодиода возможно и в случае использования полного комплексного сопротивления фотодиода.

На рис.2 и 3 представлены вольтфарадная характеристика фотодиода типа I690 и эквивалентная схема зазерного $p-n$ перехода. Используя эквивалентную схему, можно определить обратность емкости фотодиода

$$Q = \left[\frac{1}{\omega CR_{in}} + \omega C R_n \right]^{-1}, \quad (4)$$

где R_n — сопротивление контактов и материала полупроводника, обычно для указанного типа фотодиода равное ≈ 10 ом,

R_{in} — сопротивление $p-n$ перехода ($R_{in} > 2 \cdot 10^8$ ом).

Как видно из (4), фотодиод может работать в режиме фотоварикапа при частотах $\frac{5}{\pi CR_{in}} \leq f \leq \frac{1}{20\pi CR_n}$, что лежит в диапазоне десятков МГц. Основное отступие при расчете параметров схемы включения фотоварикапа (рис.1) заключается в том, что величину нагрузочного сопротивления можно брать примерно больше. Это обусловлено тем, что при обычном включении допускаются только малые флюктуации напряжения смещения (порядка $\Delta U_s = 0,1$ вольта и меньше). При включении фотодиода в качестве фотоварикапа величина флюктуации может быть порядка 10 вольт, что обусловлено вольтфарадной характеристикой (уравнение 1 и рис.2). Так, например, при изменении напря-

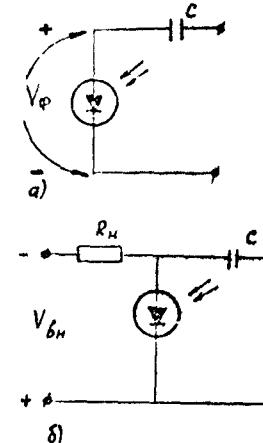


Рис.1. Вентильное (а) и фотодиодное (б) включение фотодиода в режиме переменной емкости (фотоварикапа)

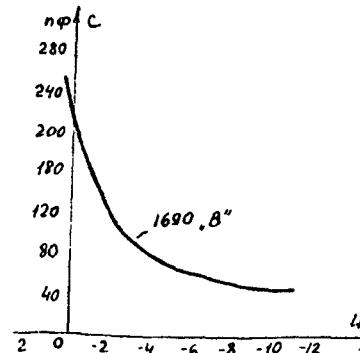


Рис.2. Вольтфарадная характеристика фотодиода типа I690

жения смещения на фотодиоде типа I690 от 20 до 10 вольт

$C(u)$ изменяется на величину менее 10 пФ.

В основу построения схем на фотоварикапах может быть положен как параметрический принцип с внешней накачкой напряжения питания, так и принцип управления режимом работы автогенератора. Любой генератор электрических колебаний имеет два основных состояния. Одному состоянию соответствует генерация, а другому – стабильное устойчивое положение рабочей точки (отсутствие генерации). Перевод схемы из одного состояния в другое возможен при помощи управляемой ёмкости фотодиода.

Рассмотрим схему автогенератора на туннельном диоде (рис.4). При некоторых упрощениях работу схемы можно описать при помощи дифференциального уравнения для приращения тока

$$\frac{d^2a_0}{dt^2} + \left(\frac{R}{L} + \frac{1}{CR_0} \right) \frac{da_0}{dt} + \frac{1}{L} \left(1 - \frac{R}{R_0} \right) = 0, \quad (5)$$

где R_0 – отрицательное дифференциальное сопротивление туннельного диода.

Для выяснения характера электрических колебаний рассмотрим более подробно корни характеристического уравнения (5). При отрицательном значении коэффициента при первой производной в схеме наблюдается нарастание колебания, а при положительном значении – его затухание. Граница между зонами устойчивой и неустойчивой работы схемы, т.е. между зонами генерации и отсутствия генерации, будет определяться равенством

$C_{kp} = \frac{L}{R_0 R}$. При $C > C_{kp}$ в схеме свободные колебания будут затухать, а при $C < C_{kp}$ – нарастать. Условие $C = C_{kp}$ определяет безразличное состояние системы, т.е. когда в схеме могут быть и не быть электрические колебания. Существенное значение имеет также величина ёмкости C . Если C

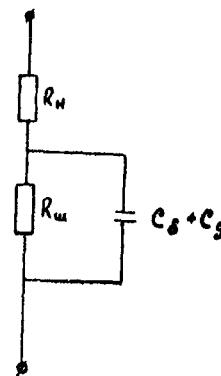


Рис.3. Эквивалентная схема фотодиода

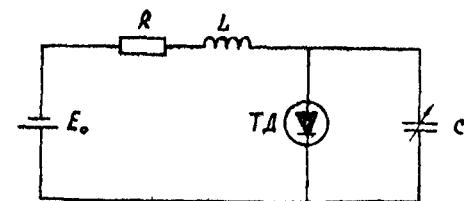


Рис.4. Эквивалентная схема автогенератора на туннельном диоде

очень мала, то оба корня характеристического уравнения положительны и вещественны. В этом случае в схеме наблюдаются релаксационные колебания. Граница между синусоидальными и апериодически нарастающими колебаниями будет определяться уравнением

$$C^2 - 2C\left(\frac{2}{\mu} - 1\right)C_{kp} + C_{kp}^2 = 0, \quad (6)$$

где $\mu = \frac{R}{R_o}$. Это уравнение имеет два корня.

$$C = C_{kp}\left[\frac{2}{\mu}(1 \pm \sqrt{1-\mu}) - 1\right]. \quad (7)$$

Вытекающая граница определяется наименьшим корнем. Наибольший корень определяет границу между синусоидальными и апериодически нарастающими колебаниями (диаграмма на рис.5, I и III зоны генерации). На диаграмме также показана бистабильная зона, соответствующая случаю, когда рабочая точка туннельного диода в области отрицательного сопротивления удовлетворяет условиям $|R_o| > |R_{o, \text{мин}}|$ и

$$\frac{L}{R_o R} \leq C \leq \frac{L}{R_{o,p}(\Delta U_c) R}. \quad (8)$$

Второе условие означает, что за полный цикл колебательного процесса среднее значение отрицательного дифференциального сопротивления $R_{o,p}(\Delta U_c)$ остается меньше R_o , т.е. происходит полная компенсация потерь (хотя для точки равновесия нет условия возникновения и нарастания электрических колебаний).

Для расчета фотопараметрических управляемых генераторов необходимо подобрать фотодиод с учетом его вольтфардной характеристики и спектрального согласования с источником излучения.

C_{kp} можно определять по формуле

$$C_{kp} = \frac{C_{\text{ макс}}(e) + C_{\text{ мин}}(U_{\text{раб}} - \Delta U_c)}{2}. \quad (9)$$

При выборе типа туннельного диода и параметров схемы желательно, чтобы установленная частота автогенератора f_0 находилась в частотном диапазоне работы фотоварикапа.

На рис.6 приведены зависимости емкости фотодиода от интенсивности светового потока, выраженной в условных единицах $\Phi = (R_h \cdot K_y)^{-1}$. Первая кривая соответствует минимальному темновому току, вторая – темновому току $I_{t, \text{ макс}}$ при допустимом изменении смещения на фотодиоде $\Delta U_t = 2.5$ в. Как видно из графика, при $C_{kp} \times 2C_{\text{мин}}$ и $C_{\text{ж}} = C_{\text{ макс}} - C_{\text{мин}}$ (граница жесткого возбуждения) в схеме фотопараметрически управляемого автогенератора на фотоварикапе наблюдается гистерезисная петля. При интенсивностях $\Phi_1 \leq \Phi \leq \Phi_2$ автогенератор находится в режиме жесткого возбуждения. Для увеличения интервала этой зоны необходимо уменьшить допустимые изменения смещения на фотодиоде ΔU_t , или взять фотодиод с меньшим значением $I_{t, \text{ макс}}$. Интервал $\Delta \Phi$ можно расширить также за счет подбора других значений для C_{kp} и $C_{\text{ж}}$ и фотодиода с меньшим наклоном вольтфардной характеристики в области малых запирающих напряжений. Это свойство схемы может быть использовано для построения регистрирующих устройств, хранящихся также звукоминимизацией информации.

Результаты экспериментальных исследований фотопараметрически управляемых генераторов (рис.7) приведены на рис. 8. При увеличении входного светового потока, падающего с инжекционного диода из яркости галлия, наблюдается уменьшение амплитуды и частоты генерируемых колебаний (часть кривой АГ). Частота в точке А была равна 4 Мгц, а в точке Б – 3,5 Мгц. При входном потоке 0,4 кфт наблюдался срыв колебаний. Уменьшение входного светового потока приводит к восстановле-

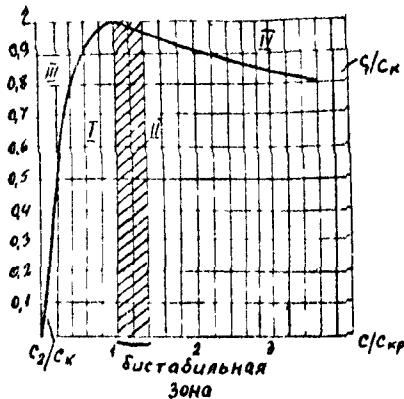


Рис.5. Диаграмма зон режимов работы автогенератора при различных значениях шунтирующей емкости (I и III - зоны нарастающих колебаний, II и IV - зоны затухающих колебаний).

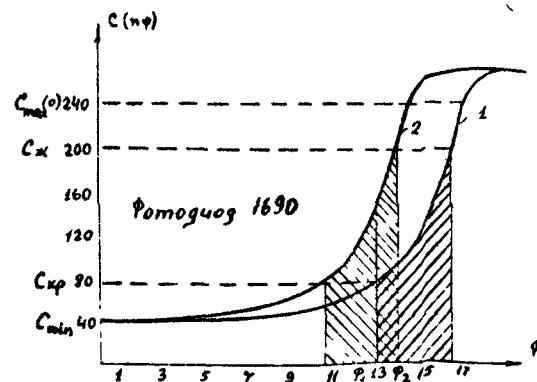


Рис.6. Зависимость ёмкости фотодиода от входного светового потока при различных значениях темнового тока.

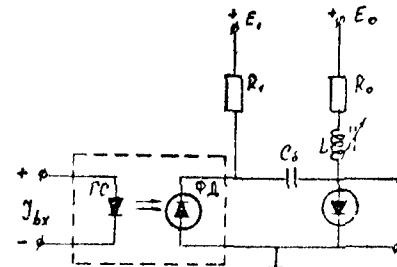


Рис.7. Фотопараметрический детектор на фотоварикапе и туннельном диоде.

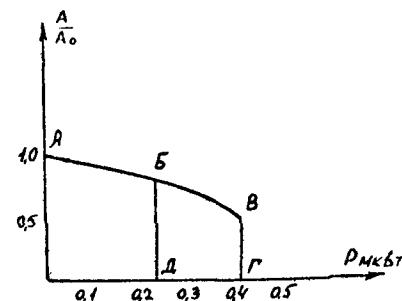


Рис.8. Зависимость амплитуды колебаний автогенератора от подаваемого на фотодиод светового потока.

ии колебаний в точке **4**, при этом амплитуда колебаний определяется точкой **5**.

Фотопараметрические управляемые генераторы не требуют напряжения раскачки и системы прерывания света в отличие от аналоговых фотопараметрических усилителей и более прости в эксплуатации /2/. Они могут быть с успехом использованы для регистрации слабых световых потоков и построения оптоэлектронных ключей и элементов памяти.

Л и т е р а т у р а

1. Фернв Л.С. Введение в физику варикапов. "Наука", Л., 1968.
2. Берман Л.С. Триггерная схема на фотоварикапах, переключаемая светом. Изв.вузов, сер. "Приборостроение", т. IX, № 4, 1966.
3. Астахов О.Р., Сямохвалов М.М.. Радиотехника и электроника, т.XI, № 10, 1966, 1793.
4. Шестопалов А.М. Радиотехника и электроника, т.13, вып.6, 1968, 1072.
5. Удалов Н.П. Полупроводниковые датчики. "Энергия", М., 1966.
6. Беруашвили В.А., Олизбараишвили О.А. В сб. "Кибернетику - на службу коммунизму". "Энергия", М., т.3, 1966.
7. Нейман М.С., Земцов Г.П. Радиотехника, т.18, № 1, 1963.
8. Моругин Л.А. Импульсные схемы на тунNELНЫХ диодах. "Советское радио", М., 1966.

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ С БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТЬЮ

Базадзе М.А., Мегрелишвили Р.Е., Эбралидзе Т.Д.

Вопрос записи и хранения информации с большой плотностью является актуальным. Известно /1/, что для осуществления этой цели можно использовать голограммы. Голографическая запись в основном осуществляется двумя техническими способами:

- 1) многократное экспонирование голограммы происходит при дискретных угловых смещениях между опорным и предметным лучами с использованием всей области регистрирующей среды;
- 2) каждая интерференционная картина, соответствующая данному предмету, записывается в пространственно различных локализованных областях регистрирующей среды.

Однако нужно отметить, что эти технические способы в отдельности имеют свои отрицательные стороны. В первом случае, по мере увеличения числа записей пропорционально ~~увеличивается~~ уменьшается отношение сигнал/шум и дифракционная эффективность голограммы. При этом для достижения требуемого углового разрешения необходимо достаточно толстый записывающий светочувствительный материал, но, с другой стороны, с увеличением толщины регистрирующей среды уменьшается число максимально возможных записей.

Во втором случае, в зависимости от площади записываемой области регистрирующей среды, уменьшается разрешение, что впоследствии приводит к снижению количества восстановленной информации. Однако в этом случае отношение сигнал/шум остается постоянным и не зависит от числа записей, так как в процессе восстановления сигнал и шум остаются пропорциональными площади записанной области регистрирующей среды.

Представляет интерес работа /2/, где дается способ многократ-

ного экспонирования голограммы, в котором сохраняются преимущества вышеотмеченных технических способов, в именно - высокое разрешение, большое отношение сигнал/шум и большой параллакс наблюдаемого восстановленного изображения предмета. Согласно этому способу запись нескольких голограмм на одной фотопластинке осуществляют через непрозрачные маски с прозрачными отверстиями, расположенными по случайному закону. При этом в различных масках отверстия не совпадают между собой, и так как маски устанавливаются непосредственно перед регистрирующей средой, участки записанного множества голограмм на фотопластинке не будут перекрываться. Для восстановления изображений записанных предметов перед многократно экспонированной голограммой устанавливают соответствующую маску и голограмму освещают когерентным светом.

Там же дается модифицирование одномасочного способа и приводится двухмасочная методика, которая отличается тем, что при требуемых многочисленных выборках позволяет намного сократить количество используемых масок. Например, если требуется 100 разных выборок, то при двух фиксированных плоскостях расположения масок (одна маска располагается на пути предметного луча, а другая - непосредственно перед регистрирующей средой) вместо 100 масок достаточным оказывается два выбора, каждый по 10 масок. Во всем остальном одномасочные и двухмасочные методики в основном одинаковы. Однако приведенный способ имеет недостатки: в случае одномасочного устройства используется количество масок, равное числу записываемых голограмм, и в случае двухмасочного устройства необходимо знание порядка последовательного применения масок.

В данной работе предлагается новый способ записи множества голограмм на одном светочувствительном материале с последующим

пространственно разделением восстановлением множества изображений предметов.

Отметим, что в описании предлагаемого способа записи будут использованы следующие обозначения: n - число предметов, Π_i - предмет, Γ - голограмма, A и B - непрозрачные маски с прозрачными отверстиями, расположенные по случайному закону, при этом маска B является негативом маски A .

Поставленная цель достигается следующим образом: на голограмме Γ_1 фиксируются голограммы от предмета Π_1 через маску A и от предмета Π_2 через маску B . Отметим, что при записи маски A и B всегда находятся непосредственно перед регистрирующей средой. Затем на голограмме Γ_2 регистрируются голограммы от предмета Π_3 через маску A и вторичная голограмма от голограммы Γ_1 через маску B . Далее, из новой голограммы Γ_3 записывается голограмма от предмета Π_4 через маску A и вторичная голограмма от голограммы Γ_2 через маску B и т.д. Если имеем n предметов, голограммы от которых должны быть записаны на одном светочувствительном материале, последовательным проведением описанного процесса в конце концов получим голограмму Γ_{n-1} , где с помощью A и B масок зарегистрированы голограммы от Π_n и Γ_{n-2} .

Теперь проследим за процессом восстановления изображений. При просвечивании когерентным светом через маску A голограммы Γ_{n-1} восстанавливается изображение предмета Π_n , а при просвечивании через маску B - изображение голограммы Γ_{n-2} . Фиксируя эту последнюю из светочувствительном материале и просвечивая ее снять когерентным светом через маску A (или B) восстанавливаем изображение предмета Π_{n-1} (или голограммы Γ_{n-3}). Продолжая такой процесс, можно восстановить все изображения предметов.

Нужно отметить следующее. Если число записываемых голограмм велико, то при последовательном восстановлении четкость изображений записанных в начале предметов постепенно ухудшается, но, несмотря на это, предложенный способ имеет наилучшие стороны - максимум две, дифракционная эффективность каждой голограммы высокая, поэтому яркость каждого восстановленного изображения предмета будет максимальной.

Голограммы, зарегистрированные предложенным способом, будут обладать большой плотностью хранения информации, поэтому их успешно можно использовать в голографических запоминающих устройствах.

Л и т е р а т у р а

1. Р.Кольер, К.Беркхарт, Л.Лин. Оптическая голограмма. "Мир", М., 1973.
2. H.J.Caulfield. Space division multiplexed holographic apparatus. /Sperry Rand Corp./. Пат. США, кл. 350-3.5 (G 02 в 21/00), № 367433J.

УВЕЛИЧЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГОЛОГРАММ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ НА ЗВМ

Базэдзе М.А., Мегрелитвили Р.Ш., Эбралидзе Т.Д.

Известно, что не вся площадь фотоэмulsionии используется при фиксации голограммы предмета. Это происходит потому, что на отдельные участки фотоэмulsionии при записи дифракционной картины не попадает свет. Очевидно, что эти участки фотоэмulsionии могут быть использованы для регистрации информации о других предметах.

В данной работе предлагается способ максимального использования всей площади фотоэмulsionии для записи дифракционных картин одного и того же объекта с целью увеличения дифракционной эффективности голограммы, что впоследствии приводит к предельному увеличению яркости восстанавливаемого изображения предмета.

Из оптики известно [1], что распределение интенсивности в дифракционной картине, полученной в зоне дифракции Фраунгофера от набора хаотически расположенных N одинаковых отверстий, будет аналогично картине от одного отверстия, интенсивность которой больше N раз.

Это явление лежит в основе данной работы.

Известно, что предмет и его голограмма при одинаковых освещениях на фокусном расстоянии голограммы создают одинаковые распределения дифракционных полей. Поэтому если представить транспарант, в плоскости которого хаотично разбросано N - одинаковых голограмм, то от него при когерентном освещении восстанавливается одно изображение предмета, увеличенное по яркости N раз.

Данный метод успешно можно применять при синтезе голограмм на ЗВМ. Покажем, что N - кратное увеличение частинного врем-

мени расчета дифракционного поля в нашем методе приводит к N - кратному увеличению яркости восстановленного изображения предмета.

Пусть имеется транспарант с коэффициентом прозрачности $S(x, y)$. Дифракция плоской монохроматической когерентной волны на этом транспаранте в зоне дифракции Фраунгофера даст следующее распределение поля:

$$U(\alpha, \beta) = c \iint_{-\infty}^{\infty} S(x, y) e^{-i \frac{K}{F} (\alpha x + \beta y)} dx dy \quad (1)$$

где c - постоянное число, $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число, F - фокусное расстояние линзы, α, β - координаты плоскости наблюдения.

В присутствии когерентной наклонной опорной волны $\exp\{-i\tilde{\chi}_c \alpha\}$ ($\tilde{\chi}_c = K \sin \theta$ и θ - угол наклона) в плоскости (α, β) будем иметь следующее распределение интенсивности света:

$$J(\alpha, \beta) = \left| c \iint_{-\infty}^{\infty} S(x, y) e^{-i \frac{K}{F} (\alpha x + \beta y)} dx dy + e^{i \tilde{\chi}_c \alpha} \right|^2 \quad (2)$$

С помощью формулы (2) составим выражение следующего вида:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N J(\alpha - \alpha_n, \beta - \beta_n) &= \\ &= \sum_{n=1}^N \left| c \iint_{-\infty}^{\infty} S(x, y) e^{-i \frac{K}{F} [x(\alpha - \alpha_n) + y(\beta - \beta_n)]} dx dy + e^{i \tilde{\chi}_c (\alpha - \alpha_n)} \right|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где α_n и β_n - случайно выбранные координаты в плоскости (α, β) .

Пусть на ЭВМ рассчитаны значения функции (3) и известным способом построен транспарант с прозрачностью (3). Освещая этот транспарант опорной волной $\exp\{-i\tilde{\chi}_c \alpha\}$, в перпендикулярном от плоскости голограммы направлении восстановится волна $\sum_{n=1}^N c e^{i \tilde{\chi}_c \alpha_n} \iint_{-\infty}^{\infty} S^*(x, y) e^{i \frac{K}{F} [x(\alpha - \alpha_n) + y(\beta - \beta_n)]} dx dy$, истекшая в зоне дифракции Фраунгофера даст следующее распределение поля:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N c e^{i \tilde{\chi}_c \alpha_n} \iint_{-\infty}^{\infty} d\alpha d\beta e^{-i \frac{K}{F} (\alpha p + \beta q)} \times \\ \times \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy S(x, y) e^{i \frac{K}{F} [\alpha(\alpha - \alpha_n) + y(\beta - \beta_n)]} \end{aligned}$$

Отсюда получится выражение

$$S(p, q) \sum_{n=1}^N c e^{-i \tilde{\chi}_c \alpha_n - i \frac{K}{F} p \alpha_n - i \frac{K}{F} q \beta_n}$$

Исходя из того, что α_n и β_n случайные числа, для интенсивности имеем

$$N \cdot |S(p, q)|^2,$$

что и хотели показать.

Л и т е р а т у р а

I. Р. Литчберн. Физическая оптика. "Наука", М., 1965.

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ СВЕТОФИЛЬТР С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ

Дадаидзе В.В., Джмуладзе Д.Ф., Чиобиладзе И.А.,
Иванов Д.Х.

Оптические фильтры с перестраиваемой полосой пропускания будучи составным элементом оптоэлектронных схем, могут применяться для построения функциональных узлов информационных систем.

В настоящей работе описывается перестраиваемый светофильтр с электрическим управлением, в котором активным элементом является электрооптическая ячейка, а пассивным – полимерные хроматические поляризаторы.

В основу описываемого фильтра положен разработанный нами ранее поляризационный светофильтр с дискретно перестраиваемой полосой пропускания с механическим управлением /1,2/, построенный на принципе, предложенном в работе /3/. Оптическая схема и азимутальная ориентация элементов электроуправляемого светофильтра приведены на рис. I. Линейно поляризованный свет, вышедший из ахроматического поляризатора 1, попадает на электрооптический элемент 2, работающий как фазовая полуволновая пластина при приложении к нему импульса полуволнового напряжения. Далее следует формирующий элемент светофильтра, состоящий из двух хроматических поляризаторов 3,4, главные оси пропускания которых взаимно перпендикулярны. Ориентация электрооптического элемента такова, что направление управляющего электрического поля составляет угол 45° с осями поляризаторов. Изотропные светофильтры 5,6 введены в оптическую схему фильтра для участия в формировании сигналов, выходящих из него, и фильтрации нежелательных фоновых хвостов.

Хроматический поляризатор, как и вообще любой поляризатор,

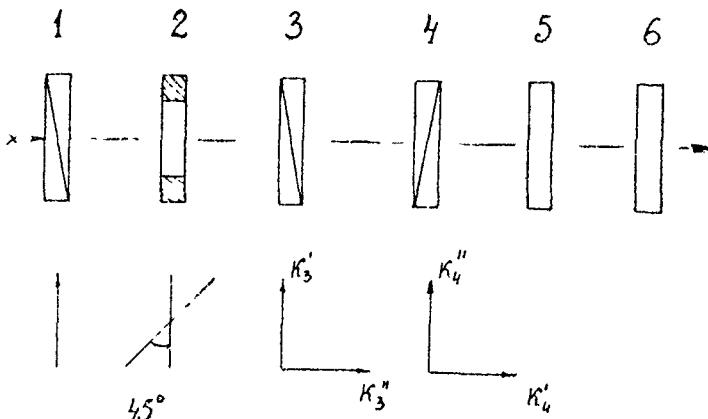


Рис. I. Оптическая схема электроуправляемого светофильтра:

- 1 – ахроматический поляризатор,
- 2 – электрооптическая керамика,
- 3,4 – хроматические поляризаторы,
- 5,6 – изотропные цветные фильтры.

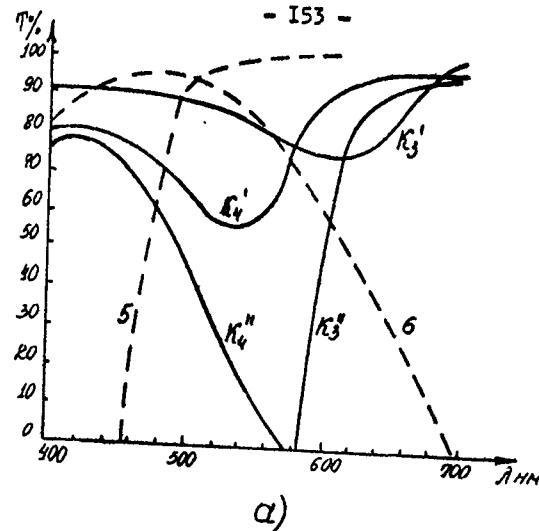
характеризуется двумя спектральными кривыми пропускания K' и K'' , измеренными при двух ортогональных поляризациях проходящего через него линейно поляризованного света. В предлагаемом светофильтре хроматические поляризаторы подбираются так, чтобы характеристики K_3' и K_4' были нейтрального типа, а K_3'' и K_4'' отрезвущего типа (рис.2а) с противоположными знаками крутизны характеристики и максимумами поглощения в разных областях спектра.

Формирование спектра светового сигнала в фильтре происходит следующим образом. В первом случае напряжение на него не подается $V_{УФ} = 0$. При взаимной ориентации поляризаторов 1,3,4, показанном на рис.1, свет, падающий на поляризаторы 3,4 вертикально поляризовач. Тогда хроматический поляризатор 3 будет характеризоваться кривой пропускания

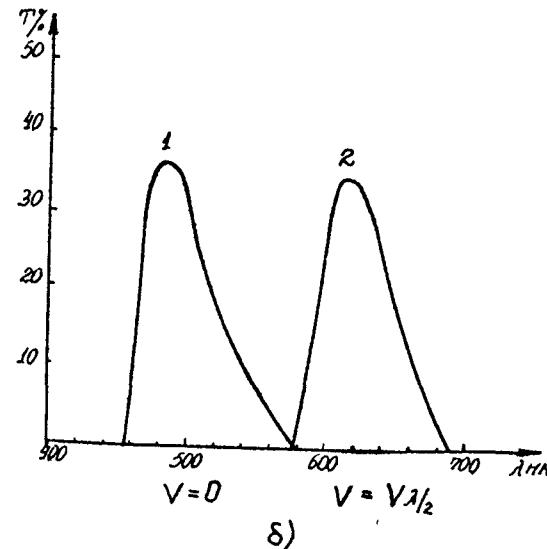
K_3' , в поляризатор 4 – кривой пропускания K_4' (рис.2а). Поскольку характеристика K_3' нейтральна, она практически не оказывает влияния на спектральный состав проходящего света, и поэтому суммарное действие поляризаторов 3 и 4 будет описываться только характеристикой K_4' , которая и формирует правую часть импульса I (рис.2б). Изотропный цветной фильтр 5 с характеристической кривой пропускания 5 (рис.2а) формирует левую часть этого импульса.

Таким образом при нулевом управляющем напряжении из светофильтра будет выходить свет, спектральная характеристика которого показана на рис.2б кривой I с максимумом светопропускания при λ_1 .

Если же на электрооптический элемент подать полуволновое напряжение $V_{УФ} = V_{\lambda/2}$, направление вектора поляризации света, падающего на формирующий элемент 3-4, изменится на перпендикулярное (т.е. на горизонтальное). Тогда хроматичес-



а)



б)

Рис.2. Спектральные характеристики отдельных элементов (а) электроуправляемого светофильтра и его выходных сигналов (б).

кие поляризаторы 3-4 будут описываться кривыми пропускания K_3' и K_4' , соответственно. Согласно вышеприведенному рассуждению, именно K_3' и будет определять левую часть сигнала, вышедшего из модулятора, правую же - характеристика изотропного фильтра 6 (см. кривую 6 на рис.2а). Свет, вышедший из фильтра при управляющем напряжении $V_{upr} = V_{1/2}$ будет описываться кривой 2 (рис.2б) с длиной волны λ_e .

В разработанном светофильтре использованы следующие материалы. Ахроматические и хроматические поляризаторы изготовлены из ориентированной пленки поливинилового спирта, в которую введены люроичные красители. Применяемые нами изотропные фильтры сделаны из неориентированной окрашенной поливиниловой пленки.

К электрооптическому элементу предъявляются следующие требования:

- при нулевом поле не должно быть начального двулучепреломления для исключения существования разности хода при $V=0$;
- наличие достаточно большого электрооптического эффекта для создания требуемой разности хода полями приемлемой напряженности;
- незначительная дисперсия полуволнового напряжения.

Среди известных в настоящее время электрооптических материалов наиболее приемлемым сочетанием указанных свойств обладает электрооптическая сегнетокерамика состава ЦГСЛ 10/65/5, которая и применена в описанном фильтре. Оптическая керамика такого состава в отсутствии электрического поля изотропна и обладает поперечным квадратичным электрооптическим эффектом /4,5/. Время переключения такой керамики состав-

ляет десятки нсек. Для использования в модуляторе оптическая керамика полированась и на ней вакуумным напылением наносились серебряные электроды.

Конструктивно светофильтр выполнен в виде полого фторопластового блока с оптическими окнами на противоположных торцах и с двумя клеммами для подвода управляющего напряжения на других гранях.

В пазы внутри блока вставлены последовательно ахроматический поляризатор, электрооптическая керамика и формирующий элемент. Формирующий элемент является многослойной системой, состоящей из четырех полимерных пленок (3,4,5 и 6 на рис.1), заклеенных между защитными стеклами оптическим kleem.

Разработанный электрооптический перестраиваемый светофильтр имеет следующие технические характеристики:

- управляющее полуволновое напряжение - 210 в.,
- опорное напряжение - 400 в.,
- коэффициент светопропускания $T \approx 30\%$, а с иммерсионной жидкостью ($n_{immisc} = 1,78$) $T \approx 45\%$,
- полуширина полосы пропускания ≈ 50 нм,
- диапазон перестройки ≈ 130 нм,
- длина волн перестраиваемых полос $\lambda_1 = 485$ нм и $\lambda_2 = 610$ нм,
- габариты светофильтра - 10x10x10 мм.

Таким образом, предлагаемый электроуправляемый перестраиваемый светофильтр можно переключать с одной длины волны λ_1 на другую λ_2 при подаче на него управляющего электрического поля определенной величины и наоборот, убирая поле, перестраивать его в обратном направлении.

Авторы работы считают своим приятным долгом поблаго-

дарить Научно-исследовательский институт физики при Ростовском государственном университете за предоставленные образцы оптической керамики.

Л и т е р а т у р а

1. В.В.Дадешидзе. Проблемы голограмии. Вып. VI, 115, 1975.
2. Э.С.Айалло, В.В.Дадешидзе, И.В.Девдариани. "Аналитическое приборостроение". Материалы Всесоюзного научно-технического совещания, ноябрь 1975, Тбилиси, т. I, ч. II, 414, 1975.
3. E.H.Land, Patent. USA N 2298059 (1942)
4. G.H.Heartling, "U.S.A.Cer.Soc." v.54, 303, 1971.
5. C.E.Land, P.D. Thacher, G.H.Heartling, "Appl.Sol.State sci", v.4, 137, 1974.

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ АЛГЕБРАИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Моцонашвили Р.Д.

Оптическую систему, состоящую из светодиода и фотоприемника, включенных в мостовые схемы, можно рассматривать как звенья, имеющие два входа и один выход. Передача входных сигналов в таких звеньях осуществляется по-разному. Один из сигналов передается непосредственно, второй - путем изменения силы света или параметра. Первый вход называется пассивным, второй - параметрическим. Такие звенья по своей природе нелинейны по параметрическому входу и линейны по пассивному. Нелинейность является источником погрешности многих алгебраических устройств. Линеаризовать звено по параметрическому входу удается применения контур отрицательной обратной связи. Так поступают, например, при конструировании множительно-делительных устройств /1/, /2/. Однако все эти устройства обладают существенным недостатком: точность выполнения операций деления зависит от величины делителя, при уменьшении которого точность понижается. В связи с этим динамический диапазон устройств узок. Предлагаемая схема свободна от указанного недостатка /3/.

При синтезе схемы мы исходили из следующего:

1. Реально существующие звенья билинейны, если один из входных сигналов электрической природы, второй - неэлектрической (параметр).

2. Если оба входных сигнала электрической природы, то один из входных сигналов подается на преобразователь электрического сигнала в неэлектрический, например свет, который управляет параметрическим входом билинейного звена (фоторезистором).

3. Преобразователи электрического сигнала в неэлектрический по своей природе нелинейны. В дальнейшем будем их обозначать через НП (нелинейный преобразователь).

Используя эти положения, разомкнутое множительное звено можно представить в виде НП, преобразующего электрический сигнал в параметр неэлектрической природы, который управляет параметрическим входом билинейного элемента (рис.1).

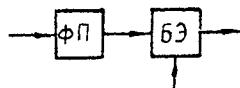


Рис.1.

Входной сигнал x_1 преобразуется в сигнал $f(x_1)$, который управляет параметрическим входом билинейного элемента (БЭ). Но, так как мы полагали, что БЭ является билинейным элементом, если на входах его действует электрический сигнал и параметр неэлектрической природы (свет), то выходной сигнал БЭ будет пропорционален $\mathcal{U} = x_1 f(x_1)$. Это выражение совпадает с выходной функцией разомкнутого множительного устройства прямого действия. Структурная схема предлагаемого устройства приведена на рис.2.

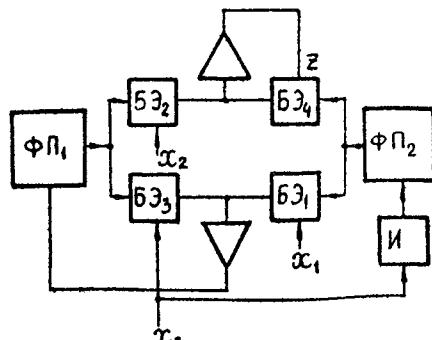


Рис.2.

Схема состоит из двух компенсационных схем (КС). В первой КС обратная связь осуществляется по параметрическому выходу, во второй - по пассивному.

Параметр (свет), вырабатываемый НП₁, управляет параметрическими входами БЭ₂ и БЭ₃, а НП₂ - БЭ₁ и БЭ₄. Указанные билинейные элементы выходами включены встречно и подключены к входам усилителей обратной связи. Входные сигналы x_1, x_2, x_3 подаются на пассивные входы БЭ₁, БЭ₂ и БЭ₃ соответственно. Кроме того, сигнал x_3 подается на вход инвертора (И), выход которого подключен к входу НП₂. Работа структурной схемы описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} (f_0 x_1 - f_1 x_0) K_1 m_1 &= f_1 \\ (f_1 x_2 - f_0 x) K_2 &= x \\ f_0 &= -m_2 K_3 x_0, \end{aligned} \quad (1)$$

где f_0 и f_1 - параметры (сила света), вырабатываемые НП₂ и НП₁ соответственно; K_1, K_2, K_3 - коэффициенты усиления усилителей $\text{У}_1, \text{У}_2$ и инвертора И соответственно. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что первые два уравнения (1) образуют систему уравнений, описывающую работу ранее известных множительно-делительных устройств. Решением этих двух уравнений относительно x является

$$x = \frac{x_1 x_2}{x_3} \cdot \frac{1}{1 + \frac{1}{K_2 f_0} + \frac{1}{K_1 m_1 x_3} + \frac{1}{K_1 m_1 K_2 f_0 x_3}}. \quad (2)$$

При $K_1 \gg 1, K_2 \gg 1$ четвертое слагаемое есть произведение двух малых величин, т.е. малое второго порядка и им можно пренебречь.

Определим погрешность таких устройств:

$$\delta_{cm} = \frac{x - x_0}{x_0}, \quad (3)$$

где $\chi_0 = \frac{x_1 x_2}{x_3}$ соответствует действительному значению, т.е. такому значению, которое следует получить /2/.

$$\left| \bar{b}_{cm} \right| = \left| \frac{\chi_0 \frac{1}{1+B} - \chi_0}{\chi_0} \right| = \left| B \cdot \frac{1}{1+B} \right|, \quad (4)$$

где

$$B = \frac{1}{K_2 f_0} + \frac{1}{K_1 m_1 x_3}.$$

Разлагая $\frac{1}{1+B}$ в ряд и ограничиваясь членом со степенями не выше первой, получим

$$\left| \bar{b}_{cm} \right| = \left| B(1 - B + B^2) \right| = \left| \frac{1}{K_2 f_0} + \frac{1}{K_1 m_1 x_3} \right|. \quad (5)$$

Из (5) следует, что при уменьшении x_3 при заданных K_2 статическая погрешность начинает возрастать. Это обстоятельство ограничивает динамический диапазон изменения делителя существующих множительно-делительных устройств.

Следует обратить внимание на то, что f_0 в информационную часть (2) не входит, но от f_0 зависит статическая погрешность. Выберем K_3 таким, чтобы оно удовлетворяло третьему уравнению системы (1) при заданном f_0 . Подставив это значение K_3 в (4), можно увидеть, что $|\bar{b}_{cm}| = 0$ а

$\chi = \chi_0 = \frac{x_1 x_2}{x_3}$. Таким образом достигается компенсация статической погрешности и, как следствие этого, расширение динамического диапазона. Если выбрать идентичные НП, т.е. $m_1 = m_2$ и усилители с одинаковыми коэффициентами усиления $K_1 = K_2$, то коэффициент инвертирующего усилителя должен быть $|K_3| = 1$. В этом случае, если в качестве НП и БЭ использованы мостовые схемы со светодиодами и фоторезисторами, то можно обойтись без инвертирующего усилителя используя инвертирующее свойство мостовой схемы.

Л и т е р а т у р а

1. В.Б.Смолов. Аналоговые вычислительные машины. "Высшая школа", М., 1972.
2. Р.П.Миленокас. Измерители отношений, "Советское радио", М., 1975.
3. Р.Д.Мононашвили, В.Ф.Бахмутский, О.И.Чайковский, Р.З. Шептебян. Множительно-делительное устройство. Положительное решение № 2195283/24,

СИСТЕМЫ С ПАРАМЕТРИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Моционавили Р.Д.

К настоящему времени четко обозначилось различие между компенсационными схемами, в которых обратная связь осуществляется по пассивному и параметрическому входам. В первом случае входной сигнал суммируется с сигналом обратной связи и передается на выход с некоторым коэффициентом передачи /1/. Во втором - сигналом обратной связи является параметр. Он воздействует на звено таким образом, что передача сигнала с входа на выход осуществляется путем изменения коэффициента передачи звена.

Важное значение в системе с параметрической обратной связью имеет элемент с двумя входами и одним выходом /2/.

В общем случае этот элемент описывается

$$Z = f(x_1 x_2),$$

где x_1 и x_2 - входные сигналы, Z - выходной.

Разлагая Z в кратный ряд Тейлора в окрестности некоторой точки, имеем

$$\Delta Z = \sum_{i=1}^2 \frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 \frac{\partial^2 f}{\partial x_i \partial x_j} \Delta x_i \Delta x_j + R_n(x_1 x_2).$$

Положим, что остаточный член $R_n(x_1 x_2) = 0$. В этом случае элемент называется линейным, если можно ограничиться только первой суммой разложения, и билинейным, если учитывать только один член разложения второй суммы при $i \neq j$.

Первый случай тривиален, поэтому рассматриваться не будет. Во втором случае дело имеем с множительным звеном.

Однако в реальных случаях в элементах с двумя входами

- 163 -

и одним выходом приходится учитывать и остальные члены разложения. В этих случаях элементы являются нелинейными.

Нелинейность резко выражена, если входные сигналы имеют одинаковую природу, например, электрическую. Если же природа входных сигналов различна, то элементы могут быть билинейными (БЭ).

Так, например, элемент, состоящий из проводника с током, помещенного в магнитное поле, является билинейным, если входными сигналами считать ток и магнитную индукцию, а выходным сигналом - силу, действующую на проводник. Преобразователь Холла также является билинейным элементом, если принять холловский ток и магнитную индукцию входными сигналами.

Однако в технике обычно приходится иметь дело с сигналами одной физической природы. В таких случаях осуществляется преобразование функциональным преобразователем (ФП) одного из входных сигналов в параметр другой физической природы. Такое преобразование носит нелинейный характер и является источником погрешности.

Из ФП и БЭ могут быть синтезированы элементарные звенья, а также устройства, выполняющие алгебраические операции.

Ниже приводятся обобщенные структурные схемы, выполненные из ФП и БЭ, реализующие операции суммирования, умножения, деления. Они выгодно отличаются от устройств, синтезированных путем набора элементарных звеньев. Приводятся схемы устройств, в которых использованы принципы, заложенные в обобщенные структурные схемы. На рис. I представлена структурная схема, выполненная из ФП и БЭ.

Особенностью схемы является наличие группы БЭ, включенных выходами последовательно. Каждый ФП управляет по парамет-

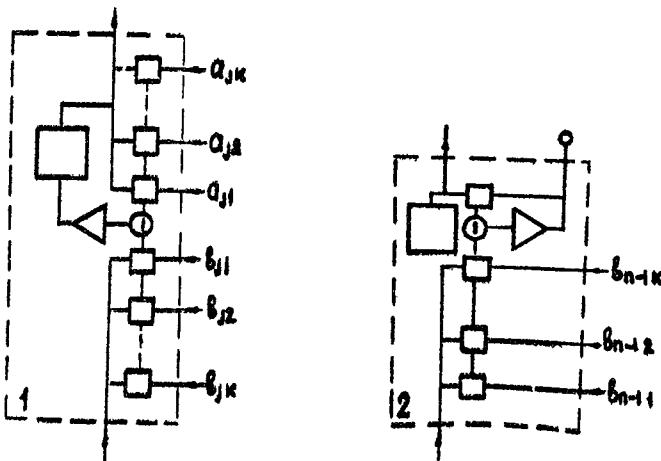
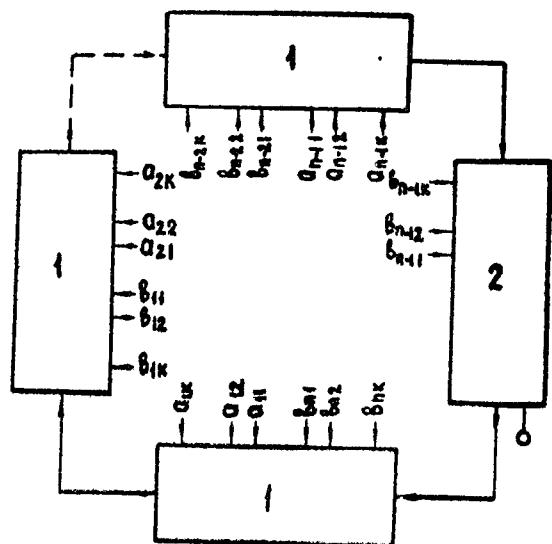


Рис. I

рическому входу двумя группами БЭ. Выходные сигналы каждой двух групп, управляемых двумя соседними ФП, сравниваются и разность подается на вход усилителя обратной связи. Завершение обратной связи осуществляется через ФП. Исключение составляет последняя группа, состоящая всего из одного БЭ. Завершение обратной связи осуществляется по пассивному входу БЭ. Этот же вход БЭ служит также и выходом устройства. Работа устройства в статическом режиме описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned}\Psi_1 \sum_{j=1}^n a_{1j} &= \Psi_n \sum_{i=1}^k b_{ni} \\ \Psi_2 \sum_{j=1}^n b_{2j} &= \Psi_2 \sum_{i=1}^k a_{2i} \\ &\dots \\ \Psi_{n-1} \sum_{j=1}^n b_{n-1j} &= \Psi_n Z.\end{aligned}\quad (I)$$

Решением (I) относительно Z является

$$Z = \frac{\prod_{i=1}^n \sum_j b_{pi}}{\prod_{j=1}^n \sum_i a_{pj}} \quad (2)$$

Структурная схема, изображенная на рис.2, реализует другую функциональную зависимость. Она также состоит из ФП и БЭ. В отличие от предыдущей схемы каждым БЭ управляет один ФП. Выходом устройства является Z — сигнал обратной связи по пассивному входу БЭ. Выход этого БЭ сравнивается с сигналом, вырабатываемым группой БЭ, выходные сигналы которых суммируются. Работа структурной схемы описывается следующей системой уравнений:

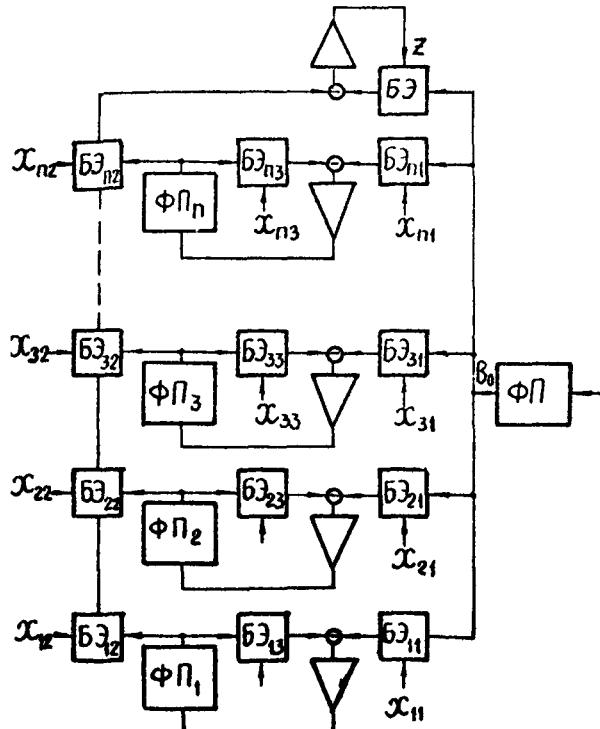


FIG. 2

$$\alpha_{13} x_{13} B_1 = \alpha_{11} B_0 x_{11}$$

$$\alpha_{23} x_{23} B_2 = \alpha_{21} B_0 x_{21}$$

• • • •

$$\alpha_{n_3} x_{n_3} B_n = \alpha_{n_4} B_0 x_{n_4}$$

$$\alpha_{12}x_{12}B_1 + \alpha_{22}x_{22}B_0 + \dots + \alpha_{n2}x_{n2}B_n \in \mathbb{Z}[B_1]$$

Решением системы уравнений относительно Z есть

$$Z = C \sum_{k=1}^n \frac{x_{k1} x_{k2}}{x_{k-2}} \quad (4)$$

Выходной сигнал, как и в предыдущем случае, не содержит нелинейных функций B_0, B_1, \dots, B_n , поэтому устройство свободно от погрешностей, обусловленных нелинейными свойствами ФП.

Самостоятельный интерес представляет случай, когда $n=2$ [3-4]. В этом случае путем коммутации можно осуществить

$$\mathcal{X}_{11} = \mathcal{X}_{12}, \quad \mathcal{X}_{21} = \mathcal{X}_{22}, \quad \mathcal{X}_{12} = \mathcal{X}_{21} = \mathbb{I},$$

Торгів

$$z = \sqrt{x_{11}^2 + x_{22}^2}$$

Таким образом, реализуется вычисление модуля вектора по его координатам. Аналогично можно осуществить вычисление модуля вектора по большему числу координат.

В рассмотренных выше случаях операция суммирования осуществлялась на выходах БЭ. В этом случае БЭ часто оказывается гальванически связанными, что создает определенные трудности. Полной гальванической развязки можно достичь, если осуществить суммирование управляющих параметров. На рис.3 при-

ведена структурная схема такого устройства с пятью входами и одним выходом /5-6/.

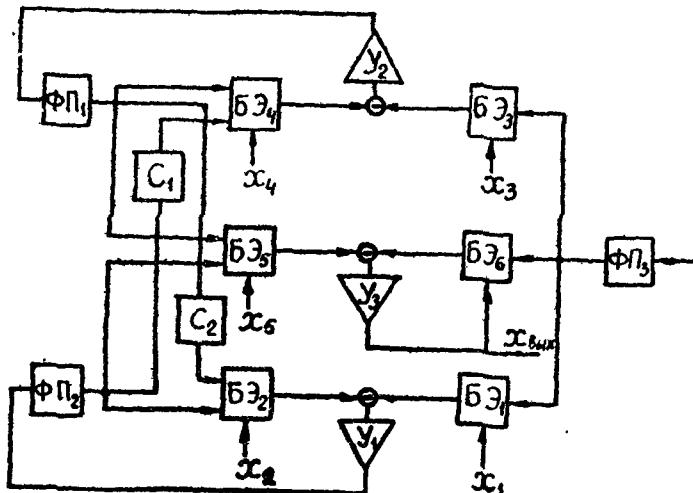


Рис.3

Схема содержит три компенсационные схемы. В двух из них обратная связь осуществляется по параметрическому входу, в одной — по пассивному. В таких устройствах иногда не удается избежать

паразитной связи между выходом ОП одной компенсационной схемы и параметрическим входом БЭ другой компенсационной схемы. Эта паразитная связь на структурной схеме показана четырехполюсниками C_1 и C_2 .

Работа схемы описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} B_3x_1 - (B_2 + \beta B_1) &= \frac{B_2}{\alpha_1 K_2}, \\ B_3x_3 - (B_1 + \beta B_2) &= \frac{f_1}{\alpha_1 K_2}, \\ (B_1 + B_2)x_5 - B_3z &= \frac{z}{K_3}, \end{aligned} \quad (5)$$

где β — коэффициент передачи четырехполюсников C_1 и C_2 , x_1 — x_5 — входные сигналы, K_1 — K_3 — коэффициенты усиления усилителей. Решением (5) относительно z является

$$z = \alpha_5 \frac{\alpha_1 x_4 (\beta - 1 - \frac{1}{\alpha_1 K_1 x_4} + \alpha_2 x_2)(\beta - 1 - \frac{1}{\alpha_2 K_2 x_2})}{\alpha_2 x_4 (\beta^2 - 1 - \frac{1}{\alpha_1 K_1 x_4} - \frac{1}{\alpha_2 K_2 x_2})(1 + \frac{1}{\alpha_3 K_3 B_3})}. \quad (6)$$

Выбрав параметры схемы такими, при которых выполняются условия $\alpha_1 K_1 x_4 \gg 1$, $\alpha_2 K_2 x_2 \gg 1$, $\alpha_3 K_3 B_3 \gg 1$

(6) запишется в виде

$$z = \frac{1}{\beta + 1} \alpha_5 \left(\frac{x_1}{x_2} + \frac{x_3}{x_4} \right) \quad (7)$$

(7) не содержит нелинейных функций B_1 — B_3 .

