

## МЕЖИНСТИТУТСКИЙ СЕМИНАР «ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ОПТИКИ И СПЕКТРОСКОПИИ»

УДК 548.0 : 537.226.33 : 681.325 : 621.378

В. К. МАЛИНОВСКИЙ

(Новосибирск)

### ЯВЛЕНИЯ ПАМЯТИ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Оптические квантовые генераторы, появившиеся в начале 60-х годов, вдохнули молодость в такую старую науку, как оптика. Началось мощное и решительное ее вторжение в те области, где перспективы старой оптики даже не обсуждались. Известно много ярких примеров такого вторжения, но тема настоящего сообщения — использование оптики в вычислительных устройствах.

Схематически устройство оптической памяти выглядит так, как показано на рис. 1. Информация, записанная на некотором материале (рис. 1, а) в виде голограмм или битов, может быть считана с помощью лазерного пучка (см. рис. 1, б) и введена в ЭВМ для дальнейшего использования. Нас интересует в данном случае специфика функций носителя информации (материала, среды) в устройствах оптической памяти и обработки.

При записи информации световой луч, модулированный по какому-либо закону, воздействует на материал, изменяя его оптические свойства (коэффициент преломления, поглощения и т. д.). Считывающий луч реагирует на изменение свойств материала и восстанавливает закодированную информацию в виде изменения интенсивности или фазы прошедшего либо отраженного света. Фактически речь идет об управлении параметрами одного светового луча (считывающего) с помощью другого (записывающего), а носитель информации (материал) — промежуточное звено, позволяющее осуществить эффективное взаимодействие двух (или нескольких) световых пучков.

Один из простейших способов записи — прожигание отверстий в тонкой пленке металла, нанесенной на прозрачную подложку. Луч лазера, сфокусированный до размера  $\sim 1$  мк, вызывает испарение участка металлической пленки. Эта операция повторяется многократно, причем каждая последующая точка прожигается или нет в зависимости от того, записывается «1» или «0». На плоскости образуется ряд прозрачных и непрозрачных участков, в системе чередования которых закодирована некоторая информация. Этот способ записи такой же, как пробивка перфокарт в современных вычислительных устройствах, но разница заключается в том, что использование оптики позволяет резко увеличить плотность записи (до  $10^8$  бит/см<sup>2</sup>).

Итак, один из способов изменения состояния материала (запоминания информации) основан на непосредственном использовании энергии лазерного луча. Такой способ наиболее эффективен при записи на материалах с фазовыми переходами. Приведем несколько примеров.

Пленки  $MnV_i$  состоят из мельчайших ( $\sim 50$  нм) доменов, ориентированных перпендикулярно плоскости подложки [1]. Если нагреть

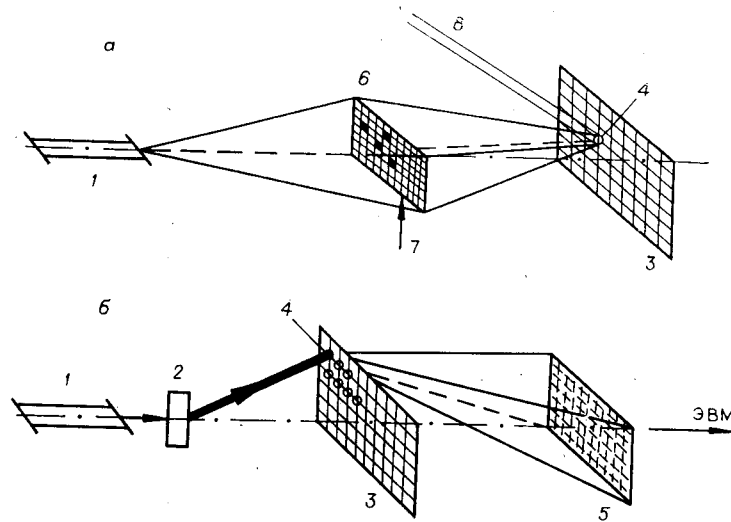


Рис. 1. Схема записи голограмм *a*; элементарная схема голограммного запоминающего устройства *б*:  
 1 — лазер; 2 — устройство отклонения луча; 3 — среда для записи информации; 4 — голограмма одного массива; 5 — матрица фотоприемников; 6 — управляемый транспарант; 7 — ввод управления; 8 — опорный луч.

какой-либо участок пленки выше температуры Кюри, то при охлаждении домены в этом участке приобретают обратное направление намагниченности, которое можно зафиксировать по углу поворота плоскости поляризации считывающего луча (эффекты Фарадея и Керра) (рис. 2). Технологические проблемы создания тонких ( $\sim 50$  нм) магнитных пленок с перпендикулярной анизотропией (MnBi, FePt, FePd, CoFe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) практически решены.