По структурной схеме, приведенной на рис.3, могут быть выполнены алгебраические устройства электродинамического типа, основанные на эффекте Холла, оптические и др. /7,8/. Путем небольших усложнений можно достичь и выполнения других операций, например возведения в степень /9/.

Вышеизложенные принципы положены в основу устройств, име-

ющих несколько входов и выходов /IO/. На рис.4 приведена структурная схема устройства, реализующего решение системы уравнений типа:

$$\begin{aligned} a_{11}x + a_{12}y &= b_1 \\ a_{21}x + a_{22}y &= b_2. \end{aligned} \quad (8)$$

Оно состоит из трех электромагнитов, в зазорах которых размещены два, три и пять преобразователей Холла. Магнитная индукция двух из них линеаризуется компенсационными схемами. Магнитная индукция третьего электромагнита поддерживается постоянной. Три компенсационные схемы осуществляют обратные связи по токам преобразователей Холла. Входными сигналами устройства являются напряжения, численно равные коэффициентам уравнений $a_{11}=u_1, a_{12}=u_2, a_{21}=u_3, a_{22}=u_4, b_1=u_6, b_2=u_5$.

В зависимости от положения переключателя на выходной клемме действует напряжение, пропорциональное первому или второму корням уравнений. В положении переключателя, показанном на рис.4, работа структурной схемы в статическом режиме описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{K_4}{R_4} B_1 u_4 &= \frac{K_2}{R_2} B_0 u_2, \\ \frac{K_3}{R_3} B_1 u_3 &= \frac{K_j}{R_j} B_0 u_j, \\ \frac{K_5}{R_5} B_1 u_5 &= \frac{K_p}{R_p} B_0 u_p, \\ K_1 B_2 \left(\frac{u_j}{R_j} - \frac{u_1}{R_1} \right) &= K_6 B_0 \left(\frac{u_p}{R_p} - \frac{u_6}{R_6} \right), \\ \frac{K_0}{R_0} B_2 u_0 &= \frac{K_2}{R_2} B_0 u_2, \end{aligned} \quad (9)$$

где K_0-K_6, K_j, K_p, K_2 - коэффициенты преобразования Холла,

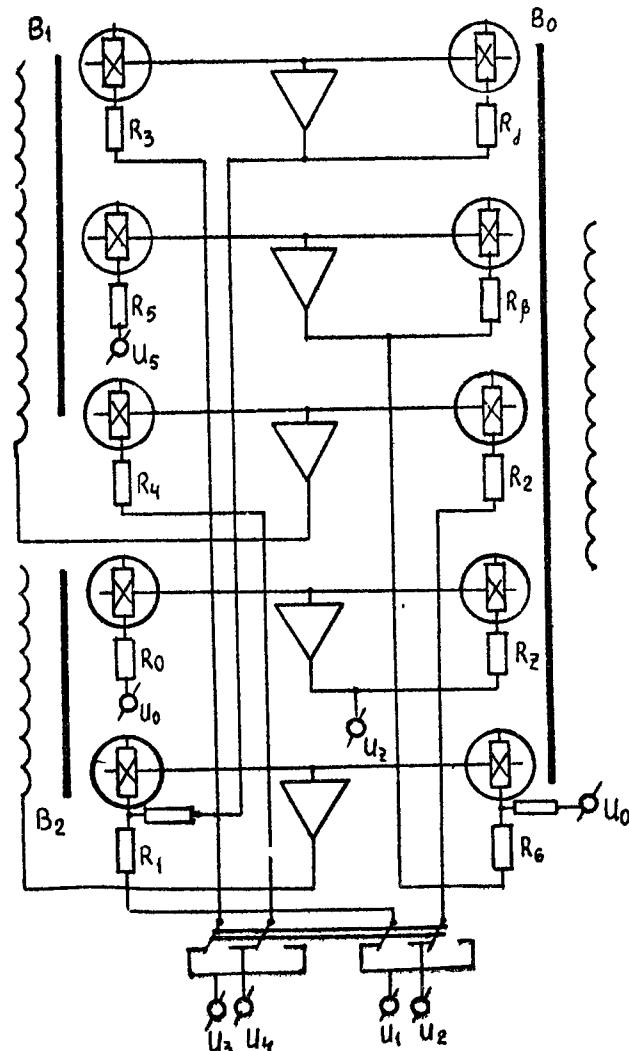


Рис. 4

R_o, R_1, R_p, R_2 - резисторы, включенные в цепь преобразователей Холла, U_o - масштабное напряжение. Выбрав резисторы так, чтобы выполнялись условия

$$\begin{aligned} K_2 K_5 R_4 &= K_4 K_p R_5, \\ K_2 K_3 R_4 &= K_4 K_1 R_3, \\ K_0 K_6 R_2 &= K_1 K_2 R_0, \\ R_1 &= R_2 = R_6 \end{aligned} \quad (10)$$

решение (9) записывается в виде

$$U_{Z_2} = U_o \frac{U_5 U_1 - U_6 U_3}{U_1 U_4 - U_2 U_3}. \quad (II)$$

При изменении положения переключателя работа устройства описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{K_4}{R_4} B_1 U_3 &= \frac{K_1}{R_2} B_4 U_1, \\ \frac{K_3}{R_3} B_4 U_4 &= \frac{K_1}{R_1} B_0 U_1, \\ \frac{K_5}{R_5} B_1 U_5 &= \frac{K_p}{R_p} B_0 U_p, \\ K_1 B_2 \left(\frac{U_1}{R_1} - \frac{U_2}{R_2} \right) &- K_4 B_0 \left(\frac{U_p}{R_p} - \frac{U_6}{R_6} \right), \\ \frac{K_0}{R_0} B_2 U_0 &= \frac{K_2}{R_2} B_0 U_{Z_2}. \end{aligned} \quad (I2)$$

Принимая во внимание (10), решение системы записывается в виде

$$U_{Z_2} = U_o \frac{U_5 U_1 - U_6 U_3}{U_1 U_4 - U_2 U_3} \quad (I3)$$

(II) и (I3) являются корнями уравнений (8).

Таким образом, устройство обеспечивает получение обоих корней уравнений. При этом исключаются ошибки, обусловленные нелинейной зависимостью магнитной индукции от тока возбуждения электромагнитов. Устройство допускает получение корней при из-

меняющихся во времени коэффициентах уравнений (8). Структурная схема, изложенная на рис.2, может быть использована также для создания множительного устройства комплексных величин, предstawленных парами напряжений (U_a, U_b) и (U_c, U_d), меняющихся во времени, где U_a и U_c - действительные, а U_b и U_d - мнимые части комплексных величин (II/6 см. рис. 5).

В качестве ОП здесь используются электромагниты, а БЗ - преобразователи Холла.

Устройство состоит из трех электромагнитов. В воздушных зазорах двух электромагнитов размещены по три преобразователя Холла, в третьем - четыре. Как и в предыдущей схеме, магнитные индукции двух первых электромагнитов линеаризованы компенсационными схемами. Индукция третьего электромагнита поддерживается постоянной. Устройство содержит также две компенсационные схемы, в которых обратная связь осуществлена по токам преобразователей Холла. В устройстве несколько входов и два выхода.

Работа устройства описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} K_1 B_1 i_0 &= K_c B_0 i_c, \\ K_2 B_2 i_0 &= K_d B_0 i_d, \\ K_{a_1} B_1 i_a - K_{b_1} B_2 i_b - K_{z_1} B_0 i_{z_1}, & \\ K_{a_2} B_2 i_a + K_{b_2} B_1 i_b - K_{z_2} B_0 i_{z_2}, & \end{aligned} \quad (I4)$$

где i_j - холловские токи, K_j - коэффициенты Холла.

Включив в цепь токов преобразователей Холла резисторы и обозначив их теми же индексами, какими обозначены холловские токи, для напряжений на этих резисторах можно написать уравнения, аналогичные (I4). Если резисторы выбраны так, что выполняются следующие условия:

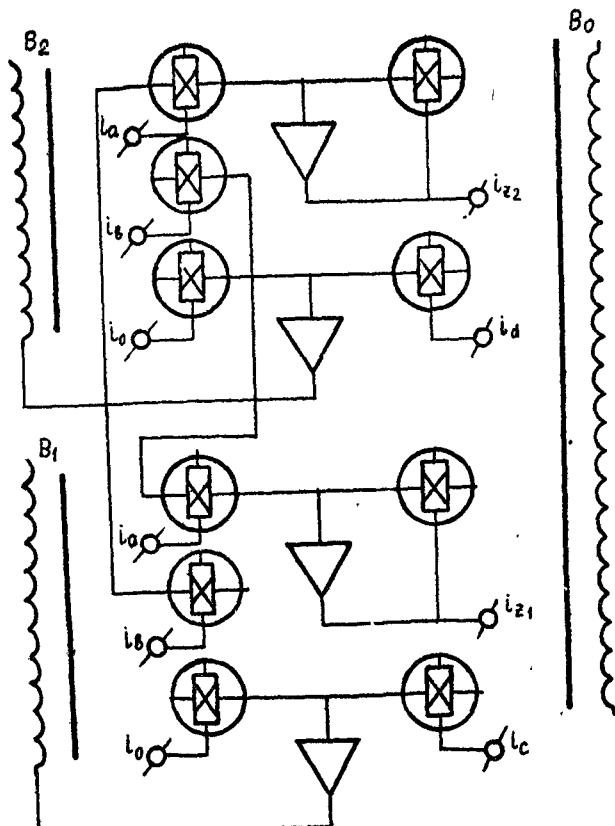


Рис. 5

$R_{z_1}R_zK_{a_1}K_c = R_aR_zK_zK_1$, $R_{z_2}R_zK_{a_2}K_d = R_dR_zK_zK_{z_2}$,
 $R_zR_zK_{b_1}K_d = R_dR_bK_{z_1}K_2$, $R_{z_2}R_zK_{b_2}K_c = R_bR_zK_zK_{z_2}$,
 то решением системы уравнений будут

$$U_{z_1} = \frac{1}{U_0} (U_a U_c - U_d U_b), \quad (15)$$

$$U_{z_2} = \frac{1}{U_0} (U_d U_a - U_b U_c),$$

где U_j – напряжения на соответствующих резисторах. (15) представляет действительную и мнимую части произведения комплексных величин. Перемножитель комплексных величин может быть выполнен с использованием и других элементов, например оптических /12/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Техническая кибернетика. Теория автоматического регулирования. Под ред. В.В.Соловьевника. "Машиностроение", М., 1967.
2. Н.А.Озерянский. Системы с параметрической обратной связью. "Энергия", 1974.
3. Р.Д.Моцонашвили, Е.П.Хлебин. Авторское свидетельство 531164. Бюллетень № 37, 1977.
4. Р.Д.Моцонашвили, В.И.Абашвили, Е.П.Хлебин. Структурный метод повышения точности некоторых алгебраических устройств. Вторая Республиканская научно-техническая конференция. Тезисы докладов, выпуск I, Умань, 21, 1975.
5. Р.Д.Моцонашвили, В.И.Абашвили, Е.П.Хлебин. Авторское свидетельство № 544973. Бюллетень изобретений № 4, 1977.
6. Р.Д.Моцонашвили, В.И.Абашвили. Расширение функциональных возможностей некоторых элементарных звеньев АВМ. Материалы III Всесоюзного симпозиума, Киев, 16 – 18 ноября 1976, 201.

7. Р.Д.Моцонашвили, Е.П.Хлебин. Авторское свидетельство 526914. Бюллетень изобретений № 32, 19⁷⁶.
8. Р.Д.Моцонашвили, В.И.Абашвили. Положительное решение от 23.09.76 по заявке 2199432.
9. Р.Д.Моцонашвили, В.И.Абашвили. Положительное решение от 7.01.77 по заявке 2323037.
10. Р.Д.Моцонашвили. Положительное решение от 18.II.76 по заявке 21955580.
11. Р.Д.Моцонашвили, В.И.Абашвили. Авторское свидетельство 571814, Бюллетень изобретений № 33, 19⁷⁷.
12. Р.Д.Моцонашвили, В.И.Абашвили. Положительное решение от 30.08.76. по заявке 2371960.

ГАРМОНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗАТОР ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Моцонашвили Р.Д., Абашвили В.И.

Конструирование аналоговых вычислительных устройств при помощи набора вычислительных звеньев, воспроизводящих отдельные математические операции суммирования, умножения, деления, интегрирования, дифференцирования, в некоторых случаях приводит к значительным конструктивным усложнениям, повышению погрешности, снижению надежности. Поэтому иногда целесообразнее использовать звенья с расширенными функциональными возможностями. При этом необходимо исходить из конструктивных, метрологических и экономических показателей.

Большими возможностями обладают системы, выполненные из элементов, имеющих несколько входов и один выход и включенных в компенсационные схемы с обратными связями как по пассивному, так и по параметрическим входам. Такая комбинация обратных связей позволяет устранить ряд погрешностей при выполнении операций, дает возможность использовать элементы, входные и выходные сигналы которых имеют различную физическую природу. Из звеньев с расширенными функциональными возможностями выполнена структурная схема гармонического анализатора электрического сигнала, приведенная на рис. I.

Известно, что при экспериментальном исследовании систем автоматического регулирования приходится измерять амплитудно-частотную, фазочастотную характеристики, коэффициент передачи, коэффициент нелинейных искажений. Для многих систем автоматического регулирования область рабочих частот лежит в инфракрасной части спектра, где такие измерения представляют определенную трудность. Метод исследования систем автомати-

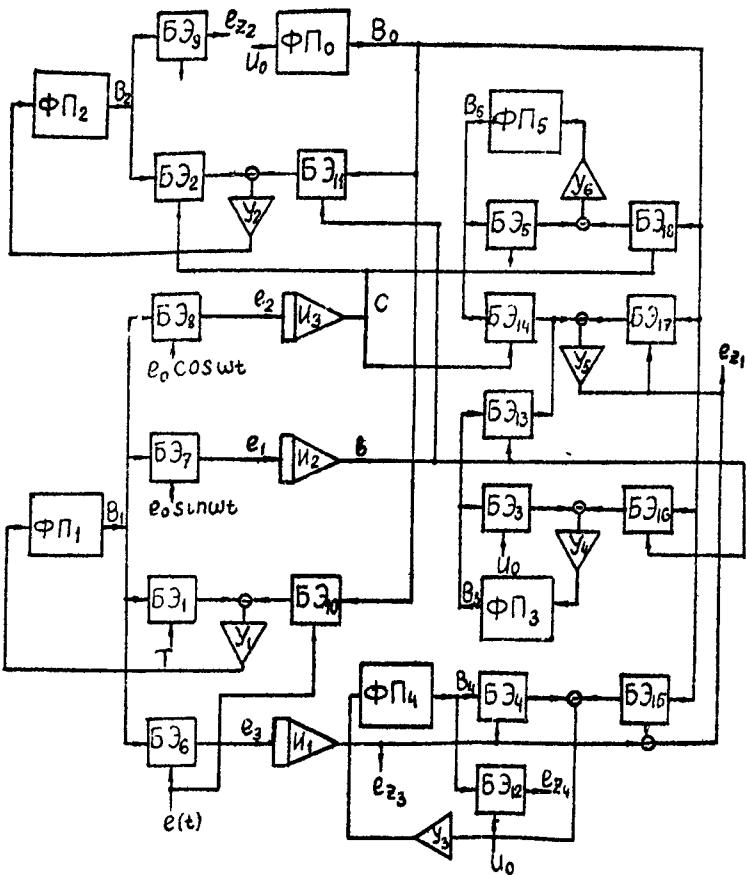


Рис. I

ческого регулирования или ее звеньев заключается в том, что гармонический сигнал подается на вход системы и исследуется выходной сигнал $e(t)$. Разложив $e(t)$ в ряд Фурье по тригонометрическим функциям и определив коэффициенты Фурье

$$b_k = \frac{2}{T} \int e(t) \sin \omega t dt$$

$$c_k = \frac{2}{T} \int e(t) \cos \omega t dt$$

можно вычислить амплитуду

$$U_1 = \sqrt{b_1^2 + c_1^2}$$

и сдвиг фаз первой гармоники,

$$\varphi = \arctg \frac{b_1}{c_1}$$

действующее значение

$$E = \sqrt{\frac{1}{T} \int e^2 dt}$$

и коэффициент нелинейных искажений напряжения $e(t)$,

$$\kappa = \sqrt{\frac{E - E_1}{E_1}}$$

где E_1 – действующее значение первой гармоники.

Известны работы, в которых осуществлено непосредственное моделирование (I)-(5) /1/. Однако из-за аппаратурной сложности такие устройства не получили широкого распространения.

Структурная схема выполнена из бистабильных элементов (БЭ), имеющих два входа – параметрический и пассивный – и один выход. БЭ управляются сигналом, вырабатываемым функциональным преобразователем (ФП). В реальных элементах природа управляющего параметра не электрическая (свет, магнитная индукция, механическое усилие и т.д.). Сочетание НЭ и ФП нашли широкое распространение в аналоговой вычислительной технике (устройства, основанные на эффекте Холла, оптоэлектронные, электродинамические /2-4/. Одним из основных источников погрешнос-

тей таких устройств является нелинейное свойство ФН. Для линеаризации управляющего параметра используют компенсационные схемы, содержащие БЭ попарно включенные выходами, усилители обратной связи, интеграторы и ФН. Управляющий параметр, вырабатываемый ФН, подается на параметрические входы нескольких БЭ. ФН₆ в цепь обратной связи не включен. Управляющий сигнал, вырабатываемый им, является опорным для нескольких БЭ. Билинейные элементы БЭ₁₃, БЭ₁₄, БЭ₁₇ включены в цепь обратной связи пассивными входами. Причем выходной сигнал БЭ₁₇ сравнивается с суммой выходных сигналов БЭ₁₃ и БЭ₁₄. Схема содержит три интегратора. Пределы интегрирования устанавливаются исследуемым напряжением $e(t)$. Начало и конец интегрирования определяются в моменты перехода напряжения от одной полярности к другой. Входными напряжениями устройства являются $e(t)$, T , $\cos \omega t$, $\cos \omega t$. Они подключены к пассивным входам БЭ₆, БЭ₁, БЭ₇, БЭ₈ соответственно. Напряжение пропорциональное T , вырабатывается путем интегрирования постоянного напряжения в пределах от 0 до T . Масштабное напряжение подключено к входам БЭ₅, БЭ₉, БЭ₁₂, а также к входу ФН₆. Выходными напряжениями устройства являются e_{x_1} - e_{x_4} .

Работа схемы в статическом режиме описывается следующей системой уравнений:

$$K_1 B_1 T = K_2 B_0 e(t)$$

$$K_1 B_2 U_0 = e_{x_0}$$

$$K_3 B_1 \cos \omega t = e_1$$

$$K_1 B_3 U_0 = K_3 B_0 \cos \omega t$$

$$K_4 B_1 \cos \omega t = e_2$$

$$K_{14} B_3 \bar{B} + K_{15} B_5 C = K_4 B_0 e_2$$

$$K_5 B_1 e(t) = e_3$$

$$K_{17} B_3 B_4 = K_5 B_0 (e_3 - e_{x_1})$$

$$K_6 B_4 U_0 = e_{x_4}$$

$$K_{19} \int_0^T e_1 dt = B$$

$$K_7 B_0 \bar{B} = K_8 B_2 C$$

$$K_{20} \int_0^T e_2 dt = C$$

$$K_9 B_5 U_0 = K_{10} B_0 C$$

$$K_{21} \int_0^T e_3 dt = e_{x_3},$$

где B_0 - B_5 - управляющие параметры, вырабатываемые соответствующими функциональными преобразователями, K_1 - K_{21} - конструктивные постоянные билинейных элементов. Выбрав их так, чтобы выполнялось условие

$$K_3 K_9 K_{13} K_{14} K_{19} = K_4 K_{10} K_7 K_{15} K_{20} = K_{21} K_3 T \cos \omega_0,$$

решим систему уравнений (6)

$$e_{x_1} = \frac{a_1}{T^2} [(\int_0^T e(t) \sin \omega t dt)^2 + (\int_0^T e(t) \cos \omega t dt)^2] \quad (7)$$

$$e_{x_2} = a_2 \frac{\int_0^T e(t) \sin \omega t dt}{\int_0^T e(t) \cos \omega t dt} \quad (8)$$

$$e_{x_3} = \frac{a_3}{T} \int_0^T e^2(t) dt \quad (9)$$

$$e_{x_4} = a_4 \frac{\int_0^T e^2(t) dt - [(\int_0^T e(t) \sin \omega t dt)^2 + (\int_0^T e(t) \cos \omega t dt)^2]}{\int_0^T e^4(t) dt}, \quad (10)$$

где a_1 - a_4 - постоянные коэффициенты.

Сравнение (2) - (5) с (7) - (10) показывает, что

$$e_{x_1} \sim U^2, \quad e_{x_2} \sim \varphi, \quad e_{x_3} \sim E^2 \text{ и } e_{x_4} \sim R^2. \quad (II)$$

Таким образом, отградуировав измерительные приборы в соответствии с (II), можно определить амплитуду и сдвиг фазы первой гармоники, эффективное значение и коэффициент нелинейных искажений исследуемого напряжения $e(t)$. Важным обстоятельством является то, что (7)-(10) не содержит B_1 - B_5 .

Поэтому устройство свободно от погрешности, обусловленной нелинейными свойствами функциональных преобразователей.

Л и т е р а т у р а

1. Н.С.Куркин, В.Л.Куркин, Р.Д.Моцонишвили, А.Н.Шумской, С.Т.Пумская. "Приборостроение", № 3, 1960.
2. В.Б.Смолов. Аналоговые вычислительные машины. "Высшая школа", 1972.
3. В.Г.Воронин, А.К.Гребнев, А.И.Кривоносов, В.И.Русланов. Схемы автоматики с фоточувствительными и излучающими полупроводниковыми приборами. "Энергия", 1972.
4. Р.Д.Моцонишвили, Е.П.Хлебин. Авторское свидетельство 523420. Бюллетень № 28, 1976.

Г Л А В А П

Ф И З И Ч Е С К И Е Э Л Е М Е Н ТЫ К И Б Е Р Н Е Т И Ч Е С К ИХ С И С Т Е М

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МНОГО- ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА О З У

Абрамов С.М., Мачкарова Н.П., Накашидзе Г.А.,
Размадзе Т.Р., Сагинашвили И.Н.

Полупроводниковые элементы многофункционального действия обладают рядом достоинств. Эти достоинства заключаются в том, что в одном полупроводниковом элементе небольшого объема одновременно совмещено несколько функциональных возможностей, каждая из которых управляется самостоятельно: электрическое и оптическое переключение, электрооптическая память и световая индикация.

Для создания такого элемента необходимы полупроводниковые материалы с определенными электрофизическими и оптическими свойствами, на основе которых могут быть изготовлены высокозэффективные светоизлучающие диоды с дифференциальным отрицательным сопротивлением S - типа. Такими материалами являются высокоомные компенсированные глубокими уровнями полупроводниковые соединения $A^{III}B^V$.

В компенсированных полупроводниках с глубокими примесными центрами с асимметрией сечений захвата для дырок и электронов (b_n, b_p) в условиях двойной инжекции наблюдается ряд принципиально интересных явлений, связанных с накоплением этими центрами неосновных носителей тока. К ним относятся различного рода эффекты переключения высокоомных полупроводников в низкоомное состояние, а также эффекты памяти, которые проявляются в остаточной неравновесной проводимости.

Наиболее перспективным полупроводниковым материалом для исследования такого рода явлений, а также для создания приборов на их основе, которые могут быть использованы в широком температурном интервале, является фосфид галлия (GaP). В связи с этим возрос интерес к изучению GaP с глубокими примесными уровнями. На основе высокоомного GaP , легированного кислородом, медью, хромом, наблюдается явление рекомбинационной неустойчивости.

Среди множества примесей, создающих глубокие уровни в GaP , особый интерес представляют атомы переходных металлов: Cr, Cu, Fe, Ni и др. Исследование их влияния на свойства GaP важно не только с точки зрения практического применения, но и для развития теоретических представлений о механизме формирования глубоких уровней в полупроводниках. Атом переходного металла в узлах GaP является удобной моделью как для экспериментального изучения, так и для теоретического рассмотрения.

В настоящее время глубокие уровни в GaP изучены значительно меньше, чем мелкие. Это связано как с отсутствием теории глубоких центров, так и с характерной для этих примесей тенденцией к образованию сложных комплексных центров, для понимания которых требуются многочисленные и всесторонние исследования.

Настоящая работа посвящена изучению статических вольт-амперных (ВАХ) и спектральных характеристик фотопроводимости высокоомных монокристаллов GaP , легированных хромом, в широком спектральном интервале длин волн ($\lambda = 0,45+1,2 \text{ мкм}$) при $T = 300^\circ\text{K}$ с целью дополнения тех скучных и противоречивых данных, которые получены к настоящему времени / 1,2 /.

Экспериментальная часть

Исследуемые кристаллы GaP , легированные хромом, выращивались методом Чохральского с герметизацией расплава. Введение примеси осуществлялось в процессе выращивания материала. Удельное сопротивление исследованных кристаллов было порядка $10^{10}\text{-}10^{12}\text{ ом}\cdot\text{см}$ при $T = 300^{\circ}\text{K}$ ($N_{\text{Cr}} 10^{18}\text{ см}^{-3}$) / I /. Площадь исследованных образцов $1.6\text{-}2.2 \cdot 10^{-3}\text{ см}^2$, а толщина варьировалась в пределах 30+60 мкм. Все исследованные образцы подразделялись на три группы в зависимости от их толщины:

$d_1 = 30\text{-}40$ мкм, $d_2 = 40\text{-}50$ мкм, $d_3 = 50\text{-}60$ мкм. Выбор подходящей толщины образцов ограничивался их высокой омистостью ($10^{10}\text{-}10^{12}\text{ ом}\cdot\text{см}$) и пределом прикладываемого напряжения (650 вольт), при котором достигаются пороговые токи. Омические контакты в виде капелек ($S = 3\text{-}6 \cdot 10^{-5}\text{ см}^2$) чистого индия и сплавов на его основе ($\text{In-Ni}5\%-\text{Te}3\%$, $\text{In-Ni}5\%-\text{Zn}3\%$) плавлялись в атмосфере водорода.

ВАХ образцов измерялись по обычной схеме, где источником напряжения использован прибор У-1136 с пределом до 600-650 вольт. Ток в схеме измерялся фотоэлектрическим усилителем Ф116/2 с наивысшей чувствительностью по току $2 \cdot 10^{-11}\text{ а}$. Для измерения спектральной фоточувствительности использовался монохроматор УМ-2, где источником света служила лампа накаливания К-400.

Типичные ВАХ при 300°K , измеренные в статическом режиме для образцов с различными толщинами, но с одинаковыми омическими контактами (симметричные структуры), приведены на рис. I. ВАХ измерялись в темноте и подсветкой из собственной области $\lambda = 0,52$ мкм.

Из рисунка видно, что ВАХ состоит из нескольких четко вы-

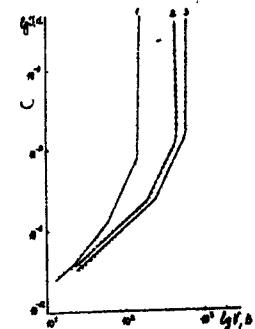


Рис. I Вольтамперная характеристика трех образцов: 1- 35, 2- 45, 3- 60 мкм. $T=300^{\circ}\text{K}$.

явленных линейных участков, каждый из которых обуславливается особенностью механизма переноса заряда в высокоомных образцах. При малых напряжениях ВАХ близка к линейной $I \sim V^n$ ($n \sim 1$), а начиная с уровня $V = 300$ в $I = 2 \cdot 10^{-11}$ становится нелинейной и состоит из квадратичного ($n = 2$), кубического ($n = 3$), небольшого переходного ($n > 5$) и "вертикального" ($V_{\text{пороговое}} = 550\text{-}600$ в) участков. В большинстве исследованных образцов за омической областью и до начала квадратичного участка на ВАХ наблюдался сверхлинейный участок, где n варьировалась в пределах $1,2 + 1,6$ от образца к образцу.

Следует отметить, что при токах, близких к пороговым, на ВАХ наблюдались токовые неустойчивости небольшой амплитуды с широким частотным спектром.

На рис. 2 представлен спектр фотопроводимости исследованных кристаллов при 300°K в интервале от 0,45 до 1,1 мкм.

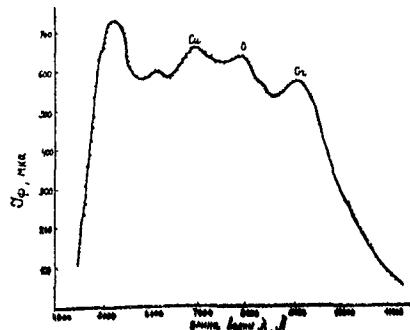


Рис. 2 Спектр фотопроводимости фосфида галлия, легированного хромом. Т= 300°К.

Во всех исследованных образцах заметна значительная фоточувствительность в примесной области $0,55 + 1,1$ мкм. С целью установления энергетического положения уровня хрома были измерены спектры фотопроводимости высокомонных кристаллов двух типов: нелегированных ($\rho \sim 10^4$ ом.см) и легированных хромом ($\rho \sim 10^{10} - 10^{12}$ ом.см). На спектральной кривой в указанной области наблюдаются известные четкие максимумы фоточувствительности на общем фоне значительного фототока: 0,52, 0,61, 0,7, 0,79 мкм. В отличие от спектра фотопроводимости нелегированных кристаллов, в кристаллах, легированных хромом, замечен дополнительный широкий максимум фоточувствительности в области 0,91 мкм. Энергия ионизации примеси, ответственной за появление этой дополнительной полосы, рассчитанная по длинноволновому краю, который соответствует половине интенсивности (метод Мосса), равна 1,26 эв.

Обсуждение

Наиболее надежным методом исследования энергетического спектра глубоких примесных центров является измерение ВАХ вы-

сокоомных полупроводников. Исследование ВАХ позволяет выяснить многие особенности механизма переноса заряда в этих высокомонных материалах, определить электронную структуру уровней захвата и т.д. Характер зависимости всех участков ВАХ в исследованных кристаллах типичен для моделей тока, ограниченного пространственным зарядом в высокомонных полупроводниках с ловушками, предложенных Лампертом / 4 / и Эшли и Милсом / 5 /.

Линейный участок в области низких напряжений указывает на омическую закономерность протекания заряда, следуя зависимости

$$J = e \mu n_0 \frac{V}{d}, \quad (1)$$

где e - заряд электрона, μ - подвижность, d - толщина образца, V - приложенное к образцу напряжение.

Концентрация свободных носителей, рассчитанная по формуле (1), составляет $n_0 = 10^3$ см $^{-3}$.

Линейность ВАХ вплоть до уровней полей $4 \cdot 10^4$ в/см свидетельствует о значительной роли большого количества различных малых донорных уровней (ловушек), обычно присутствующих в нелегированных кристаллах (сера S , кремний Si , кислород O_2).

Участок $J \sim V^2$ на ВАХ, следуемый за линейным, соответствует току, ограниченному объемным зарядом, когда основной вклад в величину тока вносят электроны, а дырки захватываются отрицательно заряженными центрами Cr и Cu , для которых выполнена резкая асимметрия сечений захвата дырок и электронов ($\sigma_p \gg \sigma_n$). Этот участок по теории тока, ограниченного объемным зарядом, (T003) описывается соотношением

$$J = \theta \epsilon \mu n \frac{V^2}{d^3}, \quad (2)$$

ϵ - высокочастотная диэлектрическая проницаемость,
 θ - степень заполнения ловушек, определяемая из "вертикального" участка ВАХ. $\theta = \frac{J_1}{J_2}$, где J_1 - ток в начале подъема, а J_2 - ток в конце "вертикали" ВАХ.

Вертикальный участок ВАХ соответствует предельному заполнению глубоких уровней захвата N_t , которые обуславливают пространственный заряд, ограничивающий перенос заряда (дырок). Из расчета концентрации N_t согласно формуле

$$N_t = 11 \cdot 10^6 \frac{\chi V_{\text{порог}}}{d^2} \quad (3)$$

найдена величина, равная $N_t \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Полученная величина находится в хорошем согласии с величиной концентрации хрома в исследованных кристаллах / 1 /.

Для доказательства предположения реализации режима тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) при переносе заряда, были построены зависимости: $J \sim f(d)$ при $T = 300^\circ\text{K}$ и $V = 450$ в "ловушечном" квадратичном участке и $V_{\text{порог}} \sim f(d)$ (рис.3).

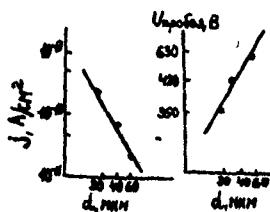


Рис. 3 .

Как видно из рис.3, выполняются законы: $J \sim d^{-3}$ и $V_{\text{порог}} \sim d^{-1}$ для первой и второй зависимостей соответственно. Это доказывает справедливость выполнимости ТОПЗ. Механизм токовых неустойчивостей в исследованных кристаллах непосредственно связан с глубокими примесными центрами, определяющими фоточувствительность. Механизм наблюдавшихся осцилляций связан с возмущениями плотности инжектированных носителей и уровня заселенности глубоких примесных центров / 6,7 /.

Исследование спектрального распределения фотопроводимости в широком интервале длин волн облегчает выявление глубоких примесных уровней в полупроводниках с широкой запрещенной зоной. По температурным зависимостям удельной проводимости $\sigma = n e m$ и коэффициента Холла $R = \frac{1}{n e}$ труднее установить точную величину энергии ионизации глубоких примесных центров вследствие её большой величины.

В изолированных кристаллах фосфida галлия, выращенных методом Чохральского, обнаруживается несколько электрически активных глубоких и мелких примесей: S_p^D , Si_{Ga}^A , Si_p^A , O_p^D , Cu_{Ga}^A , Cp^A , концентрация которых находится в пределах $10^{15} - 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ / 8,9 /.

Так как концентрация хрома, введенного в $GaP (2 \cdot 10^{18})$, намного превосходит фоновую концентрацию доноров ($2 \cdot 10^{16} - 8 \cdot 10^{16}$), неконтролируемо проникающих в растущий кристалл, то атомы хрома в основном будут находиться в некомпенсированном состоянии, т.е. в нейтральном Cr^{3+} состоянии / 1 /.

Предполагаем, что дополнительная полоса с максимумом 0,91 мкм обуславливается процессом фотоионизации примесных уровней хрома, находящихся в нейтральном состоянии Cr^{3+} , в результате заброса

электрона из валентной зоны на эти уровни, что сопровождается повышением фоточувствительности в указанной полосе. Переходы такого типа свидетельствуют о том, что проводимость в высокомомых, почти собственных, полупроводниках N -типа в основном биполярна, как это имело место в других полуизолирующих кристаллах / 10-13 /.

Возможно также, что указанная полоса, характерная для кристаллов, легированных Cr , обусловлена не самими атомами Cr , а дефектами, которые возникают в кристалле во время их легирования / 14 /. Для выяснения этого вопроса необходимы дальнейшие исследования.

Л и т е р а т у р а

1. С.А. Абагян, Г.А. Иванов, Ю.Н.Кузнецов, Ю.А.Окунев,
Ю.Е.Шанурин. ФТП, т.7,8, 1973, 1474.
2. Ю.Г.Попов, М.Ю.Путиловская, С.В.Слободчиков. ФТП, т.7, вып.6,
1973; ФТП, т.9, вып.8, 1975, 1570.
3. С.А.Абагян, Г.И.Иванов, Ю.Н.Кузнецов, Ю.А.Окунев. ФТП,
т.8, вып.9, 1974, 1691.
С.А.Абагян, Г.А.Иванов, Г.А.Королева, Ю.Н.Кузнецов, Ю.А.Окунев.
ФТП, т.9, вып.2, 1975, 369.
4. M.A.Lampert Proc. YRE, 60, 1962, 1820
5. K.L.Aschley, A.G.Milnes, J.Appl. Phys., 35, 1964, 569
6. J.S.Moore, N.Holoniak, M.D.Sirkis; Sol.St.Electron, 10, 1964.
7. В.Л.Бонч-Бруевич. ФТП, 3, 357, 1969.
8. B.J.Smith, J.Applied Physics Lett, v.21, №8, 1972, 350.
9. C.K.Kim, J.Applied Phys. Lett., v.45, №1, 1974, 243.
10. C.R.Cronin, R.W.Haisty; J.Electrochem.Soc. III, 1964, 874.
- II. D.R.Heath, P.R.Selway, C.Tooke. Brit.J.Appl.Phys. 2, 1968, 29.

12. Л.А.Багауров, З.М.Омельяновский, Я.Я.Первова. ФТП, т.8,
1974, 1616
13. Д.П.Ерчак, В.Ф.Стельмах, В.Д.Ткачев. ФТП, т.10, вып.8, 1976,
1554.
14. А.А.Гуткин, А.А.Лебедев, Г.Н.Талолакин, Т.А.Шапошникова.
ФТП, т.6, вып.6, 1972, 1067.

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ЗАПИСЬ В ОКРАШЕННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ
ГИДРОСОДАЛИТА

Мумладзе В.В., Микаберидзе А.А., Попхалишвили Н.В.,
Вардосанидзе З.В., Текаев Э.Б.

Интерес к использованию фотохромных монокристаллов для регистрации голограмм обусловлен возможностью объемной записи с большой плотностью без стадии химического проявления. Монокристаллы содалитовой группы по своим свойствам могут быть применены для записи голограмм /1/, что позволяет определить перспективы данного материала в качестве элемента памяти.

Регистрацию голограмм можно проводить как в процессе соединения центров скраски, так и в процессе их обесцвечивания. Наибольший интерес с точки зрения применения фотохромных кристаллов содалита для записи голограмм представляет изучение таких свойств, как спектральные характеристики отдельных образцов монокристалла, скорость окраски и обесцвечивания, а также скорость темнового обесцвечивания окрашенных образцов. Перечисленные свойства обуславливают выбор длин волн для записи и считывания и определяют время хранения и скорость записи информации.

В настоящей работе описывается исследование этих параметров на фотохромных образцах монокристаллов гидросодалита $\text{Na}_8\text{Al}_6\text{Si}_6\text{O}_{24}(\text{OH})_2\text{Na}$ выращенных методом гидротермального синтеза в Институте кристаллографии АН СССР /4/.

Имеющиеся образцы подвергались γ облучению кобальтового источника мощностью 150 рад/сек., вследствие чего появлялись полосы поглощения в УФ и видимой части спектра. В дальнейшем

- 195 -

повторное окрашивание обесцвеченных образцов можно было осуществить облучением из УФ полосы.

Скорость окраски монокристаллов (изменение оптической плотности во времени) определялась при облучении их дискретными дозами УФ света и измерении оптической плотности в максимуме F полосы (520 нм). Для окраски использовалась УФ лампа СВД-120А с фильтром УФС-2. Плотность УФ излучения 3 мвт/см². Оптическая плотность в области 220-1000 нм измерялась спектрофотометром СФ-4А.

Аналогично измерялась скорость обесцвечивания путем облучения окрашенных образцов разными длинами волн из F полосы поглощения. Для обесцвечивания образцов применялось излучение Ar лазера ЛР-106 и $\text{He}-\text{cd}$ лазера ЛР-31 с $\lambda = 488$ нм и $\lambda = 440$ нм, с плотностью II и 5,1 мвт/см² соответственно.

На рис. I даны кривые зависимости оптической плотности в максимуме F полосы от времени облучения образца толщиной ~ 1,4 мм. Кривая I соответствует окраске УФ светом, кривая 2 - обесцвечиванию с $\lambda = 488$ нм, а кривая 3 - обесцвечиванию с $\lambda = 440$ нм. По этим кривым определялось отношение $\frac{\Delta D}{\Delta W}$, где ΔD - изменение оптической плотности образца, ΔW - изменение энергии в мдж/см². Эта величина равняется 1,8(мдж/см²)⁻¹ в случае окраски кристалла, 2,3 (мдж/см²)⁻¹ - при обесцвечивании посредством $\lambda = 488$ нм и 1,1(мдж/см²)⁻¹ - при обесцвечивании с $\lambda = 440$ нм. Эти величины меняются от образца к образцу, вероятно, в зависимости от концентрации и рода примесей в монокристалле, что можно установить посредством спектрального анализа каждого образца.

Исследуемые кристаллы имели сравнительно малую скорость

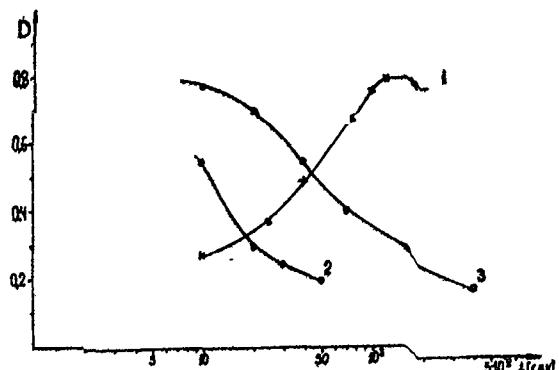


Рис.1. Изменение оптической плотности (D) в максимуме F полосы (520 нм) от времени облучения образца монокристалла гидросодалита толщиной 1,4 мм. Кривая 1 - для окраски УФ светом, кривая 2 - для обесцвечивания излучением лазера с плотностью мощности II $\text{мв}/\text{см}^2$ и $\lambda = 488 \text{ нм}$; кривая 3 - для обесцвечивания излучением He-*cd* лазера с плотностью мощности 5,1 $\text{мв}/\text{см}^2$ $\lambda = 440 \text{ нм}$.

темнового обесцвечивания. Измерялось изменение оптической плотности в максимуме F полосы поглощения в течение 50 часов в темноте. Процесс обесцвечивания особенно эффективен в первые два часа, затем замедляется. После двух недель хранения при комнатной температуре оптическая плотность составляла около 70% первоначальной величины.

Запись голограмм производилась излучением *He-*cd** лазера с $\lambda = 440 \text{ нм}$. Исследовался образец $5,5 \times 5,5 \times 1,3 \text{ мм}$, предварительно окрашенный γ излучением Co^{60} источника, затем обесцвеченный и вновь окрашенный УФ светом. В первом случае оптическая плотность образца на волне 440 нм $D_{440\text{нм}} = 1,07$, во втором случае $D_{440\text{нм}} = 0,52$.

Причины этого изменения дифракционной эффективности голограммы от времени экспозиции (рис.2). Голограмма представляла собой интерференционную картину двух плоских волн, склонящихся под углом $2^\circ 40'$, плотность мощности каждого луча $0,4 \text{ мвт}/\text{см}^2$. Кривая 1 - для образца, окрашенного γ излучением. Кривая 2 - для того же образца, обесцвеченного после γ облучения и вновь окрашенного УФ светом. Как видно из рисунка, максимум дифракционной эффективности 0,4% в первом случае и 0,05% во втором. Во время регистрации интерферирующие лучи выдерживались равными, что соответствует глубине модуляции $M = I (M = 2(\mathcal{I}_r \mathcal{I}_s)^{1/2} (\mathcal{I}_r + \mathcal{I}_s))$, где \mathcal{I}_r - интенсивность референтного луча, \mathcal{I}_s - интенсивность сигнального луча). В этом случае теоретически предсказанная эффективность порядка 3,7% /5/. Однако экспериментальные результаты намного ниже. Такое расхождение может быть связано с неравномерным распределением центров окраски в глубине кристалла и неравномерным проникновением регистрирующих лучей в среду. Это вызывает неравно-

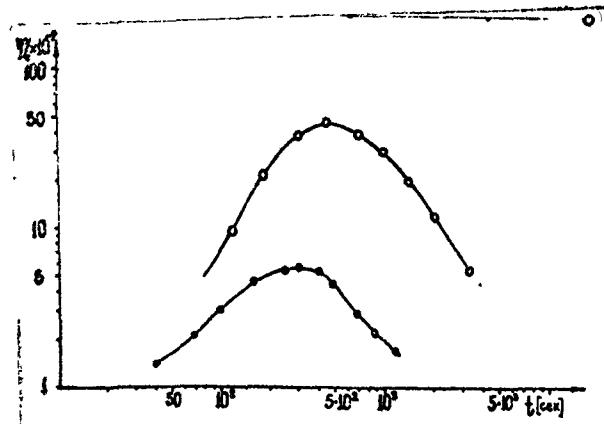


Рис.2. Зависимость дифракционной эффективности голограммы (интерференционной картины двух плоских волн) от времени экспозиции. Плотность мощности каждого луча порядка $0,4 \text{ мвт}/\text{см}^2$. Длина волны $\lambda = 440 \text{ нм}$. Кривая 1 - для образца, окрашенного γ излучением, кривая 2 - для того же образца, обесцвеченного после γ облучения и вновь окрашенного УФ светом.

мерное распределение величин модуляции по глубине и соответственно значительное уменьшение средней модуляции.

С целью определения плотности записанной информации в объеме кристалла была проведена многократная запись голограмм-дифракционных решеток, созданных интерференцией двух плоских волн в объеме кристалла. Угол дискриминации составлял в среднем ~ 20 угловых минут, что хорошо согласуется с данными, рассчитанными в работе /5/. При окраске образца γ излучением максимальное число записанных в объеме кристалла голограмм равнялось 32. Оптическая плотность кристалла на волне $\lambda = 440 \text{ нм}$ до записи равнялась $I_0 = 1,07$. В случае окраски УФ светом число записанных голограмм достигало лишь 9-10, причем в этом случае оптическая плотность $I_{440 \text{ нм}} = 0,52$. Уменьшение плотности записи во втором случае, вероятно, обусловлено относительно малым числом центров окраски в кристалле.

При многократной записи голограмм в объеме кристалла под воздействием записывающих лучей, а также реконструирующего луча при считывании происходит уменьшение дифракционной эффективности голограмм со временем. Под воздействием считываемого луча с плотностью мощности $0,5 \text{ мвт}/\text{см}^2$ дифракционная эффективность уменьшалась на 50% в течение 1,5 часов. В случае же девятнадцатикратной записи голограммических решеток в объеме кристалла дифракционная эффективность первой голограммы ухудшалась в пять раз при плотности мощности записывающих лучей $0,4 \text{ мвт}/\text{см}^2$, времени записи каждой голограммы 15 сек. и оптической плотности кристалла до записи $I_{440 \text{ нм}} = 0,52$.

Таким образом, в проведенной работе измерены зависимости дифракционной эффективности голограмм, записанных в моно-кристалле гидросодалита, от времени экспонирования, времени

очитывания и числа записанных голограмм. Исследования показали, что монокристаллы гидросодалита могут быть успешно использованы для записи голограмм оптическим обесцвечиванием центров окраски излучением Ar лазера с $\lambda = 488 \text{ нм}$ /I/ и $\text{He}-\text{cd}$ лазера с $\lambda = 440 \text{ нм}$.

Малая скорость темнового обесцвечивания данных образцов позволяет получать голограммы с длительным временем хранения. Приведенные параметры не являются предельными. Дифракционную эффективность, плотность записи, энергетические параметры можно улучшить путем введения различных примесей и улучшением качества и обработки монокристаллов.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам Института кристаллографии АН СССР А.Н.Лобачеву, Н.С.Триодиной, О.К.Мельникову за предоставленные образцы кристаллов содалита.

Л и т е р а т у р а

1. А.Н.Лобачев, О.К.Мельников, А.А.Микаберидзе, В.В.Мумладзе, Н.С.Триодина, Н.В.Цохалашвили. Сообщения АН ГССР, т. 79, № 1, 1975, 66.
2. Hodgson W.G., Brinen T.S. and Williams E.F., J.Chem.Phys., 47, 1967, 3719, J.Amer.Ceram.Soc. 52, 1969, 139.
3. M.T.Taylor, D.T.Marshall, P.A.Forrester, S.D.McLangham. The Radio and Electronic Engineer. 40, N 1, July 1970.
4. О.К.Мельников. В сб. "Теплотермическое выращивание кристаллов", М., 1971, 71.
5. A.A.Friesem and T.L.Walker. Applied Optics, vol.9, N 1, January 1970, 201.

ОПТИЧЕСКОЕ ХРАНЕНИЕ ИНФОРМАЦИИ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Ворожейкина Л.Ф., Мумладзе В.В., Хулордзе Т.Г., Шаталин И.Д.

С развитием квантовой электроники щелочно-галоидные кристаллы с центрами окраски нашли важное применение как в лазерной технике, так и при оптической регистрации информации /I-5/. Фотохромные кристаллы по сравнению с обычно используемыми в голограммии галоидосеребряными материалами обладают более высокой разрешающей способностью, обратимостью получения информации, а главное, позволяют производить регистрацию информации непосредственно в процессе воздействия активирующего излучения без какой-либо дополнительной обработки. Среди фотохромных кристаллов по степени изученности оптических характеристик различных центров окраски и хорошо освоенной технологии выращивания выделяются щелочно-галоидные кристаллы.

Впервые предположение о том, что на основе щелочно-галоидных кристаллов с центрами окраски можно создать трехмерные запоминающие устройства, было высказано Ван Хирденом в 1963 г. /6/. Вскоре первая голограммическая запись была осуществлена на аддитивно-окрашенных кристаллах KBr, поскольку спектральное положение максимума \mathcal{F} - полосы поглощения ($\lambda = 630 \text{ нм}$) совпадало с длиной волны излучения гелий-неонового лазера /7,8/. Затем запись была проведена на кристаллах KCl /9/. Кристаллы же NaCl почти не исследованы в качестве регистрирующей среды, несмотря на то, что они по сравнению с другими кристаллами обладают более высокой радиационной и оптической чувствительностью /10,11/.

В данной работе на ряде радиационно-окрашенных кристаллов (NaCl , NaCl-OH , KCl , KCl-OH , KCl-Ag , KVc) изучено взаимодействие центров окраски с лазерным излучением различных длин волн и показана возможность высокоефективной записи, а также длительного хранения и устойчивости записанной информации при считывании.

Известно, что вид спектра поглощения кристалла определяет спектральную область светочувствительности материала при голограммической записи /12/. В щелочно-галоидных кристаллах запись обычно производится за счет локального обесцвечивания различных центров окраски, в частности F^- -центров, светом, длина волны которого совпадает или близка к длине волны максимума F^- -полосы поглощения. Однако нами наблюден эффект взаимодействия радиационных F^- -центров с лазерным излучением, длина волны которого расположена как вне коротковолновой, так и вне длинноволновой области F^- -полосы. Этот эффект также использован для голограммической записи информации.

Запись производилась по обычной схеме голограммирования с внесосевым опорным пучком. Угол между интерферирующими пучками составлял 26 и 38° . Соотношение интенсивностей опорного и предметного пучков было порядка $1:6$. Объектом записи служила либо стандартная мика № 5 из набора ОСК-2, либо страница текста. Запись осуществлялась на отшлифованных и отполированных кристаллических пластинах толщиной $2-5$ мм. Окрашивание производилось на источнике Co^{60} γ -излучением дозами от 10^5 до 10^8 рентген. Спектры оптического поглощения регистрировались на спектрофотометре Specord UV VIS. Измерение дифракционной эффективности производилось с помощью

фотоумножителей ФЭУ-22 и ФЭУ-18А, подсоединеных к микро-вольтметру постоянного тока В-2-II. В качестве источников когерентного излучения использовались гелий-кадмиевый ЛГ-3I ($\lambda = 441$ нм), гелий-неоновый ЛГ-38 ($\lambda = 630$ нм), аргоновый ЛГ-106М ($\lambda = 488 - 514$ нм) и азотный ЛГИ-2I ($\lambda = 337$ нм) лазеры.

На рис. I показаны F^- -полосы в спектре поглощения исследуемых кристаллов и стрелками указаны длины волн излучения, используемых при записи лазеров.

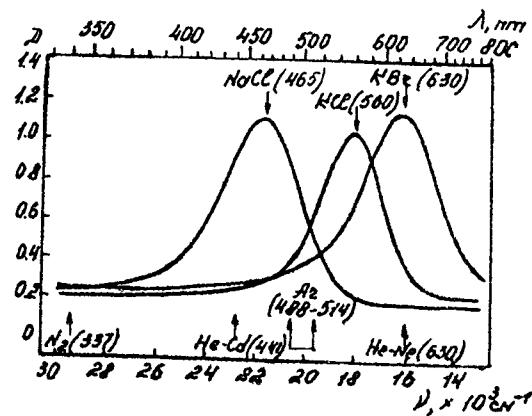


Рис. I. F^- -полосы в спектре оптического поглощения кристаллов NaCl , KCl и KVc , облученных γ -лучами.

При записи на облученных кристаллах KCl , KVc , NaCl излучением, длина волны которого совпадает с областью поглощения F^- -полосы, восстановленное изображение наблюдается уже через 5 секунд после начала записи, при этом светочувствительность составляет величину порядка 10^{-2} дж/см^2 . В случае же записи излучением, длина волны которого расположена

вне области \mathcal{F} -полосы, восстановленное изображение наблюдалось через 20-30 секунд (чувствительность $4.6 \times 10^{-2} \text{ дж/см}^2$). Максимальная дифракционная эффективность голограмм, зарегистрированных в облученных кристаллах KCl, KV₂, NaCl, изменялась в пределах 0,1 - 0,4 %. На рис.2 приведена фотография изображения, восстановленного из голограммы, записанной в кристалле NaCl, облученном γ -лучами дозой 10^7 рентген, излучением He-Ne лазера.

Оптическая голография

При записи изображения
излучение
He-Ne лазера

Рис.2. Фотография изображения, восстановленного из голограммы при записи излучением He-Ne лазера в кристалле NaCl, облученном γ -лучами дозой 10^7 рентген.

В зависимости от исходной концентрации \mathcal{F} -центров в кристаллах происходила непрерывная запись в течение двух часов и более, не приводящая к заметному ухудшению качества восстановленного изображения. Таким образом, в радиационно-окрашенных кристаллах KCl, KV₂, NaCl возможно многократное и длительное, неразрушающее считывание записанной информации.

В процессе записи в кристаллах KCl-OH и NaCl-OH протекает интенсивная реакция фотохимического превращения $\mathcal{F}\rightarrow\mathcal{F}_n$ центры ($n = 2, 3, \dots, \infty$), вплоть до коллоидных частиц

щелочного металла /13,14/. Благодаря этой реакции записываются голограммы, не стирающиеся при выдерживании кристаллов на свету в течение длительного времени.

Голографическая запись информации в кристаллах когерентным излучением, длина волны которого лежит вне области \mathcal{F} -полос поглощения (так, в кристалле NaCl - излучением He-Ne лазера и в кристалле KV₂ - излучением He-Cd лазера - рис.1) обладает рядом преимуществ. Так, ее можно осуществлять в кристаллах, в которых концентрация \mathcal{F} -центров настолько велика, что свет из области \mathcal{F} -полосы полностью поглощается кристаллом. Кроме того, из-за более медленного обеспечивания \mathcal{F} -центров светом, для которого кристалл "прозрачен", намного возрастает время считывания записанной информации.

Запись большого числа изображений в объеме одного кристалла достигалась путем поворота кристалла вокруг оси вращения после каждой регистрации голограммы. Так, в кристалле NaCl, облученном γ -лучами дозой 10^7 рентген, при повороте на угол $0,17^\circ$ полностью исчезала записанная картина.

Путем таких поворотов в разных кристаллографических плоскостях кристалла NaCl излучением He-Cd лазера удалось записать около 60 изображений. В кристалле же KV₂ (доза γ -облучения 10^8 рентген) путем поворота на угол $0,12^\circ$

излучением того же лазера удалось записать более 100 изображений. Запись и восстановление проводили при комнатной температуре. Подбирая исходную концентрацию \mathcal{F} -центров и время экспонирования при записи каждого изображения, можно увеличить количество записанных изображений.

Таким образом, радиационно-окрашенные щелочно-галоид-

ные кристаллы пригодны для высокоэффективной записи голограмм и могут быть успешно использованы в системах голограммической записи и хранения информации.

Л и т е р а т у р а

1. L.F.Mollenauer, D.H.Olson. *Appl.Phys.Lett.*, 24, 386, 1974.
2. G.C.Bjorklund, L.F.Mollenauer, W.J.Tomlinson. *Appl. Phys. Lett.*, 29, 116, 1976.
3. Г.А.Воробьев, С.Г.Еханин, Н.И.Лебедев, С.Н.Морев, Н.С. Несмелов. Письма в *ЖТФ*. 1, I-26, 1975.
4. P.D.Townsend. *Nature*, 258, 293, 1975.
5. B.Hartwing. *Opt. Acta*, 21, 357, 1974.
6. P.Y.Van Heerden. *Appl. Opt.*, 2, 387, 1963.
7. К.А.Гарibашвили, В.В.Мумладзе, О.А.Чихладзе. *ПТЭ*, 5, 90, 1968.
8. D.Huynh, W.Martiensen, *Opto-electr.*, 2, 47, 1970.
9. F.Lanzl, U.Röder, W.Waidelick. *Appl. Phys. Lett.*, 18, 56, 1971.
10. A.S.Makin. *Appl. Opt.*, 9, 1658, 1970
- II. П.Д.Березин, И.Н.Компанец, А.Н.Кравец. *Оптика и спектроскопия*, 42, I80, 1977.
12. Р.Кольер, К.Берхарт, Л.Лин. *Оптическая голограммия*. "Мир", М., 1973.
13. Л.Ф.Ворожейкинэ, В.В.Мумладзе, Т.Г.Хулордзе, И.Д. Шатадин. *ФТ*, 19, 863, 1977.

КЛАССИФИКАЦИЯ СВЕТОВОДОВ

Чагулов В.С.

До недавнего времени /1/ единственными типами световодов, практически предложенными еще Тиндалем, считались: световод, состоящий из однородной светопроводящей жилы, окруженной прозрачной оболочкой с меньшим показателем преломления, и устройства с отражающей оболочкой типа зеркального коридора.

За последние годы предложено и разработано много новых типов и конструкций световодов: газодинамические и теплогидродинамические /2/, капиллярные и капиллярно-жидкостные /3/, рефракционные и капиллярно-рефракционные /4/, световодных устройств /метод печатных оптических схем/ /5/, интегральных оптических схем /6/, метод перестраиваемых извне световодных устройств /7/ и предложен ряд оригинальных методик и технологий для их изготовления.

Все это обусловило необходимость систематизации и классификации возможных типов световодов как по их физическим, конструктивным и технологическим особенностям, так и по возможностям и специфике применения.

Такая классификация облегчит возможность поиска новых конструкций световодов и световодных систем и упростит проблему машинного проектирования оптических систем на основе элементов волоконной оптики.

Представляется, что различные типы световодов могут быть классифицированы по следующим основным признакам:

I. По особенностям использования.

a/ Энергетические /силовые/ световоды.

Для них важны: высокое светопропускание, высокая нагревостойкость, хорошая теплопроводность, что разрешает повысить интенсивность светового потока, термическая устойчивость, возможность увеличения диаметра волокон с сохранением их механической гибкости.

b/ Информационные световоды / в частности, для передачи изображения/.

Для них важны: высокое светопропускание, малая дисперсия импульса, полнота изображения, обеспечиваемая когерентностью укладки и высоким коэффициентом заполнения; разрешающая способность, определяемая малостью диаметра волокна; контрастность, т.е. отсутствие оптической связи между волокнами.

II. По характеру передачи светового сигнала.

a/ Пассивные световоды.

b/ Усиливающие или генерирующие сигнал /т.е. активные/ световоды.

Для них важны: высокая теплопроводность для отвода излишней теплоты подкачки, отсутствие центров окраски и, конечно, высокий верхний предел рабочих температур.

III. По типам передаваемых световых волн.

a/ Одномодовые /здесь важно получить световоды с предельно низкими апертурами и размерами поперечного сечения/.

b/ Многомодовые.

v/ Поляризующие /прямоугольные и пленочные прямые световоды/.

г/ Деполяризующие /например, круглого или эллиптического сечения/.

и. По изменению геометрической формы и топологии световодных систем во времени.

g/ Световоды с неизменной во времени геометрией и постоянной топологией.

b/ Световоды с управляемым показателем преломления /например, теплогидродинамические/.

v/ Световоды неизменной геометрии с перестраиваемой коммутацией /в частности, световодные логические элементы/.

г/ Световоды, а также световодные системы, создаваемые, изменяемые и перестраиваемые внешними воздействиями в толще материала /такое управление оптической системой осуществляется ультразвуком и электромагнитными полями / /7/.

у. По форме и изменениям поперечного сечения.

a/ С неизменяющимися по длине формой и величиной поперечного сечения, цилиндрические, призматические /в частности, прямоугольные и пленочные/.

b/ Конические и пирамидальные / в частности, пленочные/.

у1. По особенностям внутренней структуры.

a/ Световоды с однородной сердцевиной.

b/ Капиллярные световоды с заполнителем, имеющим /
больше, чем у материала капилляра:

б"/ с газовым заполнителем,

б"/ с жидким заполнителем.

v/ Рефракционные световоды, в сердцевине которых /
возрастает к оси:

v"/ гвердотельные рефракционные световоды,

" / капиллярные световоды с газовым /или жидким/ заполнителем, в котором устанавливается градиент n по размеру /теплогидродинамические световоды/.

г/ Рефракционно-капиллярные:

- г¹/ с неизменным n в полости капилляра,
г²/ с управлением n в полости капилляра.

УП. По конструктивному исполнению.

а/ Одинарные световоды.

б/ Многожильные / в частности, комбинированные по типам входящих в них элементарных световодов/.

в/ Печатные оптические схемы /5/.

Этим методом, предложенным ранее для интегральной оптики /6/, строятся произвольной сложности световодные схемы и устройства.

УШ. По материалам, из которых изготовлены световоды.

а/ Силикатные материалы.

Из них невозможно получить гибкие моноволокна большого диаметра, сложно варьировать конечное сечение световода, ограничен подбор пар стекол для сердцевины и оболочки.

Примущественно применяют для получения "улоченных" /коherentных/ волоконных жгутов, передающих изображение, а также для световодов, работающих при высоких температурах и в агрессивных средах.

б/ Полимерные материалы.

Пригодны для изготовления световодов большого диаметра с сохранением гибкости. Растирен выбор материалов с различными оптическими и механическими характеристиками в широком диапазоне длии волн, обеспечен подбор материалов с изменен-

ием показателя преломления к 4,5 знака. Упрощена возможность введения активных веществ.

в/ жидкости.

Приимают в оболочках как из силикатных, так и из полимерных материалов. Позволяют подбирать в широком диапазоне длии волн материалы световедущей жилы с различными оптическими характеристиками и вводить в них активные добавки.

г/ Ионно-кристаллические, выращиваемые из расплавов монокристаллов.

д/ Одно- и многокомпонентные оптически прозрачные среды, в которых создаются световодные каналы.

IX. По технологии изготовления.

а/ Вытянутые световоды:

- а¹/ вытянутые без оболочки,
а²/ оболочка наносится после вытягивания,
а³/ оболочка создается химическим воздействием или фотохимической реакцией,

- а⁴/ оболочка создается радиационным воздействием,
а⁵/ оболочка создается УФ воздействием.

б/ Отлитые или отформованные /без вытягивания/ световоды - печатные схемы.

в/ Выращенные кристаллические световоды /5/.

г/ Созданные воздействием внешнего поля - ультразвукового или электромагнитного в толще материала /в частности, созданная схема может быть зафиксирована/ /7/.

Такую классификационную схему нельзя считать окончательной, т.к. ее можно как детализировать, так и развить включением в нее типов соединений световодов, типов входа и вы-

вода световых сигналов в световодах, модуляции световых сигналов в них и т.д., а также по типам световодных устройств. Кроме того, в данную классификационную схему не вошли разработанные в последние годы световоды с малым затуханием для волоконно-оптических линий связи, которые получают методом осаждения из газовой фазы в кварцевых трубках. Этот тип световодов можно отдельно классифицировать, т.к. за последнее время разработано множество разных конструкций световодов с малым затуханием вплоть до 1,35 дБ/км.

В такую схему можно ввести, в соответствии с пунктами классификации, удобные обозначения для любого световода. Так, например, рефракционный пассивный полимерный световод, работающий в одномодовом режиме, созданный на основе метода печатных оптических схем в виде одинарной пленки с неизменной во времени геометрией и топологией и служащий для передачи сптической информации, должен быть обозначен так:
I б II а III а IV а У б УП а УШ с IX б.

К этим данным, конечно, необходимо добавить физико-химические и механические параметры световода.

Л и т е р а т у р а

1. Н. Капани. Волоконная оптика."Мир". М., 1969.
2. В.Б.Вайнберг, Д.К.Саттаров. Оптика световодов. "Машиностроение", Ленинград, 1969.
3. Б.М.Берковский, О.Г.Мартыненко, А.М.Шлакин, О.Н.Прохоров. Теплогидродинамические световоды. "Наука и техника", Минск, 1969.
4. В.С.Чагулов, И.Э.Гойхман. Разворотка диэлектрических по-

лимерных материалов для герметизации и контактирования элементов оптоэлектроники. Сб. "Материалы радиоэлектроники". М., вып. 73, 1975 г.

5. В.С.Чагулов, И.Э.Перельман, Ю.М.Благидзе. Оптические характеристики диэлектрических световодов . Сборник трудов МИРЭА. (Материалы радиоэлектроники), вып. 74, 1975 г.
6. В.С.Чагулов, В.В.Чевчанидзе, М.Е.Перельман, Д.И.Мировицкий, С.Н.Кемлюк, И.Ф.Будагян, В.Ф.Дубровин, И.М.Харитонов. Пластмассовые световоды, разветвители и многослойные элементы для интегральной оптики и голограммии. Проспект выставки "Голография-73", ВДНХ СССР, 1973.
7. S.E.Miller. JEEBY Quantum Electronics QE-2, 199, 1972.
8. В.С.Чагулов, И.Э.Гойхман, Э.Л.Керцман, Л.П.Самедова, М.И.Бродзели. Самофокусирующийся оптрон."Техническая информация", Тбилиси, № 10, 1976.
9. ЭИ "Зарубежная техника связи", № 23, 1975, 16.

Джангобегов Р.Н., Чабиевури Б.М.

В большинстве случаев количественные, а тем более качественные результаты экспериментов, связанные с передачей световой энергии нелазерных источников света по световодам, не зависят от интенсивности света. В линейной оптике остаются постоянными такие оптические характеристики сред, как показатель преломления, коэффициент поглощения и коэффициент рассеяния.

Однако, как известно, при передаче световых пучков, мощность которых достигает $10^8 - 10^{10}$ вт/см², существуют весьма сильные качественные и количественные зависимости светопропускания световодов от интенсивности излучения. Нелинейные поправки показателя преломления и появление многофотонного поглощения при передаче лазерных лучей существенно отражаются на светопропускании / 1 /.

Разработанный нами световод, при всех прочих равных условиях, обладает более высоким светопропусканием по сравнению с известными световодами.

На рис.1 показано поперечное сечение разработанного световода, где сердцевина выполнена из оптических стекол, образующих между собой градиент показателя преломления.

Световой луч, преломленный в сердцевине, испытывает преломление и отражение от границ раздела многокомпонентной сердцевины, затем, полностью отражаясь от отражательной оболочки световода, возвращается в многокомпонентную сердцевину, и так

многократно происходит расщепление луча, пока луч не выйдет из противоположного торца световода.

Передавая мощную лазерную энергию, после нескольких десятков отражений и преломлений образуются десятки потоков называемых лучей, энергия которых выходит из области нелинейной оптики; тем самым явление многофотонного поглощения исключается, чем существенно повышает светопропускание световода, и тем больше, чем длиннее световод / 2 /.

На рис.2 показана зависимость светопропускания световода с многокомпонентной (а) и монолитной (б) сердцевиной. Исследования проводились для рубинового лазера $\lambda = 6943 \text{ \AA}$.

Как видно из рис.2, светопропускание световода длиной $l < l_1$ с монолитной сердцевиной несколько выше, однако для $l > l_1$ многокомпонентный световод имеет более высокое светопропускание. Это объясняется тем, что в области ($l < l_1$) мощность расщепленных лучей находится все еще в области нелинейности. Ордината l_1 определяется величиной угла падения луча на входной торец световода, числом полных внутренних отражений луча на единицу длины световода и материалами сердцевинны. Разность светопропускания в области $l > 2l_1$, $M_1 - M_2 \approx \text{const}$. и определяется материалами сердцевин.

Увеличение светопропускания световода для лазерных лучей с помощью расщепления луча может осуществляться также при концентрически расположенной многослойной сердцевине (рис.3). Такие световоды можно с успехом использовать для построения оптических линий передач, а также для передачи лазерной энергии.

З а к л ю ч е н и е

В работе рассмотрен световод новой конструкции, который способен передавать лазерный свет, исключая эффекты нелинейной оптики, что способствует увеличению светопропускания световода.

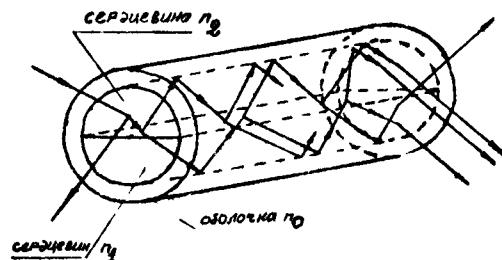


Рис. 1. Распространение лучей через световод с составной сердцевиной

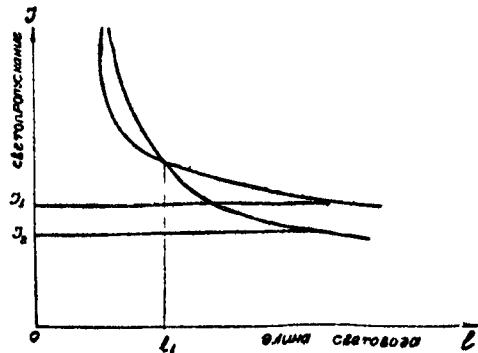


Рис.2. Зависимость светопропускания от длины световода: а - с двухкомпонентной сердцевиной; б - с одинарной сердцевиной



Рис. 3. Световод с концентрически расположеными сердцевинами.

Л и т е р а т у р а

1. "Квантовая электроника". Под ред. С.А. Ахманова, М.Е. Жаботинского и др. М., 1969, "Советская энциклопедия".
2. Н.С. Капани. Волоконная оптика. М., "Мир", 1969.

РАДИАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ВОЛОКОН ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

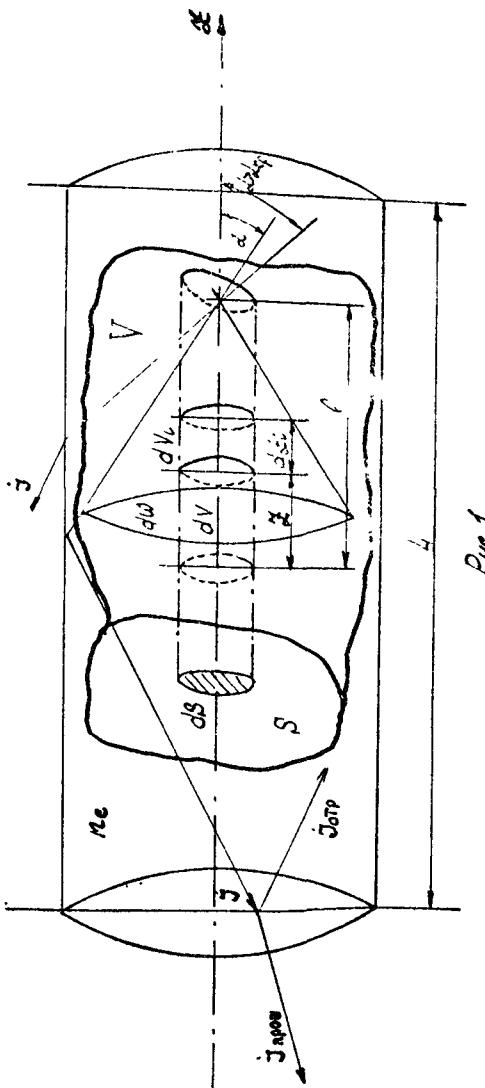
Галприндашвили Х.И., Юрченко В.А., Накандзе Д.М.,
Мисников И.А.

Для определения собственного излучения объема волокна при его нагревании необходимо знать зависимость от температуры энергетических характеристик объемного излучателя, и прежде всего энергетической яркости.

В общем случае эта задача трудноразрешима ввиду сложности аналитического описания физического состояния вещества световода, его физических и оптических констант, однако приближенное решение можно получить при следующих условиях:

- рассеяние собственного излучения в волокне по сравнению с его поглощением пренебрежимо мало;
- излучающие и поглощающие центры распределены равномерно по объему;
- все характеристики излучения и поглощения определены на столь узком участке спектра, что зависимость от длины волн исключается, либо эти характеристики рассматриваются как средние по некоторому участку спектра.

Выделим в волокне объем V бесконечно малых размеров (рис. I), который заполнен стационарно излучающим одиородным веществом. Естественно, что на границах выделенного объема граничные объекты отсутствуют. В общем случае температура объема есть функция координаты x , а его пог-



лощение — функция температуры. Поглощение собственного излучения вещества подчиняется закону Бугера:

$$1 - e^{-K_{\text{abs}}(T)}$$

где $K_{\text{abs}}(T)$ — показатель поглощения.

Разобъем выделенный объем V на элементарные цилиндрические объемы dV_i с площадью основания dS_i , в пределах которого оптические константы можно считать постоянными.

Если элементы dV_i излучают изотропно, то лучистый поток элемента по всем направлениям равен $/4/$:

$$dF_{\lambda,i} = \gamma \sigma \gamma [T(z)] dV_i, \quad (1)$$

где $\gamma [T(z)]$ — коэффициент, характеризующий объемную плотность излучения вещества.

Сила излучения элемента dV_i в направлении \vec{x} определяется как

$$dJ_{\lambda,i} = \gamma [T(z)] dV_i = \gamma [T(z)] dS_i d\Omega_i. \quad (2)$$

Силу излучения, выходящего из объема V через dS_i в направлении, противоположном оси \vec{x} , можно определить, если учесть поглощение в каждом встречном слое $d\Omega_i$ по пути распространения излучения:

$$dJ_{\lambda,i} = \gamma [T(z)] e^{-\int_0^z K_{\text{abs}}[T(z')] dz'} dS_i d\Omega_i. \quad (3)$$

Сила излучения объема dV , состоящего из объемов dV_i , определяется в результате интегрирования выражения (3) по глубине объема V :

$$dJ_{\lambda} = dS_i \int_0^i \gamma [T(z)] e^{-\int_0^z K_{\text{abs}}[T(z')] dz'} d\Omega_i. \quad (4)$$

Тогда яркость объема в направлении, противоположном оси \vec{x} , равна:

$$B_{\lambda} = \frac{dJ_{\lambda}}{dS_i} \int_0^i \gamma [T(z)] e^{-\int_0^z K_{\text{abs}}[T(z')] dz'} d\Omega_i. \quad (5)$$

Преобразуем формулу (5) к виду:

$$B_{\lambda} = \int_0^i K_{\text{abs}}[T(z)] \frac{\gamma [T(z)]}{K_{\text{abs}}[T(z)]} e^{-\int_0^z K_{\text{abs}}[T(z')] dz'} d\Omega_i, \quad (6)$$

здесь $\frac{\gamma [T(z)]}{K_{\text{abs}}[T(z)]} = B_{\lambda}^0$ — яркость абсолютно черного тела при температуре $T(z)$.

Тогда можно записать:

$$B_{\lambda} = \int_0^i B_{\lambda}^0 [T(z)] K_{\text{abs}}[T(z)] e^{-\int_0^z K_{\text{abs}}[T(z')] dz'} d\Omega_i. \quad (7)$$

Практически можно считать, что показатель поглощения в пределах рассматриваемого диапазона температур постоянен и его можно вынести за знак интеграла. Тогда:

$$B_{\lambda} = K_{\text{abs}} \int_0^i B_{\lambda}^0 [T(z)] e^{-\int_0^z K_{\text{abs}}[T(z')] dz'} d\Omega_i$$

Учитывая, что градиент температуры по глубине объема отсутствует, формула принимает вид:

$$B_j = K_{n\lambda} \int_0^l B_j^0 e^{-K_{n\lambda} \int_0^{z_i} dz_i} dz_i. \quad (8)$$

В волокне все излучение объема распространяется в толстом угле, ось которого совпадает с осью z , имеющим плоский угол в вершине $\alpha \leq \alpha_{cp}$, где α_{cp} - предельный критический угол между направлением движения лучей и осью световода.

Аналитическая зависимость расстояния, проходимого лучом, от длины волокна имеет вид:

$$z_i = l \text{seed}, \quad (9)$$

$$\text{откуда } dz_i = \text{seed} dl,$$

где α - угол падения луча на боковые стеки волокна;
 l - длина волокна.

Тогда с учетом (9) выражение (8) можно записать:

$$B_j = K_{n\lambda} \int_0^l B_j^0 e^{-K_{n\lambda} \int_0^{z_i} \text{seed} dl} \text{seed} dl.$$

Интегрируя, получим

$$B_j = B_j^0 (1 - e^{-K_{n\lambda} \text{seed} l}). \quad (10)$$

Необходимо учесть также потери на Френелевском отражении на торцах волокна.

Тогда яркость монохроматического излучения с торца волокна под углом α к его оси определяется формулой:

$$B_t^\alpha = B_j^0 (1 - e^{-K_{n\lambda} \text{seed} l}) [1 - \rho_{\text{Фр}}(d)]. \quad (II)$$

Коэффициент отражения $\rho_{\text{Фр}}$ определяется по известной формуле /3/ Френеля.

Для простоты будем считать, что торцы волокна просветлены достаточно хорошо, т.е. $\rho_{\text{Фр}} \rightarrow 0$; тогда в выражении (II)

$$(1 - e^{-K_{n\lambda} \text{seed} l}) = \varepsilon_{\alpha}, \quad (12)$$

есть не что иное, как величина, характеризующая "качущийся" коэффициент излучения волокна.

Анализируя полученные соотношения (12), (13) и графики, изображенные на рис.2 и 3, можно сделать следующие выводы:

1. Величина коэффициента излучения ε_{α} волокна зависит от спектрального показателя поглощения материала сердцевины волокна, длины его и угла α , под которым наблюдается торец волокна.

2. Диаграмма направленности собственного излучения волокна, изображенная на рис.2, распределена таким образом, что интенсивность излучения уменьшается при увеличении угла α и становится максимальной при $\alpha = \alpha_{cp}$. Это обусловлено увеличением ε_{α} в направлении α_{cp} за счет уменьшения длины волокна. Явление ε_{α} резко падает за счет нарушения полного внутреннего отражения лучей.

3. Расчет величины собственного излучения волокна можно производить аналогично расчету излучения серого тела с энергетической яркостью B_j^0 при температуре T и излучательной способностью, равной

$$\varepsilon_{\alpha} \approx (1 - e^{-K_{n\lambda} \text{seed} l}).$$

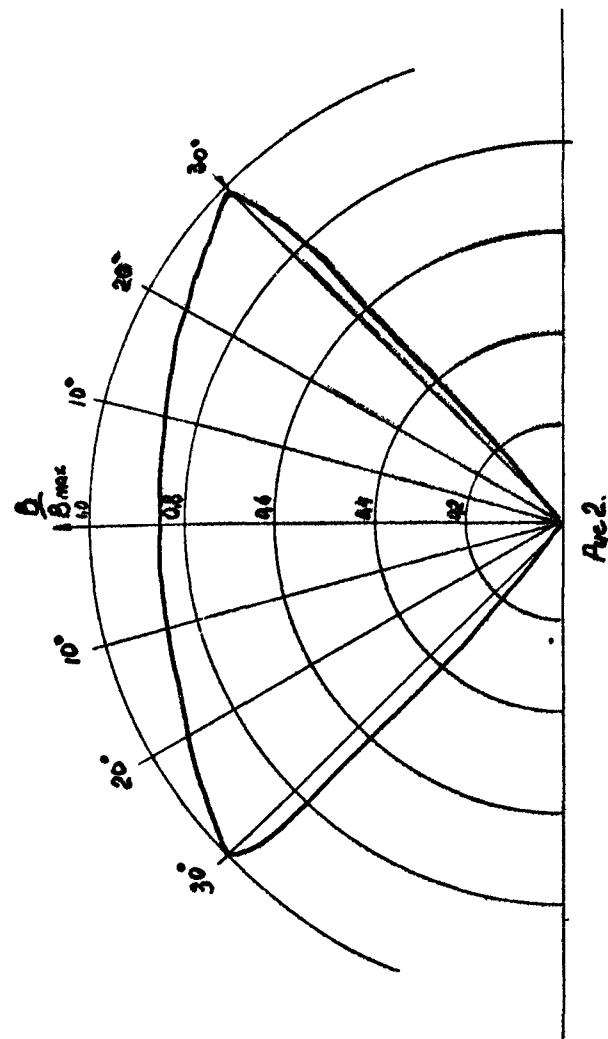


Fig. 2.

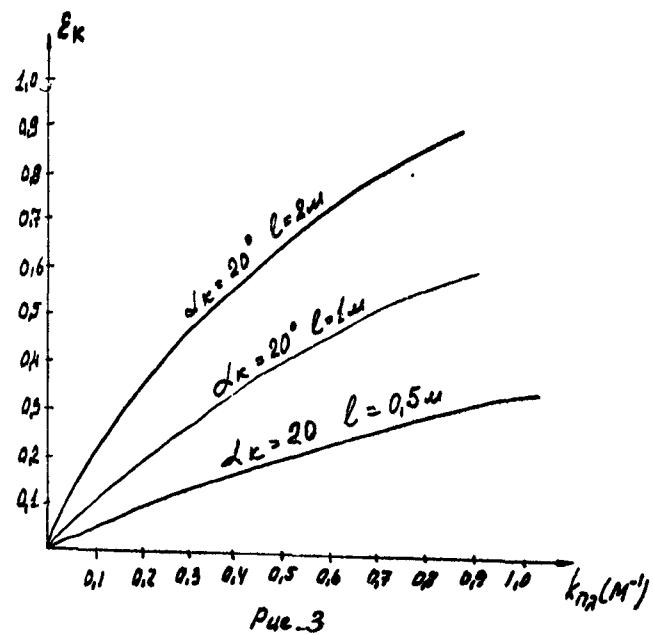


Fig. 3

Однако величина ξ_{L} имеет в основном качественный характер, т.к. при её расчете не учитывались косые лучи в волокне.

4. В полосе максимального пропускания материала для данной длины волны ИК излучения, когда величина коэффициента поглощения материала K_{λ} имеет наименьшее значение, излучение волокна минимально. И наоборот, на границах спектрального пропускания волокна, при увеличении K_{λ} , увеличивается также его собственное излучение.

Таким образом, полученные зависимости позволяют в дальнейшем определить требования к спектральным характеристикам материалов, применяемых в волоконно-оптических системах ИК техники, с точки зрения обеспечения минимальной величины собственного излучения волоконных элементов в полосе чувствительности ИК-приемников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.С.Данилин. Неразрушающий контроль качества продукции радиоэлектроники. Издательство стандартов. М., 1976 .
2. В.Б.Вейнберг, Д.К.Саттаров. Оптика световодов. "Машиностроение". Л., 1962 .
3. Н.Э.Калани. Волоконная оптика. "Мир". М., 1969 .
4. А.А.Герцин. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. ГОИ. Москва. 1958

РЕФРАКЦИОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ВОЛОКНО ИЗ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

ЧАГУЛОВ В.С.

За последние годы много работ посвящалось вопросу изучения распространения электромагнитной волны в линзообразной цилиндрической среде, показатель преломления которой меняется в зависимости от дальности расстояния от оси /1/. Эти исследования приобрели большую технологическую важность благодаря их использованию в оптической обработке информации и в оптическом приборостроении /2/.

Многомодовое полимерное оптическое волокно с градиентом показателя преломления $n = f(r)$ (рефракционное) типа "селфок" было получено в 1968 году /3/ и описано в работе /4/. Градиент показателя преломления создавал в световоде рефракционный слой различной глубины, благодаря чему такие волокна обладали повышенным (по сравнению с традиционными волокнами типа "сердцевина-оболочка") светопропусканием и сравнительно малым значением числового апертуры. В таком световоде распределение показателя преломления по радиусу имело вид (рис. I), при этом показатель преломления на периферийной части волокна имел значение 1,470, а на оси волокна - 1,592. Такие волокна нашли применение в конкретных узлах функциональных схем оптоэлектроники, в схемах микроголографии и др. /5,6/.

В таблице I приведены оптические характеристики рефракционного волокна.

Таблица I

Оптические характеристики рефракционного световода

Диаметр волокна / 10^{-3} м/	0,005-2,00
Светопропускание %/м/	70-80
Числовая апертура	0,19-0,20
Минимальный допустимый радиус изгиба / 10^{-3} м/	13-25
Толщина рефракционного слоя / 10^{-6} м/	7-270

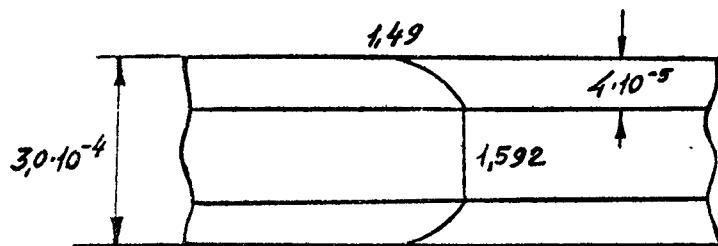


Рис. I. Градиент показателя преломления в полимерном рефракционном световоде.

По разработанной нами технологии были получены полимерные рефракционные оптические волокна, у которых радиальное изменение показателя преломления наблюдалось в рефракционном слое, толщина которого в "штабике" (заготовке, из которой формовалось рефракционное волокно) диаметром $15 \cdot 10^{-2}$ м достигала не более $2,0 \cdot 10^{-3}$ м по радиусу. С целью изучения возможности регулирования толщины рефракционного слоя были проведены лабораторные исследования по влиянию различных технологических факторов (продолжительности предварительной выдержки полимерного штасика в мономере до активного процесса полимеризации, времени полимеризации), влияющих на толщину рефракционного слоя.

Способ изготовления заготовок для получения рефракционного волокна /7/ предполагает проведение привитой сополимеризации смеси метакриловой кислоты на поверхности цилиндрической заготовки из полистирола. Условия проведения привитой сополимеризации влияют на толщину образующегося рефракционного слоя. Согласно нашему методу, проведению активного процесса полимеризации предшествует выдержка полистирольной заготовки в смеси мономеров (эфиры метакриловой кислоты) при комнатной температуре в течение ($2,0 - 5,0 \cdot 8,64 \cdot 10^4$ с, что, наряду с режимом полимеризации, является существенной особенностью технологического процесса.

Первый этап проведенной работы включал в себя исследование толщины рефракционного слоя в зависимости от продолжительности выдержки полистирольной заготовки в смеси мономеров. Измерение проводились на образцах заготовок, представляющих собой диски, толщиной $4,0 \cdot 10^{-3}$ м, торцы которых

были отполированы. На рис. 2 приведена схема установки для измерения толщины рефракционного слоя. Параллельный пучок света от монохроматического источника 1 (гелий-неоновый лазер, $\lambda=6,328 \cdot 10^{-7}$ м) после расширения коллиматором 2 нормально падал на образец 4 и, преломившись, попадал на экран 5. Перемещением ограничительной шторки 3, которое достигалось при помощи микрометрового винта (с точностью хода $1,0 \cdot 10^{-5}$ м) последовательно, от периферийской части к центру, освещался рефракционный слой. При этом отмечались положения шторки, при которых наблюдалось преломление света. Разность отсчетов крайних положений шторки составляла толщину рефракционного слоя. Результаты проведенных измерений представлены графической зависимостью $\Delta = f/\tau$, изображенной на рис. 3, где Δ — толщина рефракционного слоя (м), τ — время выдержки полистирольной заготовки в смеси мономеров (сек). Увеличение толщины рефракционного слоя при увеличении времени выдержки штабика в смеси мономеров метакрилата является физически оправданным, поскольку мономеры метакрилата являются растворителями полистирола. Этот вывод хорошо подтверждается полученной зависимостью, которая имеет характер прямой.

Следующий этап работы заключался в исследовании влияния толщины рефракционного слоя на фокусирующие свойства полимерных рефракционных световодов. Известно, что для квадратич среды вида $n = n_0(1 - \frac{\alpha}{2}U^2)$ расстояние от фокальной точки до главной плоскости (где можно было бы поместить эквивалентную тонкую линзу) равно /3/:

$$f = \frac{n_0}{n_0 \sqrt{\alpha} \sin \varphi t} .$$

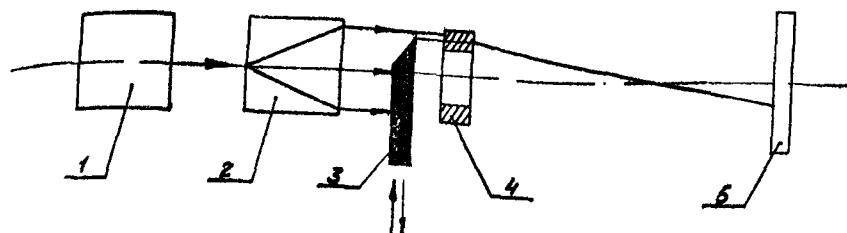


Рис.2. Оптическая схема установки для измерения толщины рефракционного слоя

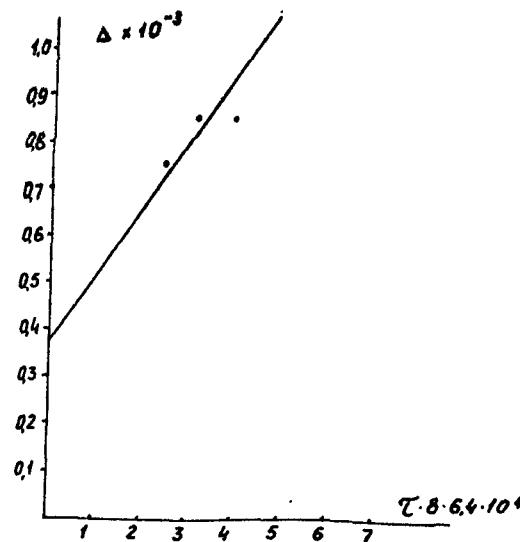


Рис.3. Зависимость толщины рефракционного слоя $/\Delta/$ от времени выдержки $/\tau/$ полистирольной заготовки

Так как в нашем случае $\sqrt{at} \ll 1$, то можно приближенно написать:

$$f = \frac{n_o}{n_a at}.$$

где n_o — показатель преломления окружающей среды (для воздуха $n_o=1$), n_a — показатель преломления на оси штабика (цилиндрической заготовки) $n_a=1,592$, a — коэффициент рефракции, t — толщина образца. Если рефракционный слой толщиной Δ расположен на некотором расстоянии от оси, а пространство вблизи оси заполнено однородным полистиролом, причем диаметр штабика равен D , то, в силу геометрического подобия, фокусное расстояние будет равно

$$F = \frac{D}{2\Delta} \cdot \frac{n_o}{n_a at}.$$

Измерение фокусного расстояния F проводилось на установке, подобной установке, приведенной на рис.2. Параллельный пучок монохроматического света от источника 1 (гелий-неоновый лазер) расширялся коллиматором 2 и падал по нормали на образец 4, средняя часть которого была прикрыта шторкой (шаблоном), как указано на рис.5. Преломленный свет в виде светового конуса фокусировался на экране 5, который был закреплен на столике оптической скамьи ОСК-2 и с помощью микрометрового винта мог перемещаться вдоль оси образца (рис.4). Графическая зависимость измеренного таким образом фокусного расстояния образцов от толщины рефракционного слоя приведена на рис.5. Представленную на рис. 5 зависимость можно аппроксимировать прямой, что показывает, что фокусное расстояние зависит от толщины слоя по линейному закону. Физически это объясняется тем, что коэффициент рефракции A уменьшается с увеличением толщины рефракционного слоя.

В результате исследования рефракционных волокон было

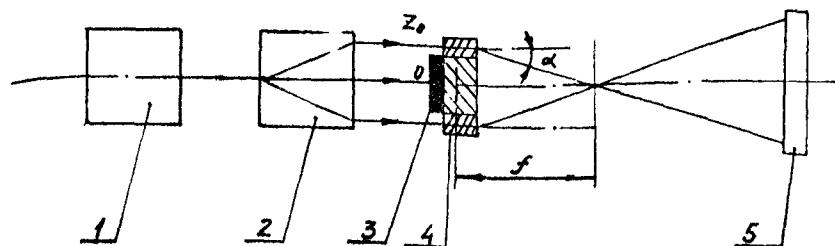


Рис.4.Оптическая схема установки для измерения фокусного расстояния образцов рефракционных "штабиков"

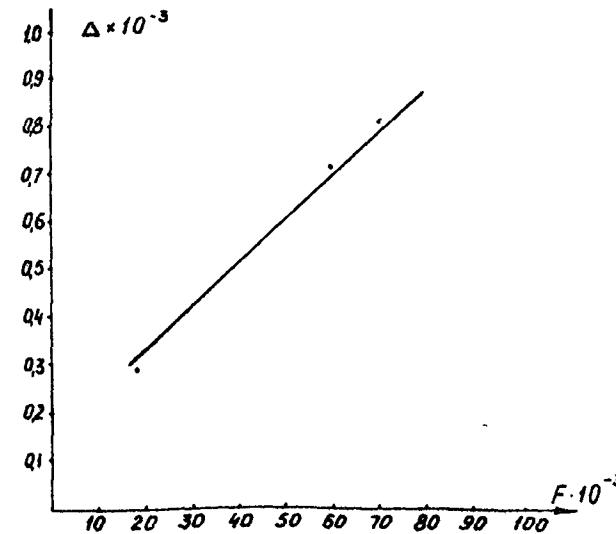


Рис.5.Зависимость фокусного расстояния образцов $/F/$ от толщины рефракционного слоя $/\Delta/$

установлено, что предварительная выдержка полистирольной заготовки в смеси эфиров метакриловой кислоты положительно влияет на толщину рефракционного слоя. В результате такой выдержки толщина рефракционного слоя может быть увеличена в 2,5-3 раза, причём получаемый рефракционный слой имеет близкий к квадратичному закон изменения показателя преломления.

Ниже приводятся оптические характеристики полимерных рефракционных волокон, изготовленных из полимеров и сополимеров акрилового и метакрилового ряда, а также из полистирола.

На рис.6 приведены спектральные характеристики полимерных материалов.

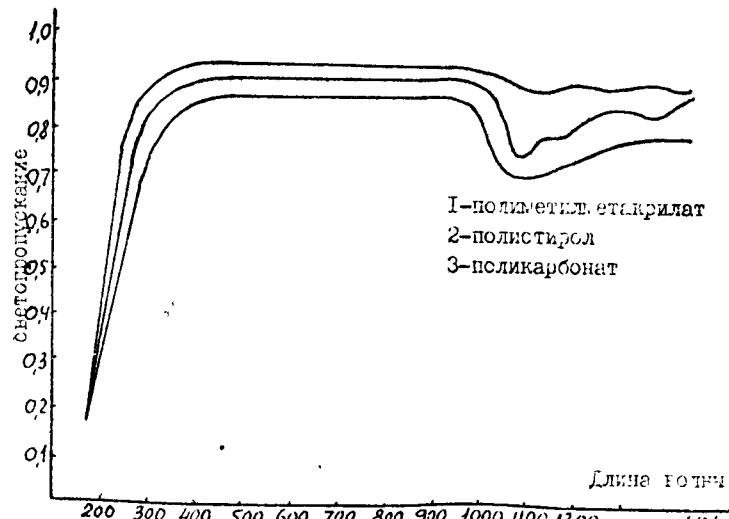


Рис.6 Спектральные характеристики полимерных материалов

Как видно, рефракционные световоды, полученные из этих полимеров имеют довольно широкий рабочий диапазон длин волн от 3800 до 1800 Å.

На рис.7 показано светопропускание рефракционных волокон разного диаметра.

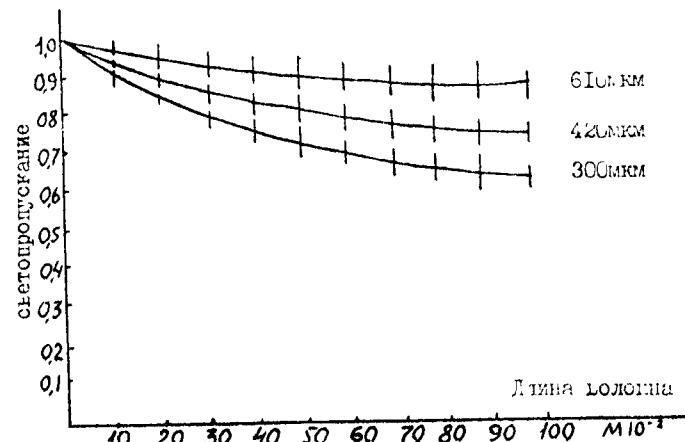


Рис.7 Светопропускание рефракционных волокон

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A.K.Chatak, K.Singh, D.P.S.Malik and Sodha Optica Acta, 1972, v.19, N 8, p.681-686.
2. Д.Маркузе.Оптические волноводы. М.,1974
3. В.С.Чагулов, Д.И.Лоладзе, Л.И.Надарейшвили, Л.Н.Терещенко, М.Е.Перельман. Способ получения заготовок для оптического волокна. а.с.№ 308III от 17.II.1970.
4. В.С.Чагулов, М.Е.Перельман, Ю.М.Благидзе. Оптические характеристики диэлектрических световодов. Труды Московско-

- го института радиотехники, автоматики и электроники. Материалы радиоэлектроники. М., 1975.
5. Д.И.Мировицкий, И.Ф.Будагян, В.Ф.Дубровин, В.С.Чагулов. Приборы и техника эксперимента. 1974, №3, стр. 178 - 182.
6. И.Ф.Будагян, В.Ф.Дубровин, Д.И.Мировицкий, И.М.Харитонов, В.С.Чагулов, Е.И.Дмитриева. Интегрально-голографическая установка кругового обзора объектов - новое когерентно - оптическое устройство получения высокинформативных голограмм. Проспект ВДНХ СССР, 1973.
7. S.E.Miller The Bell System Technical Journal, VXLIV, N9, November, 1965.

НОВЫЙ ВИД КРИСТАЛЛИЗУЮЩЕГОСЯ ПРИПОЕЧНОГО СТЕКЛА

Накайдзе Д.М., Хелая Л.Т.

Статья касается кристаллизующихся припоечных стекол - ситаллоцементов - как с малым коэффициентом расширения, так и с большим КТР.

Стеклокристаллические материалы имеют широкое применение, практически они необходимы везде, где существует производство высоковакуумных приборов и приборов, основанных на взаимодействии ионов для их перекрытия. В основном они применяются при приварке стекла к стеклу, металлу, керамике, волоконно-оптических деталей к металлу и т.п. в самых различных комбинациях.

Известные стеклокристаллические материалы, применяемые в вакуумной технике, обеспечивают вакуумный шов спая, но они имеют ряд недостатков. Основными недостатками этих ситаллов является высокий коэффициент термического расширения ($80 + 120 \cdot 10^{-7} \text{ I}/\text{^{\circ}C}$) при сравнительно низкой рабочей температуре (I) и, наоборот, ситаллы с низкими КТР ($30 + 56 \cdot 10^{-7} \text{ I}/\text{^{\circ}C}$) характеризуются высокими рабочими температурами (700°C и более) /2,3/, что ограничивает их использование.

В настоящей работе приводятся новые виды стеклокристаллических материалов /4,5/ с коэффициентом термического расширения ($35 + 56 \cdot 10^{-7} \text{ I}/\text{^{\circ}C}$) в интервале температур $20 - 300^{\circ}\text{C}$, с температурой размягчения $550 + 580^{\circ}\text{C}$ и рабочей температурой $550 + 620^{\circ}\text{C}$, что дает возможность использовать их при работе с молибденовыми стеклами.

Состав и физико-химические свойства синтезированных ситал-

лов приводятся в таблицах I и 2.

Таблица I.^o

Состав синтезированных ситаллов

СКТР $30 \pm 56 \cdot 10^{-7}$ л/град.С

№ Наименование ситаллов	Компоненты в весовых процентах			
	ZnO	B ₂ O ₃	PbO	TiO ₂
I. Ситалл - I	65 ± 66,5	27,8 ± 29	-	4,2 ± 6
2. Ситалл 2	45 ± 55	26 ± 35	6,5 ± 24	3,5 ± 4

В приведенные составы можно вводить такие компоненты, как SiO_2 , Cu_2O , P_2O_5 , с целью повышения кислото- и щелочеустойчивости; введение же окиси меди дает возможность проводить плавление массы без увеличения коэффициента термического расширения тех припоевых стекол, которые содержат тугоплавкие компоненты. Вводить в состав ситаллов окись свинца больше указанного в таблице I нежелательно, так как с увеличением процентного содержания окиси свинца повышается коэффициент термического расширения закристаллизованного стекла, а это, в свою очередь, вызывает разрушение шва.

Температурные зоны кристаллизации ситаллов находятся в пределах 525-940°С.

В этих ситаллах основную роль в создании кристаллической решетки играет ZnO, TiO₂. Надо полагать, что с увеличением %-ного содержания TiO₂ растет кристаллизационная способность стекла, что обуславливает увеличение механической прочности шва. Ход изменения коэффициентов термического расширения в

зависимости от температуры ситаллоцементов I и 2 дается на графике I.

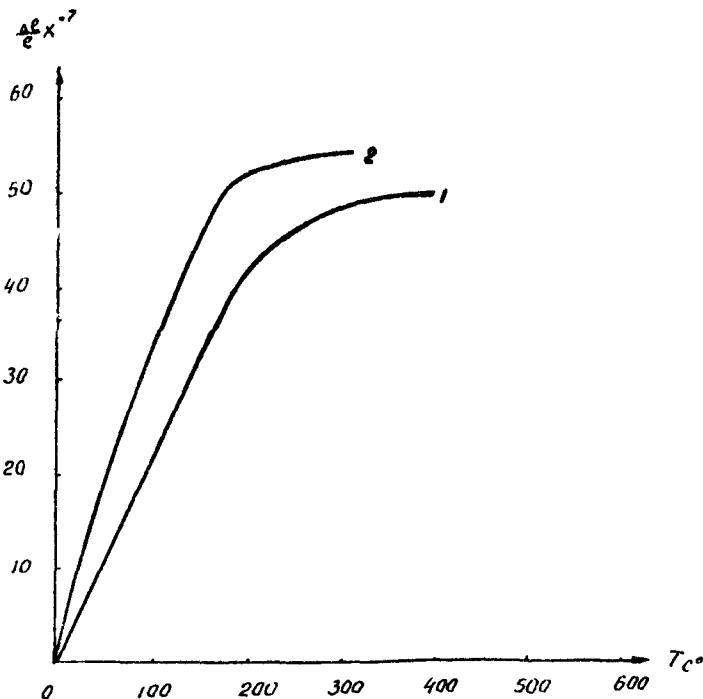


График I

Таблица 2

Физико-химические свойства ситаллов с КТР 30 - $56 \cdot 10^{-7}$ 1/град.С.

№	Номер ситалла	Темп- рат. размяг- чения °C	Удельный вес в гр.	Коэффиц. термиче- ск.рас- ширения 1/град С	Химическая стойкость в %				
					H ₂ O	HC	KOH	H ₂ O	HC
1	1	580	3,644	3,157	46,56	1,27	6,94	2,67	1,39
2	2	550	4,064	4,138	35,55	0,84	5,12	2,02	0,75

Стеклокристаллизующиеся материалы с большим коэффициентом термического расширения $73 + 90 \cdot 10^{-7}$ 1/°C и высокой рабочей температурой успешно применяются для спайки ламп цветных телевизоров.

Состав и некоторые физические свойства стеклокристаллического материала подобного типа приведены в таблице 3.

Таблица 3

#	Ситалл	Процентное содержание окислов						Тем- пер. разм. °C	Рабочая темпер. ат. °C
		P ₂ O ₅	ZnO	B ₂ O ₃	SiO ₂	Al ₂ O ₃	TiO ₂		
I	3	75	10,0	9	2,5	1,0	2,5	4%	450±470

Необходимо отметить, что пропечные стекла при определенных выдержках образуют центры кристаллизации в температурном интервале до предкристаллизационного периода. Более того, длительная термообработка в предкристаллизационном периоде может привести к полной кристаллизации. Этим и объясняется тот факт, что у вышеупомянутых ситаллов температура кристаллизации гораздо выше, чем рабочая температура.

Характерной чертой этих ситаллов является то, что они не кристаллизуются сразу после нагрева до температуры размягчения. Это помогает смачиванию сплавляемых деталей, образуя плотный спай, который не содержит складок и других источников, способствующих снижению механической прочности.

В приведенном стеклокристаллизующем материале основную роль в создании стеклокристаллической решетки играет соединение P₂O₅+TiO₂. Электронномикрографический и рентгенографический анализ показали, что при термообработке в этом ситалле

образуется низкотемпературное легокристаллизующееся вещество шинель $PbTiO_3$. Эндозефект подтверждает активную ликвацию.

Этот ситалл химически стойкий, особенно влаго- и щелочестойчив. Удельный вес и химическая стойкость ситалла до и после кристаллизации даются в таблице 4. Что касается механической прочности стеклокристаллизующегося материала - ситалла, то предел прочности на растяжение у ситалла № I - 108,89 кг/см². Эти ситаллы выдерживают вторичный нагрев при более высокой температуре, чем их температура размягчения.

Таблица 4

Физико-химические свойства ситалла с КТР $73 \cdot 10^{-7} \text{ 1/град.С}$

№ ситал- ла	Удельный вес в г/см ³		Химическая стойкость в %-ах					
			до кристаллизации		после кристаллизации			
	до кристи-	после кристи-	НС	КОН	H ₂ O	НС	КОН	H ₂ O
I	5,82	5,63	3,84	0,908	0,31	20,396	3,69	0,82

Для спайки двух твердых частей стекла или другого материала, одну или обе поверхности стекла покрывают пылью или пастой из припоечного стекла и проводят термическую обработку до получения спая, а затем их охлаждают. Режим нагрева и охлаждения зависит от размера, формы и различия в КТР материалов взятых деталей. Скорость охлаждения составляет примерно 10 - 20°C в минуту.

Приведенные ситаллы могут быть использованы как для спайивания материалов с близкостоящими КТР, так и для материалов с различными КТР.

Л и т е р а т у р а

1. Corning Glass Works BP863500, 1961.
2. Martin F.W., Anstral, Pat. 213411, 1961.
3. Corning Glass Works, BP89901, 1962.
4. Х.И.Гаприцашвили, Л.Т.Хелая, Э.Г.Хатиашвили и др.
"Кристаллизующееся припоечное стекло". Авторское свидетельство № 324839.
5. Х.И.Гаприцашвили, Л.Т.Хелая, Э.Г.Хатиашвили и др.
"Кристаллизующееся припоечное стекло". Авторское свидетельство № 375261.

НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЭВМ
НА ОСНОВЕ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Модебадзе О.Е.

Введение

Специфические требования к надежности материалов, применяемых в сложнейших приборах ЭВМ, космических кораблей, в биологических моделях и др., резко возросли.

В последнее время в науке и технике все большее внимание уделяется применению стеклообразных систем не только в СССР, но и во многих странах мира - в США, ФРГ, Японии и др.

Такой интерес объясняется высокой радиационной стойкостью стеклообразных полупроводников (СП). По данным / 1 /, под воздействием γ -излучения до $1,8 \cdot 10^{12}$ рад/сек и облучения потоком нейтронов до $1,2 \cdot 10^{17}$ нейtron/ см^2 существенных изменений в структуре и электрических характеристиках приборов на основе СП не наблюдалось. В работе / 2 / указывается, что при уровне радиации, приводящем к ядерным превращениям, характеристики приборов на основе СП изменялись не более чем на 10 %.

Вместе с тем полупроводниковые стекла по сравнению с обычными полупроводниками имеют целый ряд и других преимуществ:

1. Значительно меньшая себестоимость из-за отсутствия необходимости в зонной очистке.

2. Отсутствие необходимости создания $p-n$ перехода, дифузионных слоев и эпитаксиальных выращиваний.

3. Применение широкодоступных и дешевых материалов для интеграции СП, простота технологии получения материалов.

4. Применение тока любой полярности и малой мощности управляющего сигнала аморфных приборов.

5. Возможность применения существующих способов изготовления интегральных схем для СП и т.д.

Широк также диапазон применения стеклообразных полупроводников. СП можно применять:

1) для создания запоминающих устройств (ЗУ), постоянных ЗУ с ёмкостью порядка 10^6 бит, ЗУ с произвольной выборкой, ПЗУ с электрической перезаписью (ЭППЗУ) или полупостоянного ЗУ, оптических ЗУ с применением лазерного луча и ёмкостью 10^{12} бит в перспективе;

2) для создания т.н. полупроводниковых переключателей (погоревые переключатели), которые с успехом могут заменить полупроводники с $p-n$ переходами;

3) для создания электролюминесцентных индикаторов, в качестве термостата переменного тока, высокочастотных генераторов и т.д.

В 1963 г. появилась работа / 3 /, где впервые наличие области отрицательного сопротивления связывалось с инъекцией носителей тока в объеме СП. В дальнейшем началось интенсивное исследование СП / 4 - 9 /.

З настоящего времени одни исследователи рассматривают эффект переключения как тепловой пробой, другие - как электрический пробой (т.е. в виде туннельной проводимости или пространственного пробоя). Многие указывают на одновременное влияние нескольких факторов. В подавляющем большинстве случаев признается возможность фазового перехода в проводящем канале, т.е. установление дальнего порядка. Наиболее интересной, с теоретической точки зрения, является модель КМО (по имени создателей

Коуэна, Фрилче и Овшинского). В усовершенствованной модели КФО энергетическая диаграмма заменена диаграммой подвижностей и границам зон E_F и E_F' соответствуют области с резким изменением подвижностей электронов. В зоне высокой подвижности электроны перемещаются по локализованным состояниям посредством перескоков с одного состояния на другое с конечным временем жизни на ловушке.

Если приложенное к аморфному полупроводнику поле возрастает, то одинаковое число инжектированных электронов и дырок будет перемещаться по объему и захватываться на ловушках. У анода накапливаются дырки, у катода — электроны. С ростом поля и тока инжекции проходит прорастание области пространственного заряда в глубь вещества до полного перекрытия. В момент перекрытия проводимость резко возрастает и происходит переключение.

Предусматривается также и возможность изменения стеклообразной структуры пленок под действием сильного поля и температуры, что приведет к дрейфу рабочих характеристик прибора.

Таким образом, согласно модели КФО эффект электропроводности и переключения представляет собой комбинацию захвата на ловушках и перескока по ловушкам, т.е. тунNELльную или надбарьерную эмиссию и освобождение носителей с их последующим увлечением внешним полем. У пленок толщиной $> 5 \text{ мкм}$ повышение проводимости сопровождается разогревом за счет джоулева тепла.

Как указывается в работе / 2 /, существующие механизмы переключения в действительности не совсем соответствуют экспериментальным данным:

1. На невозможность лавинного пробоя, вероятно, указывает тот факт, что длина свободного пробега электронов в СП не пре-

вышает 10 \AA , а при напряженности поля 10^5 в/см за период между столкновениями, носители в поле могут приобрести энергию порядка $0,01 \text{ эв}$ и поэтому в результате ударной ионизации вряд ли смогут преодолеть запрещенную зону I эв (ширина запрещенной зоны СП порядка I эв).

2. Неубедительным является также существование зинеровского пробоя, так как в полях порядка 10^5 в/см вероятность туннельных переходов недостаточно велика для компенсации рекомбинаций туннельным эффектом; кроме того, большая область отрицательных сопротивлений несовместима с необходимостью поддержания туннельного тока.

3. Нельзя однозначно объяснить многие особенности переключения тепловым пробоем, вызванным быстрым нагревом в результате выделения джоулева тепла, хотя в этом случае ясными становятся причины существования отрицательного сопротивления, времени задержки перед переключением и образования проводящих каналов. Вместе с тем, пренебрегая электронными процессами, нельзя объяснить единый процесс переключения.

4. Не является убедительным, на наш взгляд, определение переключения в связи с увеличением подвижности носителей под действием тока. Данный механизм мог бы объяснить рассматриваемое явление лишь в случае таких полупроводников, в которых проводимость при комнатной температуре обусловлена, в первую очередь, механизмом перескока.

5. Невозможно принять и механизм переключения, основанный на наличии структурных переходов под действием полей порядка 10^5 в/см в случае халькогенидных ПС, поскольку в них доминирует ковалентный тип связи, а с изменением температуры не на-

блюдается никаких структурных переходов. Кроме того, следует отметить, что структурная макроупорядоченность скачкообразно не влияет на электрические свойства вещества.

6. Неубедительным является и расплавление вещества внутри токового канала СП, так как в данном случае не должен наблюдаться экспоненциальный рост носителей заряда. Известно, что на графиках зависимости электропроводности от температуры и в точках расплавления часто не наблюдается скачкообразного изменения проводимости, а если и наблюдается, то это связано лишь с изменением плотности вещества при плавлении, т.е. с увеличением расстояния между локальными центрами.

7. Неубедительна и гипотеза об инъекции ионов материала электродов в ПС, так как тщательные опыты, описанные в работе / II /, показали, что даже при температуре, близкой к температуре размягчения, не наблюдается заметного изменения веса электродов.

8. Следует особо отметить и неубедительность механизма кристаллизации(и тем более расслоения) в токопроводящих каналах (если имеется в виду обычная термическая кристаллизация). Термическая кристаллизация характеризуется двумя факторами: скоростью образования центров кристаллизации (СОЦ) и линейной скоростью роста кристаллов (СРК). И в том случае, когда поле 4-30 раз увеличивает скорость кристаллизации / 9 /, при скорости роста кристаллов, например для SiO_2 - несколько ангстремов в секунду / 10 /, за время 10^{-6} - 10^{-9} сек (время переключения) вряд ли образуется такой "кристалл", который смог бы обеспечить существование отрицательного сопротивления. Термическая кристаллизация может сыграть определенную роль лишь в случае пленок металлов, для которых скорость кристаллизации

при оптимальной температуре достигает 100 см/сек / 10 /.

Полупроводниковые оксидные стекла

Во многих работах / 1,5 / стеклообразное состояние идентифицируется с аморфным состоянием. Стеклообразными называются те вещества, которые поддаются классическому определению стекла. Если аморфное вещество нельзя получить путем переохлаждения расплава, то его не следует называть стеклом (или же следует расширить понятие стекла). Же вещества без дальнего порядка, получаемые, например, лишь из газовой или жидкой фазы, являются аморфными, но не стеклообразными (аморфные плашки Bi , Ag , Au , Al , ZnO , Al_2O_3 и др.). Стеклом является изотропное вещество, полученное путем переохлаждения расплава и характеризующееся способностью постепенного размягчения, расплавления и обратимого отвердения.

Стекло представляет собой метастабильную фазу, так как при температуре плавления кристалла энергия стеклообразного состояния выше кристаллического на величину теплоты кристаллизации. Вещества с ненаправленными (в частности, металлическими, ионными и др.) связями, обр.уют плотнейшие упаковки. Ковалентные направленные связи приводят к образованию менее плотных, часто непериодических структур, поэтому для стеклообразного состояния основную роль играет ковалентная связь или ковалентная составляющая связи. Гольдшмидт нашел определенную корреляцию между способностью окислов к стеклообразованию и соотношением размеров катиона и аниона оксида - $\frac{R_k}{R_a}$. Если $\frac{R_k}{R_a} = 0,2-0,4$, то для такого оксида возможно существование тетраэдрической координации атомов и такие оксиды образуют стекло, т.е. являются стеклообразователями.

Эмпирическое правило Гольдшмидта в дальнейшем было развито Захариасеном.

Полупроводниковыми можно назвать стекла тогда, когда они удовлетворяют следующим требованиям:

1. Электропроводность лежит в пределах $> 10^{-10}$ и $< 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ (у металлов $- 10^6 - 10^4 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; у изоляторов $10^{-10} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, у полупроводников $- 10^3 - 10^{-10} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$).

2. Характеризуются положительным температурным коэффициентом электропроводности и электронной проводимостью.

3. Энергия активации (термическая ширина запрещенной зоны) лежит в пределах $0,65 - 1,1 \text{ эВ}$.

4. Термоэ.д.с. характеризуется большими значениями; намного сильнее, чем в полупроводниках, проявляются термоэлектрические эффекты; под влиянием давления проводимость увеличивается.

5. Число носителей значительно меньше, чем в проводниках, и сильно зависит от температуры; наблюдается поддающийся измерению эффект Холла.

Вместе с тем, если к сложным стеклам применимы закономерности зонной теории, то независимо от какого-либо нарушения четкости границ зон и образования локализованных состояний, ширина зон запрещенных уровней для стекол, как правило, должна быть всегда больше, чем для кристаллов, так как стеклообразные вещества имеют значительно больший объем ($10-30\%$), чем соответствующие кристаллы.

Как указывалось выше, задача переключения далека от окончательного решения; особенно сложно обстоит дело с переключателями на основе оксидных стекол, так как мало работ посвящено оксидным стеклообразным полупроводникам, хотя многие авторы и отмечают / 12;13 / лучшую воспроизводимость результа-

тов в случае приборов на основе стеклообразных оксидных полупроводников (СОП).

В последнее время СОП с переключающими свойствами уделяют большое внимание / 6,7,10,12,13 /.

Из СОП наиболее интересными являются стекла, содержащие переходные окислы V_2O_5 и V_2O_4 . В дальнейшем на основе V_2O_5 были синтезированы многочисленные стекла в двойной, тройной и многокомпонентной системах, в которых содержание V_2O_5 достигало 90 мол%. В данной работе было установлено, что стекло с содержанием $V_2O_5 + V_2O_4$ более 30% (вес.) характеризуется переключающими свойствами, что подтверждается данными / 13-15 /.

Вместе с тем следует отметить, что механизм переключения как в ванадатных, так и в других оксидных стеклах до настоящего времени недостаточно ясен.

Синтез материалов для полупроводниковых приборов ЭВМ на основе боратных стекол

Сложность синтеза полупроводниковых стекол с заданными свойствами связана с отсутствием количественной теории, связывающей состав, химическое строение и структуру с электрофизическими, оптическими и другими важными свойствами вещества.

Существует определенная корреляция между составом и химическими свойствами стеклообразного полупроводника. С увеличением доли ковалентной связи растет подвижность носителей тока, а рост ионности оказывает обратное влияние.

Таким образом, видоизменяя характер связи, можно осуществить целенаправленный синтез ИП с нужными свойствами, основываясь при этом на современные представления о строении стекла (координация анионов и катионов, явление расслоения, стерео-

химия, сохранение ближнего порядка и т.д.). Если требуются СП с воспроизводимыми свойствами, необходимо строго стандартизировать условия их получения, термообработки, стабилизировать также состав (стехиометрия) и другие технологические параметры.

Хотя зонная модель и распространяется на апериодическое поле, характерное для некристаллических веществ, полупроводниковые свойства СП в первую очередь определяются природой химической связи данного атома с его ближайшими соседями, т.е. ближним порядком.

Из рассмотрения существующих моделей переключения можно сделать вывод, что общим для всех существующих теорий являются фазовые переходы в токопроводящих каналах, остальные факторы (шнурование, плазма, инжеクция) являются лишь сопутствующими и дополняющими основной процесс.

Вместе с тем недостатком всех моделей переключения является то, что они часто хорошо объясняют экспериментальные данные, но ничего не говорят о том, чем должны руководствоваться материаловеды при синтезе новых материалов. В данной работе основным критерием синтеза является характер химической связи, возможность структурных, а именно координационных, превращений при изменении валентных состояний и т.д. Как убедительно показывают литературные данные / 2,14 /, лишь с изменением ближнего порядка скачкообразно меняется электропроводность полупроводниковых веществ.

Для проведения синтеза была выбрана боратная система, так как бор дает наиболее легкоплавкие стекла (приближаясь тем самым к халькогенидным составам) с одновременным сохранением высокой стабильности свойств, характеризующих оксидные системы.

Переключающим оксидом в рассматриваемых системах являются оксиды ванадия ($V_2O_5 \cdot V_xO_y$) и другие оксиды переходных элементов, способные к изменению ближнего порядка при изменении валентного состояния. Как показали кристаллохимические расчеты, к переходным элементам, оксиды которых могут быть применены при синтезе переключающих стекол, относятся: Ti, V, Cr, Mn, Cu, Se, Sb, Te, Tl, Pb, Bi, As. Например, ионный радиус одновалентного иона меди $R_{Cu^+} = 0,98 \text{ \AA}$, двухвалентного $R_{Cu^{2+}} = 0,8$, отношение R катиона (R_{Cu^+}) к R аниону (R_O^{2-}) для Cu^+ составляет $\frac{R_{Cu^+}}{R_O^{2-}} = \frac{0.98}{1.33} = 0.73$, что соответствует кубической координации; отношение $\frac{R_{Cu^{2+}}}{R_O^{2-}} = 0.6$, что соответствует октаэдрическому окружению Cu^{2+} , т.е. при отрыве электрона $Cu^+ - e \rightarrow Cu^{2+}$ кубическая решетка должна меняться октаэдрическим окружением, что и соответствует изменению ближнего порядка не только в кристаллическом состоянии, но и в аморфном. Не меняют ближнего порядка при изменении валентных состояний оксиды железа ($\frac{R_{Fe^{2+}}}{R_O^{2-}} = \frac{0.8}{1.33} = 0.61$; $\frac{R_{Fe^{3+}}}{R_O^{2-}} = \frac{0.67}{1.33} = 0.5$, оба значения соответствуют октаэдрической координации), вольфрама ($\frac{R_{W^{4+}}}{R_O^{2-}} = \frac{0.68}{1.33} = 0.52$; $\frac{R_{W^{6+}}}{R_O^{2-}} = \frac{0.65}{1.33} = 0.51$ координация не меняется); кобальта ($\frac{R_{Co^{2+}}}{R_O^{2-}} = \frac{0.64}{1.33} = 0.45$; $\frac{R_{Co^{3+}}}{R_O^{2-}} = \frac{0.78}{1.33} = 0.56$ координация не меняется), поэтому стекла, синтезированные на основе оксидов железа, вольфрама и кобальта, не переключаются. Стекла с использованием вышеуказанных оксидов характеризуются эффектом переключения, если данные оксиды растворяются в стеклах в количестве больше 20–40 моль%.

Способствуют процессу переключения оксиды-модификаторы RO – CaO , SiO_2 , ZnO и др.

Оксиды R_2O обуславливают кристаллизацию, например, боро-ванадиевых стекол (БВС) уже в процессе охлаждения, если ко-

личество синтезируемых стекол превышает 20 мр. Оксиды R_2O_3 в основном увеличивают химическую стойкость стекол и расширяют границу стеклообразования. Оксиды RO_2 (SiO_2 , GeO_2), если они в достаточном (более 5-20 вес.%) количестве растворяются в боратных стеклах, содержащих вышеуказанные переходные металлы, постепенно переводят полупроводниковые стекла в класс изоляторов с сопротивлением 10^{10} ом.см.

В литературе почти отсутствуют данные о БС, хотя оксиды ванадия с оксидом бора и РО образуют химически устойчивые полупроводниковые стекла с большим содержанием (до 75%) V_2O_5 . В работе были синтезированы стекла в системах: $B_2O_3-V_2O_5$; $B_2O_3-V_2O_5-V_2O_4$; $B_2O_3-V_2O_5-RO$; $B_2O_3-V_2O_5-V_2O_4-RO$; $B_2O_3-V_2O_5-V_2O_4-RO-R_xO_y$. Большинство стекол в данных системах с содержанием (вес %) B_2O_3 - 15-60, V_2O_5 - 30-85, V_2O_4 - 10-25, RO - 5-25 характеризуется химической стойкостью по отношению к воде (I гидравлический класс) и другим химическим реагентам. Лишь в работе / 18 / указывается, что B_2O_3 можно использовать для стабилизации стекол в системе $ZnO-V_2O_5$. БС относительно фосфатно-ванадатных стекол (ФВС) характеризуются большей химической стойкостью, пониженной температурой размягчения ($300-500^{\circ}C$) и лучшей воспроизводимостью физико-химических свойств. Относительно медно-фосфатных стекол БС выгодно отличаются большой стойкостью кристаллизации и обширной областью стеклообразования, а также большой стабильностью электрофизических свойств.

В отличие от ФВС, пространственная структура БС состоит, по-видимому, из единой цепи тетраэдров $[VO_4]$ и треугольников $[BO_3]$ или тетраэдров $[8O_4]$. Это происходит вследствие то-

го, что молекулярный вес P_2O_5 почти в 2,5 раза больше молекулярного веса B_2O_3 и поэтому при одинаковых весовых соотношениях составляющих ингредиентов БС на одну молекулу B_2O_3 приходится значительно меньше молекул V_2O_5 , чем в ФВС.

Например, если сравнить два состава БС и ФВС, содержащих одинаковое количество ингредиентов (вес %):

B_2O_3 - 30	P_2O_5 - 30
V_2O_5 - 47,5	V_2O_5 - 47,5
V_2O_4 - 17,5	V_2O_4 - 17,5
CaO - 15	CaO - 15,

то можно установить, что молекулярные формулы указанных стекол существенно отличаются друг от друга:

БС - 2,57 $B_2O_3 \cdot 1,56 V_2O_5 \cdot 0,63 V_2O_4 \cdot 1,4 CaO$;

ФВС - 1,26 $P_2O_5 \cdot 1,56 V_2O_5 \cdot 0,63 V_2O_4 \cdot 1,4 CaO$,

или же:

БС - $B_2O_3 \cdot 0,6 V_2O_5 \cdot 0,25 V_2O_4 \cdot 0,5 CaO$;

ФВС - $P_2O_5 \cdot 1,23 V_2O_5 \cdot 0,5 V_2O_4 \cdot 1,1 CaO$.

Как показывают приведенные формулы, в БС на одну молекулу B_2O_3 приходится 0,6 молекул V_2O_5 , тогда как в ФВС на одну молекулу P_2O_5 приходится 1,23 молекул V_2O_5 , что обусловливает существование одной пространственной сетки в БС и двух - ФВС, одна из которых является фосфатно-ванадатной, а другая - ванадатной. Эти же формулы показывают, что на одну молекулу основного стеклообразователя в БС приходится 0,5 молекул модификатора (CaO), тогда как в ФВС - в 2 раза больше и более, чем и объясняется большая химическая стойкость БС.

Атомная структура БС вышеупомянутого состава выражается

формулой: $B \cdot V_{0.6}^{5+} \cdot V_{0.23}^{4+} \cdot Ca_{0.28} \cdot O_{3.2}$

или же

$B \cdot V_{0.88} \cdot Ca_{0.28} \cdot O_{3.8}$,

которая показывает, что в БВС присутствует достаточное количество кислорода для образования тетраэдров $[VO_4]$ и $[VO_3]$.

Следует отметить, что хотя в V_2O_5 каждый атом ванадия окружен пятью атомами кислорода ($[VO_5]$ — тригональная бипирамида), в стеклах могут существовать тетраэдрические группы

$[VO_4]$; вместе с тем из-за того, что один из атомов кислорода является немостиковым, полиэдры окислов ванадия в стеклообразных структурах должны быть в определенной степени искажены.

В данной работе были исследованы БВС следующего состава (вес %): B_2O_3 — 10-16; CaO — 10,1-17,0 V_2O_5 — 35-55;

V_2O_4 — 15-20. Для определения электрофизических свойств БВС было использовано стекло примерного состава B_2O_3 — 14,5;

$CaO + SrO$ — 10,5; V_2O_5 — 60; V_2O_4 — 15 и метод изготовления "бусинки". Были также изготовлены и изучены элементы из БВС, полученные путем высокочастотного плазменного распыления БВС на ситалловые подложки. БВС характеризуется обычным для переключающих стекол температурным ходом приводимости и вольт-амперной характеристикой (рис. I).

Исследуемые БВС переключатели характеризуются временем задержки ($\tau_3 = 10^{-8}$ и более сек), предшествующим акту переключения и зависящим от величины перенапряжения (напряжение выше так называемого порогового напряжения U_n). Переключение происходит от 10^8 - 10^{10} до 10^4 - 10^5 ом.см. Энергия активации электропроводности для данного стекла порядка 1,05 эв.

Исследования кристаллизационных свойств показали, что БВС за 15-45 мин. кристаллизуются при 350-500°C, при этом удельное сопротивление падает, как и при переключении.

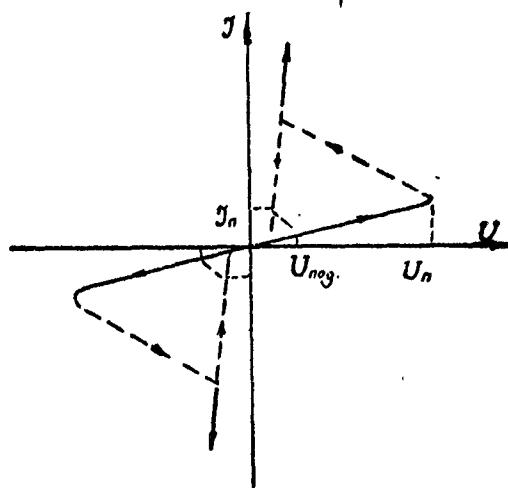


Рис. I. ВАХ элемента из БВС

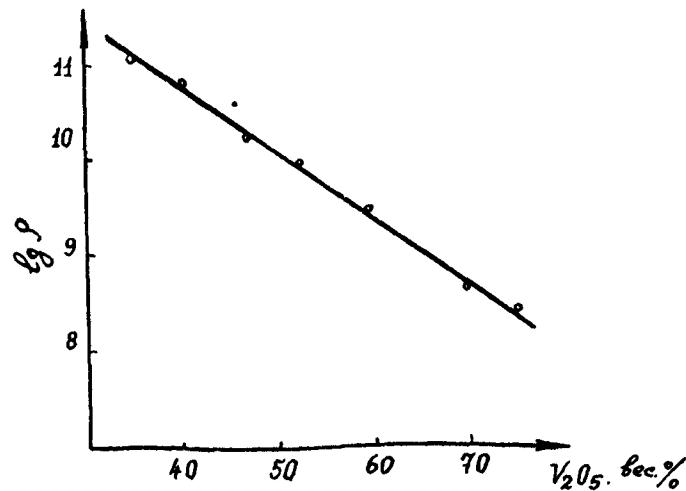


Рис. 2. Зависимость проводимости БВС
от содержания V_2O_5

Как показали микроскопические исследования, точечные образцы с начальным $R = 10^7$ ом после необратимого перехода в низкоомное состояние ($\text{с } R < 10^2\text{-}10^4$ ом) кристаллизуются.

Экспериментально было установлено, что без введения в состав стекла переходного элемента в двух и более валентных состояниях (V^{5+} , V^{4+} , V^{3+}) процесса переключения в элементе не наблюдается.

На рис.2 показана зависимость проводимости стекол системы $\text{CaO-V}_2\text{O}_5\text{-B}_2\text{O}_3$ от содержания окислов ванадия. Как видно из рис.2, с ростом содержания V_2O_5 проводимость стекол возрастает.

На рис.3 приведен спектр ЭПР, наблюдавшийся для стекол, содержащих разновалентные оксиды ванадия (V_2O_5 - 47,5, V_2O_4 - 17,5, CaO - 15, B_2O_3 - 30). Показано, что для данного стекла наблюдается достаточно хорошо разрешенная сверхтонкая структура, обусловленная ядрами V^{5+} .

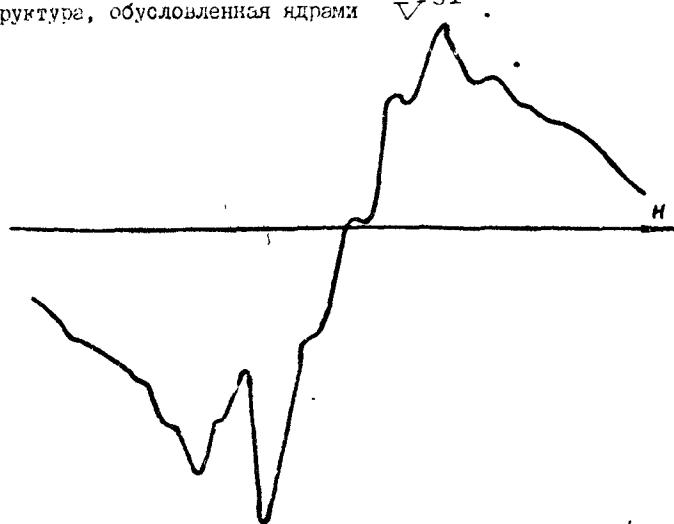


Рис.3. Спектр ЭПР боратно-ванадатного стекла

V_2O_5 , для которого $\frac{R_{\text{катиона}}}{R_{\text{аниона}}} = \frac{0,4}{1,33} = 0,3$, образует пространственные тетраэдры с координационными числами 4, а после присоединения одного ($V^{5+} + e \rightarrow V^{4+}$) или двух электронов ($V^{5+} + 2e \rightarrow V^{3+}$) переходит в октаэдрическое окружение с координационным числом 6 (для V_2O_4 - $\frac{R_k}{R_a} = 0,46$, для V_2O_3 - 0,5). Исходя из вышеизложенного можно предположить, что (V^{3+}) и V^{5+} в стекле должны способствовать структурным превращениям.

На рис.4 приведены штрихдиаграммы монолитных образцов БВС с никелевыми электродами до переключения и после перехода в необратимое состояние с "памятью". Дебаеграмма элемента до переключения содержит только линии, характерные для N_i , так как стекло рентгеноаморфно; дебаеграмма же после перехода в состояние с "памятью" содержит еще две дополнительные, очень слабые линии. Можно предположить, что появление дополнительных линий (рис.2) связано с образованием расширенного кристаллического канала проводимости в объеме элемента.

На основе обобщения указанного экспериментального материала и кристаллохимических расчетов акт переключения в БВС можно представить следующим образом.

При определенном U_n после деформации электронного облака сильным внешним полем (10^5 в/см) происходит отрыв электронов от модифицирующих ионов V^{4+} (V^{3+}), находящихся в междоузлиях стеклообразного каркаса в октаэдрическом состоянии ионов. Оторвавшиеся электроны перескакивают к ионам V^{5+} , находящимся в каркасе стекла ($V^{4+} - e \rightarrow V_0^{5+}$; $V^{5+} + e \rightarrow V_0^{4+}$). Вместе с тем поле способствует выпрямлению структурных тетраэдрических элементов $[\text{VO}_4]$, скаженных ионами B^{3+} . Увеличивается соотношение $\frac{R_k}{R_a}$ от 0,3 до 0,46, тетраэдриче-

ское окружение становится невозможным и нарушается.

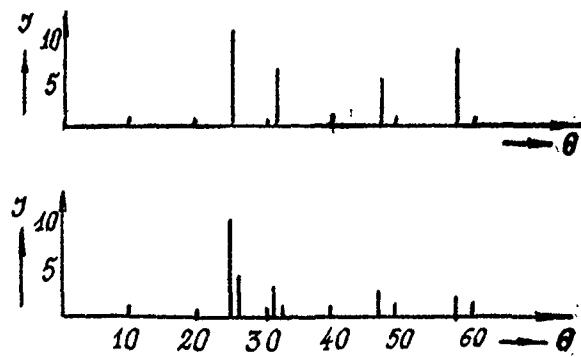


Рис.4. Дебаеграммы элемента из БС.

Ионы V_O^{4+} переходят в октаэдрическое состояние с координационным числом 6. В таком же состоянии могут находиться и ионы V_O^{5+} , так как они за время акта переключения не успеют перестроиться и для них возможно тетраэдрическое окружение. Нехватка кислорода может компенсироваться за счет перехода $[VO_4]$ в $[VO_3]$. В указанных местах меняется ближний порядок, разрывается одна из связей V^{5+} с анионами, ослабляется каркас и происходит упорядочение структуры путем выпрямления полем искаженных полиэдров окислов ванадия. Канал переходит в низкоомное состояние, а окружающее его вещество находится в стеклообразном состоянии.

Поле поддерживает новый порядок, контролирующий действие ионов B^{3+} перекрывается сильным действием поля.

Новый порядок в канале проводимости поддерживается полем до тех пор, пока его поляризующее действие превосходит искажающее действие $[VO_4]$ или $[VO_3]$. С уменьшением поддерживающего напряжения до определенного значения превалирующим становится искажающее действие B^{3+} . Энергия поля уже недоста-

точна для поддержания нового порядка; V^{5+} стабилизируется и занимает место в тетраэдрическом состоянии и в каркасе. B^{3+} деформирует полиэдры $[VO_4]$ окислов ванадия; в канале восстанавливается стеклообразное состояние, сопротивление принимает первоначальное значение.

Следует отметить, что в канале проводимости, в связи с когерентизацией, вещества должно уплотниться почти в 1,3 раза, следовательно, понизится соответственно и высота потенциальных барьеров.

В сильном поле электронные облака, по-видимому, могут располагаться так же, как и при кристаллическом правильно ориентированном состоянии; ускоряющее влияние поля на процесс кристаллизации отмечается во многих работах / 2,3,19 /. В работе / 2 / указывается на возможность структурных переходов под воздействием сильных полей. Следует отметить, что в работе / 14 / говорится не о влиянии поля на процесс кристаллизации, а о коисталлизации электрическим полем. Как уже отмечалось, при переключениях время ($10^6 - 10^{-8}$ сек) недостаточно для термической кристаллизации, а если она и происходит, то, по-видимому, должна иметь полевой характер.

Л и т е р а т у р а

1. E.M.Kendal, J.Can. Phys., v.46, 1968. 2509.
2. Д.Адлер. Электроника, №20, 1970.
3. Б.Т.Коломиец, Э.А.Лебедев. Радиотехника и электроника, 8, № 12, 1963.
4. S.R.Ovshinsky. Patent USA 3721 591 k1 307-885.1966
5. M.H.Cohen, H.Fritzsche, S.Ovshinsky. Phys.Rev.-Letters vol.23. 1969. 1065

6. C.F.Drohke, J.F.Scalon. A.Angel. Phys.Status Solidi, vol.32. 1969. 193.
7. В.И.Гамак, В.Д.Базаров. Известия высших учебных заведений. Физика, № 10, 1968.
8. Г.И.Вадов, И.Н.Воженин, Г.С.Лопатин. Электронная техника. Серия УІ, Микроэлектроника, вып.3, 1971.
9. М.Д.Михайлов. Автореферат. Ленинград, 1976.
10. А.А.Аппен. Химия стекла. Ленинград, 1970.
11. Б.Т.Коломиц. Физика твердого тела, 7, 359, 713, 1964.
12. А.Р.Лусис. Автореферат. Рига, 1975.
13. О.Е.Модебадзе, В.В.Чавчанидзе, М.И.Броцели. Авторское свидетельство, № 529726.
14. О.Е.Модебадзе. Переключающие боратно-занадатные стекла. Деп. ВИНТИ, № 1591-75.
15. Н.Е.Roscol. Phil. Trans, Roy Soc, 158 (1868).
16. Л.А.Гречаник, И.В.Петровых, В.Т.Карпченко. Физика твердого тела, 2, 1961.
17. В.С.Минаев, Б.К.Скачков, Ю.М.Украинский. Сб.докладов конференции по аморфным, жидким и стеклообразным материалам. София, 1972, ч.2.100-103.
18. Г.Роусон. Неорганические стеклообразующие системы. "Мир", 1970.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СТЕКОЛ СИСТЕМЫ



Бродзели М.И., Елигашвили И.А., Коломиц Б.Т., Салуквадзе Н.А., Чицишвили Г.М., Челидзе Т.Л., Шехтер Е.М.

В последние годы наблюдается большой интерес к стеклам, содержащим разновалентные ионы переходных металлов. Эти материалы характеризуются полупроводниковыми свойствами и способны под действием электрического поля резко изменять собственную проводимость на несколько порядков /1/. Изучение электрических параметров этих стекол в переменном поле позволило представить механизм проводимости как активационные прыжки полляронов /2/.

Нами были исследованы стекла, содержащие различные молярные соотношения окислов вольфрама в системе $WO_3-MnO-P_2O_5$ (ВМС), обладающие большой областью стеклообразования. Границы стеклообразования показаны в концентрационном треугольнике, представленном на рис. I-а. Синтез проводился из химически чистых окислов в кварцевых стаканах при температуре 1200 – 1350°C в атмосфере воздуха. Продолжительность варки составляла примерно 60 минут, после чего проводился отжиг при температуре 600°C с дальнейшим медленным остыванием до комнатной температуры. Исследовались образцы, вырезанные и отшлифованные в виде пластинок размерами 12 x 12 x 0,5 мм. Электроды наносились на наибольшие плоскости, ими служили Au, Ag, Al, Pt или специальная проводящая паста.

Изучение электрических релаксационных спектров проводилось в диапазоне частот от 20 Гц до 30 мГц с помощью мостовой схемы. Точность измерений по сопротивлению ~ 0,1%, по

емкости $\sim 0,1$ пФ. По измеренным значениям проводимости (G) и емкости (C) рассчитывались удельная электропроводность γ , диэлектрическая проницаемость ϵ' , диэлектрические потери ϵ'' и коэффициент диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$.

На рис. I приведены частотные зависимости диэлектрической проницаемости и удельной электропроводности для стекол различного состава. Спектры снимались при фиксированных напряжениях из области, где строго выполняется линейная вольт-амперная зависимость (0,5 в/см — для хорошо проводящих стекол и 50 в/см — для плохо проводящих образцов).

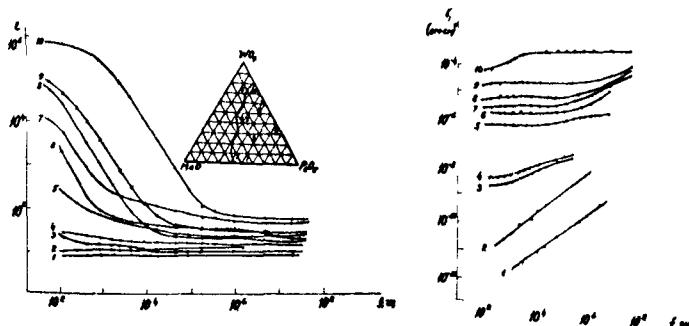


Рис. I. Частотные зависимости: а) диэлектрической проницаемости стекол различного состава; б) удельной электропроводности стекол различного состава.

Приведенные данные получены на образцах с золотыми электродами. Проведенный рентгенофазовый анализ показал, что все исследуемые нами образцы аморфны. Использование различных электродов не вносило существенных изменений в наблюдаемые зависи-

мости. Измерения, проведенные на образцах различной толщины, с достаточной точностью отражали изменения только геометрии образца.

С другой стороны, анализ зависимости электропроводности от состава стекол (рис. 2) показывает, что проводимость увеличивается с ростом относительной доли WO_3 в сумме окислов WO_3 и MnO при любом содержании P_2O_5 . Все это позволяет нам считать, что наблюдаемая частотная дисперсия является характерным объемным свойством стекол системы

$WO_3 - MnO - P_2O_5$, зависит от их состава и структуры и не вызвана какими-либо электродными искажениями, как предполагалось в /3, 4/.

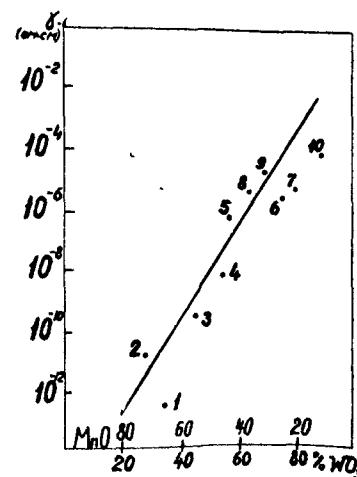


Рис. 2. Зависимость удельной электропроводности от состава стекла.

На рис. I-а видны характерные особенности частотной дисперсии. С увеличением содержания WO_3 растет диэлектрическая проницаемость и абсолютное значение ϵ' достигает

величин $\sim 10^5\text{--}10^6$. Образцы с низкой проводимостью /I, 2/ обнаруживают частотную дисперсию степенного типа $\gamma = \omega^s$, где $s = 0,8$ и значения ϵ' близки к обычно наблюдавшимся на оксидных стеклах и мало зависят от частоты. С повышением проводимости дисперсия приближается к дебаевскому типу, характеризующемуся наиболее вероятными временами релаксации. Причем с повышением частоты наблюдается тенденция перехода к обычной степенной зависимости.

Частотная зависимость $\gamma, \epsilon', \epsilon''$ в основном может быть описана дисперсионными уравнениями Лебая при коулкоуловском симметричном распределении времени релаксации σ

$$\epsilon' - i\epsilon'' - \epsilon_\infty = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}},$$

где α - коэффициент, характеризующий остроту распределения.

В таблице I приведены значения α и τ для образцов различного состава. С увеличением содержания WO_3 уменьшаются значения α и времена релаксации - τ .

Таблица I.

Номер образца	Параметр распределения	Время релаксации
4	0,477	$5,3 \cdot 10^{-4}$
5	0,33	$3,2 \cdot 10^{-4}$
8	0,244	$1,6 \cdot 10^{-4}$
9	0,2	$1,6 \cdot 10^{-4}$
10	0,178	$0,8 \cdot 10^{-4}$

На рис.3 приведены зависимости проводимости и емкости от приложенного напряжения в диапазоне $10^{-2}\text{--}3 \cdot 10^2$ в/см для хо-

рошо проводящего образца. Мы видим, что при напряжении выше некоторого порогового электропроводность резко возрастает, при этом наблюдается уменьшение емкости.

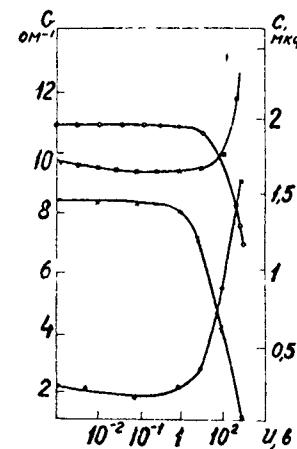


Рис.3. Зависимость проводимости и емкости от приложенного напряжения

140 Гц	$C - x$	$G - \cdot$
30 Гц	$C - o$	$G - =$

Что касается высокоменных образцов, то они проявляют линейную зависимость во всем диапазоне используемых напряжений.

Большое значение ϵ - десятки тысяч и более - могут быть объяснены в рамках двух моделей теории неоднородных диэлектриков Максвелла-Вагнера.

I. Проводящие включения в диэлектрической матрице с

III

$$\epsilon = \epsilon_i / (1 - \varphi)^3, \quad (I)$$

где φ - объемная доля проводящих включений.

2. Проводящие зерна с тонкой непроводящей оболочкой в проводящей матрице. В этом случае /3/:

$$\epsilon = \frac{9\varphi}{4(1+\varphi_1)^2} \alpha C_n \frac{1}{1 + \alpha G_n \left[\frac{1}{\lambda} - \frac{1-\varphi}{1+\varphi_2} \cdot \frac{1}{2\lambda} \right]} , \quad (2)$$

где α и φ - соответственно радиус и объемная доля включений, C_n и G_n - емкость и проводимость единицы поверхности оболочки в см/см² и мо/см², λ_1 и λ_2 - проводимости матрицы и содержимого включения.

Поскольку объемная доля проводящей компоненты φ в наших стеклах не превышает 50%, ДП по первой модели не может быть больше 100. Вряд ли применима и вторая модель, так как при $\alpha G \ll 1$ (рентгеноструктурный анализ показал отсутствие зерен) диэлектрическая проницаемость становится независимой от проводимости среды.

Для интерпретации полученных данных приемлемым механизмом представляется диффузионно-миграционная поляризация заряженных микронеоднородностей /4/. Согласно этой модели, в результате перекрестного эффекта при наложении миграционного и диффузионного потоков микронеоднородность с характерным размером ℓ создает поляризацию, время релаксации которой

$$\tau = \frac{\ell^2}{D} , \quad (3)$$

где D - коэффициент диффузии носителя (электрона, иона, дырки).

Проведем интерпретацию в предположении, что микронеоднородности представлены конечными проводящими кластерами /5/, которые образуют цепочки ионов W с переменной валентностью /2,8-10/.

Согласно теории Максвелла, прирост комплексной диэлек-

трической проницаемости $\Delta\epsilon^*$ супензии частиц (в нашем случае микронеоднородностей)

$$\Delta\epsilon^* = 4\pi N \epsilon_i^* d^*/E_0 , \quad (4)$$

где N - число диполей (кластеров) в единице объема,

$\epsilon_i^* = (\epsilon'_i - i\epsilon''_i)$ - комплексная ДП вмещающей среды, d^* - комплексный дипольный момент кластера, E_0 - среднее макроскопическое поле.

Для действительной части $\Delta\epsilon^*$ имеем

$$Re \Delta\epsilon^* = 4\pi N (\epsilon'_i Re d^*/E_0 - \epsilon''_i Im d^*/E_0) . \quad (5)$$

Поскольку $\epsilon''_i = 4\pi\gamma_i/\omega$, то при частоте $\omega \rightarrow 0$ величина $\epsilon''_i \rightarrow \infty$, если среда является проводящей. Тогда, если только $Im d^*/E_0 \neq 0$, т.е. если при $\omega \rightarrow 0$ поляризационное поле кластера заметно отстает по фазе от приложенного поля (см.3), второй член в выражении (5) может быть очень большим, что и объясняет аномально большие значения

ϵ на НЧ. Следовательно, проводимость среды усиливает слабую поляризацию кластеров за счет наведения вторичных токов проводимости, отстающих по фазе от первичного поля и поэтому воспринимающихся как реактивные токи. Этим можно объяснить корреляцию между диэлектрической проницаемостью и электропроводностью системы, а следовательно, и с содержанием в ней W .

Поскольку характерный размер кластера ℓ для данной системы должен иметь некое наиболее вероятное значение, дисперсия по частоте следует дебаевской модели с разбросом, характеризуемым α - параметром функции распределения времен релаксации. На высоких частотах поляризация кластера не успевает установиться, дебаевская дисперсия ϵ и γ исчезает и в проводимости доминирующими становятся некоррелированные,

одиночные прыжки, что и отмечается как тенденция к частотной зависимости γ вида $\omega^{0.8}$ (рис. 1б). При малом содержании W (малой ЭП) подобная зависимость характерна и для низких частот, что, по-видимому, означает отсутствие кластеров при концентрации W меньше некоторой критической (примерно 30-40%).

Полевые характеристики можно объяснить, исходя из представления о том, что при $E = 10^6$ в/см² носители "просачиваются" через диэлектрические барьеры между конечными кластерами и образуется бесконечный кластер (происходит переколяция). Это, конечно, не есть эффект переключения, который имеет место в сильных полях ($E \sim 10^5$ - 10^6 в/см²). При переколяции, естественно, уменьшается ϵ , ибо процессы стекания заряда доминируют над накоплением.

Л и т е р а т у р а

1. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. "Мир", М., 1974.
2. Дусис А.Р. и др. Полярно-прыжковая проводимость в полупроводниковых оксидных стеклах. В сб."Электронные явления в некристаллических полупроводниках". Ред. Б.Т. Коломиец. "Наука", Л., стр.260, 1976.
3. Sayer M. et al. Appl. Phys. 42, 2857, 1971.
4. Mansingh A, Vaia K., Tandon R., J. Phys. Solid State Phys. 8, 1023, 1975; ibid, 9, 1809, 1976.
5. Ханан А. Электрические свойства эмульсий. В сб."Эмульсии" Ред. Ф.Шерман, "Химия", Л., стр.313, 1972.
6. Духин С.С., Шилов В.Н. Диэлектрические явления и двойной слой в дисперсных системах и полисолютах. "Наукова думка", Киев, 1972.

7. Челидзе Т.Л. Поверхностные эффекты в диэлектрической спектроскопии гетерогенных систем. Дисс. докт., Кисв, 1975.
8. Ifras. A., Shklovskii B. Hopping conduction and critical indexes of the percolation theory
Сб. "Электронные явления в некристаллических полупроводниках". Ред. Б.Т. Коломиец. "Наука", Л., стр.69, 1976.
9. Eggerer T., Conen M., Phys. Rev. Lett. 25, 807, 1970; 27, 129, 1971.
10. Tritzsche H. in "Amorphous Semiconductors" Ed. J. Tauc, N. Plenum Press, 1973.
- II. Kirkpatrick S. Percolation and conduction Rev. Mod. Phys. 45, 574, 1973.

СПЕКТРЫ ПОГЛОЩЕНИЯ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ
ПОЛИЭТИНИЛПИРИДИНА И СОПОЛИМЕРА НАФТАЛИНА С БЕНЗОЛОМ

Бродзели М.И., Гилельс А.М., Елигулашвили И.А.,
Шерле А.И.

Успехи химии полисопряженных систем привели к синтезу широкого класса полупроводниковых веществ, представляющих большой научный и практический интерес, в частности, благодаря своим специфическим оптическим и фотоэлектрическим характеристикам /1,2/. В настоящем сообщении приводятся результаты исследований таких характеристик для двух полимеров: полиэтинилпирордина (ПЭП) и сополимера нафталина с бензолом.

Спектры поглощения полимеров, высажденных в виде тонких пленок (1-2 мкм), представлены на рис. I (кривые 1,2). Характерной особенностью их является размытость, которая обусловлена, вероятно, наличием в структуре участков сопряжения различной протяженности. При этом, в отличие от исходных мономеров, поглощающих лишь в ближней УФ и синей области, поглощение полимеров, охватывает всю видимую и (для ПНБ) простирается в ИК область спектра.

Для многих органических соединений с сопряженными связями, в том числе и для некоторых полимеров, было показано, что оптическое поглощение приводит к образованию возбужденных состояний, которые, распадаясь, дают свободные носители заряда, что проявляется в наличии у материалов фотопроводимости /2/.

ПЭП и ПНБ не обнаруживают фотоэлектрической чувствительности в условиях эксперимента, используемых обычно при исследовании органических полупроводников. Представляло бы интерес показать, что для них также имеется принципиальная возможность фотоэлектрически активного распада молекулярных возбуждений.

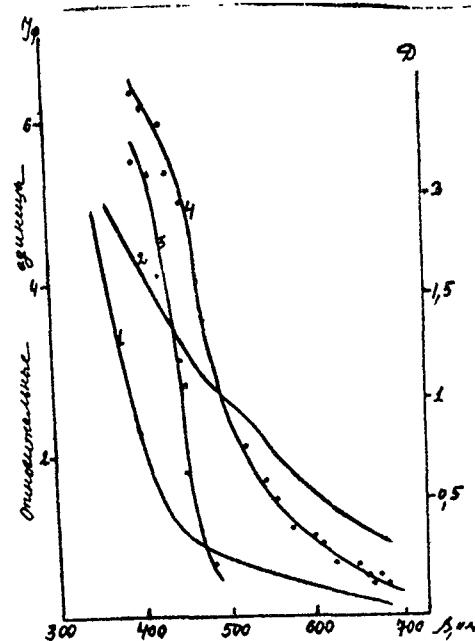


Рис. I. Спектры поглощения и фотоэлектрической чувствительности полимеров: ПЭП (кривые 1 и 3 соответственно) и ПНБ (кривые 2 и 4).

Из ранних работ /3-5/ известно, что в системах полимер с сопряженными связями – акцептор фотоэлектрическая чувствительность полимера может быть увеличена на несколько порядков без комплексообразования. Этот эффект имеет место для гетерофазной системы и сводится к увеличению квантового выхода образования свободных носителей. Существуют два возможных механизма, объясняющих этот эффект: 1) экситон, возникший в полимере при оптическом возбуждении, мигрирует в такой системе к границе раздела фаз донор–акцептор и там распадается, аль-

трон переходит в акцептор, а дырка движется по слою донора /6/, 2) акцептор создает поверхностные центры, на которые переходят электроны с центров захвата донора, что увеличивает квантовый выход фототока в доноре /4/.

Как показали результаты наших исследований, в гетерофазных системах ПЭП и ПНБ с акцептором хлоранилом действительно удается наблюдать фотопроводимость этих полимеров (рис. I, кривые 3 и 4).

Нами были сняты спектры поглощения растворов исходных компонентов и смесей с различными соотношениями молярных концентраций донора и акцептора, а также пленок исходных компонентов и гетерофазных систем донор-акцептор. Пленка хлоранила наносилась на подложку вакуумным распылением, а пленка полимера высаживалась из раствора, после чего высушивалась в вакууме до полного удаления растворителя. Фотопроводимость исследовалась в планарных структурах. Измерительная ячейка с образцом откачивалась до 10^{-5} мм рт.ст. Освещение проводилось монокроматическим светом в области 400-700 нм от лампы нагревания 400 вт.

Спектры поглощения наших систем указывают на отсутствие какого-либо комплекса с переносом заряда между донором и акцептором, который поглощал бы в интересующей нас видимой области. Комплексообразование не было обнаружено и в растворе.

Из рисунка видно, что фотопроводимость исследуемых систем наблюдается в области поглощения полимеров и имеет место корреляция их спектров. ПНБ, имеющий более размытый спектр поглощения, сохраняет фоточувствительность в более широкой области спектра. Это исключает возможность фотопроводимости наших систем за счет инъекции электронов из акцептора.

Таким образом, наблюдаемый нами фототок должен быть свя-

зан с увеличением квантового выхода фотоносителей, вызванным наличием границы раздела полимер-акцептор, и фотоэлектрические свойства системы определяются поглощением света в полимере.

В исследуемых нами системах фотопроводимость имеет место при любой последовательности нанесения компонентов на подложку. Кратность фототока I_Φ/I_m достигает 2-3 порядков и сильно зависит от темновой проводимости нижнего слоя, определяющего проводимость всей системы. Наибольшее значение фототока наблюдается при высаживании полимера из раствора на слой хлоранила, что, видимо, связано с увеличением концентрации центров распада экситонов за счет комплексообразования между хлоранилом и растворителем. Следует отметить, что это комплексообразование не является непосредственной причиной наблюдаемого нами фототока.

Нами были исследованы также гетерофазные системы с электродами между донорным и акцепторным слоями.

В ячейках, где хлоранил напылен непосредственно на электроды, а слой полимера, по которому осуществляется проводимость, нанесен сверху, новое расположение электродов приводит к увеличению фототока. В ячейках же, где полимер наносится непосредственно на электроды, заметного изменения фототока не наблюдается. Это можно объяснить тем, что перемещение электродов в первом случае создает оптимальные условия для рождения фотоносителей непосредственно около электродов как при развале экситонов в самом полимере, так и на поверхностных центрах. Во втором же случае улучшаются условия только при развале экситонов на границе раздела. Поэтому отсутствие увеличения фототока свидетельствует о том, что повышение квантового выхо-

да фотоносителей в наших системах осуществляется именно за счет опустошения центров распада в полимере.

Выводы

1. Измерены спектры оптического поглощения полимеров полиэтилинипиридина и сополимера нафталина с бензолом.

2. Получены гетерофазные системы исследуемых полимеров с хлоранилом. Обнаружена фотопроводимость указанных систем и измерены ее спектральные характеристики. Спектры фотоэлектрической чувствительности коррелируют со спектрами поглощения полимеров.

3. Показано, что фоточувствительность полученных систем объясняется ростом квантового выхода фототока в полимере за счет опустошения в нем центров распада акцепторов.

Л и т е р а т у р а

1. A.A.Berlin, A.Y.Sherle. *Inorg.Marcomol.*
Rev., 1, 235, 1971.
2. В.С.Мыльников. Успехи химии, 10, I82I, 1974.
3. А.А.Берлин, И.А.Драбкин, Л.Д.Розенштейн, М.И.Черкашин,
М.Г.Чаусер, П.П.Кислица. Изв. АН СССР, Сер. хим.,
I, I339, 1967.
4. В.А.Бендерский, Н.Н.Усов. ДАН, I67, 848, 1966.
5. V.Mylnikov, A.Terenin, Molec.Phys., 2, 3871, 1964.
6. Л.И.Богуславский, А.В.Ваников. Органические полупроводники и биополимеры. "Наука", М., 1968, стр.30.

НОВЫЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЙ МАТЕРИАЛ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Модебадзе О.Е.

Как известно, оксидные стекла характеризуются относительно большими временами переключения и повышенной температурной чувствительностью параметров / 1 /. Устранение указанных и других недостатков (например, недостаточной стабильности порогового напряжения) невозможно без выяснения механизма переключения и взаимосвязи составов, технологических свойств стекол и их физических параметров.

Качественные модели механизма переключения (шнурование тока / 1 /, прыжковая проводимость / 2 /, лавинный эффект / 3 / и др.) для отдельных систем стекол не раскрывают сущности указанного процесса.

Выяснение общей закономерности перехода полупроводниковых стекол в состояние с отрицательным сопротивлением, по-видимому, должно быть связано с систематическим изучением обширного класса оксидных и ХГС.

С этой точки зрения представляет определенный интерес синтез новых переключающих стекол в системе $B_2O_3-C^{\alpha}-S_6O_5-Sb_2O_3$.

Составы синтезированных переключающих стекол приведены в таблице I.

Температура варки указанных стекол составляет 1000-1200°С, продолжительность варки 20-70 минут, температура размягчения 300-600°.

Таблица I
Составы боратно-стибичевых стекол

Индекс стекол	Содержание окислов, вес. %					
	B ₂ O ₃	CaO	Si ₆ O ₃	Si ₆ O ₅	Na ₂ O	SiO ₂
П-62	10	15	20	25	-	-
П-63	37	13,7	-	16	3,3	-
П-64	33	13,7	16	-	-	4
П-65	38,1	14,3	47,6	-	-	-
П-67	35,1	14,3	47,6	-	-	3

П* - переключающее стекло.

Следует отметить, что температура и продолжительность варки оказывают большое влияние на электрические свойства стекол. Для получения стабильных результатов необходимо соблюдение строго определенных режимов варки и охлаждения стекломассы. Электрическое сопротивление указанных стекол в стеклообразном высокоомном состоянии составляет 10^6 - 10^7 ом.см.

Все стекла являются бесцветными, но П-65 охлаждается частично в поликристаллическом, частично в стеклообразном состоянии. П-62 дает поликристаллическую массу.

Из стекол изготавлили пленочные и "бусинковые" * элементы. Расстояние между никелевыми электродами - 20-100 мк, поко-

* Многоэлементные матрицы из таких стекол, наряду с методом напыления, можно изготовить путем нанесения капелек стекла на подложку и припаивания электродов к верхней части капелек.

/ 2 /.

говое напряжение 40-300 вольт, электрическое сопротивление до переключения 10^5 - 10^8 ом, после переключения 10 - 10^3 ом; нагрузочное сопротивление 10^4 - 10^6 ом.

При определенных (пороговых) напряжениях в прозрачных образцах часто наблюдается процесс шнурования тока, после чего происходит переключение.

Вместе с тем, часто появляется не один, а несколько шнурков. Шнурки нередко становятся настолько интенсивными, что разрушают "бусинковый" элемент (вплоть до испарения стекла). При шнуровании сила проходящего через образец тока не меняется: составляет 0,15 - 1,5 ма. Интенсивное шнурование часто разрушает и электроды элемента.

Как показали микроскопические исследования, образование шнура не всегда сопутствует процессу переключения. По-видимому, шнурование в основном происходит в стеклах, содержащих модифицирующие окислы в окончательном (априморском, Si^{3+}) состоянии.

На рис. I приведена ИАХ стекла П-65. Данное стекло является наиболее "необычным" среди известных переключающихся стекол. Дело в том, что в "бусинковых" элементах, изготовленных из данного стекла, наблюдается т.н. самопереключение из низкоомного состояния в высокоомное, т.е. в отличие от "обычных" стекол перескок в высокоомное состояние происходит без уменьшения проходящего в образце тока. Как показано на рис. I, при 140 в на "бусинковом" образце из стекла П-65 происходит самопроизвольный обратный перескок в низкоомное состояние (в неопределенные интервалы времени (1-30 сек) и при этом напряжение на образце падает до 5-10 в, а ток увеличивается от 200 мка до 1,6 ма

(на рис. I показано стрелкой). Данный переход может происходить как в сопровождении шнурковки, так и без нее.

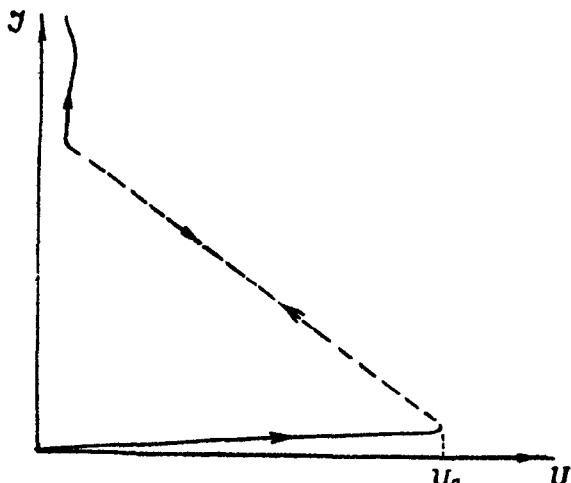


Рис. I. ВАХ элемента из БСС

При введении в состав данного стекла двуокиси кремния процесс самопроизвольного обратного переключения не исчезает. Механизм данного процесса неясен. Можно предполагать, что для данного стекла превалирующим является полевой эффект.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Н.Вадов, И.Н.Воженин, Г.С.Лопатин. Электронная техника. Серия VI, вып.3, 1971.
2. N.T.Mott, W.D. Twod. Advances Phys., v 10, N 38, 1961, 107.
3. Перши. Электроника. т.40, №15, 1967.

О НЕКОТОРЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Накашидзе Г.А.

Со дня основания Института кибернетики АН ГССР перед разработчиками новых полупроводниковых функциональных элементов для оптических кибернетических систем всталась задача создания приборов, способных излучать и детектировать видимый свет. Излучатели света и фотоприемники необходимы для создания оптрана — основного функционального элемента оптических кибернетических систем.

Совершенно новые физические принципы создания основных узлов и систем оптоэлектронной полупроводниковой вычислительной машины нами были предложены и теоретически обоснованы в работе /1/. Следующий этап состоял в выборе полупроводниковых материалов для создания излучателей света и приемников излучения с целью создания на их основе оптрана, отвечающего всем требованиям, поставленным проблемой создания оптоэлектронной кибернетической системы (ОВМ, ОПЗУ, ООЗУ и др.).

В качестве материала для создания полупроводникового излучателя света нами был выбран фосфид галлия. Этот материал принадлежал к числу наиболее перспективных соединений A^3B^5 , благодаря большой ширине запрещенной зоны, высокой температурной устойчивости и люминесцентным свойствам. На основе фосфида галлия мы надеялись создать высокоеффективный источник излучения в видимой области спектра.

В течение ряда лет мы исследовали оптические и электрические свойства фосфида галлия, занимались технологией выра-

щивания из нестехиометрического расплава кристаллов фосфida галлия, разработали технологию получения р-п-переходов на основе этого материала. В результате этих работ нам удалось создать высокоэффективные излучатели света, способные излучать свет в зеленой, желтой и красной областях спектра, в зависимости от легирующего материала /2-5/.

На основе высокоомного фосфida галлия нам удалось создать фотоуправляемый излучатель света. Эти приборы имеют вольт-амперную характеристику с участком отрицательного сопротивления (ОС), которая позволяет использовать их как переключатели с двумя стабильными состояниями. Переключение из одного состояния в другое можно производить как электрическим сигналом, так и световым /6/. В состоянии "включено", когда через прибор протекает ток порядка нескольких миллиампер, из р-п-перехода излучается свет в видимой области спектра.

В качестве материала, на основе которого мог быть создан фотоприемник, отвечающий требованиям, предъявляемым проблемой осуществления высокоэффективной оптической связи оптрана, был выбран кремний. Основной причиной этого выбора послужил ряд свойств кремния: температурная устойчивость, технологичность, спектр фотопроводимости, совпадающий со спектром излучателей, созданных на основе фосфida и арсенида галлия.

В течение ряда лет на основе кремния нами были созданы фотодиоды, фототриоды, фотопереключатели со структурой р-п-р-п- и р-п-р-п- типа /7-9/. На базе указанных приборов, фосфид галлиевых и арсенид галлиевых электролюминесцентных излучателей были собраны оптрыны.

В течение последних лет нами была разработана технология создания фотоприемных твердотельных матриц на монолитной

кремниевой подложке. Это дало нам возможность создать мало-табаритную оптоэлектронную постоянную память на 1024 бит с оптической записью и выборкой информации /10, 11/.

Л и т е р а т у р а

1. Г.А.Накашидзе, В.В.Чавчанидзе, М.И.Бродзели. Авторское свидетельство № 29678, 1963.
2. Г.А.Накашидзе, С.М.Абрамов, Б.Г.Беденашвили, Н.П.Мачкарова, М.О.Канделаки, Л.М.Куталадзе, О.Г.Песков. Сообщения АН ГССР, ХП:1, 1966.
3. Г.А.Накашидзе, С.М.Абрамов, Б.Г.Беденашвили, Н.П.Мачкарова, Л.М.Куталадзе, И.Н.Сагинашвили. Сообщения АН ГССР, XIУ, № 2, 1967.
4. Г.А.Накашидзе, С.М.Абрамов, Б.Г.Беденашвили, Н.Г.Джанашвили, Н.П.Мачкарова, И.Н.Сагинашвили. "Микроэлектроника," т. II, вып. 6, 1973.
5. Г.А.Накашидзе, С.М.Абрамов, Н.Г.Джанашвили, Н.П.Мачкарова, И.Н.Сагинашвили. "Электронная техника", серия 2. Полупроводниковые приборы, вып. 3/75/, 1973.
6. Г.А.Накашидзе, С.М.Абрамов, Н.П.Мачкарова, И.Н.Сагинашвили. "Микроэлектроника", т. 3, вып. 3, 1974.
7. Л.А.Гогава, Г.А.Накашидзе, Н.М.Делерзон, Е.Г.Джапаридзе, И.В.Кахабришвили, А.Г.Тер-Саркисова. Сообщения АН ГССР, XIII, № 3, 1966.
8. Г.А.Накашидзе, Е.Г.Джапаридзе, Р.Н.Торомелидзе, Л.А.Гогава, А.Г.Тер-Саркисова. Сообщения АН ГССР, т. I, № 3, 1968.

9. Г.А.Накашидзе, Л.А.Гогава, Е.Г.Джапаридзе, А.Г. Тер-Саркисова. Сообщения АН ГССР, т.1, № 2, 1968.
10. Л.А.Гогава, Е.Г.Джапаридзе, Г.А.Накашидзе, А.Г. Тер-Саркисова. Всесоюзный семинар - "Современные элементы оптоэлектроники для передачи, приема и хранения информации" (Симферополь), 20-23, 1976.
- II. В.В.Чавчанидзе, Р.А.Джилавадзе, Е.Г.Джапаридзе, В.С. Чагулов, О.А.Элизбаравшили, Г.А.Накашидзе. Оптоэлектронные ПЗУ на 1024 бит. Всесоюзный семинар (Симферополь), 1976.

ТЕНЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ ИОН-РАДИКАЛЬНЫХ СОЛЕЙ ТЕТРАЦИАНХИНОДИМЕТАНА

Бродзели М.И., Гурциев С.И., Елигулашвили И.А.,
Керцман Э.Л., Власова Р.М., Шерле А.И.

В работе /1/ показано, что ион-радикальные соли тетрацианхинодиметана ($TCNQ$) обнаруживает заметное изменение электропроводности при действии одноосного растяжения или сжатия. Коэффициент тензочувствительности, определенный на поликристаллических прессованных образцах, лежит в пределах $k = 25-30$. Известно, что соли $TCNQ$ по своей структуре и свойствам являются квазиодномерными /2/. В связи с этим представляло интерес изучение влияния на электропроводность монокристаллов этих соединений одноосного напряжения при различной взаимной ориентации направления проводящих нитей в кристалле, одноосного механического напряжения и тока.

В данной работе проведено такое исследование на монокристаллах $C_3_2(TCNQ)_3$ /3/ с электропроводностью для трех направлений в кристалле $I \times 10^{-3}$, 4×10^{-5} , $4 \times 10^{-5} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ и $TEA(TCNQ)_2$ /4/ с электропроводностью $4,5 \times 10^{-2}$, $I \times 10^{-3} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Кристаллы в виде тонких удлиненных пластинок ($10 \times 1,5 \times 0,3$ мм) выращивались из раствора в ацетонитриле при медленном охлаждении с заданной скоростью $\sim 1,5$ град/час в атмосфере аргона /7,8/. Для обеих солей максимальная электропроводность наблюдается вдоль длинного ребра, и в дальнейшем при ориентации одноосного механического напряжения в кристалле направление максимальной электропроводности обозначено через "у". Для $C_3_2(TCNQ)_3$ - это кристаллографическая ось β /010/, для $TEA(TCNQ)_2$ - ось α /100/.

Коэффициент тензочувствительности $k = \Delta R/R \cdot \varepsilon$, где
 $x(TEA-C_2H_5)_3H^+$ (триэтиламмоний)

$\Delta R/R$ - относительное изменение сопротивления, $\epsilon = \Delta l/l$ - относительная деформация, измерялся методом изгиба балки равного сопротивления. Кристаллы наклеивались на балку с помощью полистирола, растворенного в толуоле так, чтобы одноосное напряжение было направлено вдоль или поперек "у". Контрольный опыт по измерению K эталонного проволочного тензодатчика показал, что используемый клей передает деформацию без существенного искажения. Электропроводность кристаллов вдоль "у" измерялась четырехэлектродным методом, поперек "у" - двухэлектродным. Для нанесения таких электродов использовалась серебряная паста, потенциальные зонды наносились напылением серебра. На торированной балке были измерены два продольных и два поперечных коэффициента тензочувствительности $k_{yy}, k_{xx}, k_{xy}, k_{yx}$ соответственно^{x)}. Измерение зависимости изменения сопротивления ΔR от угла между механическим и электрическим напряжением на одном и том же кристалле было проведено на специальной круглой балке. Кристалл наклеивался в центре круглой балки вдоль ее диаметра, как показано на рис. I. Размеры образца были малы по сравнению с диаметром балки. Чуток поворота балки относительно направления приложения силы F задавался угол φ между одноосным напряжением и направлением "у". Угол φ изменялся от 0 до 2° с интервалом 15°.

На рис. I приведены зависимости изменения сопротивления вдоль "у" ΔR_y и вдоль "х" ΔR_x от φ . Видно, что для $C_{32}(TCNQ)_3$ сопротивление вдоль "у" (кривая Ia) воз-

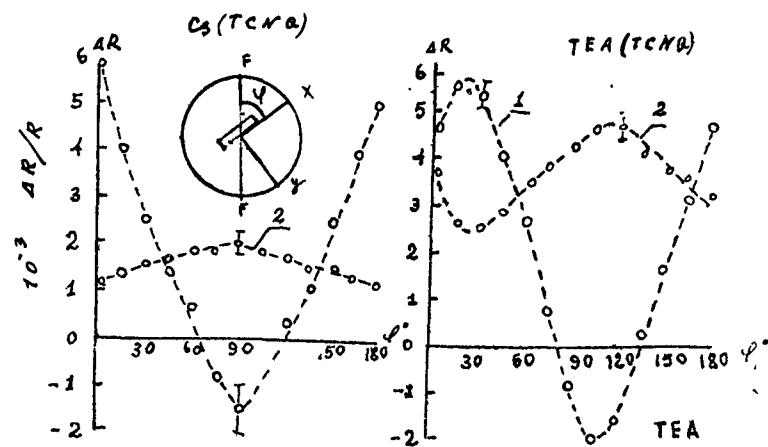


Рис. I. Зависимость изменения R от угла между направлением одноосного напряжения F и направлением наибольшей электропроводности в кристалле. 1-электрическое напряжение вдоль "у". 2-вдоль "х".

растает, когда растягивающее напряжение приложено в том же направлении, $\varphi=0$, $\Delta R>0$. Когда растягивающее напряжение перпендикулярно "у" ($\varphi=90^\circ$), сопротивление вдоль "у" уменьшается; $\Delta R_y < 0$. При измерениях поперек "у" сопротивление увеличивалось, $\Delta R_x > 0$, как при $\varphi=0$, так и при $\varphi=90^\circ$. В случае растягивающего напряжения, действующего под углом $0^\circ < \varphi < 90^\circ$, имеет место суммарный эффект. Описанные выше изменения сопротивления обратны и при действии одноосного скатия наблюдаются с обратным знаком.

Для $TEA(TCNQ)_3$, как видно из рис. Iб, имеют место аналогичные зависимости ΔR от φ , с той лишь разницей, что наибольшее изменение сопротивления наблюдается вблизи $\varphi=15$ и 105° . Это различие связано, по-видимому, с тем фактом,

x) в обозначениях первый индекс относится к направлению механического напряжения, второй - электрического.

что для $C_3_2(TCNO)_3$ проводящие цепочки молекул $TCNO$ направлены вдоль "у", т.е. при $\varphi=0$ совпадают с направлением механического напряжения. Для $TEA(TCNO)_2$ направление проводящих цепочек несколько отличается от "у". По данным работы /4/, угол между направлением стопок $TCNO$ /101/ и осью α /100/ составляет 34° , т.е. близок углу между направлением механического напряжения при наибольшем изменении сопротивления ΔR_{max} и осью α . Таким образом, наибольшее изменение сопротивления при деформации для обеих солей имеет место в том случае, когда механическое напряжение направлено вдоль проводящих нитей.

В таблице приведены значения k для продольного k_{yy} , k_{xx} и поперечного k_{xy} , k_{yx} эффектов.

Таблица

Кристалл	k_{yy}	k_{yx}	k_{xy}	k_{xx}
$C_3_2(TCNO)_3$	60 + 80	20 + 30	-5 + -10	30 - 40
$TEA(TCNO)_2$	100 + 120	25 + 30	-10 + -15	50 - 60

Для каждого коэффициента приведен разброс значений, полученных на разных образцах, связанный, по-видимому, с некоторой невоспроизводимостью в приклеивании образцов. Высокие значения k указывают на то, что наблюдаемые эффекты обусловлены изменением удельного сопротивления, а не геометрии образцов /7/. Видно, что с учетом наблюдавшегося разброса данных тензочувствительность кристаллов $TEA(TCNO)_2$ несколько больше, чем у $C_3_2(TCNO)_3$. Анизотропия продольной тензочувствительности невелика, $k_{yy}/k_{xx} \sim 2$. Коэффициенты попереч-

ной тензочувствительности имеют противоположные знаки,

$$k_{xy} < 0, k_{yx} > 0.$$

Так как коэффициент Пуассона меньше единицы ($\mu \approx 0,25$ для используемой стальной балки), то можно было бы предположить, что заданная балкой деформация вдоль проводящих нитей изменяет в основном расстояние между молекулами $TCNO$ вдоль нитей и увеличение этого расстояния влечет за собой увеличение сопротивления вдоль нитей. R_y ($k_{yy} > 0$). Деформация поперек нитей изменяет преимущественно расстояние между нитями, и увеличение этого расстояния приводит к уменьшению вероятности перехода электрона между нитями и к увеличению R_x ($k_{xx} > 0$). Растяжение поперек нитей приводит также к некоторому сжатию вдоль нитей и к наблюдаемому уменьшению R_y ($k_{xy} < 0$). Можно было бы ожидать, что растяжение вдоль нитей приведет к уменьшению сопротивления в поперечном направлении R_x , вследствие некоторого поперечного сжатия, заданного балкой. Однако при продольном растяжении наблюдается увеличение как продольного, так и поперечного сопротивления ($k_{yy} > 0, k_{yx} > 0$).

Известно, что значительную роль в переносе заряда в квантоводномерных системах играет частичная локализация электронов вдоль нитей, определяемая некоторой неупорядоченностью и дефектами структуры /2,8/. По-видимому, продольное растяжение сопровождается увеличением этой локализации, что и вызывает увеличение как продольного, так и поперечного сопротивления.

Л и т е р а т у р а

1. А.А.Берлин, М.И.Бродзели, С.И.Гурциев, И.А.Елигулашвили, Э.Л.Керцман, В.В.Кузина, А.И.Шерле. Журнал физической химии (в печати).
2. Y.F.Schegolev. Phys.Stat.Sol. (a) 12, 9, 1972
3. C.Y.Fritchie, P.Arthur, Acta Cryst. 21, 139, 1966
4. H.Kobayashi, L.Ohashi, F.Marumo, I.Saito, Acta Cryst. B 26, 459, 1970.
5. Р.М.Власова, Ю.Г.Нуруллаев, Л.Д.Розенштейн, В.Н.Семкин, С.К.Косими, Х.С.Каримов, В.Д.Брмакова. ФТТ 17, II69, 1975.
6. Р.М.Власова, А.И.Гутман, Н.Ф.Картенко, Л.Д.Розенштейн, Л.С.Агрескин, Г.В.Папаян, Л.П.Раутиан, А.И.Шерле. ФТТ 17, 1975.
7. Ю.В.Илисаевский. Полупроводниковые тензометры. Л.1963.
8. A.N.Bloch, R.B.Weisman, C.M.Varma, Phys. Rev. Lett., 28, 753, 1972.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СМЕКТИЧЕСКИЕ ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ

Аронишидзе С.Н., Кушниренко М.Н., Пилиашвили Т.С., Чилая Г.С., Элашвили З.Н.

В последние годы внимание исследователей привлекают смектические жидкие кристаллы. В данной работе исследуются рацемическая и оптически активная формы *p*-2-метилбутокси-бензилиденамино-*p*'-метилового эфира бензойной кислоты.



Оптически активный амиловый спирт ($[\alpha]_D^{20} = 5,8$, что составляет 98,3% оптически активного компонента) получался ректификацией изоамилового спирта. Рацемическая форма этого спирта синтезировалась по Губенсу / I /.

Спирты переводились в бромпроизводные, а при взаимодействии последних с *p*-оксибензальдегидом в среде циклогексанона получались соответствующие аллоксибензальдегиды. Конденсацией 2-метилбутоксибензальдегида (оптически активный и рацемат) с метиловым эфиром *p*-аминобензойной кислоты в среде этанола получался *p*-2-метилбутокси-бензилиденамино-*p*'-метиловый эфир бензойной кислоты.

Ранее нами были изучены жидкокристаллические свойства *p*-метоксибензилиден-*p*'-изогексациламила / 2,3 /, рацемическая форма которого имела нематическую структуру, а оптически активная форма - холестерическую. Присоединение 2-метилбутильного радикала бензольным кольцом к альдегидной части молекулы привело к смектической структуре, что можно объяснить изменением

геометрии молекул.

Жидкокристаллический температурный интервал для обеих форм р-2-метилбутоксибензилиденамино-р'-метилового эфира бензойной кислоты $-48 \pm 76^{\circ}\text{C}$. При замене CH_3 группы на C_2H_5 (или на C_4H_9) как для рацемата, так и для оптически активной формы полученные вещества не имели жидкокристаллическую фазу. Однако при добавлении этих веществ к р-2-метилбутокси-бензилиденамино-р'-метиловому эфиру бензойной кислоты (как к рацемической, так и к оптически активной) жидкокристаллический температурный интервал полученных смесей поникался до комнатной температуры и ниже. С другой стороны, р-2-метилбутокси-бензилиденамино-р'-метиловый эфир бензойной кислоты не перемешивается с нематическими жидкими кристаллами (например, с МББА).



Рис. I

При исследовании ячейки типа "сэндвич" в исориентированных образцах в поляризационный микроскоп наблюдалась конфокальная текстура (рис. I). Вид текстур одинаковый как для рацемата, так

и для оптически активной компоненты. Различная обработка поверхности подложек (натирание, покрытие лецитином) не привела к желаемым результатам ориентировки жидкого кристалла. Однако боковой сдвиг подложки ячейки приводил к нарушению конфокальных доменов и нормальной ориентации молекул жидкого кристалла (гомеотропная текстура).

Ввиду того, что смектические слои в этом случае ориентированы планарно, некоторые авторы такую ориентировку называют планарной / 4 /. Было исследовано влияние электрических и магнитных полей. Оказалось, что электрические поля $\sim 5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ и магнитные – до 6 кГс не влияют как на конфокальную, так и на гомеотропную текстуру.

Были измерены показатели преломления и диэлектрические постоянные р-2-метилбутокси-бензилиденамино-р'-метилового эфира бензойной кислоты.

Измерение показателей преломления проводилось на рефрактометре ИРФ-22 по методике, описанной в /2/. Для получения гомеотропной ориентировки призмы рефрактометра подвергались механическому сдвигу, после чего в поле зрения окуляра появлялась четкая граница, соответствующая показателю преломления обычного луча – n_0 .

Показатель преломления в изотропной фазе был измерен для нескольких значений температур, и затем прямая, соединяющая полученные точки, продлевалась в область температур смектической фазы. Обозначив эту величину \bar{n} , с помощью зависимости $n_e^2 = 3\bar{n}^2 - 2n_0^2$ были вычислены значения n_e . На рис. 2 показаны эти значения для длины волны 546 нм; значения \bar{n} даны пунктиром.

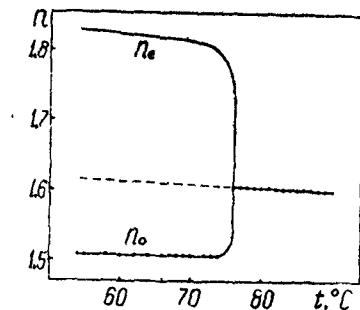


Рис. 2

Л и т е р а т у р а

1. И.Губен. Методы органической химии, т.Ш, в.1, 1934.
2. З.И.Элашвили, Г.С.Чилая, С.Н.Аронишадзе, М.И.Бродзели, К.Г.Джаларидзе. Сообщения АН ГССР, 81, 1976.
3. Г.С.Чилая, С.Н.Аронишадзе, З.И.Элашвили, М.Н.Курниренко, М.И.Бродзели. Сообщения АН ГССР, 84, 1976.
4. M.Brunet. J. de Physique, 36, 1975.

О СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ В БОРАТНО-ВАННАДАТНЫХ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯХ

Модебадзе О.Е., Игебришвили Л.Г.

Как известно, в последнее время оксидные стекла широко исследуются с целью применения в микроэлектронике для создания приборов типа "памяти" переключающих устройства и т.д. /1/.

В связи с этим нами были разработаны новые составы оксидных боратно-ваннадатных стекол (БВС), характеризующихся хорошими технологическими показателями, а также значительно лучшей воспроизводимостью результатов по сравнению с халькогенидными стеклами.

В составе стекла роль стеклообразователя играет B_2O_3 , который вместе с V_2O_5 образует структурную сетку стекла в виде искаженных тетраэдров $[VO_4]$ и $[BO_4]$. Кроме того, в состав стекла входят типичные модификаторы – окислы VO_2 и CaO .

Для исследования электрофизических свойств БВС был использован метод изготовления "бусинки" /2/. БВС характеризуются обычным для переключающих стекол температурным ходом проводимости и вольт-амперной характеристикой.

Исследуемые БВ переключатели характеризуются временем задержки ($T = 10^{-8}$ и более сек), предшествующим акту переключения и зависящим от величины перенапряжения (напряжение выше так называемого порогового напряжения – U_p). Переключение происходит от 10^8 - 10^{10} до 10^4 - 10^5 ом.см.

В данной работе был исследован процесс переключения при напряжении на 10-50 и более вольт ниже порогового напряжения

U_n и при температуре жидкого азота. При переключении ниже U_n между моментом подачи напряжения на образец и актом переключения существует определенное время переключения τ_n , величина которого определяется разностью $\Delta U = U_n - U_3$, где U_n – пороговое напряжение, а U_3 – напряжение, подаваемое на образец. Время же задержки τ_3 в основном зависит от величины перенапряжения /2/.

Если за время τ_3 происходит изменение сопротивления образца, то за время τ_n , зависящее от ΔU и характеризующееся большими значениями (10^{-1} – 10^4 сек), изменения сопротивления образца и падения напряжения не происходит. При температуре жидкого азота переход в низкоомное состояние ниже U_n не наблюдается, и при этом значительно увеличивается U_n .

Исследование кристаллизационных свойств показало, что БВС за 15–45 мин. кристаллизуются при 350–500°C, при этом удельное сопротивление падает так же, как и при переключении, с 10^8 – 10^{11} до 10^4 – 10^6 ом·см. Образцы с $R = 10^7$ – 10^8 ом и расстоянием между электродами 10–100 мкм после переключения имеют $R = 10^2$ – 10^4 ом, т.е. с учетом указанного расстояния того же порядка, что и у термически закристаллизованных стекол. Более того, при охлаждении стекломассы со скоростью 200–300 град/час были получены частично закристаллизованые пластинки БВС, на стеклообразных поверхностях которых $\rho = 10^9$ – 10^{10} ом·см, а на кристаллических, в зависимости от степени закристаллизованности, $\rho = 10^4$ + 10^6 ом см, т.е. и в этом случае разность между ρ стеклообразного и кристаллического состояния составляет 10^3 – 10^5 ом.

Вместе с тем, как показали микроскопические исследования, точечные образцы с начальным $R = 10^7$ ом после необратимого перехода в низкоомное состояние (с $R < 10^2$ – 10^4 ом) кристаллизуются.

Экспериментально было установлено, что без введения в состав стекла переходного элемента в двух и более валентных состояниях (V^{5+} , V^{4+} , V^{3+}), в которых после образования основной химической связи с S – и ϕ – электронами на подуровне элемента остаются легкоподвижные 1–3 d-электрона, процесса переключения в элементе не наблюдается (хотя элемент может переходить в состояние "память").

Кроме того, как показали кристаллохимические расчеты, важным фактором является способность переходного элемента к изменению координационного числа после отрыва или присоединения одного или нескольких d-электронов. Элементы, находящиеся в стекле в двух валентных состояниях (Me^x/Me^{x+1}) и после отдачи или присоединения одного или нескольких электронов переходящие от одной устойчивой структуры к другой с разными координационными числами, по-видимому, обуславливают переход синтезируемых стекол из высокоомного состояния в низкоомное. Например, V_2O_5 , для которого $\frac{R \text{ катиона}}{R \text{ аниона}} = \frac{0.4 \text{ \AA}^0}{0.33 \text{ \AA}} = 0.3$, образует пространственные тетраэдры с координационным числом A, а после присоединения одного ($V^{5+}e \rightarrow V^{4+}$) или двух электронов ($V^{5+}2e \rightarrow V^{3+}$) переходит в октаэдрическое окружение с координационным числом 6 (для V_2O_4 $\frac{R_k}{R_a} = 0.46$, для V_2O_5 – 0.5). Поэтому $V^{4+}(V^{3+})$ и V^{5+} в стекле должны способствовать структурным превращениям.

На основе обобщения указанного экспериментального материала и кристаллохимических расчетов акт переключения в БВС можно представить следующим образом.

При определенном U_n после деформации электронного оолака сильным внешним полем (10^5 – 'см) происходит отрыв элек-

иона от модифицирующих ионов V^{4+} (V^{3+}), находящихся в междоузлиях стеклообразного каркаса в октаэдрическом окружении анионов. При этом процесс будет начинаться не по всему объему стекла, а в наиболее слабо связанных участках каркаса и у наиболее сильно поляризованных электронных облаков. Оторвавшиеся электроны перескакивают к ионам V^{5+} , находящимся в каркасе стекла ($V^{4+} - e \rightarrow V_o^{5+}$, $V^{5+} + e \rightarrow V^{4+}$), вместе с тем поле способствует выпрямлению структурных тетраэдров $[VO_4]$, искаженных ионами B^{3+} . Из-за энергетической неэквивалентности ионов V^{4+} и V^{5+} (V^{4+} находится вне каркаса, V^{5+} связан с каркасом) процесс перехода электронов от V^{4+} к V^{5+} затрудняется. Ионный радиус V^{5+} , после присоединения электрона прерватившийся в V_o^{4+} , возрастает. Увеличивается и соотношение $\frac{R_k}{R_a}$ от 0,3 до 0,46, тетраэдрическое окружение становится невозможным и нарушается. Ионы V_o^{4+} переходят в октаэдрическое окружение с координационным числом 6. В таком же состоянии находятся и ионы V_o^{5+} , так как они за время акта переключения не успевают перестраиваться и для них возможно тетраэдрическое окружение. Нехватка кислорода может компенсироваться за счет перехода $[BO_4]$ в $[BO_5]$. В указанных местах меняется ближний порядок, разрывается одна из связей V^{5+} с анионами, ослабляется каркас, и на участках, где чередование V_o^{4+} и V_o^{5+} наиболее закономерно, происходит упорядочение структуры путем выпрямления поля искаженных полизидров окислов ванадия. Ионы V_o^{4+} и V_o^{5+} должны находиться в энергетически эквивалентном состоянии, образуется канал проводкиости, в котором "проскакивают" электроны. Канал проходит в низкоомное состояние, а окружающее его ге быстро находит в стеклообразном состоянии.

Поле поддерживает новый порядок, контролирующий действие ионов B^{3+} перекрывает сильным действием поля. В канале проводимости мог бы усилиться ток, что вызвало бы его разогрев и, может быть, испарение (пробой), но последовательно присоединенное сопротивление предотвращает усиление тока и разрушение канала.

Новый порядок в канале проводимости поддерживается полем до тех пор, пока его поляризующее действие преодолит искажающее действие $[BO_4]$ или $[BO_5]$. С уменьшением поддерживающего напряжения, при определенном его значении, превалирующим становится искажающее действие B^{3+} . Энергия поля уже недостаточна для поддержания переходов $V^{4+} - e \rightarrow V_o^{5+} + e \rightarrow V_o^{4+}$ вновь присоединяет d -электрон, B^{3+} стабилизируется и занимает место в тетраэдрическом окружении в каркасе. B^{3+} деформирует полизидры $[VO_4]$ окислов ванадия, в канале восстанавливается стеклообразное состояние, сопротивление принимает первоначальное значение.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Водов и др. Электроиниц Техника, зер.У1, 1971.
2. Г.И.Водов и др. Электроиниц Техника, зер.У1, 1977.

ПОЛИМЕРНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ

Дадешидзе В.В., Циобиладзе Н.А., Джумхадзе Д.Ф.

За последние годы интерес к проблеме использования света для обработки информации заметно возрос в связи с общим прогрессом оптического и голографического приборостроения. Так как информационная ёмкость оптических каналов связи тем больше, чем уже спектр передаваемых сигналов, актуальной является проблема разработки узкополосных светофильтров с заданными оптическими характеристиками.

В настоящее время существует два типа светофильтров, позволяющих получать узкие спектры сигналов: интерференционные /1/ и интерференционно-поляризационные - ИПФ /2,3/. Интерференционные светофильтры имеют полуширину в пределах 30-120 Å при коэффициенте пропускания порядка 50-60%. К их недостаткам относится трудность воспроизведения оптических характеристик и небольшая угловая апертура $\approx 3-5^\circ$.

ИПФ представляют собой набор последовательно соединенных двухлучевых поляризационных интерферометров с определенным образом подобранными величинами фазового сдвига интерферирующих лучей. Они позволяют получать очень узкие полосы пропускания, полуширина которых может доходить до долей ангстрема. К их недостаткам относится:

- небольшая угловая апертура $\approx 1-3^\circ$;
- небольшая линейная апертура $\approx 10-30$ мм;
- большая толщина - 40-50 см;
- невысокое светопропускание $\approx 2-5\%$;
- сложность в изготовлении, что делает эти фильтры уникальными.

Перечисленные недостатки ИПФ в основном определяются тем, что в них применяются кристаллические материалы. Избежать этих недостатков и сделать применение ИПФ массовым позволяет замена кристаллических материалов анизотропными полимерами.

ИПФ состоит из нескольких секций, каждая из которых состоит из двух параллельно или перпендикулярно ориентированных поляризаторов, между которыми помещена сильнохроматическая фазовая пластинка, с осью наибольшей скорости, ориентированной под углом 45° к осям поляризаторов. Большая величина фазового сдвига достигается применением полимеров с большим значением коэффициента двулучепреломления и увеличением толщины фазовых пластинок.

Спектральная характеристика светопропускания одной секции имеет ряд *min* и *max* (рис. I), число которых возрастает с увеличением хроматизма фазовой пластины, и определяется следующей формулой /4/:

$$T = \frac{1}{2} K_1 K_2 \cos^2 \frac{\delta}{2} = \frac{1}{2} K_1 K_2 \cos^2 \frac{\pi(n_e - n_o)}{\lambda} \ell, \quad (1)$$

где

δ - сдвиг фазы, даваемый фазовой пластинкой;

$n_e - n_o$ - коэффициент двулучепреломления;

ℓ - толщина фазовой пластины;

λ - длина волны;

K' - коэффициент пропускания поляризатора, соответствующий параллельной поляризации.

Спектральный интервал между двумя соседними *min* и *max* определяет полуширину пропускания фильтра:

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2(n_e - n_o)} \ell, \quad (2)$$

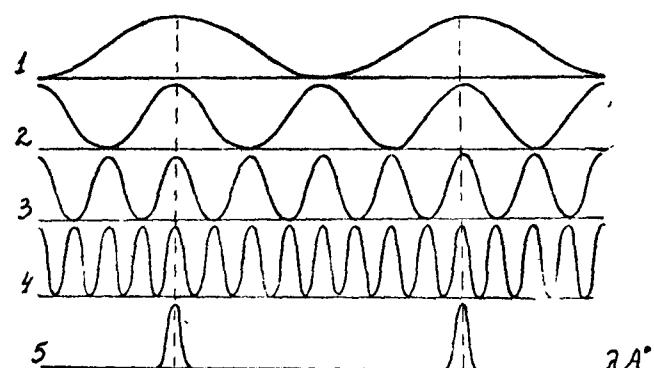


Рис.1. Спектральные характеристики последовательных ступеней ИПФ (1,2,3,4) и его выходного сигнала (5)

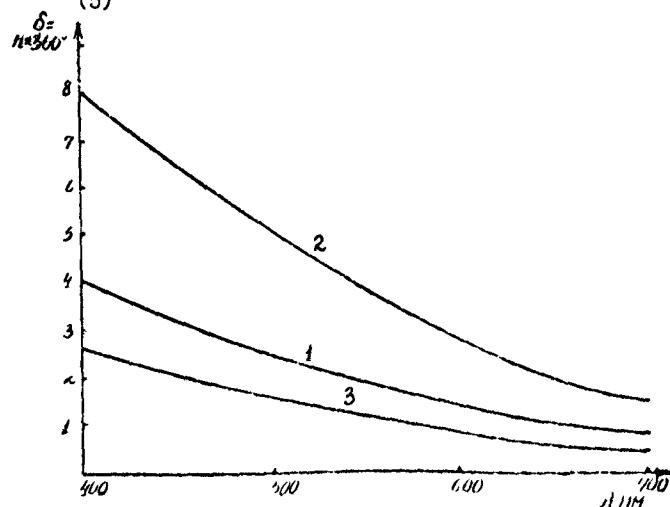


Рис.2. Дисперсионные кривые пленок гидрата целлюлозы и полиэтилентерефталата

а светопропускание многосекционного фильтра, включающего в себя $n+1$ поляризаторов, будет:

$$T = \frac{1}{2} K_{n+1} K_n K_1 \cos^2 \frac{\theta_1}{2} \cos^2 \frac{\theta_2 - \theta_1}{2} \dots \cos^2 \frac{\theta_n - \theta_{n-1}}{2}.$$

Каждая секция настраивается на максимальное пропускание для заданной длины волны λ , остальные \max интерферируют и отфильтровываются. Для обеспечения этого условия необходимо, чтобы сдвиги фаз последовательно расположенных фазовых пластинок увеличивались в геометрической прогрессии с знаменателем, равным двум.

В качестве светополяризаторов применялась разработанная нами поляризационная пленка /5/, а для фазовых пластин — пленки полиэтилентерефталата и гидрата целлюлозы.

Полиэтилентерефталат характеризуется большой величиной коэффициента двупреломления ($n_e - n_o$), что позволяет получать очень узкие полосы пропускания. Для конструирования фильтров были использованы пленки различной толщины, а также с различной величиной коэффициентов двупреломления.

В соответствии с математическим расчетом, приведенным выше, нами были разработаны узкополосные полимерные фильтры для трех длин волн видимого спектра 460, 540 и 644 нм.

Фильтр для длины волны 460 нм (синий) состоит из трех секций. Во всех трех секциях поляризаторы ориентированы так, что их оси пропускания параллельны друг другу. В первой секции помещалась фазовая пластина из пленки полиэтилентерефталата, дисперсионная кривая этой пластиинки дана на рис.2 (кривая 2). Для второй секции использовалась пленка из того же материала, но с толщиной в два раза меньшей, чем толщина предыдущей пленки (рис.2, кривая 1). Для третьей секции бралась пленка из гидрата целлюлозы. Дисперсионная кривая дана

на рис.2 (кривая 3).

Нежелательный остаточный фон устранился с помощью цветных полимерных поляризационных фильтров. Спектральные характеристики пропускания этих фильтров показаны на рис.3.

Полученный фильтр характеризовался следующими величинами: длина волны в максимуме светопропускания 462 нм, полуширина пропускания 120 \AA , максимальное светопропускание $T_{max} = 27\%$.

Фильтр для длины волны 540 нм (зеленый) также состоял из трех секций. Поляризаторы, как и в предыдущем случае, ориентировались параллельно друг другу. Для первой секции бралась фазовая пластинка из полиэтилентерефталата. На рис.5 кривая I - дисперсионная кривая этой фазовой пластиинки. Для второй секции использовался полиэтилентерефталат, но с другой толщиной и с другой величиной коэффициента двупреломления (рис.2, кривая 2). В третьей секции также помещалась пленка полиэтилентерефталата, но с толщиной в два раза меньшей, чем толщина пленки в предыдущей секции. Кривые фильтров отрезающего типа для устранения паразитного фона даны на рис.4. Характеристики полученного фильтра следующие: длина волны в максимуме светопропускания 540 нм, полуширина пропускания 90 \AA и максимальное светопропускание $T_{max} = 31\%$.

Конструкция фильтра для длины волны 644 нм (красный) аналогична конструкции описанных двух предыдущих фильтров. Поляризаторы также ориентированы параллельно друг другу. Количество секций в фильтре четыре. Дисперсионные кривые пленок полиэтилентерефталата для каждой из секций фильтра даны на рис.5 и 2. Для первой секции - дисперсионная кривая 2 на рис.5, для второй секции - кривая I (рис.5). Толщина этой пленки в два раза меньше, чем толщина пленки для первой секции.

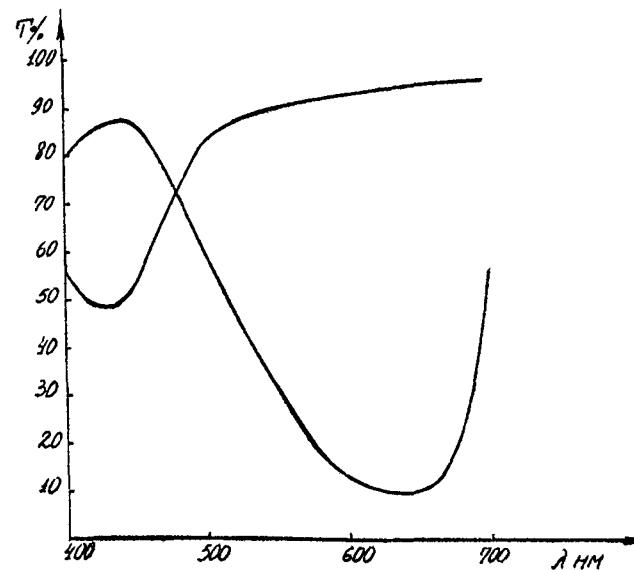


Рис.3

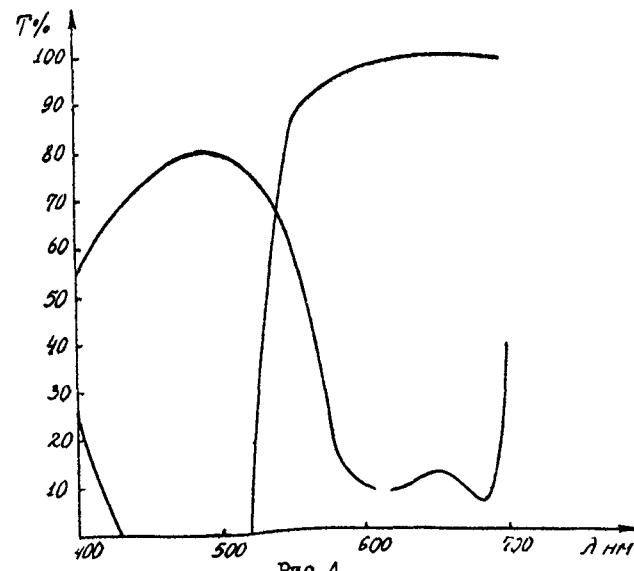


Рис.4

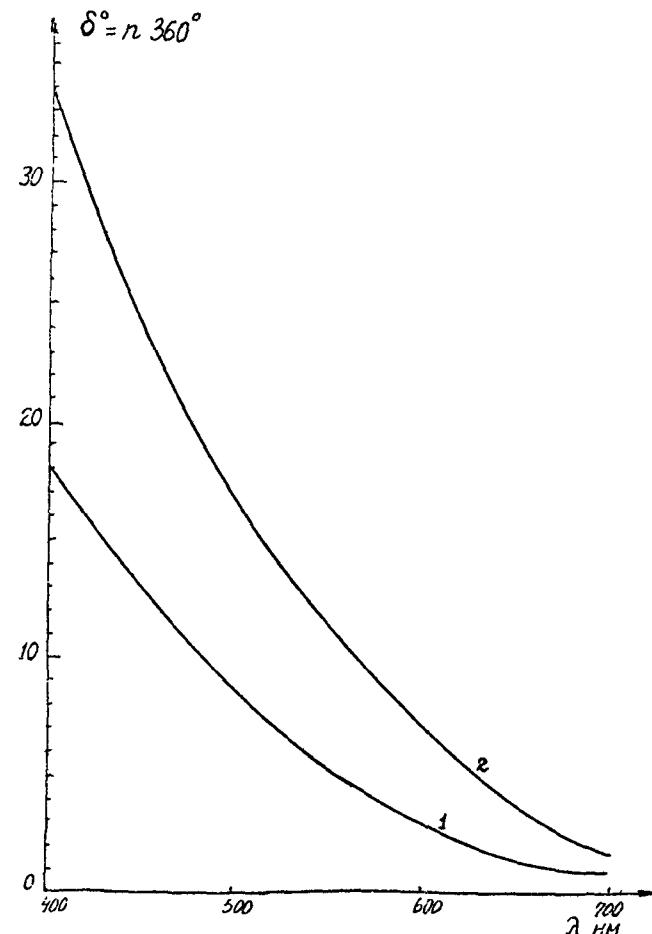


Рис.5. Дисперсионные кривые пленок полиэтилентерефталата

Для третьей секции — кривая 2 (рис.2) и для четвертой — кривая I (рис.2).

Паразитный фон устранился цветными полимерными фильтрами, кривые пропускания их даны на рис.6.

Параметры фильтра следующие: полубирина пропускания $80 \text{ } \overset{\circ}{\text{A}}$, $T_{max} = 30\%$, длина волны в максимуме светопропускания 644 нм. Кривые светопропускания трех полученных фильтров представлены на рис.7.

Фильтры имеют линейную апертуру порядка 30 мм, угловую апертуру $\approx 8^\circ$, толщину (с защитными пластинками из стекла К-8) $\approx 2,6$ мм.

С целью определения температурного ухода максимума полосы пропускания разработанного светофильтра и определения в результате этого границ применимости данного фильтра были проведены его температурные исследования. Исследуемый фильтр в специальном термостате помещался в спектрофотометр СФ-10, и снимались его спектры пропускания в процессе нагрева.

Были сняты кривые в четырех режимах:

- 1) при комнатной температуре (30°C),
- 2) при $t = 60^\circ\text{C}$,
- 3) при $t = 80^\circ\text{C}$ и 4) после охлаждения фильтра до комнатной температуры.

В результате нагрева максимум полосы пропускания сдвигается в длинноволновую область на 0,5% при нагреве на 1° . Отметим, что после охлаждения фильтра его характеристика полностью совпадает с характеристикой до испытания, что находится в согласии с предыдущими нашими работами /6/.

Как показали ранее проведенные исследования /6/, оптические характеристики применяемых поляризационных элементов не меняются при повышении температуры до 120°C .

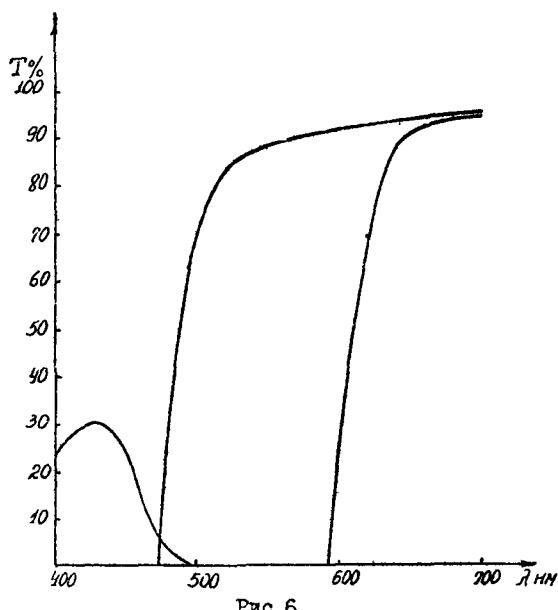


Рис.6

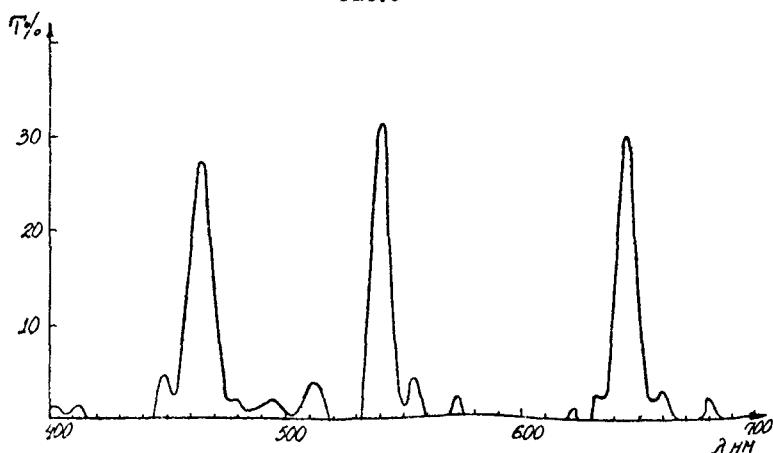


Рис.7. Спектральные характеристики светопропускания полимерных узкополосных фильтров

В таблице показано, как с температурой меняется положение полосы пропускания $\Delta\lambda'$ и ее полуширина $\Delta\lambda$.

Результаты температурных исследований
ИПФ - 5700

Температура $t^{\circ}\text{C}$	Сдвиг полосы пропускания $\Delta\lambda' \text{ Å}^{\circ}$	Ширина по- лосы про- пускания $\Delta\lambda \text{ Å}^{\circ}$	Относитель- ный сдвиг $\Delta\lambda'/\Delta t^{\circ}\%$
30	0	200	
60	30	220	0,45
80	50	227	0,5
30	0	200	

Выводы
Разработаны узкополосные полимерные светофильтры с полушириной полосы до 80 \AA и светопропусканием порядка 30%. Имущаяся методика расчетов и применяемые материалы позволяют разрабатывать подобные фильтры для любой длины волны видимого спектра.

Описанные фильтры применяются для аэрокосмической съемки земной поверхности в поляризованном свете.

Л и т е р а т у р а

1. Н.Н.Булатов, О.А.Мотовилов. ОМП, № 6, 48, 1975.
2. John W.Evans. YDSA, v 39, N3, p.229, 1949.
3. У.Шерклифф. Поляризованный свет. "Мир", М., 1965.
4. Billings B.H., YDSA 1949, 39, N10, pp.797-802.
5. В.В.Дадешидзе, Ц.М.Сарайдарова. "Спецэлектроника" №4, 1975.
6. В.В.Дадешидзе, Д.Ф.Джмухадзе. Материалы Всесоюзного научно-технического совещания СКБ АП, 1975.

ПОЛИМЕРНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ

Дадешидзе В.В., Аремицзе М.Г., Сарайдарова Ц.М.,

Широкое распространение оптических средств связи обусловило значительный интерес к элементам для обработки и преобразования оптической информации. Вследствие этого повышаются требования к составным элементам этих систем как по оптическим, так и по эксплуатационным характеристикам.

Применяемые светофильтры из цветного оптического стекла характеризуются рядом недостатков, таких, как жесткость оптических характеристик, трудоемкость и нетехнологичность их производства, наличие фона в коротковолновой области спектра.

Изготовление светофильтров на полимерной основе устраниет многие из этих недостатков. Полимерные нейтральные и цветные светофильтры характеризуют простота и технологичность серийного изготовления, возможность смещения их спектральных характеристик вдоль шкалы длин волн и изменение светопропускания за счет изменения азимутального угла ориентации, достаточная крутизна оптических характеристик, обуславливающая их хорошую избирательность.

Поляризационные светофильтры представляют собой ориентированную полимерную пленку, в которую вводятся красители, обладающие дихроизмом в определенных частях спектра /1-3/.

Исследование зависимости дихроизма от степени ориентации красителей посвящена работа /4/. Красители можно внедрять в пленку разными методами: вводить их в полимер в процессе изготовления, окрашивать пленку и затем растягивать, растянутую пленку выдерживать в растворе красителя определенное время.

Нами был выбран первый метод, так как он обеспечивает высокую воспроизводимость оптических характеристик и существенно упрощает технологический процесс.

Стабильность оптических характеристик поляризационных фильтров на полимерной основе зависит от химической структуры красителей, их светопрочности, типа связи красителя с полимером.

Известно, что длинные линейные молекулы с сопряженными связями, хромофорными группами (например: NO_2 , NO , N=N-CO , $-\text{CH}=\text{N}-$, N H_2 , OH , COOH , CH_3 и т.п.) обладают собственным дихроизмом в видимой области спектра. Дихроизм ориентированной, окрашенной полимерной пленки зависит от угла ориентации между длинной осью красителя и осью ориентации полимера. Когда угол ориентации разен нулю, достигается максимальный дихроизм в окрашенной и ориентированной полимерной пленке.

Для окраски пленки ПВС нами были подобраны водорастворимые азокрасители различных классов количеством 110 мг: прямые, кислотные, активные, катионные и т.п., которые связываются с полимером как "сильной" (ионная, ковалентная), так и слабой связью (межмолекулярная связь, частично водородная связь).

Исследования Л.В. Смирнова и др. /4,6,7/ и результаты наших экспериментов показали, что максимальным дихроизмом обладают такие цветные и нейтральные поляризационные светофильтры, в которых вышеуказанные красители связаны с ПВС "слабой" связью (так называемый твердый раствор красителя в полимере).

В таблице I и на графиках I-32 представлены оптические характеристики наиболее употребляемых нами поляризационных

Таблица I.

№ дис.	Название красите- лия	Круглизна хлопчатобумажки					Тип поля- ризатора
		1 1°	4	2	2*	3	
1	Пр. желтый св/пр."К"	+1,3	+1,31		+1,38	+0,93	+1,31 +0,94
2	Пр. желтый св/пр "ЗХ" +1,76			+1,66	+0,45	+1,75 +0,81	Отрезающе- го типа
3	Пр. желтый св/пр "0"				+1,5	+0,61	
4	Катионный желтый "С3"		+2,94			+3,13 +2,80	
5	Кислотный оранжевый					+2,48 +2,46	
6	Кислотный оранжевый св/пр		+2,41			+2,39 +2,38	
7	Активно- красно- коричне- вый "2КТ"		+0,62			+0,67 +0,83	

Таблица I.
(продолжение)

№ дис.	Название красите- лия	Круглизна хлопчатобумажки					Тип поляри- затора
		1 1°	4	2	2*	3	
8	Пр. корич- невый "2ХХ" св/пр		+0,85	+0,24			Нейтрально- отрезающего типа
9	Пр. красно- коричневый св/пр					+1,56 +0,6	
10	Конго- красный					+2,0 +1,21 +2,0 +1,38	
11	Пр. красный св/пр "2С"					+2,3	
12	Пр. золотой св/пр "2К"					+1,76 +0,42	

Таблица I
(продолжение)

№ рис.	Название красите- ля	Коэффициенты характеристики					Тип поля- ратора
		1	1°	4	2	3	
13	Пр.розо- вый СВ/пр. "С"	-0,44	-0,66				Подобного типа
14	Пр. фиоле- товый СВ/пр "СМ"	+1,48	-1,25	-0,59			
15	Пр. фиоле- товый СВ/пр "2K"	-0,76	-0,6	+1,21	+0,9		
16	Пр. зеленый СВ/пр	-0,6	-0,3	+0,67	-0,47	-0,46	
17	Пр. светло- голубой СВ/пр "Сиркус"	-0,47	+0,38	+0,67	-0,47	+0,76	
18	Пр. голубой СВ/пр	-0,12	+1,53				
19	Пр. чисто- голубой СВ/пр	-0,61					

Таблица I.
(продолжение)

№ рис.	Название красите- ля	Коэффициенты характеристики					Тип поляро- зетора
		1	1°	4	2	3	
20	Метилено- вой голу- бой	-III	-I,13		-0,46	-0,56	
21	Катионный красный "С"	-I,06	-I,0	+2,53	+2,51		
22	Катионный оранжевый "Х"	-I,73	-I,18	+2,38	+3,0		
23	Катионный синий "2K"	-0,75	-0,76	+1,78	+1,78	-0,37	
24	Катионный черный "3"	+1,66				+2,0	
25	Катионный розовый "С"	-1,0	-1,0	+2,6	+2,63	-0,96	
26	Кислотный черный "С"	+2,58	+2,58	+2,4	+2,57	+2,59	-0,3

Таблица I
(продолжение)

№ пнс.	Название красите- лья	Круговая характеристики						Тип поли- изотира		
		1	1°	4	2	2°	3	3°	5	5°
27	Хромовый ярко- красный				-0,7	-0,75				
					+2,72	+2,12				
28	Хромовый сине- черный				-0,4	-0,52				
29	Активный желтый сп/пр "2К1"				+1,41	+1,4				
					-0,59	-0,08				
30	Активный оранжевый сп/пр "КТ"		+2,8							
							+2,8	+2,9		
31	Пр.серый сп/пр "СТ"									
32	Пр.черный сп/пр "К"									

Причесание: 1 - характеристика неориентированной пленки с
концентрацией красителя $C=0,05\%$;

1° - то же с $C=0,02\%$;

4 - то же с $C=0,2\%$;

2 - характеристика ориентированной пленки с
 $C=0,05\%$ и с азимутом 90° ;

2° - то же с азимутом 0° ;

3 - характеристика ориентированной пленки с
 $C=0,1\%$ и с азимутом 90° ;

3° - то же с азимутом 0° ;

5 - характеристика ориентированной пленки с
 $C=0,2\%$ и с азимутом 90° ;

5° - то же с азимутом 0° .

светофильтров на основе выбранных 32 красителей. Полученные фильтры классифицированы на четыре группы по форме спектральных характеристик:

1. Фильтры, имеющие характеристики отрезающе-отрезающего типа. У этих фильтров обе характеристики K' и K'' отрезающего типа, причем в зависимости от типа красителя полосы дихроизма имеют различную ширину (Рис. I-7).

2. Фильтры, имеющие характеристики нейтрально-отрезающего типа. У этих фильтров спектральная характеристика K' нейтральная, а при повороте фильтра из 90° в пучке линейно-поляризованного света характеристика становится отрезающей - K'' . (Рис. 8-I2).

3. Фильтры, имеющие характеристики подобного типа. У этих фильтров имеются собственные полосы поглощения в разных частях спектра (Рис. I3-30).

4. Фильтры с характеристиками нейтрально-нейтрального типа. Они характеризуются примерно одинаковым значением величины дихроизма по всему спектру и применяются для коррекции спектральных характеристик других фильтров (Рис. 3I-32).

Сравнение величины крутизны характеристики с аналогичным параметром стеклянных фильтров показывает, что полимерные фильтры не уступают стеклянным, в случае характеристик с положительной крутизной (например, стеклянный светофильтр ИС-16 - крутизна +3), а в случае характеристик с отрицательной крутизной значительно превосходят стеклянные (например, светофильтр СЗС-20 - крутизна - 0,8).

Следует отметить, что подобная классификация действительна для фильтров, но не для красителей, так как изменением концентрации красителя фильтр можно переводить из одной группы в другие.

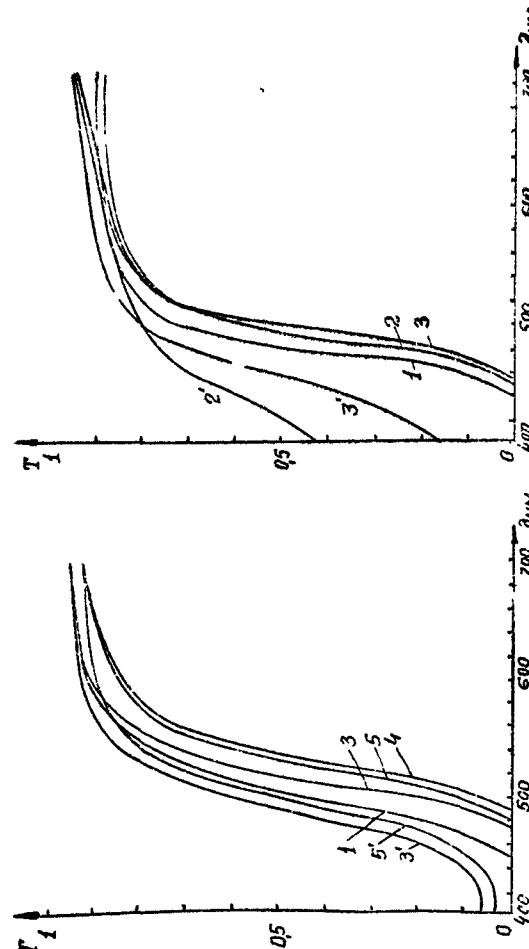


Рис. 1
Рис. 2

- 320 -

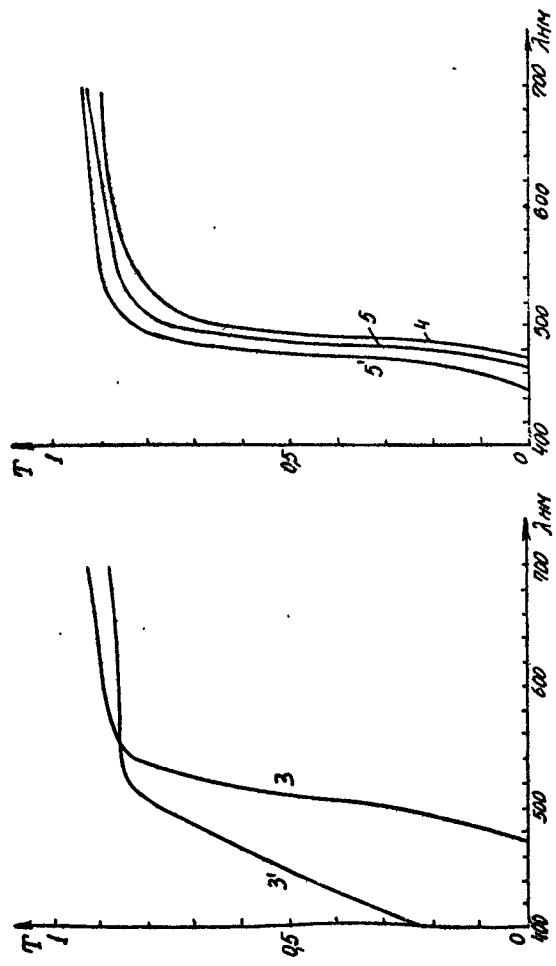


Fig. 3

Fig. 4

- 321 -

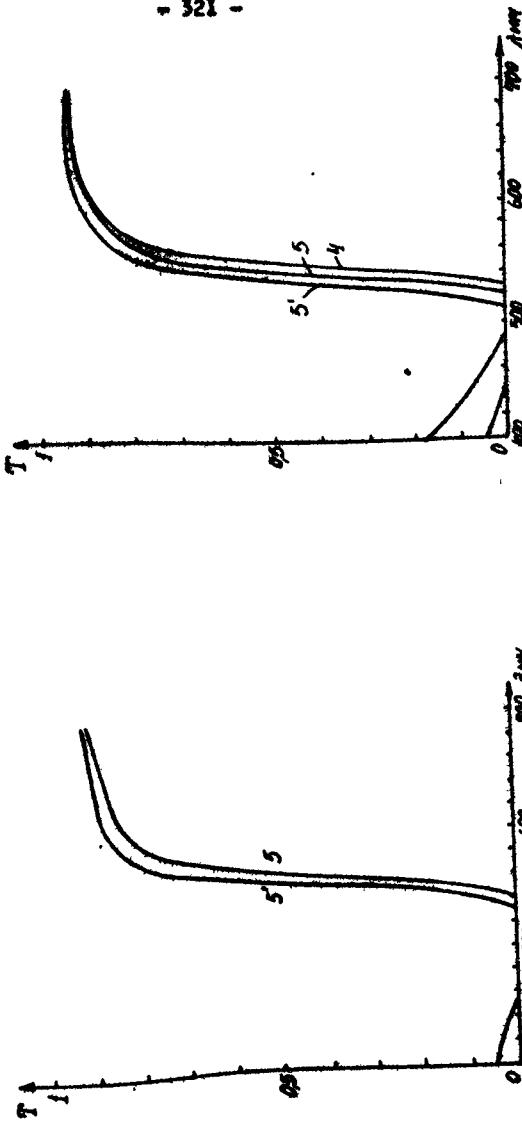


Fig. 5

Fig. 6

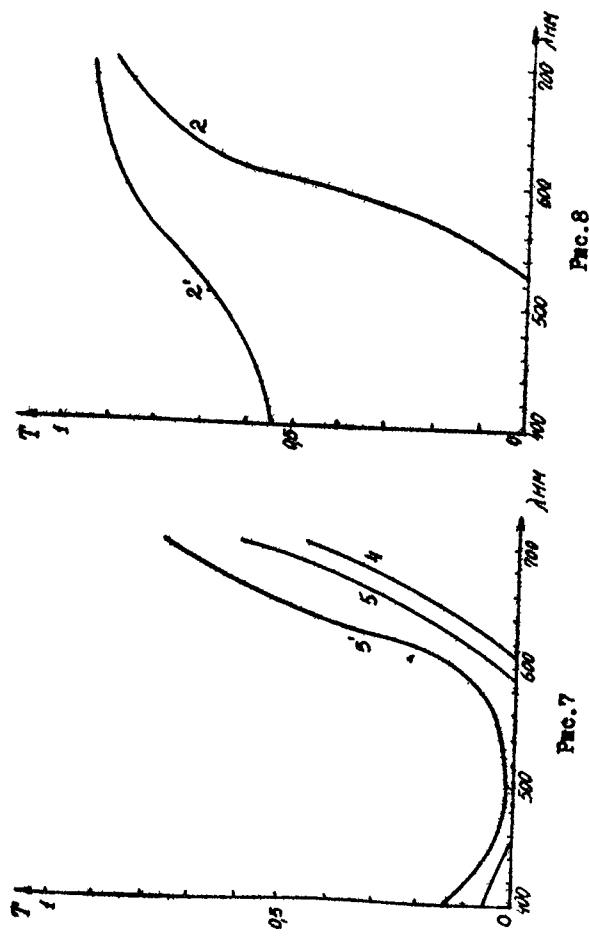


Fig.8

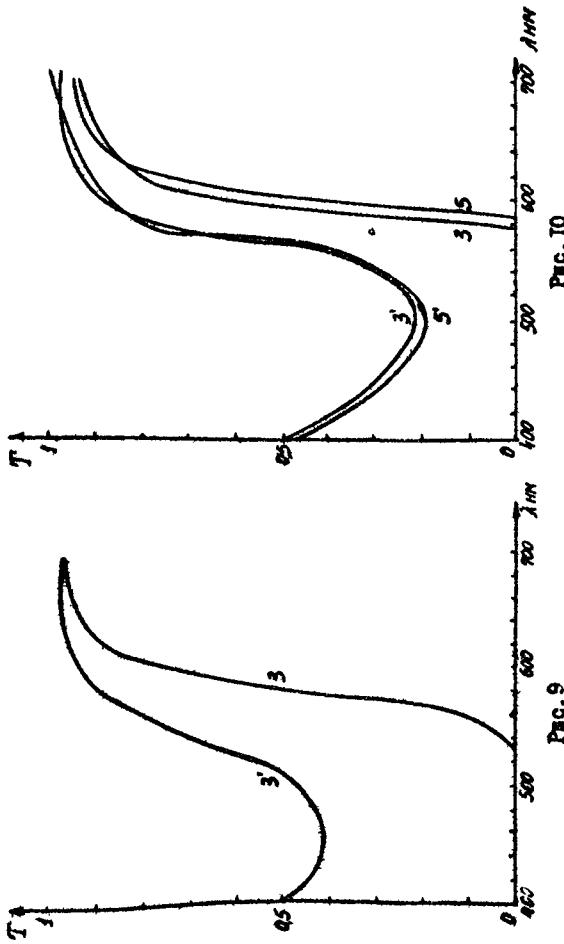
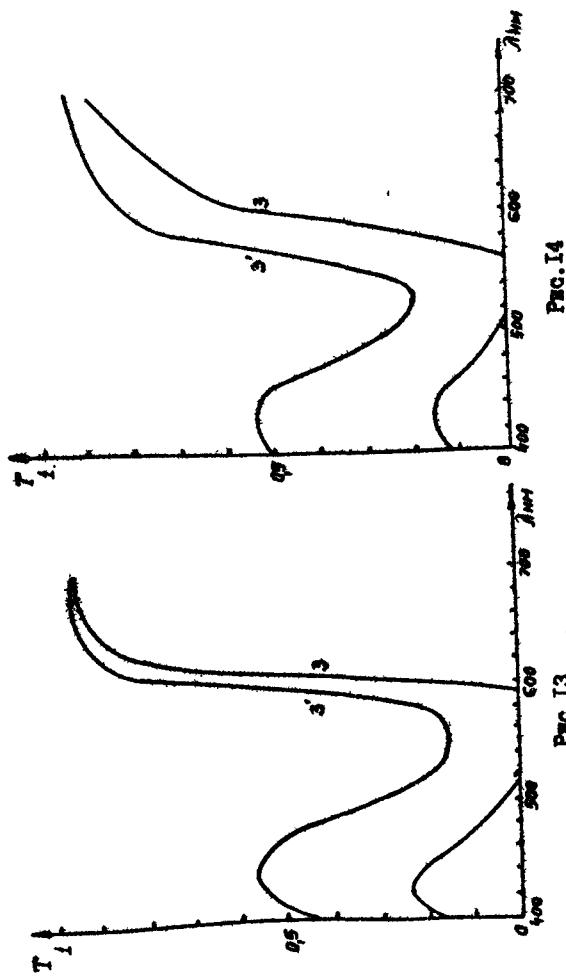
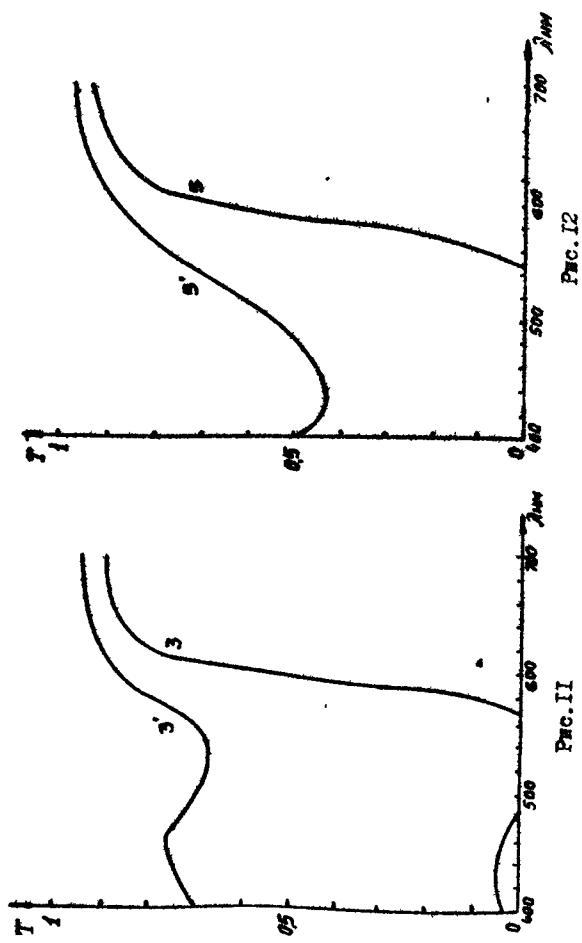


Fig.10

Fig.9



- 326 -

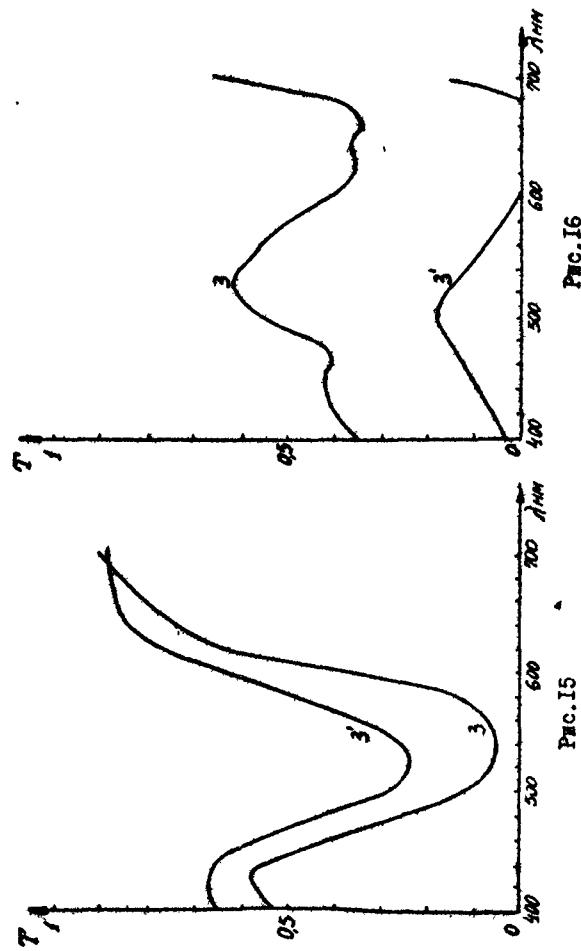


Fig.16

Fig.15

- 327 -

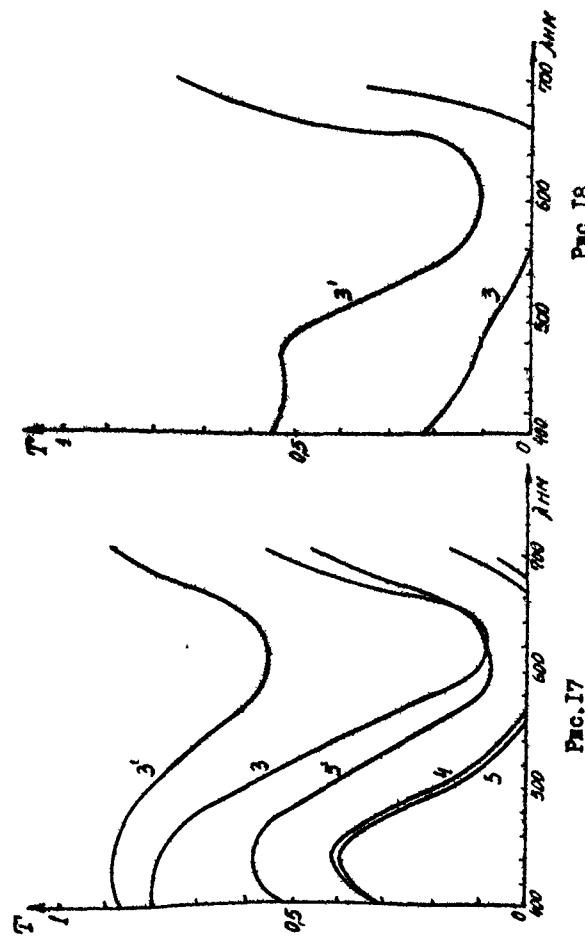
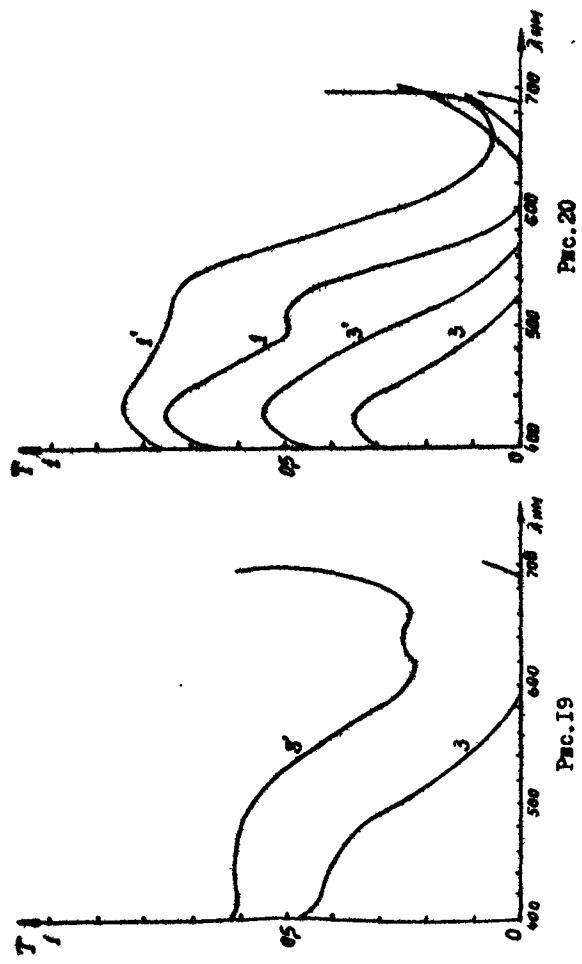


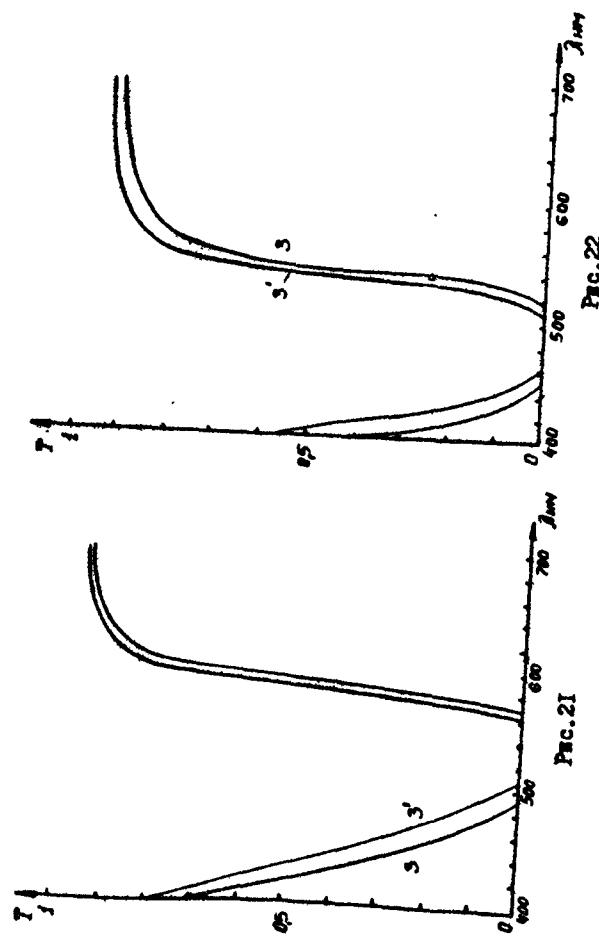
Fig.18

Fig.17

- 328 -



- 329 -



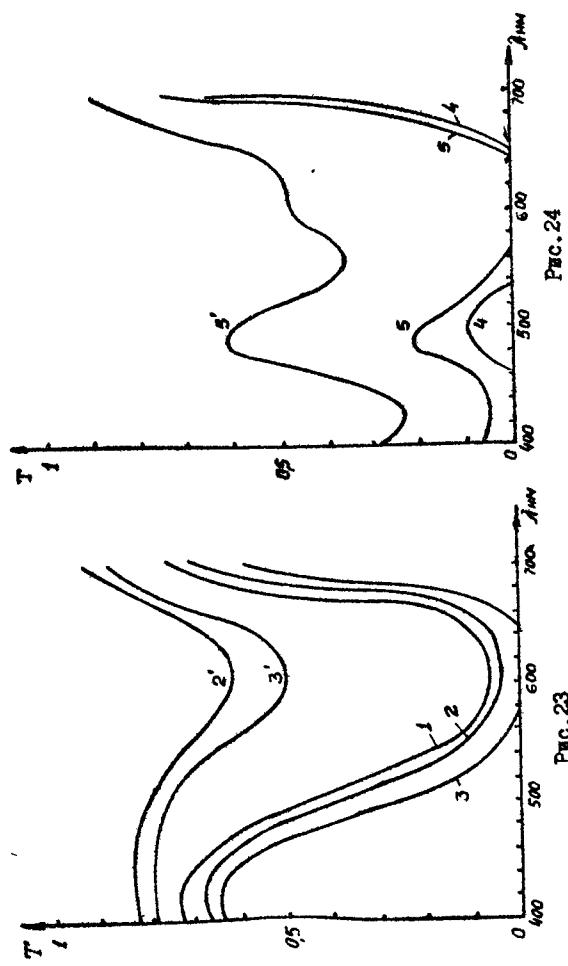


Fig. 24

Fig. 23

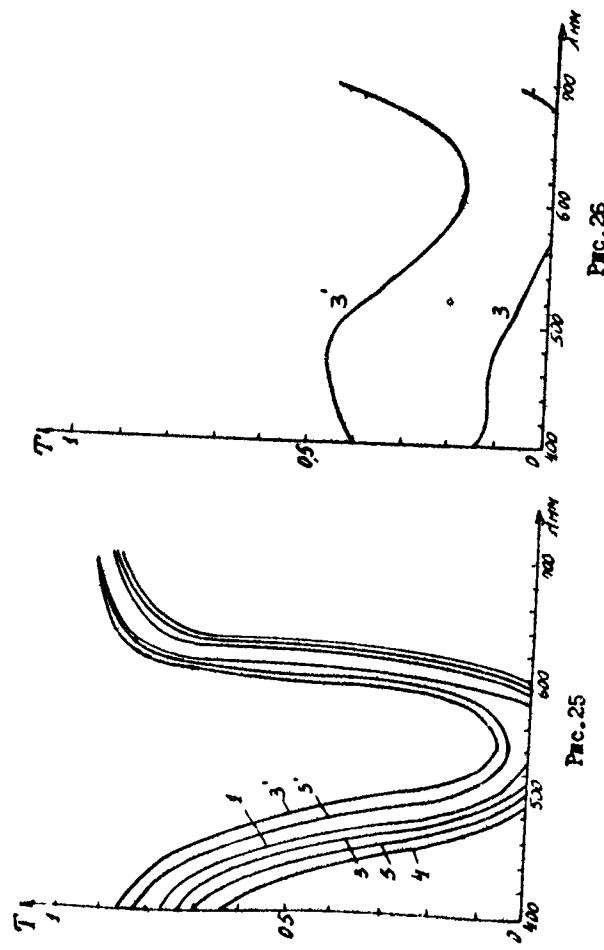
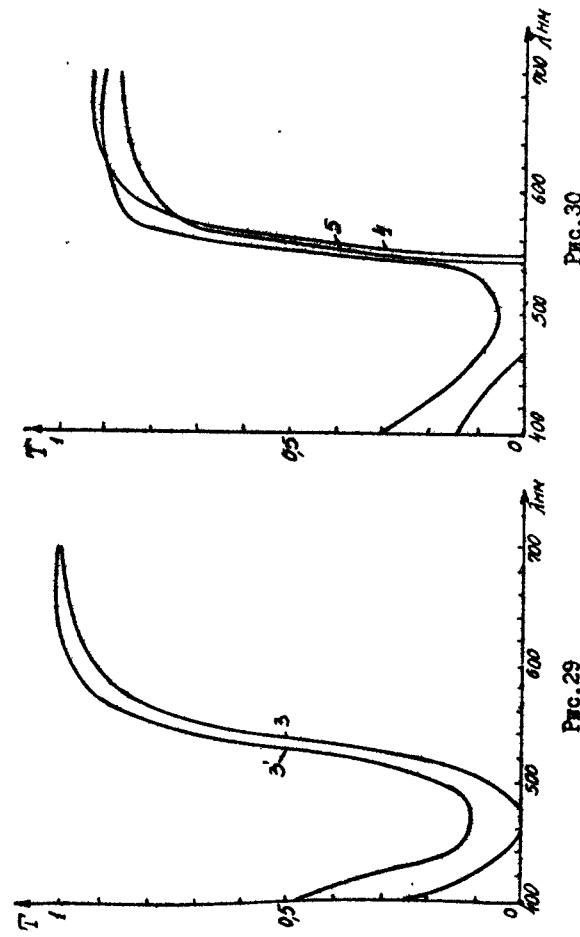
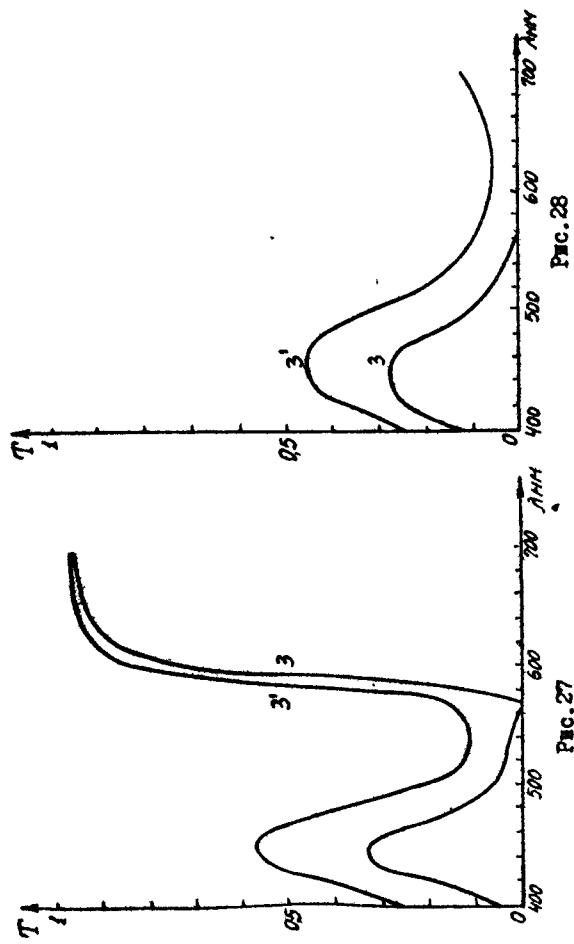


Fig. 26

Fig. 25



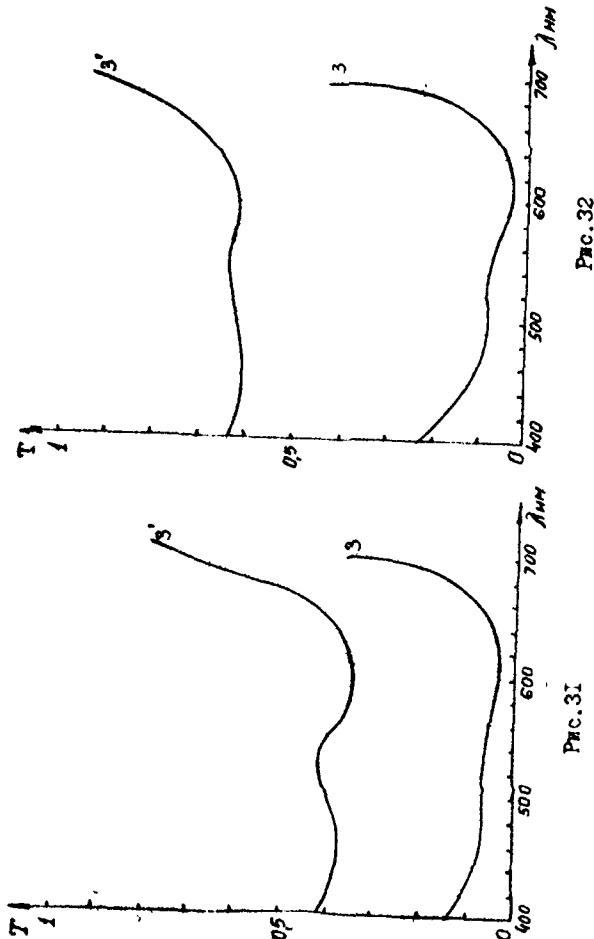


Рис. 32

Рис. 31

Существенным преимуществом поляризационных фильтров является возможность планового смещения спектральных характеристик вдоль шкалы длин волн.

Спектр применения полимерных поляризующих элементов в конкретных оптических схемах во многом определяется их свето-, влаго- и термостойкостью. С этой целью по разработанной программе были проведены испытания, позволившие определить характер изменений оптических параметров поляризационных светофильтров, работающих в экстремальных условиях.

В аппарате искусственной погоды (АИП) проводились испытания на светостойкость (ГОСТ 17171 - 71), влагостойкость (ГОСТ 15151 - 69), наблюдения за внешним видом фильтров (ГОСТ 11038 - 64).

Облучение в камере создавалось двумя лампами ПРК-4 и вольтовой дугой. 96-часовые испытания по циклу "суточный с отдыхом" со снятием оптических характеристик после каждого цикла, показали, что пропускание поляризационных светофильтров меняется в среднем на 2-3% в первые 36 часов, затем характеристики поляризационных светофильтров становятся стабильными.

Результаты испытаний, проведенных по исследованию зависимости поляризующей способности фильтров от температуры $-/\gamma\gamma/$ и от времени при фиксированной температуре $- P(T)$, показали, что при $100^\circ C$ $P(T)$ фильтров не меняется, при $120^\circ C$ меняется незначительно (0,30%).

Исследованиями показано, что специальная термообработка светофильтров при температуре $110^\circ C$ в течение 15 минут стабилизирует оптические характеристики светофильтров и, кроме того, обеспечивает возможность эксплуатации светофильтров в

странах с тропическим климатом за счет повышенной светофильтровой способности светофильтров.

Выводы

1. Разработано 40 полимерных поляризационных светофильтров, отвечающих техническим требованиям, предъявляемым к оптическим элементам в приборостроении.

2. Поляризационные фильтры могут применяться для регулировки оттенка цвета, его насыщенности, для плавного смещения спектральных характеристик вдоль шкалы длин волн, что дает возможность замены набора нескольких стеклянных светофильтров одним поляризационным фильтром.

3. Вследствие высокой стабильности оптических характеристик поляризационных светофильтров во времени стало возможным их внедрение в ряде функциональных оптических устройств. В частности, эти светофильтры применялись в установке для аэрокосмической съемки, проводимой Институтом космических исследований АН СССР.

4. Л.В.Смирнов. Исследование молекулярного дихроизма методом искусственной ориентации молекул. "Оптика и спектроскопия", 3, 2, 124, 1957.
5. А.П.Теренин. Фотоника молекул и красителей. М., 1967.
6. Н.В.Платонова, К.Р.Попов, Л.В.Смирнов. Природа полос в электронных спектрах поглощения антрахиноновых красителей. "Оптика и спектроскопия", 26, 3, 357, 1969.
7. Н.В.Платонова, К.Р.Попов, И.И.Шамолина, Л.В.Смирнов. Спектроскопическое исследование связи фентиазиновых красителей с ПВС. Электронные спектры. "Оптика и спектроскопия", 29, 3, 474, 1970.
8. В.В.Дадишидзе, Л.Р.Джмухадзе, Н.А.Циобиладзе. Исследование температурной стабильности полимерных поляроидов. Материалы Всесоюзного научно-технического совещания, Тбилиси, 1975, 405 стр.

Л и т е р а т у р а

1. У.Шерклифф. Поляризованный свет. "Мир", М., 1965.
2. Е.Х.Ленд, С.Д.Вей. Дихроизм и дихроичные поляроиды. "Colloid Chemistry", New York, т.6, стр.160, 1946.
3. Е.Х.Ленд. Светополяризующая пленка из молекулярно-ориентированного линейного высокомолекулярного полимера окрашенного дихр.в-вом и его получение. П США, 2454515, кл.США 88-65 1948.
Е.Х.Ленд. J O S A , т.41, 12, 957, 1951.

ЭФФЕКТ КОНВЕРСИИ СКРЫТОЙ ТЕПЛОТЫ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ I РОДА В ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Мешвиришвили А.Н., Перельман М.Е.

I. Введение

Работа посвящена рассмотрению и обоснованию эффекта конверсии скрытой теплоты фазовых переходов (ФП) в излучение (излучательные ФП или ИФП), предсказанного в /1/ и экспериментально открытого в работе /2/ (см. также /3-6/). Выявляются некоторые другие процессы, в которых эффект должен проявляться, и рассмотрены возможности его использования для прогнозирования скорости и направленности ФП и для воздействия на ФП с целью управления процессами перехода. Поскольку вопросы оперативного получения информации о процессах в атмосфере (облаках) представляются практически наиболее важными – как для диатмостики, так и для изучения возможностей управления ими – то наибольшее внимание уделено особенностям ФП в воде.

Новизна явления, противоречия с укоренившимися представлениями и многообразие (предполагаемых) связей с другими явлениями и процессами побуждают нас начать с наглядных, эвристических соображений о природе ИФП (раздел II). В III разделе кратко описана основная экспериментальная работа /2/, в которой зафиксировано характеристическое ИК излучение при переходах вода-лед и пар-вода (важно отметить, что давно уже отмечалось возникновение излучения от нижней кромки растущих облаков, в местах выпадения росы и образование тумана, напр., /7/).

В разделе IV приведены описания трёх подходов к теории

ИФП. Первый основан на аналогии между ФП и переходом от суперлюминесценции к генерации в лазерах /1/; он базируется на работах /8/, в которых путём полного суммирования вириального ряда (или теории возмущений) были получены пороги открытия новых каналов для типов электрон-фотонных взаимодействий. Второй подход, модельный, устанавливает, используя лишь общие принципы теории рассеяния, некоторые полезные оценки и соотношения между сечениями процессов излучательного присоединения атома к кластеру или его фотоотщепления. В третьем подходе проводится аналогия между ИФП и переходным излучением Гинзбурга-Франка.

Раздел V посвящен возможностям излучения высших и низших гармоник ИФП, некоторые из которых в переходах пар-вода наблюдались, повидимому, ранее /9, 10/. Поскольку ИФП могут рассматриваться как своеобразный тип люминесценции, то должны, несомненно, существовать и индуцирующие ИФП. Приведены данные в пользу того, что такие линии могут быть выделены из наблюдавшихся в лазерах на парах воды и парах металлов.

Возможность поглощения на линиях ИФП и их гармониках должна проявляться в спектрах поглощения и отражения конденсированных сред и наиболее ярко – в спектрах кристаллов (следующая отсюда связь между характеристическими ИК линиями кристаллов и теплотами ФП отмечалась уже давно /11/). Поэтому в разделе VI приведены серийные формулы линий ИФП и показано, что литературным данным, их наличие в спектрах поглощения и отражения ряда веществ. Обзор наиболее чётко изученных спектров поглощения водяных паров (и, конечно, кластеров, капелек), а также и других газов в атмосфере выделен в раздел VI. Во всех этих случаях можно отметить поразительное совпадение выделяемых линий с простыми серийными формулами.

В заключительном УШ разделе отмечен ряд явлений, которые могут быть связаны с ИФП. Тем самым подчёркивается потенциальная роль ИФП в различных областях физики (любопытно отметить, что впервые, повидимому, близкие идеи о конверсии скрытой теплоты ФП в излучение возникли в натурфилософии Канта /12/).

II. Эвристические соображения

Рассмотрим рост малых кластеров, т.е. малоатомных ассоциатов в газовой фазе вдали от теплоотводящих стенок (напр., в атмосфере или в протозвёздном облаке):



При малых N говорить о поверхностной энергии и т.п. не приходится. Тогда вся энергия связи (возможно, отличная от случая массивного образца) может быть удалена, если пренебречь тройными столкновениями, только излучением.

Важно отметить, что выделение энергии связи, т.е. теплоты перехода, может, конечно, первоначально возбуждать характеристические внутри- или межмолекулярные связи, т.е. приводить к своеобразному – фазовому – типу люминесценции. Можно высказать и более радикальную гипотезу: температура ФП определяется совпадением (зависящим от температуры) характеристических частот с энергией связи атомов в возникающей фазе.

Рассмотрим подробнее конденсацию водяных паров. Присоединение молекулы воды к капле или к кристаллу вызывает образование, в среднем, двух новых связей. Вдали от точки росы происходит, повидимому, лишь образование малых агрегатов N -кластеров (димеров при $N=2$, тримеров с $N=3$ и т.д.). В первом приближении можно принять, что скрытая теплота перехода на

молекулу A выделяется в виде двух одинаковых квантов
 $\hbar\omega_2 = q/2; \quad \lambda_2 = 4\pi\hbar c/q. \quad (2,2)$

Ширина полосы излучения определяется, в основном, дошплеровским уширением, и самую грубую оценку её можно получить, рассматривая изменение скрытой теплоты при изменениях давления в интервалах 0 – I атм и температуры в интервалах 0 – 300°К. Поскольку при этом свободная энергия воды меняется от 9,7 до 12 ккал/моль, можно принять, что

$$\Gamma \sim 0,2 \lambda \quad (2,3)$$

(подсчёты по распределению Максвелла не меняют порядок (2,3)).

Если связь носит осцилляторный характер, то выщечивание ИФП может происходить ступенчато; сгущение уровней к границе непрерывного спектра приведет к асимметрии полосы излучения и к её большей протяженности в длинноволновую часть спектра, т.е. к какущемуся смещению центра полосы. Такой сдвиг может быть связан и с излучением длинноволновых сателлитов, возникающих из-за необходимости перестройки внутримолекулярных степеней свободы, различающихся в разных фазах /13/.

В пренебрежении этими сдвигами из (2,2) и (2,3) следует, что на ранних стадиях конденсации водяного пара должно возникать излучение в области

$$\lambda_2 \approx 5,8 \cdot (I \pm 0,1) = 5,2 - 6,4 \text{ мкм.} \quad (2,4)$$

При кристаллизации кластеров следует ожидать ИФП с

$$\lambda'_2 \approx 38 \cdot (I \pm 0,1) = 34 - 42 \text{ мкм.} \quad (2,5)$$

Возвращаясь теперь к общему случаю, можно утверждать, что ФП должен сопровождаться излучением на частотах (ниже повсюду опущены указания частот в интервалах (2,3)):

$$\hbar\omega \sim \Lambda / n N_0, \quad (2,6)$$

где Λ - скрытая теплота ИФП, N_A - число Авогадро, $n = 1, 2, \dots$.
По эмпирическим правилам Трутонса и т.п.,

$$\Lambda_{\text{конд}}/T \approx 21,7 \text{ кал/град}; \quad \Lambda_{\text{крист}}/T \approx 2,5 \text{ кал/град} \quad (2,7)$$

Отсюда следует связь температуры перехода с длиной волны основной частоты ИФП:

$$\lambda_{\text{конд}}^{(1)} T \approx 0,11 \text{ см}^0 \text{К}; \quad \lambda_{\text{крист}}^{(1)} T \approx 0,01 \text{ см}^0 \text{К} \quad (2,8)$$

Важно отметить, что максимум планковского излучения, который можно определить как $\lambda T = 0,29 \text{ см}^0 \text{К}$, не совпадает с (2,8) и поэтому может быть, в принципе, отделён от ИФП.

Конечно, в непрозрачной среде это излучение может быть целиком термализовано, т.е. конвертировано в фононы и т.п. Таким образом, необходимо создавать специальные условия для его наблюдения.

III. Наблюдение ИФП воды

Эксперименты /2,3/ проводились следующим образом.

Кристаллизация достигалась откачки паров над поверхностью воды, а конденсация - сжатием пара. Возникающее излучение проходило через германьевое окно и попадало на болометр. Затем на пути излучения ставился селективный, по спектру, отражатель или добавочный узкополосный фильтр. В результате удалось показать, что, во-первых, в момент начала перехода в среде возникает добавочное ИК излучение и, во-вторых, интенсивность этого излучения в 5 - 8 раз превышает в исследуемых районах спектра чисто планковское излучение. Показана, пока что, близость ИФП кристаллизации к интервалу 28 - 40 мкм, а при конденсации - к 4 - 8 мкм (ср. (2,5) и (2,4)). Отметим, что вблизи этих интервалов находятся весьма эффективные внутренние частоты молекул

41,3 мкм и 6,03 - 6,3 мкм, так что как по (2,6), так и при возбуждении и выщечивании этих частот излучения следовало ожидать около 40 мкм при кристаллизации и около 6 мкм при конденсации. Эксперимент, можно утверждать, подтвердил эти оценки.

IV. О теоретическом подходе к ИФП

Рассмотрим, вкратце, три возможности описания ИФП.

1). Первоначальный подход к проблеме ИФП /1/ являлся микроскопическим и основывался, существенно, на аналогии между изменением типа излучения в многофотонных процессах (напр., переход от суперлиминесценции к генерации, от рассеяния к образованию второй гармоники и т.п.) в двухуровневой системе и процессами изменения типов связей между атомами, которые равносильны осуществлению фазовых переходов.

Поясним аналогию подробнее.

Поскольку, в конечном счёте, взаимодействие атомов/молекул в конденсированной фазе может быть, в принципе, сведено к тому или иному спектру фотонов, обмен которыми осуществляется взаимодействие, то любой фазовый переход может рассматриваться как изменение спектра (виртуальных) фотонов внутри тела. При этом можно считать, что существование несконденсированной фазы вблизи температуры перехода, т.е. наличие фазы с избытком потенциальной энергии, обеспечивается наличием в этом спектре фотонов, поддерживающих атомы в верхнем положении - на верхнем уровне, соответствующем материнской фазе (аналог возбуждённой двухуровневой системы).

Скорость реакций в двухуровневой системе может быть описана "виртуальным рядом" по плотности фотонов. Полное суммарно-

вание этого ряда, осуществленное в работах /8/, показывает, что радиус сходимости ряда определяет пороги открытия новых каналов электрон-фотонных взаимодействий. Тогда можно, как показано в /1/, перейти от монохроматического потока фотонов и идеализированной двухуровневой системы к реальной термодинамической системе. Получающееся при этом виртуальное разложение по параметрам спектра "внутренних" фотонов также суммируется полностью и его радиус сходимости показывает наличие порогов открытия новых каналов взаимодействия, т.е. порогов ФП. Разрыв при этом термодинамических потенциалов указывает на необходимость конверсии части внутренней энергии в излучение, т.е. на необходимость ИФП.

2). Более прозрачно рассмотрение кинетики элементарного акта можно провести так.

Допустим, что присоединение атома/молекулы к кластеру является однофотонным. Тогда наряду с процессом (2,1)



можно рассматривать и обратный процесс – фотодезагрегация кластера или фотоотщепление:



Вероятности процессов (4.1) и (4.2) связаны принципом детального равновесия, а т.к. процесс (4.2) существует, то нет никаких сомнений в осуществимости (4.1).

Процесс (4.2) является пороговым:

$$\sigma_1 \sim \sqrt{\hbar\omega - q}; \quad q = \Lambda/N_0. \quad (4.3)$$

Поэтому и энергия кванта в (4.1) должна быть определенной.

Строго говоря, при $T \neq 0$ необходимо σ_1 усреднить, при этом корневая особенность смягчается. Более реалистическое рассмотр-

ение приводит, конечно, к особенностям типа M_0 по классификации Ван Хова в спектрах отражения и поглощения тел.

Из принципа детального равновесия можно получить оценку:

$$\sigma_1 \approx \frac{q^2}{3kTmc^2} \sigma_1, \quad (4.4)$$

определенную, т.к. σ_1 должно слабо зависеть от температуры, зависимость вероятности элементарного акта ИФП от термодинамических параметров. При учёте уравнения Клапейрона-Клаузуса (4.4) можно преобразовать к ещё более удобному для экспериментальной проверки виду:

$$W_{\text{изл}} \sim \frac{\Lambda}{\Delta V} \frac{dP}{dT}. \quad (4.5)$$

Используя принципы симметрии, можно, аналогичным образом, показать, что вероятность фотоотщепления резко убывает, в сравнении с процессом упругого рассеяния



при росте N . Отсюда из (4.4) можно заключить, что вероятность ИФП наиболее высока на ранних стадиях возникновения кластеров (напр., при гомогенном образовании тумана). Если же учесть и процесс упругого рассеяния молекул на кластерах



то можно, с той же точностью оценок, показать, что вероятность (4.7) убывает, по сравнению с (4.1), при росте N , т.е. чем больше зародыш, тем благоприятнее становятся условия его роста и условия для ИФП.

Необходимо отметить, что простота подхода в этом пункте существенно связана с предположением об однофотонности ИФП и поэтому полученные оценки носят лишь эвристический характер.

3). Если во время ФП меняются электрические или магнитные

моменты молекулы, то ФП должен, естественно, сопровождаться излучением. Расчёт этого излучения можно попытаться провести в рамках классической электродинамики.

Так, если при $t=0$ происходит изменение дипольного момента (напр., переход газ - твёрдое тело)

$$\rho = P_1 \Theta(-t) + P_2 \Theta(t), \quad (4.8)$$

то, поскольку $\ddot{\rho}_\omega = -\omega^2 P_\omega = -i\omega (P_2 - P_1)$, для полной энергии излучения в среде получаем:

$$dW_{\text{изл}} = \frac{\omega^2 d\omega}{6\pi c^3} |P_2 - P_1|^2 \epsilon_2^{3/2}, \quad (4.9)$$

где ϵ_2 - диэлектрическая проницаемость дочерней фазы.

Более полный расчёт по теории Гинзбурга /14/ несколько уточняет (4.9), но общий вид её в настоящем случае остаётся неизменным. Количественное сравнение (4.9) с экспериментом в настоящее время затруднительно из-за отсутствия точных измерений дипольных и др. моментов в разных фазах. Однако качественное согласие, с учетом полосов $\text{Im } \epsilon_2$ в линиях связи, может быть легко продемонстрировано.

У. Гармоники. ИФП в лазерах

В этом разделе будут даны некоторые обобщения рассуждений раздела I.

I). Возможно присоединение к конденсату одновременно целой группы или ассоциата атомов/молекул, т.е. однофотонный переход такой группы. Такая кооперация должна вызвать излучение высших гармоник:

$$\hbar\omega_e = \ell \hbar\omega_1; \quad \ell = 1, 2, \dots \quad (5.1)$$

Набор длин волн для перехода пар-вода приведён в таблице I.

В этой связи необходимо отметить статьи, в которых ранее,

Таблица I

ℓ	1	2	3	4	5	6
$\lambda \text{ мкм}$	5,8 - 6,03	2,9	1,91	1,37	1,13	0,92

но без объяснений зафиксированы эти гармоники.

В работе /9/ при конденсации паров над кипящей водой обнаружено ИК свечение с максимумами на 1,5 мкм, 2,1 мкм и, повидимому, 3,2 мкм (использовался спектрометр до 4 мкм). Таким обр., найдены гармоники 4, 3 и, видимо, 2.

В эксперименте, описанном в статье /10/, в воде возбуждалась ультразвуковая кавитация, в ближнем ИК спектре которой имелся максимум на 0,93 мкм, соответствующий VI гармонике. Любопытно отметить, что, таким образом, существенным, во всяком случае, источником сонаролюминесценции является ИФП пара в кавитационном пузырьке /3,4/.

2). Излучение скрытой теплоты может быть поделено между несколькими связями. В простейшем случае, если эти связи одинаковы, возникают низшие частоты

$$\hbar\omega_n = \hbar\omega_1/n; \quad n = 1, 2, \dots, \bar{n}, \quad (5.2)$$

где \bar{n} - главное координационное число,

3). Если ИФП, как и другие виды люминесценции, имеют стимулируемый аналог, то он должен приводить к индуцируемым мощным внешним излучением фазовым переходам. Стимулируемые ИФП должны иметь место при температурах несколько выше температур переходов, облегчать ФП в метастабильные состояния и иметь другие практические применения.

Чрезвычайно любопытно поэтому отметить, что в лазерах на парах воды, где отнюдь не ликвидированы условия для конденсации и кристаллизации хотя бы малых кластеров, наблюдаются ли-

ии генерации (мкм) 4,77; 7,71; II,83, близкие к частотам с $\nu = 2, 3, 4$ по (5,2) в случае конденсации (надо учесть разность давлений), и линии 38, I - 39,7; 57,8; 79, близкие к $\nu = 2, 3, 4$ для кристаллизации воды.

Совпадение во всех шести случаях вряд ли можно счесть случайным, желательно, однако, специальный эксперимент с фиксирующей образующихся при генерации на этих частотах кластеров и с проверкой роста количества зародышей при внешнем облучении. (Важно отметить, что в работе /15/ предложен основанный на иных принципах лазер, использующий энергию конденсации водяных паров).

Спектры генерации в лазерах на парах металлов обнаруживают много линий, которые могут быть приписаны ИФП конденсации или кристаллизации из паров. В таблице 2 приведена довольно-таки произвольная выборка литературных данных, на основе которой, при присвоении номеров гармоник, вычислены скрытые теплоты переходов и сравнены с их экспериментальными значениями. Отметим, что некоторые из таких линий до сих пор не идентифицированы (из приведенных в таблице - линии серы). Опять же такое количество совпадений было бы чрезвычайно странным.

VI. Особенности спектров поглощения и отражения, связь с ИФП

Поскольку связь между атомами в конденсированной среде осуществляется виртуальными фотонами, то для внешнего излучения с частотами много больше частот этих фотонов атомы могут быть рассматриваемы как свободные, но с массой $(m - q/c^2) \approx m$ (аналогичный подход с успехом применяется в ядерной физике).

Таким образом, граница собственного поглощения решетки -

Таблица 2

Элемент	Наблюд. длины волн мкм	Присвоено n	Подсчёт теплоты перехода	Экспер. значение теплоты	Примечания
Na	I,14	I	24,9	26	сублимация $P = 10^{-3}$ мм
K	I,25	I	22,6	21,5	
Hg	I,81	I	15,7		
	3,93	2	14,4	15,2	сублимация $P = 10^{-6}$ мм
	5,88	3	14,5		
Yf	I,032	3	82,6		
	I,345	4	82,6	87	
	I,933	6	86		
Mn	0,534	I	53,2	53,7	
S	0,516	I	55	53,25	до 95,6 °C
	0,522		54,4	52,5	до 119 °C

во всяком случае в диэлектриках - должна определяться как

$$\omega^{(0)} \sim 2\pi q/\hbar\bar{n} \quad (6,1)$$

(отметим сразу же, что в металлах с высокой электропроводностью этот эффект может маскироваться поглощением электронной подсистемой).

Такая простая картина усложняется, однако, рядом обстоятельств.

Во-первых, поглощение может происходить на нескольких из \bar{n} связей одновременно. Действительно, если атом связан с соседями \bar{n} связями, то в виртуальном состоянии он может находить-

ся с полной энергией $mc^2 - q/\bar{n}$, где $\bar{n} = 1, \dots, n$, т.е. представляет собою систему эквидистантных уровней. Поэтому максимумы поглощения могут иметь место на системе частот

$$\omega_n = 2\pi q/\hbar n; \quad n = 1, \dots, \bar{n}. \quad (6.2)$$

Во-вторых, (опять по аналогии с ядерной физикой) возможны взаимодействия фотона с группой свободных атомов в среде, т.е. могут существовать максимумы поглощения на частотах

$$\omega_\ell = 2\pi q/\hbar; \quad \ell = 1, 2, \dots \quad (6.3)$$

Таким образом, полный спектр поглощения, связанный с теплотой ФП, может быть описан сериальной формулой

$$\hbar\omega_{e,n} = 2\pi q\left(\ell + \frac{n}{\bar{n}}\right). \quad (6.4)$$

Хорошо заметить, что высота пиков должна уменьшаться с ростом ℓ и n , т.к. поглощение на высших частотах будет осуществляться высшими мультипольями. Кроме того, часть пиков может маскироваться электронным поглощением.

Перейдем к сравнению с экспериментальными данными. Начнем с полупроводников.

Кремний. Энталпия плавления равна 11 ккал/моль, отсюда при комнатной температуре $\lambda_1 \sim 2,4$ мкм или $\hbar\omega_1 = 0,5$ эв/атом. Пики в спектре поглощения /16, 17/, в согласии с (6.2), уверенно наблюдаются при 0,5; 0,16; 0,12; 0,081 эв, т.е. для $n = 1, 3, 4, 6$, и более слабые полосы отмечаются при 0,25; 0,1; 0,069; 0,06 эв, т.е. для $n = 2, 5, 7, 8$. Особенность в диаперсии при 0,167 мкм может быть связана со второй гармоникой энталпия - 88,04 ккал/моль, откуда $\lambda' \sim 0,323$ мкм.

Германний. Энталпия образования 78 ккал/моль и $\lambda \sim 0,41$ мкм. К этому значению близок пик поглощения около 0,4 мкм, а

Таблица 3

Элемент (молекула)	Теплота перехода ккал/моль	Основная длина волны мкм	Максимумы поглощения	Присвоено n
Re	189	0,151	0,35	2
Mo	155,5	0,184	0,4 0,8 0,9-1,4	2 4 6
Rh	138	0,217	0,4-0,6 1,0 1,2	2-3 5 6
Cr	80,5	0,357	0,7 1,0	2 3
Au	82,3	0,34	0,18 0,35	$1/2^{\ell}$ 1
Ag	69,1	0,41	0,14	$1/4^{\ell}$
Al	75	0,38	0,4 0,75-0,85	1 2
W	201,6	0,142	0,3 0,6	2 4
Be	76,6	0,39	0,4	1
Ge	80,9	0,35	0,16 0,35	$1/2^{\ell}$ 1
(NaCl)	6,8	4,2	37,5 42,0 37,5	9 10 12
(AgCl)	3,16	9,05	74 81,5 90,3	8 9 12

край полосы поглощения укладывается в $n = 2$, т.е. точно соответствует (6.1), т.к. у Ge $\bar{n} = 4$. Термоплата плавления 8,3 ккал/моль, $\lambda' = 3,42$ мкм, а точки λ_0 расположены на 14; 16,8; 18,6; 21,5; 27-28 мкм, близким к $n = 4, 5, 6, 8$.

Не будем останавливаться на особенностях спектров более сложных веществ и ограничимся таблицей 3, в которой приведены данные по спектрам некоторых металлов и двух диэлектриков, взятые с графиков справочников /18, 19/. Необходимо отметить, что отбор веществ был случайным, в специальных исследованиях

нужно было промерить спектры с большим разрешением и, несомненно, найти большее число особенностей. В частности, в таблице 3 нужно было бы сравнивать не пики поглощения, а точки M_0 ; этим, возможно, и вызвано некоторое расхождение результатов.

УП. Спектры поглощения паров в атмосфере

Имеющиеся здесь данные более полны, поэтому рассмотрение может быть более подробным.

Во-первых, здесь существенно поглощение в полосах (2,4) и (2,5) с разрывом соответствующих молекулярных связей и, возможно, с ростом рассеяния на этих резонансных частотах. Во-вторых, должны иметь место процессы фотодезагрегации с отрывом одной или нескольких молекул от кластера. (Процессы фотодезагрегации носят, по видимому, резонансный характер - ср., напр., /20/. Перераспределение энергии одного кванта между несколькими степенями свободы может быть, микроскопически, понято по аналогии с эффектом Оже /21/ и т.п. Фотодезагрегация одним квантам нескольких нейтральных молекул - существование такого эффекта доказывается ниже - является, по видимому, новым явлением).

Описываемая картина приводит к спектру поглощения (6,4). Если принять за основную длину волны 6,3 мкм, а за энергию отрыва молекулы принять энергию кванта с $\lambda = 2,74$ мкм, то получаем данные, сведённые в таблицу 4 для водяного пара.

В ИК спектре водяных паров наблюдается, также, полоса поглощения вблизи 17 мкм, которую можно присвоить переходу одной молекулы в кристаллическое состояние. Наблюдение других гармо-

Таблица 4

Значения ℓ, n по (6,4)	0 I	I 0	I I	2 0	2 I	3 0	3 I
Вычисл. пики поглощ.	6,3	2,74	1,91	1,37	I, I3	0,92	0,80
Наблюд. пики поглощ.	6,3	2,74	1,87	1,40	I, I3	0,93	0,81

их затруднено наличием других полос поглощения, они должны быть локализованы в районах 1,5; 8,5; 6,8 мкм и т.д.

С таким спектром поглощения водяных паров (и кластеров) может быть связан еще ряд явлений. Во-первых, отметим дробление мелких водяных капель под действием лазерного облучения на длине волны 1,06 мкм /23/, которое может попадать в полосы 2 I или 3 0 таблицы 4; т.е. можно предположить, что такое дробление является трёхмолекулярной дезагрегацией. Во-вторых, далёкие сателлиты линий генерации (напр., /24/), возникновение которых можно связать с перестройкой молекул при ФП, могут явиться причиной особенностей СВЧ спектров поверхностей воды /25/: повышение яркостной температуры участков, на которых происходит конденсация паров и т.д.

Формула (6,4) может быть, правда с меньшей определённостью, применена и к спектрам других газов.

Углекислый газ. Темпера́тура сублимации при $-78,5^{\circ}\text{C}$ равна 6,03 ккал/моль. Поэтому отрыв соответственно 1, 2, 3, 4 молекул должен приводить к особенностям на 4,64; 2,32; 1,55; 1,16 мкм. Наблюдающиеся пики поглощения: 4,8; 2,7; 1,6; 1,4 - близки к ним (отметим, что частоты вынужденных степеней свободы здесь еще плохо изучены). Другие, более длинноволновые полосы поглощения можно связать с переходом в кристаллическое

состояние.

Для таких газов, как закись азота, озон, метан, также можно определить пики, связанные с отрывом одной, двух молекул.

Таким образом, можно, во всяком случае, констатировать отсутствие противоречий между наблюдательными данными и выводами теории ИФП. Более того, продемонстрированное согласие вычислений по столь простой сериальной формуле, как (6,4), и многих наблюдательных данных показывает возможности развития спектроскопии фазового излучения. Отметим, также, что переход к количественным спектроскопическим измерениям фазового излучения может быть прямо связан с такой проблемой, как водонаполненность облаков, прогнозирование процессов, развивающихся в них и т.д.

УШ. Некоторые перспективы

Отметим некоторые другие области исследований, вероятно связанных с ИФП.

1). Давно известен, но не объяснён огромный – в несколько порядков – избыток ИК излучения около 10 мкм в спектрах ходовых газово-пылевых туманностей (напр., /26/). Можно предположить, что в этих облаках и туманностях идут процессы первоначальной конденсации, даже гомогенной, в пылинки и мы, благодаря ИФП, впервые наблюдаем начальные стадии процесса звёздообразования.

2). Известная вспышка света при рекалесценции переохлаждённых жидких металлов (напр., /27/) может, частично, быть связана с ИФП. Для выяснения этого вопроса необходимо промерить её ИК спектр.

3). Схожими с ИФП выглядят процессы кристаллолюминесцен-

ции (напр., /28/).

4.. В первых работах по экзоэлектронной эмиссии (эффект Крамера) /29/ отмечалась связь эмиссии с ИФП. Возможно, ИФП, благодаря аналогу внутреннего фотоэффекта или возбуждению электронной подсистемы, содействует эмиссии.

5). На спектрограммах взрывающихся проволочек (напр., /30/) можно заметить сравнительно длительное послесвечение на линиях, близких к ИФП. Это послесвечение можно связать с конденсацией паров металлов.

Приведённый перечень отнюдь не претендует на полноту описания всех явлений, в которых роль ИФП может оказаться существенной (ряд других явлений был упомянут и по ходу изложения). Необходимо еще исследовать и самые основные параметры ИФП – в первую очередь форму линий излучения и соотношение фотонных и фоновых ветвей выделения энергии при ИФП.

Л и т е р а т у р а

- I. M. E. Перельман. Phys. Lett. A, 37, 410, 1971; ДАН СССР, 203, 1030, 1972.
- A. N. Meatvirishvili, I. G. Direktovich, S. I. Grigoriev, M. E. Perel'man. Phys. Lett. A, 60, 143, 1977.

3. А.Н.Мествиришвили, И.Г.Директович, С.И.Григорьев, Н.Г.Гачечиладзе, М.Е.Перельман. Тезисы Всесоюз. сов. по лиминеции. Минск, 1977.
4. М.Е.Перельман. Там же.
5. A.N.Mestvirishvili, M.E.Perel'man. Proc. Int. Conf. on the Multiphoton Processes. Rochester (USA), 1977.
6. А.Н.Мествиришвили, М.Е.Перельман. Тезисы У Всесоюз. сов. по росту кристаллов. Тбилиси, 1977.
7. L.W.Nickols, J.Lamar. Appl.Optics, 7, 1757, 1968.
8. М.Е.Перельман. ЖЭТФ, 31, II55, 1970; ДАН СССР, 214, 539, 1974.
9. W.H.Potter, J.G.Loffman. Infrared.Phys., 8, 265, 1968.
10. M.Ayad. Infrared Phys., 11, 249, 1971.
11. К.Шефер, Ф.Матосси. Инфракрасные спектры. ОНТИ, М., 1935.
12. Ф.Розенбергер. История физики. Часть III, ОНТИ, М.-Л., 1935.
13. Г.Ю.Юневич. Инфракрасная спектроскопия воды."Наука", 1973.
14. В.Л.Гинзбург. Изв.ВУЗ'ов. Радиофизика, 16, 512, 1973.
15. А.М.Прохоров и др. Квант.ал., 2, 2076, 1975.
16. Т.С.Мосс. Оптические свойства полупроводников. ИЛ, 1961.
17. Ю.И.Уханов. Оптические свойства полупроводников. 1977.
18. А.Е.Шейндлин.(ред.). Излучательные свойства твёрдых материалов."Энергия", М., 1974.
19. Е.М.Воронкова и др. Оптические материалы для инфракрасной техники."Наука", 1965.
20. Н.В.Карлов и др. Письма в ЖЭТФ. 24, 289, 1976.
21. Э.С.Парилис. Эффект Оже. Изд. Фан, Ташкент, 1969.
22. В.И.Букатый и др. Изв.ВУЗ'ов. Физика, 11, II3, 1974.
23. В.Е.Зуев. Прозрачность атмосфера для видимых и инфракрасных лучей."Сов.радио", М., 1966.
24. В.Д.Кутовой и др. Квант.ал., 2, 2066, 1975.
25. А.Е.Башаринов и др. Радиоизлучение Земли как планеты. 1974.

26. G.R.Burbidge, "A. Stein. Astrophys. J., 160, 575, 1970.
27. В.П.Коверда, В.П.Скрипов. ФМ, 35, 988, 1973.
28. N.M.Johnson, F.Daniels. J.Chem.Phys., 34, 1434, 1961.
V.A.Garten, R.B.Head. Nature, 209, 705, 1966.
29. J.Kramer. Z.Physik, 125, 739, 1949; 128, 538, 1950.
Сб. "Экзоэлектронная эмиссия". ИЛ, М., 1962.
30. Р.Рейтель и др. Сб. "Взрывавшиеся проволочки". ИЛ, М., 1963?

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА НА
КРИСТАЛЛАХ АРСЕНИДА ГАЛИЯ

Берозашвили Ю.Н., Гоголин О.В., Дундуа А.В.,
Лордкипанидзе Д.Ш.

Для решения разнообразных задач оптоэлектроники необходимо создание надежных элементов для управления световыми потоками. Эти элементы - модуляторы света - представляют собой приборы, в которых осуществляется взаимодействие оптического сигнала с электрическими, магнитными и акустическими полями. В основе их работы лежат эффекты Келдыша - Франца, поглощения на свободных носителях, магнитооптические и электрооптические эффекты и фотоупругость. В настоящей работе приводятся результаты исследования особенностей модуляции света при помощи эффекта Келдыша - Франца и электрооптического эффекта Покельса.

Исследования проводились на полупроводниковых кристаллах GaAs кубической симметрии без центра инверсии, принадлежащих к классу $43m$. Выбор этих кристаллов обусловлен следующими обстоятельствами. Специальное легирование во время роста из жидкой фазы позволяет получать компенсированные высокомоментные слитки больших размеров с удельным сопротивлением $\rho \sim 10^8 \text{ ом} \cdot \text{ом}$ при комнатной температуре. Кристаллы обладают достаточной твердостью, неизгасаемостью, легко обрабатываются и лишены значительных внутренних неиз контролируемых напряжений. Область прозрачности простирается от 0,9 до 16 мк, что делает эти кристаллы практически незаменимыми для модуляции в инфракрасном спектре излучения оптических квантовых генераторов на основе GaAs , гелий-неоновых с линией волны 1,15 и 3,39 мк, на CO (~ 5 мк) и CO_2 (10 мк). Существенным преимуществом

GaAs как кубического перед широко используемыми в модуляционной технике кристаллами типа КДР является большая угловая апертура, практически ограниченная только геометрическими размерами образца (КДР позволяют работать только в самом центре конускопической картины).

Далее, поскольку GaAs принадлежит к так называемым примозонным полупроводникам, его характеризует резкий край полосы собственного поглощения и соответственно, существенный сдвиг этого края в электрическом поле.

Весьма важное обстоятельство представляет собой отсутствие центра инверсии в решетке GaAs . Это, сохранив все преимущества кубической симметрии, открывает новые возможности в линейной модуляции света, которые были впервые обнаружены и исследованы в / I - 6 /.

I. Модуляция на основе эффекта Келдыша-Франца

Хорошо известно, что при приложении к кристаллу внешнего электрического поля ширина запрещенной зоны уменьшается и возникает добавочное поглощение (электропоглощение); весьма существенное для света, энергия квантов которого близка к краю fundamentalной полосы. Величина спектрального диапазона, в котором возникает добавочное поглощение за счет поля, или, что тоже самое, величина сдвига края запрещенной зоны, равна:

$$\hbar\omega_E = \frac{1}{2} \left(\frac{e^2 \hbar^2 E^2}{m_H} \right)^{1/3}, \quad (I)$$

где m_H - приведенная масса электрона и дырки.

При приложении к кристаллу переменного электрического поля, интенсивность прошедшего через кристалл света оказывается промодулированной, причем глубина модуляции зависит от

узости спектрального диапазона луча и может быть 100%-ной при заданной величине электрического поля вблизи от края. В первом приближении величина $\Delta I(E)$ - изменение интенсивности светового потока за счет электрического поля, оказывается пропорциональной модулю поля $|E|$. Это должно приводить к тому, что фотоотделки системы приложении к кристаллу переменного электрического поля частотой ω должны содержать только четные гармоники: 2ω , 4ω и т.д. (симметричный случай). Однако реальная интенсивность прошедшего пучка оказывается промодулированной и нечетными по полю гармониками: ω , 3ω и т.д. (несимметричный случай). Рассмотрим это обстоятельство более подробно.

1. Симметричный случай / 7-12 /

Модулятор света на основе $GaAs$ представляет собой ориентированный кристалл, помещенный в конденсатор, образованный двумя плоскими металлическими электродами, отделенными от кристалла диэлектрической пленкой. В основном исследовалось поперечное электропоглощение, т.е. направления распространения света и электрического поля были взаимно перпендикулярны. Изменение интенсивности поляризованного света ΔI , прошедшего через модулятор, измеренное на частоте 2ω , а также пропускание I и изменение коэффициента поглощения $\Delta \alpha$, показаны совместно на рис.1. Очевидно, что $\frac{\Delta I}{I} \approx \Delta \alpha$, по сути дела глубина модуляции, увеличивается по мере приближения к краю запрещенной зоны и падает при удалении от него. Спектральный диапазон, в котором срабатывает наблюдаем, в нашем случае простирается от 1,45 до 1,49 эв. Столь узкий интервал обусловлен самой сущностью эффекта Калдинса - Франка и представляет собой, естественно,

венно, недостаток модулирующего устройства на его основе. Однако в частном случае оптоэлектронных схем на основе соединений $GaAs$, содержащих в качестве источников света диодные лазеры на гетеропереходах, а в качестве модуляторов и детекторов излучения те же переходы со смещением, этот недостаток не существенен, при значительном упрощении технологии производства подобных схем.

Сложная структура верхней валентной зоны $GaAs$, состоящей из двух вырожденных в точке $K=0$ подзон легких и тяжелых дырок, должна приводить к сильной зависимости электропоглощения от поляризации падающего света. Поляризационные эффекты состоят в следующем. Изменение интенсивности $\Delta I_{||}$ (и соответственно $\Delta \alpha_{||}$) для света, поляризованного вдоль поля оказывается больше, чем ΔI_{\perp} и $\Delta \alpha_{\perp}$ во всем измеряемом диапазоне длин волн. На рис.2 показаны зависимости $\Delta \alpha_{||}$ и $\Delta \alpha_{\perp}$ от $\hbar\omega$ при заданной величине электрического поля. Не вдаваясь в подробности физической причины анизотропии электропоглощения /8/, укажем, что в реальных устройствах, в особенности в схемах оптоэлектроники селективное по поляризации поглощение может быть использовано для построения логических схем. Введем величину

$$\rho = \frac{\Delta \alpha_{||} - \Delta \alpha_{\perp}}{\Delta \alpha_{||} + \Delta \alpha_{\perp}} \quad - \text{степень поляризации} \quad (2)$$

Зависимость степени поляризации от длины волны при разных напряженностях электрического поля показана на рис.3. Величина ρ увеличивается, в противоположность $\Delta \alpha$, при удалении от края, причем имеет теоретический предел $\rho \sim 0,6$.

Для управления степенью поляризации или подавления одной из составляющих был разработан следующий метод /10-12/

При приложении к кристаллам одноосного сжатия снимается вырождение в вершине валентной зоны $GeAs$, что неизбежно должно сказаться на анизотропии электропоглощения. Измерения проводились для трех различных взаимных ориентаций векторов \vec{F} (деформация), \vec{E} (электрическое поле) и \vec{R} (направление распространения света). Результаты показаны на рис.4-6, где приведены зависимости степени поляризации P от $\hbar\omega$ для различных величин деформации. Очевидно, что при соответствующем выборе взаимных направлений векторов \vec{F} , \vec{E} и \vec{R} возможно в широких пределах варьировать степень поляризации электропоглощения.

2. Несимметричный случай / 2 - 4 /

До сих пор речь шла об электропоглощении или, что то же самое, о модуляции света на четных гармониках приложенного управляющего поля, т.е. при приложении к кристаллу поля, частотой Ω , свет в основном должен быть промодулирован частотой 2Ω , поскольку эффект Калдыша - Франца пропорционален модулю $|E|$. Однако, как уже указывалось выше, было обнаружено, что фотоотклики системы содержит нечетные по полям гармоники Ω , 3Ω и т.д. По крайней мере две причины могут обуславливать дополнительную модуляцию света: наличие в объеме кристалла сильных анизотропных полей и учет в электропоглощении для кубических кристаллов без центра инверсии аналога эффекта Поккельса.

Экспериментальное исследование электропоглощения $GeAs$ (при температурах 300 и $80^{\circ}K$) дало следующие основные результаты.

Под воздействием внешнего электрического поля $E_1 \cos \omega t$

в исследуемых образцах за счет сдвига края полосы поглощения происходит сложная модуляция света. Проведенный гармонический анализ сигнала показал, что свет модулируется с частотой Ω , 2Ω , 3Ω и т.д.

При фиксированных значениях энергий квантов света изменения коэффициента поглощения света $\Delta\alpha_1$ (на частоте Ω) и $\Delta\alpha_2$ (на частоте 2Ω) по-разному зависят от величины E_1 . Как видно из рис. 7(а) зависимость $\Delta\alpha_1(E)$ для $GeAs$ содержит линейный участок. В то же время, как это видно из рис. 7(б), $\Delta\alpha_2$ линейно зависит от $\Delta\alpha_1$ с угловым коэффициентом 2, т.е. $\Delta\alpha_2 \sim E_1^2$.

Измерения, проведенные на образцах цилиндрической формы, показали, что величина соотношения $\Delta\alpha_1/\Delta\alpha_2$ зависит от ориентации внешнего электрического поля относительно кристаллографических осей кристалла. При этом характер изменения величины зависит от ориентации плоскости поляризации плоскополяризованного света относительно направления внешнего поля.

В случае, когда основание цилиндра совпадало с плоскостью (110), а вектор поляризации света $\vec{e} \parallel \vec{E}_1$, получена зависимость $\Delta\alpha_1$ от φ - угла между осью (110) и направлением E_1 (рис.8 а). Как видно из рисунка, амплитуда первой гармоники поглощения максимальна в направлениях <111>, причем для противоположных направлений одной и той же оси фазы сигнала противоположны.

Аналогичная зависимость для света с $\vec{e} \perp \vec{E}_1$, имеет несколько другой вид (рис.8 б).

Одновременно проведенные измерения на второй гармонике показали, что $\Delta\alpha_2$ почти не зависит от φ .

Эти результаты показывают, что эффект Келдыша - Франца в *GaAs* может быть применен для модуляции света как с частотой Ω , так и с частотой 2Ω в узком спектральном диапазоне, в который укладывается излучение полупроводниковых лазерных диодов на основе *GaAs*. Собственное время эффекта, характеризующее скорость изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha(E) - \alpha(0)$ под действием электрического поля E , определяемое как τ - время туннелирования электрона в запрещенную зону, составляет 10^{-13} сек. Это свидетельствует о возможности создания на основе эффекта Келдыша - Франца амплитудного модулятора света высокой частоты. Однако использование второй гармоники имеет некоторые недостатки. Одним из них является нелинейная (квадратичная) зависимость амплитуды промодулированного сигнала от величины приложенного поля $E - E_0 \cos \omega t$ а также сам факт несовпадения по частоте модулирующего поля и промодулированного излучения. Эти недостатки отпадают при использовании компоненты света, промодулированного на частоте Ω за счет указанных выше эффектов.

Например, если свет падает на образец *GaAs* перпендикулярно плоскости {110}, в которой лежит внешнее поле $E_0 \cos \omega t$ и E_0 ориентировано вдоль <100>, то зависимость промодулированной с частотой Ω компоненты света от ориентации \vec{e} относительно E_0 имеет вид, представленный на рис.9.

Из рис.9 видно, что в этом случае свет с $\vec{e} \parallel \vec{E}_0$ не модулируется, в то время как свет с $\vec{e} \perp \vec{E}_0$ модулируется с частотой Ω .

Если внешнее электрическое поле приложить к плоскости {110}, но вдоль <111>, то зависимость $\Delta\alpha$ от γ - угла между \vec{e} и \vec{E}_0 будет иметь другой вид (рис.10).

Следовательно, мы получим дифференциальный полидроид, в котором с частотой Ω свет с $\vec{e} \parallel \vec{E}_0$ будет модулироваться в одной фазе, а свет с $\vec{e} \perp \vec{E}_0$ - в противоположной фазе.

Таким образом, если на образец падает естественный свет и внешнее поле \vec{E}_0 приложено вдоль <100>, то будет модулироваться та часть света, для которой $\vec{e} \perp \vec{E}_0$, если же поле \vec{E}_0 ориентировано вдоль направлений <111>, то амплитуда модуляции естественного света будет пренебрежимо малой.

II. Модуляция при помощи электрооптического эффекта в *GaAs* /5,6/

В отличие от эффекта Келдыша - Франца, электрооптический эффект позволяет модулировать свет в широком спектральном интервале: практически во всей области прозрачности кристалла. Величину электрооптического эффекта характеризует независимый электрооптический коэффициент γ_{44} . Для *GaAs* характерен высокий показатель преломления $n = 3 + 3,5$. Вследствие этого весьма важное для модуляции произведение $n^3 \gamma_{44}$ относительно велико, несмотря на то, что γ_{44} уступает по величине, например, аналогичному коэффициенту для КДР.

В сочетании с возможностью использовать длинные кристаллы это позволяет создать промышленные приборы для модуляции света на основе *GaAs*. Кроме того, электрооптический эффект в полупроводниках имеет чисто электронную природу, т.е. практически безынерционен, что позволяет, в принципе осуществлять модуляцию света вплоть до инфракрасных частот.

I. Скоростная модуляция на кристаллах *GaAs*

Для получения амплитудной модуляции света кристалл *GaAs* помещается между двумя скрещенными поляризаторами и интенсивность проходящего через систему света равна нулю. Приложении поля в образце возникает двойное лучепреломление и первоначальный линейно поляризованный свет с интенсивностью I_0 и плоскостью поляризации под углом в 45° к направлению электрического поля при прохождении кристалла превращается в эллиптически поляризованный. Интенсивность света I , проходящего через систему, равна:

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2}, \quad (3)$$

где δ - разность фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами.

Для кристалла *GaAs* электрооптический эффект линеен по полю:

$$\delta = \frac{A \pi n^2}{\lambda} \epsilon_{41} F, \quad (4)$$

где A - коэффициент, зависящий от ориентации кристалла по отношению к направлению электрического поля и распространению луча света.

На рис. II показана зависимость I/I_0 (отношение интенсивности света, проходящего через кристалл при скрещенных поляризаторах к интенсивности падающего света) от величины напряженности электрического поля, снятая на длине волны $\lambda = 1,15 \text{ мк}$. Геометрическая длина пути света в кристалле была равна 8 мм, а электрическое поле было приложено вдоль кристаллографического направления (100). Видно, что в некоторой области значений E (на данном кристалле от $4 \cdot 10^3 \text{ в/см}$ и выше) I меняется линейно с полем.

В литературе по оптическим модуляторам для определения глубины модуляции часто используют величину коэффициента модуляции M :

$$M = \frac{I - I_0}{I + I_0}. \quad (5)$$

Здесь I - интенсивность света, проходящего через модулятор при приложении поля, а I_0 - интенсивность света, проходящего через модулятор в отсутствии поля.

Типичная зависимость величины M от E для вышеуказанных кристаллов *GaAs* приведена на рис. I2. При значениях $E \sim 4 \cdot 10^3 \text{ в/см}$ коэффициент модуляции M близок к единице.

Как известно, существенный интерес представляют временные характеристики модулятора.

В качестве проверки возможности высокочастотной модуляции света с помощью электрооптического эффекта в полуизолирующем *GaAs* был проведен эксперимент по импульсной модуляции инфракрасного излучения.

Монохроматический пучок света длиной волны $1,15 \text{ мк}$, вырезанный интерференционным фильтром, через поляризатор попадал на образец, помещенный в криостате. Толщина образца составляла 0,5 мм, длина 6 мм. Электрическое поле было направлено вдоль оси [110], а свет распространялся вдоль направления [101].

Время нарастания фронта прямого импульса амплитудой 300 в, подаваемого с генератора на образец, было порядка 10 нсек.

Время нарастания фронта светового импульса составляло ~ 20 нсек, при длительности модулирующего импульса ~ 100 нсек. Такое время нарастания не определяло временные

свойства модулятора, а было связано с постоянной времени регистрирующей системы. Время нарастания импульса τ_{pp} связано с верхней граничной частотой f_e следующим соотношением:

$$\tau_{pp} \approx \frac{0.3 \div 0.45}{f_e} \quad (6)$$

тогда

$$f_e \approx \frac{0.4}{\tau_{pp}} \sim 2 \cdot 10^7 \text{ Гц}$$

В начале говорилось о том, что с.и. эффект имеет электронную природу и поэтому безынерционен. Однако в реальном модуляторе могут существовать некоторые эффекты, которые существенно ухудшают его частотную характеристику. Речь идет о частоте одной из таких причин может быть сильный рост диэлектрических потерь на высоких частотах. Диэлектрические потери очевидно могут играть существенную роль в случае работы модулятора на синусоидальном сигнале или в импульсном режиме с малой скважностью. Для того, чтобы иметь представление о частотной границе, определяемой диэлектрическими потерями, были проведены измерения тангенса угла потерь $\tg \delta$ для одного из исследуемых образцов. Снималась частотная зависимость $\tg \delta$, вплоть до частоты ~ 30 мГц. В области частот $10^6 \div 10^7$ Гц величина $\tg \delta$ слабо зависела от частоты и имела значение $\sim 10^{-2}$. В общем случае мощность диэлектрических потерь можно представить так:

$$P = V^2 \tau_{pp} \omega c \tg \delta. \quad (7)$$

Тогда, при рабочем напряжении $V = 300$ в, емкости образца $C = 10$ пФ и частоте $\omega = 2 \div 3 \cdot 10^7$, $P \approx 1.7$ вт.

Такая мощность для образца с размерами $1 \times 6 \times 0.5$ см не является критической, а при хорошем теплоотводе на таком образце может быть рассеяна большая мощность. Однако полученные данные показывают, что диэлектрические потери могут привести к су-

щественному ограничению временных характеристик модулятора.

2. Модуляция излучения оптического квантового генератора на CO_2 с $\lambda = 10.6$ мк

Схема установки, на которой проводились измерения, приведена на рис. I3.

Образцы вырезались в виде параллелепипеда с 4 полированными гранями и 2 гранями, на которые наносились индийевые контакты. Расстояние между контактами было $1 \div 3$ мм, а геометрическая длина пути света в кристалле ~ 10 мм.

Наблюдаемой в эксперименте величиной являлась интенсивность света I , проходящего через образец GaAs и скрещенные поляроиды при приложении к образцу электрического поля. Если вектор поляризации \vec{E} падающего света направлен под углом 45° к направлению электрического поля, тогда I связана с интенсивностью падающего света I_0 и величиной δ как в (3). Нами была построена эта зависимость (рис. I4). Как видно из рис. I4 в области значений δ от 70 до 110° имеется линейная зависимость I от δ и следовательно I от E . Для того, чтобы получить максимальное I/E от E и работать на линейном участке, в нашем эксперименте применялся ромб Френеля, изготовленный из высокоменного GaAs , который изменял фазу света на 90° . Таким образом, свет от оптического квантового генератора на CO_2 с $\lambda = 10.6$ мк падал на поляризованную пластинку герmania под углом Брюстера. Полученный при отражении линейно-поляризованный свет (степень поляризации $\sim 98\%$) пропускался через ромб Френеля, и в результате двухкратного полного внутреннего отражения превращался в свет, поляризованный по кругу. Этот свет при прохождении через кристалл GaAs ,

к которому прикладывалось электрическое поле, превращался в эллиптически поляризованный. Отраженный от второго германиевого поглощающего (анализатора) свет попадал на приемник излучения ($Ge + Au$). Измеряя интенсивность света I_1 , прошедшего через систему в отсутствие поля и интенсивность света I_1 при приложении поля, мы могли определить δ , учитывая, что $I_0 = 2I$. Измеренная таким путем величина δ при направлении электрического поля [110], напряженности $E = 2 \cdot 10^4$ в/см и длине кристалла $L = 1,1$ см, оказалась равной $\sim 20^\circ$.

При подаче на образец переменного напряжения с частотой $f = 1000$ Гц, было получено изменение в пропускании света $\sim 30\%$ (рис. I4).

Величина независимого электрооптического коэффициента τ_{44} была при этом равна $\sim 7,7 \cdot 10^{-8}$ см/кв, что хорошо согласуется со значением τ_{44} , полученным теоретически ($8 \cdot 10^{-8}$ см/кв).

3. Модуляция света в деформированных кристаллах $GeAs$

При одновременном воздействии на кристалл переменного электрического поля и статического одноосного сжатия

$$I = I_0 \sin^2 \left(\frac{\delta_E + \delta_P}{2} \right) \sin^2 2\alpha, \quad (8)$$

где I_0 - интенсивность падающего света, δ_E и δ_P - разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами, обусловленные полем и деформацией соответственно ($\delta_E \sim E$, $\delta_P \sim P$).

P - величина приложенного давления), α - угол между плоскостью поляризации света и направлением электрического поля.

В этом случае, как это следует из выражения (8), переменный сигнал интенсивности I может содержать наряду с четными и

нечетные по частоте полы гармоники.

В случае, когда электрическое поле и сжатие направлены вдоль оси [001], а свет распространяется перпендикулярно плоскости (110), выражения для δ_E и δ_P , согласно (9), будут иметь вид

$$\delta_E = \frac{\pi e}{\lambda} n_o^3 \alpha_{xyz} E \quad (9)$$

$$\delta_P = \frac{\pi e}{\lambda} n_o^3 (\pi_{11} - \pi_{12}) P. \quad (10)$$

Если к образцу приложено переменное электрическое поле частоты Ω , то из (9) и (10) следует, что интенсивности сигналов на первой и второй гармониках равны соответственно

$$I(\Omega) = \frac{I_0}{2} \frac{\pi e}{\lambda} n_o^3 \alpha_{xyz} E \sin \left[\frac{\pi e}{\lambda} n_o^3 (\pi_{11} - \pi_{12}) P \right] \quad (11)$$

$$I(2\Omega) = \frac{I_0}{4} \left(\frac{\pi e}{\lambda} n_o^3 \alpha_{xyz} E \right)^2 \cos \left[\frac{\pi e}{\lambda} (\pi_{11} - \pi_{12}) P \right]. \quad (12)$$

При выводе формул (11) и (12) предполагалось, что

$\delta_E \ll 1$. В этом случае, как следует из (11) и (12), интенсивность первой гармоники $I(\Omega)$ должна быть пропорциональна E , а $I(2\Omega) \sim E^2$. Это подтверждается на эксперименте. Измеренные полевые зависимости $I(\Omega)$ и $I(2\Omega)$ представлены на рис. 15.

В отличие от эффекта Покельса пьезооптический эффект велик и, как видно из соотношения (11), должен осциллировать с изменением давления и длины волны света как $\sin^2(\delta_P/2)$. Включение дополнительно переменного электрического поля модулирует постоянный сдвиг фазы δ_P , при этом интенсивности первой и второй гармоник также должны осциллировать с изменением P или λ . Полученные экспериментальные зависимости $I(\Omega)$ и $I(2\Omega)$ от длины волны света и величины приложенного одноос-

ногого сжатия приведены на рис. I6 и I7.

Как следует из формул (I0) и (I2), интенсивности первой и второй гармоник с изменением давления при постоянном E (или наоборот) меняют знак и отстают друг от друга на фазу в 90° . По интенсивности первая гармоника больше второй в 8 ± 10 раз.

Таким образом, при одновременном воздействии на образец постоянного давления и переменного электрического поля возможна эффективная модуляция плоскополяризованного света на частоте поля.

4. Учет пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости в электрооптическом эффекте

Кристаллы кубической симметрии без центра инверсии, к которым принадлежит и $GaAs$, должны обнаруживать двойное лучепреломление (δ_0) по некоторым направлениям и в отсутствии внешнего возмущения.

Тогда в присутствии электрического поля $\Delta I \sim \sim \sin^2(\delta_E + \delta_0)/2$. Так как $\delta_E \sim E$, то в случае переменного поля сигнал интенсивности света, прошедшего через такой кристалл, должен содержать наряду с четными, также и нечетные по частоте поля гармоники.

В кристаллах без центра инверсии величина пространственной дисперсии характеризуется параметром $(\sigma/\lambda)^2 = (\pi\alpha/\lambda_0)^2$, где σ - характерный размер порядка постоянной решетки,

λ_0 - длина волны света в вакууме, π - показатель преломления. В оптической области частот величина $(\sigma/\lambda)^2$ мала.

Поэтому учет пространственной дисперсии должен привести, вообщем говоря, к весьма слабому двойному лучепреломлению

($\Delta n \sim 10^{-6}$) Однако в кристаллах типа $GaAs$, имеющих сложную структуру валентной зоны, вклад пространственной дисперсии при приближении к краю поглощения резонансно растет, что и наблюдается на эксперименте.

При распространении света вдоль оси [110] сигнал интенсивности ΔI содержит первую $\Delta I_1(\varphi)$ и вторую $\Delta I_2(2\varphi)$ гармоники (рис. I8 и I9). Величины интенсивностей как на частоте ω , так и на удвоенной частоте существенно зависят от ориентации внешнего электрического поля по отношению к кристаллографическим осям. На рис. I8 и I9 приведены наблюдаемые зависимости относительных интенсивностей $\frac{\Delta I_1}{I_0}$ и $\frac{\Delta I_2}{I_0}$ (I_0 - интенсивность падающего на образец света) от φ - угла между вектором E и осью <100>, лежащей в плоскости (110). Как видно из этих рисунков, максимальные значения амплитуд $\Delta I_2 \sim 0.08 I_0$, $\Delta I_1 \sim 0.15 I_0 \div 0.18 I_0$. При определенных ориентациях внешнего электрического поля интенсивность первой гармоники больше второй. Так, например, если E ориентировано вдоль оси [001] (на рис. I8 $\varphi = 90^\circ$ или [001] ($\varphi = 270^\circ$)) отношение $\frac{\Delta I_1}{\Delta I_2} \sim 9 \div 5$. При иных ориентациях, экстремальных для интенсивности первой гармоники, отношение $|\Delta I_1|_{max}/|\Delta I_2|$ к соответствующему значению ΔI_2 порядка $3.5 \div 2.5$.

На рис. 20 представлены зависимости первой и второй гармоник от величины внешнего электрического поля. Видно, что интенсивность первой гармоники с ростом E растет линейно.

Действительная анизотропная часть при учете пространственной дисперсии в присутствии внешнего электрического поля может быть записана в виде

$$\Delta E_{in}(\omega, \vec{q}) = \alpha_{in} \epsilon_m S_e S_m + \gamma_{in} \epsilon E_e, \quad (I3)$$

де S - единичный вектор нормали к волне ($\vec{q} = (\omega/c) \times \vec{p} \vec{S}$) ; тензор 4 ранга α_{iklm} , симметричный по первой и второй паре индексов, для кристаллов класса $4\bar{3}m$ (к которому принадлежит $GaAs$) имеет 3 независимые компоненты

$$\alpha_1 = \alpha_{1111}, \alpha_2 = \alpha_{11kk} (i \neq k), \alpha_3 = \alpha_{1kik} (i \neq k)$$

(в качестве координатных осей x, y, z выбраны оси симметрии 4 порядка $\langle 100 \rangle$; тензор 3 ранга τ_{ikl} для кристаллов класса $4\bar{3}m$ имеет одну независимую компоненту

τ_{xyz} . При учете пространственной дисперсии, как следует из (15), главные оси тензора диэлектрической проницаемости зависят от направления вектора \vec{S} (т.е. от направления распространения света) и в общем случае, уже в отсутствие электрического поля, не совпадают с осями $\langle 100 \rangle$. Для нахождения главных показателей преломления n_1 и n_2 (в плоскости, перпендикулярной распространению света) тензор $E_{ik}(\omega, q)$ должен быть приведен к диагональному виду.

Если внешнее электрическое поле $E \cos \omega t$ приложено в плоскости, перпендикулярной распространению света, и составляет угол в 45° с электрическим вектором световой волны \vec{E} , то интенсивность света, прошедшего через образец (помещенный между скрещенными поляроидами), будет определяться выражением

$$dI = A I_0 \sin^2 2\theta (dn(\theta))^2, \quad (14)$$

где $dI = n_1 - n_2; 2\pi dI \ll \lambda$, ℓ - длина кристалла в направлении распространения света, θ - угол между вектором \vec{E} и одной из главных диэлектрических осей; величина угла θ зависит от величины амплитуды приложенного электрического поля, и направления распространения света, $A = \left(\frac{\omega c}{2c}\right)^2$; ω - частота падающего света.

Проведя диагонализацию $E_{ik}(\omega, q)$ при $\vec{S} \parallel \langle 110 \rangle$ для интенсивностей первой и второй гармоник, согласно соотношению (14), получим

$$\Delta I_1(\Omega) = A I_0 \frac{\alpha_{xyz} n^2 E^2}{2} \cos 2\varphi \sin \varphi (1 - 6 \cos^2 \varphi) \quad (15)$$

$$\Delta I_2(2\Omega) = \frac{A I_0}{2} \left(\frac{\alpha_{xyz} n^2 E^2}{2} \right)^2 3 \sin^2 \varphi (1 - 6 \cos^2 \varphi)^2, \quad (16)$$

где $\alpha = \frac{1}{2}(\alpha_1 - \alpha_2) - \alpha_3$, φ - угол между вектором \vec{E} и осью $\langle 110 \rangle$, расположенной в плоскости $\langle 110 \rangle$.

Из выражений (15) и (16) следует, что с ростом величины амплитуды приложенного электрического поля E интенсивность первой гармоники растет линейно, а второй - квадратично, что согласуется с экспериментальными зависимостями, представленными на рис. 20. Вычисленные теоретические угловые зависимости (15) и (16) даны на рис. 21. Как видно, они находятся в хорошем согласии с результатами измерений (рис. 18 и 19).

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Н.Берозашвили, А.В.Лундуа, Д.Ш.Лордкипанидзе. Письма ЖЭТФ, 15, 95, 1972.
2. Р.М.Акопян, Ю.Н.Берозашвили, А.В.Лундуа, Д.Ш.Лордкипанидзе. ЖЭТФ, 65, 2007, 1973.
3. Р.М.Акопян, Ю.Н.Берозашвили, А.В.Лундуа, Д.Ш.Лордкипанидзе. ФТП, 14, 1972, 932; "Проблемы физики соединений $A^2 - B^2$ ". Материалы III Всесоюзного совещания, Владикавказ, 1972.
4. Ю.Н.Берозашвили, А.В.Лундуа. ФТП, 8, 2008, 1974.
5. В.Н.Баглавадзе, Ю.Н.Берозашвили, О.В.Боголюб, В.Р.Соломко, Е.Г.Цицишвили. ФТП, 10, 409, 1976,

6. Р.М.Акопян, Ю.Н.Берозашвили, А.В.Лундуа, В.И.Имнишвили, Е.Г.Цицишвили. ФТТ, 18, 2692, 1976.
7. Ю.Н.Берозашвили, А.В.Лундуа, Л.Ш.Лордкипанидзе, С.З. Мачавариани. Сообщения АН ГССР, 59, I, 53, 1970.
8. Ю.Н.Берозашвили, А.В.Дундуа, Л.Ш.Лордкипанидзе. ФТТ, 13, II, 3172, 1971.
9. Ю.Н.Берозашвили, А.В.Дундуа, Л.Ш.Лордкипанидзе. Сообщения АН ГССР, 61, 2, 305, 1971.
10. Ю.Н.Берозашвили, О.В.Гоголин, Д.Ш.Лордкипанидзе. ФТТ, 14, 3462, 1972.
- II. Ю.Н.Берозашвили, О.В.Гоголин, Д.Ш.Лордкипанидзе. ФТТ, 7, 1973, 975; "Модуляционная спектроскопия полупроводников". Материалы I Республиканского конгресса, Тбилиси, 1973.
12. Ю.Н.Берозашвили, О.В.Гоголин, Д.Ш.Лордкипанидзе. Международное совещание по фотоэлектрическим и оптическим явлениям в твердом теле. Тезисы докладов. Варна, 1974.

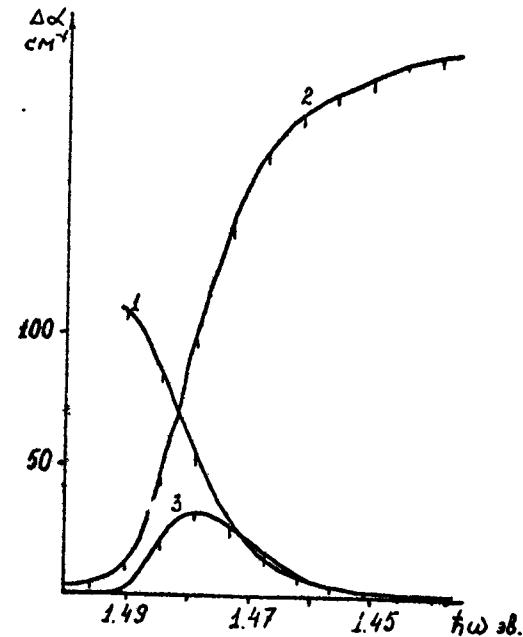


Рис. I. 1 - зависимость изменения коэффициента поглощения $\Delta\alpha$ от $\hbar\omega$;
2 - зависимость интенсивности света I в отсутствии электрического поля от $\hbar\omega$;
3 - зависимость изменения интенсивности света ΔI во внешнем электрическом поле от $\hbar\omega$.

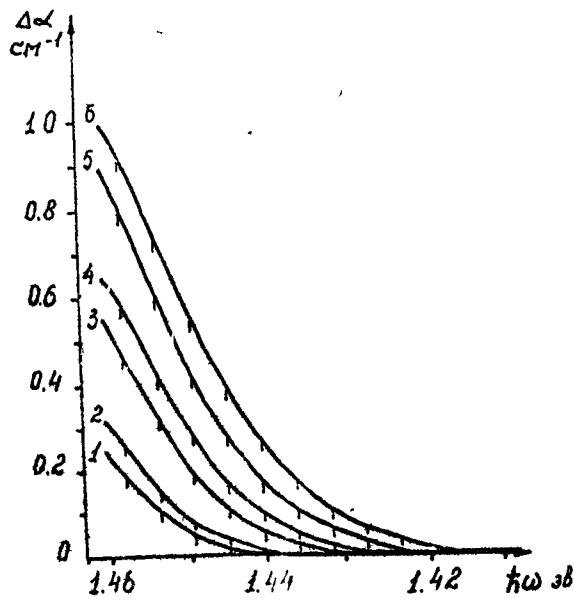


Рис.2. Зависимость изменения коэффициентов поглощения Δd_{\parallel} и Δd_{\perp} от $\hbar\omega$
 $1,2 - \overline{E} = 10^4$ в/см; $3,4 - \overline{E} = 1,5 \cdot 10^4$ в/см;
 $5,6 - \overline{E} = 2 \cdot 10^4$ в/см; $1,3,5 - \Delta d_{\perp}$;
 $2,4,6 - \Delta d_{\parallel}$.

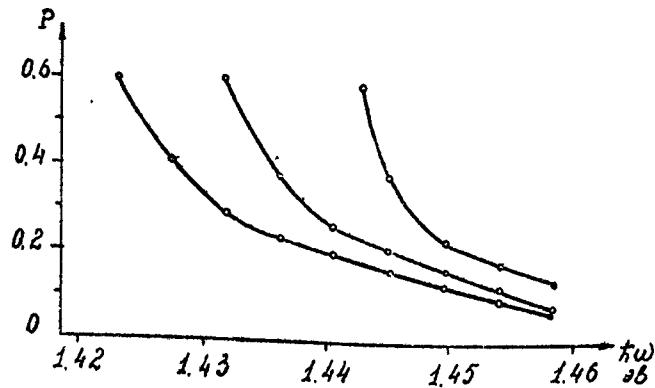


Рис.3. Зависимость степени поляризации поглощения P от $\hbar\omega$:
 $1 - \overline{E} = 10^4$ в/см; $2 - \overline{E} = 1,5 \cdot 10^4$ в/см;
 $3 - \overline{E} = 2 \cdot 10^4$ в/см.

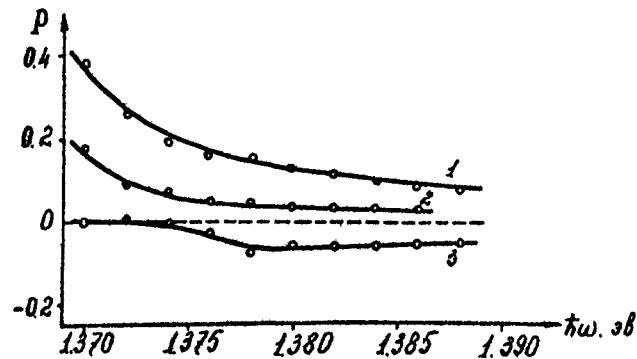


Рис.4. Зависимость степени поляризации P от $\hbar\omega$ при $\overline{E} = 7500$ в/см для различных значений \overline{F} (первый случай) $1 - \overline{F} = 0$; $2 - \overline{F} = 1000$ кг/см²;
 $3 - \overline{F} = 1600$ кг/см².

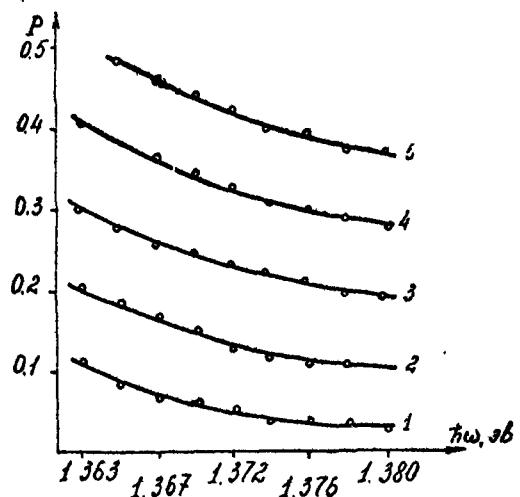


Рис.5. Зависимость степени поляризации P от $\hbar\omega$ при $E = 3300$ в/см для различных значений F :
1 - $F = 320$ кг/см 2 ; 2 - $F = 630$ кг/см 2 ;
3 - $F = 930$ кг/см 2 ; 4 - $F = 1230$ кг/см 2 ;
5 - $F = 2000$ кг/см 2 .

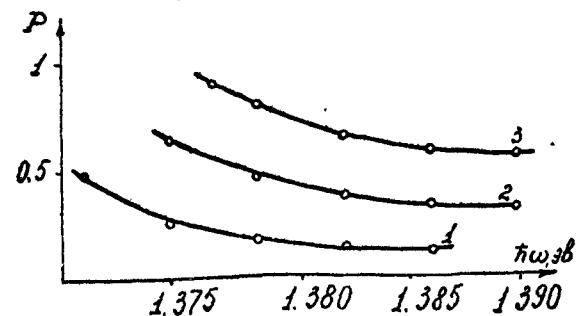


Рис.6. Зависимость степени поляризации P от $\hbar\omega$ при $E = 5000$ в/см для различных значений F . 1 - $F = 0$;
2 - $F = 1900$ кг/см 2 ; 3 - $F = 4400$ кг/см 2 .

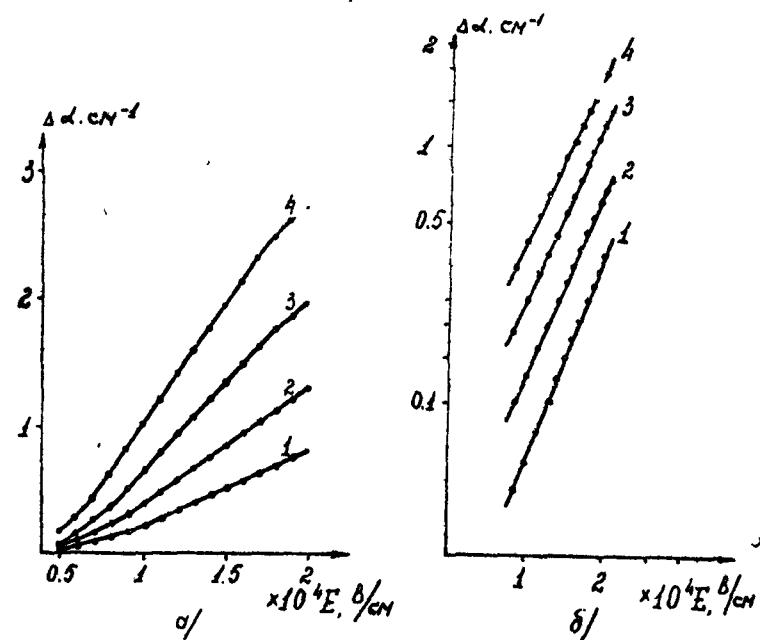


Рис.7. Зависимость $\Delta\epsilon_1(\alpha)$ и $\Delta\epsilon_2(\delta)$ от E в GaAs при фиксированных значениях $\hbar\omega$:
1 - $\hbar\omega = 1,368$ эв;
2 - $\hbar\omega = 1,372$ эв;
3 - $\hbar\omega = 1,376$ эв;
4 - $\hbar\omega = 1,380$ эв.

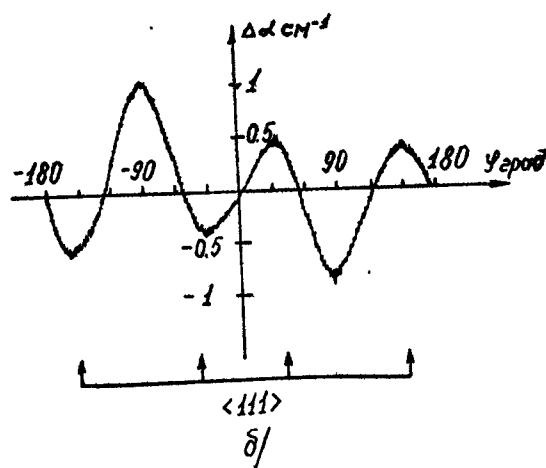
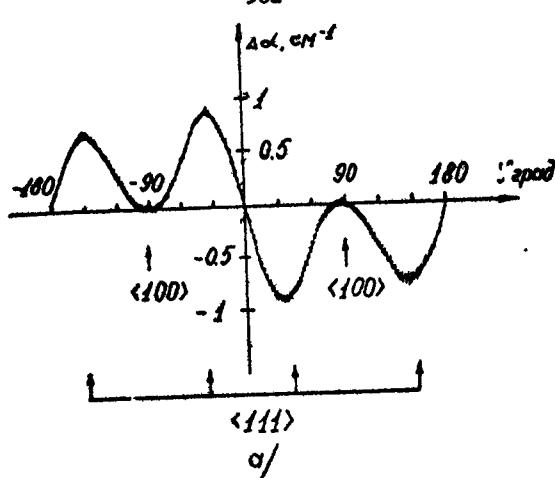


Рис.8. Зависимость $\Delta\alpha_1$ плоскополяризованного света от ориентации E относительно кристаллографических осей в плоскости (110), измеренная на образце цилиндрической формы: $\hbar\omega = 1,376$ эв, $E \approx 10^4$ в/см $a)$ - $e \parallel E$; $b)$ - $e \perp E$.

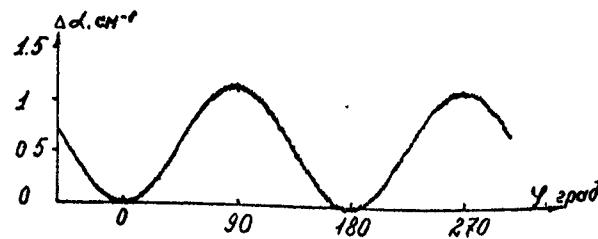


Рис.9. Зависимость $\Delta\alpha_1$ от угла между электрическим вектором волны падающего света и E , когда свет падает перпендикулярно плоскости (110), а поле ориентировано вдоль $<100>$.

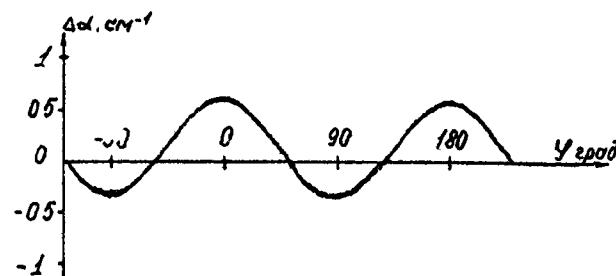


Рис.10. Зависимость $\Delta\alpha_1$ от угла между электрическим вектором волны падающего света и E , когда свет падает перпендикулярно плоскости (110), а поле приложено в плоскости (110) вдоль $<111>$.

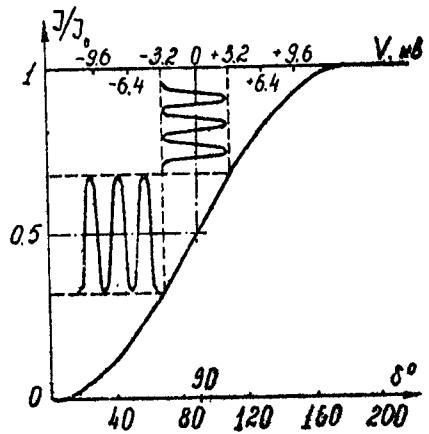


Рис. II. Зависимость I/I_0 от напряженности электрического поля, снятая при $\lambda = 1,15 \text{ мк}$.

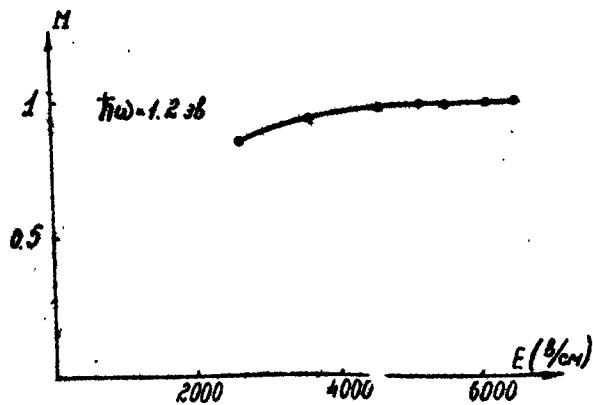


Рис. II.2. Зависимость коэффициента модуляции от напряженности поля.

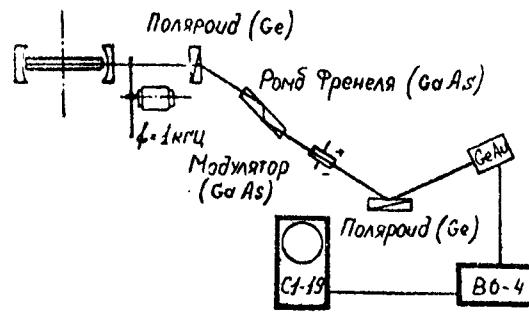


Рис. I3. Схема установки для измерения электрооптического эффекта в GaAs на длине волны 10,6 мк.

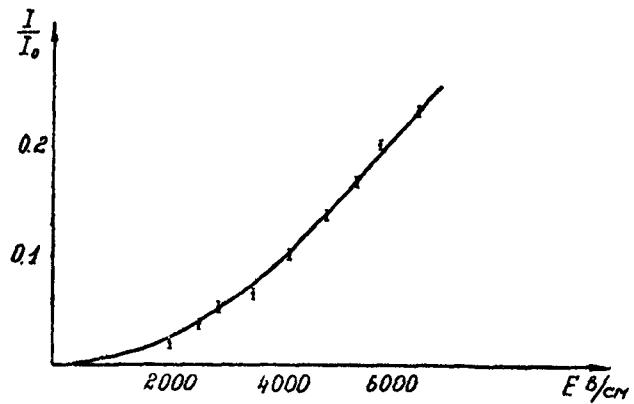


Рис.14. Зависимость интенсивности света I , прошедшего через скрепленные полароиды, ромб Френеля и образец (в единицах интенсивности падающего света I_0) от изменения фазы волны δ или от приложенного напряжения E .

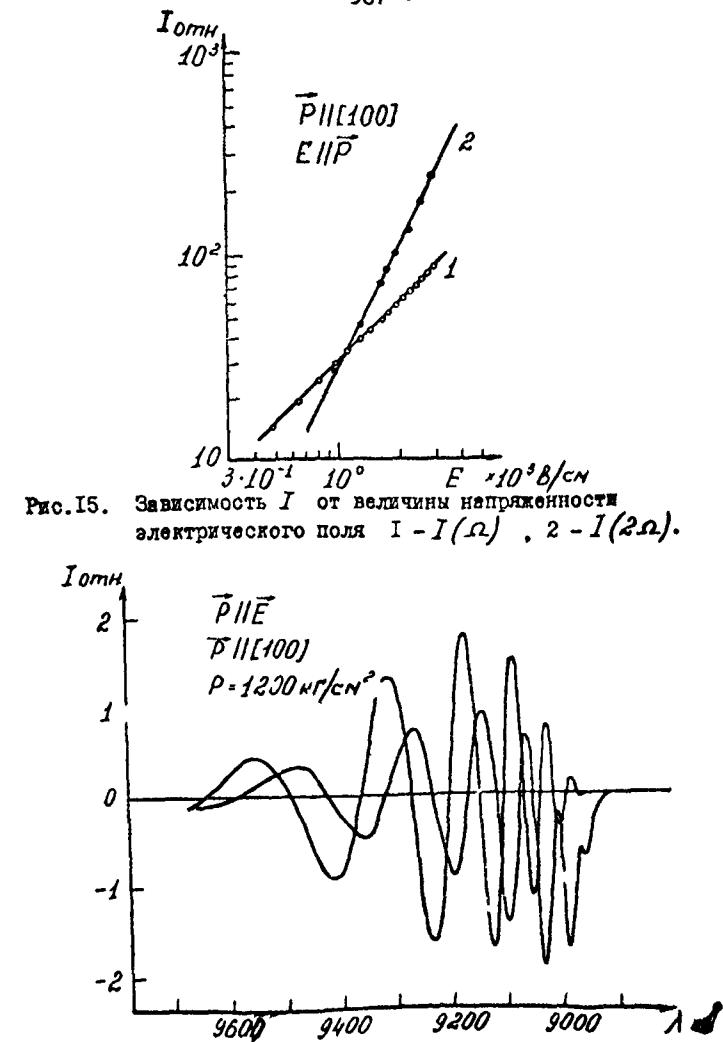


Рис.15. Зависимость I от величины напряженности электрического поля $I - I(1\Omega)$, $2 - I(2\Omega)$.

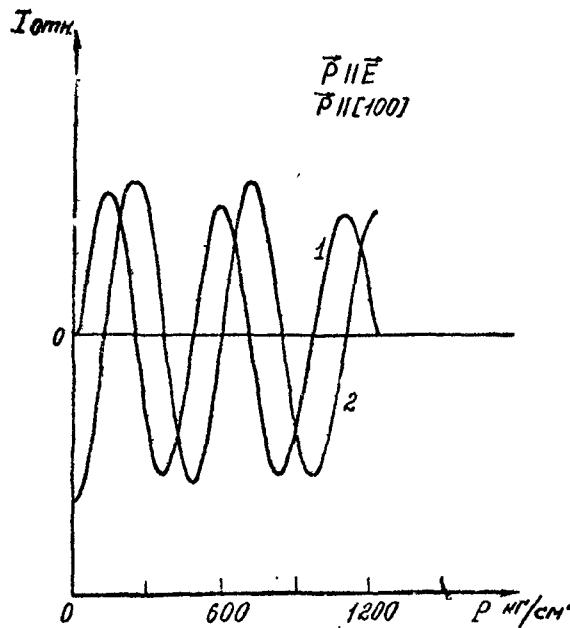


Рис.17. Зависимость I от величины приложенного давления
 $I = I(1)$ 2 - $I(2\alpha)$.

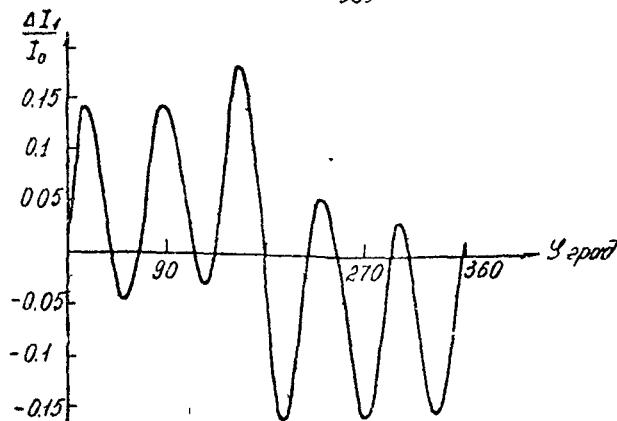


Рис.18. Угловая зависимость амплитуды первой гармоники для случая, когда свет распространяется вдоль $\langle 110 \rangle$, φ - угол между E и осью $\langle 110 \rangle$ $E = 5 \cdot 10^3$ в/см, $\lambda = 9500\text{\AA}$.

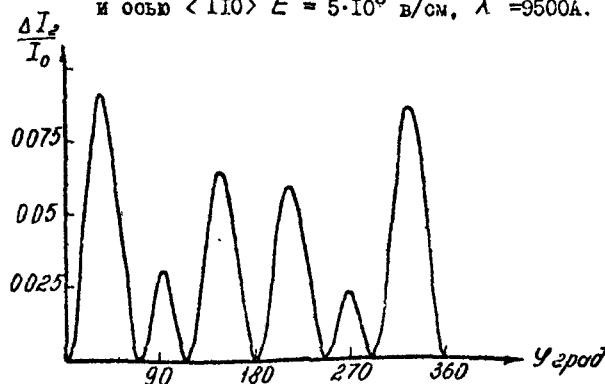


Рис.19. Угловая зависимость амплитуды второй гармоники для случая, когда свет распространяется вдоль $\langle 110 \rangle$, φ - угол между E и осью $\langle 110 \rangle$ $E = 5 \cdot 10^3$ в/см, $\lambda = 9500\text{\AA}$.

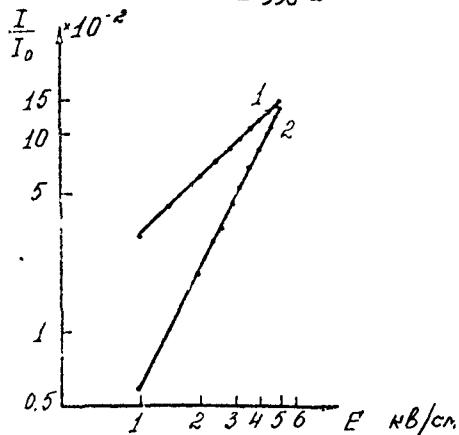


Рис.20. Зависимости интенсивностей первой (кривая 1) и второй (кривая 2) гармоник от величины E , $\lambda = 9500\text{Å}$.

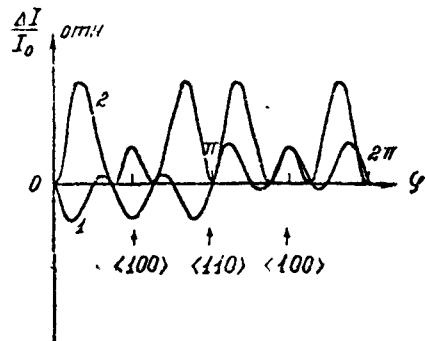


Рис.21. Теоретические угловые зависимости $\frac{\Delta I}{I_0}$ (кривая 1) и $\frac{\Delta I}{I_0}$ (кривая 2).

ТОКОВАЯ ЗАПИСЬ ИНФОРМАЦИИ НА МАГНИТНЫХ

ПЛЕНКАХ

Долидзе Г.Ф., Зактурсашвили Т.Ч., Джанелидзе И.Д.,
Гвардия Г.Г.

Магнитная запись информации в настоящее время является наиболее распространенной системой записи, которая находит широкое применение как в производстве, так и в научных исследованиях.

За последние годы большое внимание уделяется исследованию термомагнитной записи информации. Этот способ записи заключается в кратковременном нагреве локального участка ферромагнетика, помещенного во внешнем магнитном поле. В результате такого воздействия участок, нагревающийся выше температуры Кюри, переходит из ферромагнитного состояния в парамагнитное и после охлаждения перемагничивается в направлении внешнего магнитного поля.

Термомагнитный способ записи и магнитные материалы, на которых возможна такая запись, являются перспективными для построения запоминающих устройств электронных вычислительных машин.

На сегодняшний день известно несколько разновидностей термомагнитной записи: нагрев до точки Кюри, запись на материале резким температурным спадом коэрцитивной силы, запись в точке компенсации, термострикционный способ записи, запись на пленках с полосовой доменной структурой электрическим током /1/ и др.

Божным достижением в области термомагнитной записи являлось осуществление записи с помощью лазерного луча /2/.

Здесь используется одно из важнейших достоинств лазерного луча: возможность очень тонкой фокусировки. Запись осуществляется путем отклонения фокусированного лазерного луча на выбранный участок поверхности магнитной пленки с одновременным приложением внешнего магнитного поля.

Однако известные способы отклонения лазерного луча имеют недостатки, что ограничивает их применение.

В литературе [1] описан способ записи информации, заключающийся в следующем: на тонкую магнитную пленку с полосовой доменной структурой подается электрический ток, направленный пленке под некоторым углом (на рис. I п. перпендикулярно).

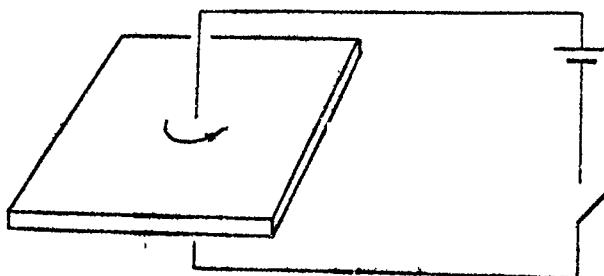


Рис. I

В точке соприкосновения электрода с пленкой, пленка нагревается до точки Кюри и одновременно вокруг электрода создается магнитное поле, и если это поле больше перемагничивающего, то пленка в этой точке переходит из одного магнитного состояния в другое. Таким образом, электрический ток представляется источником как тепловой, так и магнитной энергии.

По этому способу запись можно осуществлять и электронным лучом на материалах, обладающих резкой зависимостью козерните-

ной силы от температуры.

Использование электронного луча имеет преимущество перед оптическим лучом в части простоты и надежности управления.

Некоторые исследования по записи электронным лучом проводились в США [3], а также в Киевском государственном университете им. Т.Шевченко [4].

Нами были записаны отдельные точки, а также линейный массив на электронном микроскопе УЭМВ-100Б.

Запись происходила на первичноевой пленке с полосовой доменной структурой, толщина пленки 600 Å, записывающий ток 50 мА.

Считывание осуществлялось с помощью экваториального магнитооптического эффекта Керра. При этом радиус записываемого участка был величиной 30 мкм.

При прохождении электронного луча по магнитной пленке перпендикулярно к направлению намагниченности запись информации в зависимости от направлений движения луча и намагниченности пленки, либо происходит, либо нет.

Для пояснения рассмотрим процесс записи информации в точке ϑ (рис. 2).

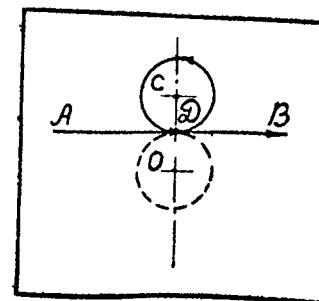


Рис. 2

Предположим, электронный луч, находясь в точке С, создает вокруг себя магнитное поле, показанное на рис.2 сплошной линией. Поскольку, в этом случае в то же \mathfrak{D} направления магнитных полей электронного луча и пленки совпадают, записи в этой точке не произойдет. Для осуществления записи необходимо электронный луч переместить из точки С в точку О.

В результате указанного явления, при движении электронного луча сверху вниз будет записываться линия, а при движении снизу вверх зап. л. не произойдет. В последнем случае пленка магнитным полем луча перемагничивается сначала в обратное, а затем в исходное положение. Это явление может быть использовано для выборочного стирания информации, что весьма важно.

Дополнительное преимущество имеет запись наклонно падающим электронным лучом: в этом случае запись информации можно производить и на пленках с перпендикулярной анизотропией.

Процесс записи наклонным лучом показан на рис.3. При падении электронного луча под углом $0 < \alpha < 90^\circ$ относительно пленки в разных точках будут действовать разные перемагничивающие силы. Например, в плоскости пленки в точке \mathfrak{D} будет действовать поле

$$H_{\parallel D} = H \cos \alpha,$$

в точке В

$$H_{\parallel B} = H.$$

В промежуточных точках поле H_{\parallel} будет:

$$H \cos \alpha < H_{\parallel} < H,$$

где $H = 0.1 \frac{J}{\gamma}$, J - ток электронного луча, γ - расстояние от оси луча до рассматриваемой точки. В общем случае для любой точки на окружности с радиусом γ поле будет

$$H_{\parallel} = H \cos \beta = H \sqrt{1 - \sin^2 \alpha \sin^2 \varphi},$$

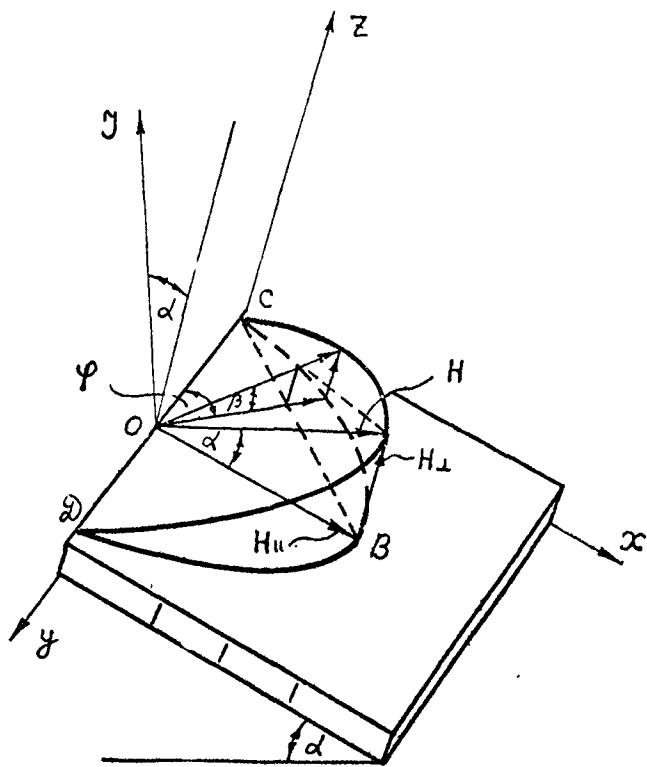


Рис.3

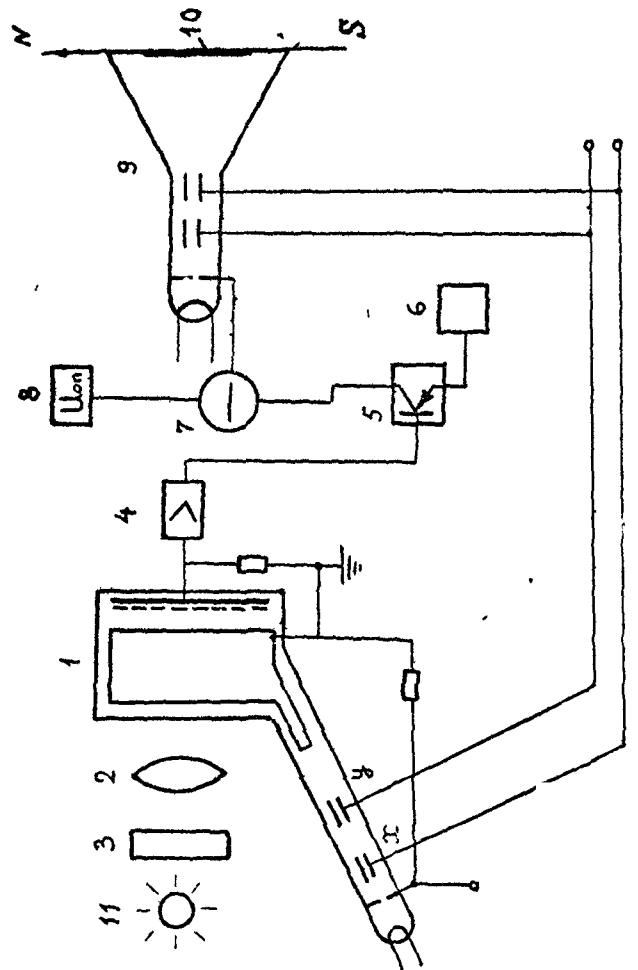


Рис.4

$H_1 = H \sin \beta = H \sin \alpha \sin \varphi$,
где φ - угол между координатной осью OY и радиус-вектором
рассматриваемой точки.

На рис.4 приведена одна из возможных схем реализации дистанционной автоматической записи с помощью электронного луча с применением приемно-передающей телевизионной установки /5/.

На экране передающей телевизионной трубки (ПТТ) I через оптическую систему 2 проектируется изображение маски 3, которая является моделью магнитной пленки с записанной информацией (или же программой записи). В точках, соответствующих записи единицы, маска имеет дырки, в остальных местах она непрозрачна. При перемещении электронного луча по затененной части мозаики ПТТ, которая соответствует записи нулей, на выходе ПТТ сигнала не будет и на модуляторе ЭЛТ действует только спорное напряжение U_{op} из блока 8, которое держит его в закрытом состоянии.

При перемещении же луча в освещенной части мозаики на выходе ПТТ появляется сигнал, открывающий ЭЛТ.

Поскольку лучи ПТТ и ЭЛТ двигаются синхронно, происходит запись единицы в соответствующих точках.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Ф.Долидзе, О.И.Бакрадзе, И.Д.Басилашвили. Авторское свидетельство № 463144.
2. Р.Е.Мейтак. ЗУ большой ёмкости. Направление разработок. ИНЭР № 3, 1972.
3. Electronics ЗУ с электронно-лучевой адресацией
(Краткие сообщения), № II, 22, 1975.

- Д.С.Плаксий, В.Д.Троицко. Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции по физической основе передачи информации лазерным лучом.
- Т.Д.Зангурашвили, И.Д.Басишвили, Г.Г.Гверамия. Термо-магнитная запись электронным лучом. Тезисы докладов II Всесоюзной школы-семинара по доменным и магнитооптическим запоминающим устройствам. г.Сигнахи ГССР (26 сентября-1 октября 1977г.).

О Г Л А В Л Е Н И Е

ПРЕДИСЛОВИЕ	5
Г Л А В А I	
ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ УЗЛЫ КИБЕРНЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ	
Д.Г.Сихарулидзе, М.И.Бродзели. Оптически управляемые транспаранты на основе структур типа полупроводник-диэлектрик	II
А.А.Аязян, Л.И.Акопов, А.К.Култыгин, Л.К.Мамулия, С.М. Савранский, Ю.М.Калантаров, Е.С.Козлов, И.И.Маргвелашвили, Т.Т.Кереселидзе. Элементы и структура оптической памяти	34
Е.Г.Джапаридзе, Р.А.Джибладзе, Г.А.Накашидзе, О.А.Элизбарашили, А.И.Гамкрелидзе, Р.О.Ростковская, Н.С.Месропова, С.А.Метревели. Оптоэлектронное запоминающее устройство на матричных и световодных элементах	69
Г.Г.Лежава, И.Ш.Камкамидзе, Е.В.Волошина. Оптоэлектронное моделирование процесса обучения распознаванию	99
Л.А.Гогаза, Е.Г.Джапаридзе, Г.А.Накашидзе, А.Г.Тер-Саркисова. Кремниевая фотоприемная матрица	106
Н.С.Месропова, О.А.Элизбарашили. Принципы построения элементов логического преобразования на электронно-оптических приборах	III
О.А.Элизбарашили. Детектор слабых световых сигналов на фотодиодах, работающих в режиме фотоварикапа	133

М.А.Базадзе, Р.Ш.Мегрелишвили, Т.Д.Эбралидзе. Го-	
лографическая запись информации с большой плот-	
ностью	143
М.А.Базадзе, Р.Ш.Мегрелишвили, Т.Д.Эбралидзе. Уве-	
личение дифракционной эффективности голограмм,	
синтезированных на ЭВМ	147
В.В.Дадешидзе, Д.Ф.Дамухадзе, Н.А.Ционбидзе, Д.Х.	
Иванов. Перестраиваемый светофильтр с электричес-	
ким управлением	150
Р.Д.Моцонашвили. Пути повышения точности алгебраи-	
ческих устройств	157
Р.Д.Моцонашвили. Системы с параметрическими эле-	
ментами	162
Р.Д.Моцонашвили, В.И.АОашвили. Гармонический ана-	
лизатор электрических сигналов	177

ГЛАВА II

ФИЗИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ КИБЕРНЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

С.М.Аорамов, Н.П.Мачкарова, Г.А.Накаидзе, Т.Р.Раз-	
иадзе, И.Н.Сагинашвили. Электрические и оптические	
свойства многофункционального элемента О З У	184
З.В.Мумладзе, А.А.Микаберидзе, Н.В.Цецхалишвили,	
З.В.Вардосанидзе, Э.Б.Текаев. Голографическая за-	
пись в окрашенных монокристаллах гидросодалита	194
Л.Ф.Ворожейкина, В.В.Мумладзе, Т.Г.Хулордава, И.Д.	
Шатадзе. Оптическое хранение информации в щелочко-	
глидных кристаллах	201

В.С.Чагулов. Классификация светочодов	207
Р.И.Джангобегов, Б.М.Чаокаури. Световод для пере-	
дачи лазерного света	214
Х.И.Гаприцашвили, В.А.Юрченко, Д.М.Накаидзе, И.А.	
Мясников. Радиационные свойства волокон инфракрас-	
ного диапазона	218
В.С.Чагулов. Рефракционное оптическое волокно из	
полимерных материалов	227
Д.М.Накаидзе, Л.Т.Хелая. Новый вид кристаллизую-	
щегося припоечного стекла	237
О.Е.Модебадзе. Новые материалы для элементов	
ЭВМ на основе стеклообразных полупроводников	244
М.И.Бродзели, И.А.Елигулашвили, Б.Т.Коломиец, Н.А.	
Салуквадзе, Г.М.Цицишвили, Т.Л.Челидзе, Е.М.Шех-	
тер. Электрическая спектроскопия стекол системы	
$WO_3-MnO-P_2O_5$	263
М.И.Бродзели, А.М.Гилельс, И.А.Елигулашвили, А.И.	
Шерле. Спектры поглощения и фотоэлектрическая	
чувствительность полиэтинилпиридина и сополимера	
нафталина с бензолом	272
О.Е.Модебадзе. Новый полупроводниковый материал с	
отрицательным сопротивлением	277
Г.А.Накаидзе. О некоторых результатах исследова-	
ний в области полупроводниковой электроники	281
И.И.Бродзели, С.И.Гурциев, И.А.Елигулашвили, Э.Л.	
Керциан, Р.И.Власова, А.И.Шерле. Тензочувствитель-	
ность монокристаллов ион-радикальных солей тетра-	
цианхинодиметана	285

С.Н.Аронишвили, М.Н.Кушниренко, Т.С.Пилиашвили, Р.С.Чилая, З.М.Элэшвили. Низкотемпературные смеси- тические жидкие кристаллы	291
С.Е.Модебадзе, Л.Г.Мгабришвили. О структурных превращениях в боратно-ванадатных переключателях	295
В.В.Дадешидзе, Н.А.Циобиладзе, Д.Ф.Джмухадзе. По- лимерные интерференционно-поляризационные свето-	
фильтры	300
В.В.Дадешидзе, М.Г.Арешидзе, Ц.М.Сарайдарова. По- лимерные поляризационные светофильтры	310
А.Н.Мествиришвили, М.Е.Перельман. Эффект конвер- сии скрытой теплоты фазовых переходов I рода в характеристическое излучение	338
Ю.И.Берозашвили, О.В.Гоголич, А.В.Дундуа, Д.Ш.Лорд- килавидзе. Экспериментальное исследование модуляции света на кристаллах арсенида галлия	358
Г.Ф.Долидзе, Т.Г.Закгурашвили, И.Д.Джанелидзе, Г.Г. Гварамия. Токовая запись информации на магнитных пленках	391
ОГЛАВЛЕНИЕ	399

Напечатано по постановлению Редакционно-издательского
совета Академии наук Грузинской ССР

Художник Н.Кикнадзе

Подписано к печати 25.1.78 Печатных л. 35.35
Уч.-издат.л. 14.78 УЗ 09623 Тираж 550 Заказ 799

Цена 1 руб. 95 коп.

Издательство "Мецниереба", Тбилиси, 380060, ул.Кутузова, 19

Тбилисская книжная фабрика Государственного комитета
Совета Министров Грузинской ССР по делам издательства,
полиграфии и книжной торговли, пр.Дружбы, 7