Пленки VO<sub>2</sub> имеют ярко выраженный температурный гистерезис при фазовом переходе из фазы с моноклинной структурой ( $T < 67^\circ\text{C}$ ) в фазу с тетрагональной структурой ( $T > 67^\circ\text{C}$ ) (рис. 3). Если выбрать рабочую точку при температуре  $T \sim T_c$ , то участки пленки, подвергшиеся действию света (нагретые светом), будут резко отличаться по своим оптическим свойствам (отражение, пропускание, коэффициент преломления) от незасвеченных [2, 3]. Записанная информация сохраняется до тех пор, пока температура пленки поддерживается на уровне  $T \sim T_c$ , и стирается при охлаждении. Процесс записи и стирания может повторяться многократно.

Пленки SmS при нагревании испытывают структурные фазовые переходы с изменением объема, что может быть использовано для получения высокоэффективных отражательных голограмм [4].

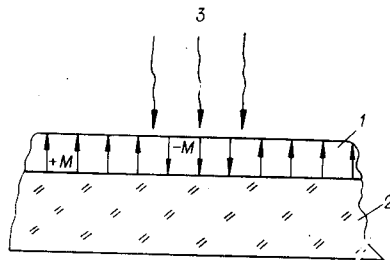


Рис. 2. Пленка MnBi на прозрачной подложке.  
 В нагретом лазерным лучом месте намагниченность меняет знак; 1 — пленка MnBi, 2 — подложка, 3 — световой пучок.

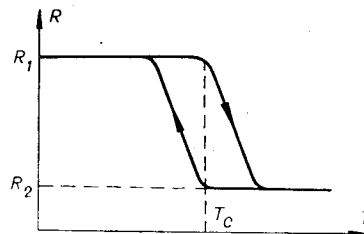


Рис. 3. Изменения отражения от пленки VO<sub>2</sub> вблизи фазового перехода.

Ширина петли и положение точки Кюри могут регулироваться в широких пределах за счет легирования.

Основной недостаток систем, использующих для изменения свойств фазовые переходы,—теплопроводность «замазывает» записываемый рельеф. За время нагрева тепло должно расплываться незначительно. Из уравнения теплопроводности следует, что для этого необходимо условие

$$t_n \leq D^2 c / \kappa,$$

где  $t_n$  — время нагрева,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности,  $c$  — теплоемкость,  $D$  — характерный размер. Из кинетической теории [5] следует, что коэффициент  $\kappa$  имеет вид

$$\kappa = cv\Lambda/3,$$

где  $v$  — средняя скорость носителей тепла (электронов и фононов),  $\Lambda$  — средняя длина свободного пробега носителей тепла.

В металлах за перенос тепла ответственны в основном электроны, а фононный вклад мал. В диэлектриках (полупроводниках) тепло переносят фононы [5]. Коэффициент  $\kappa$  в металлах связан с рассеянием электронов на фононах и определяется законом Видемана — Франца:  $\kappa \approx \pi^2 k^2 T \sigma / 3e^2$ , типичное значение  $\kappa/c \approx 300 \text{ см}^2/\text{с}$  и необходимое время нагрева  $t_n \leq 3 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ .

В диэлектриках и полупроводниках из трех механизмов торможения фононов (фонон-фононное рассеяние, электрон-фононное рассеяние, рассеяние на примесях) главным является фонон-фононное рассеяние. Характерная длина свободного пробега  $\Lambda_\phi \sim 5T_n a / T$  [5], а  $\kappa$  и  $t_n$  имеют порядок:

$$\kappa/c = (S\Lambda_\phi/3) = 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}; t_n \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ с}.$$

Из этих оценок следует, что использование диэлектриков и полупроводников предпочтительнее, поскольку время  $t_n$  имеет более приемлемую величину.

Вторым важным временным параметром является характерное время релаксации, т. е. время, необходимое для прихода материала в равновесное состояние после нагрева его лазерным лучом. Если толщина подложки много больше толщины пленки и  $\kappa$  подложки больше  $\kappa$  пленки, то время остывания меньше, чем  $D^2/\kappa$  пленки, т. е. может быть достаточно малым.

Предельная чувствительность материалов с фазовым переходом  $\sim 10^{-3} \text{ Дж}/\text{см}^2$ , разрешение не менее  $1000 \text{ мм}^{-1}$ , дифракционная эффективность  $10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-2}$ . В отличие от рассмотренных выше металлических пленок они допускают многократную запись и стирание изображения. Имеется обширная литература [6, 7], в которой отражены результаты исследования подобных сред.

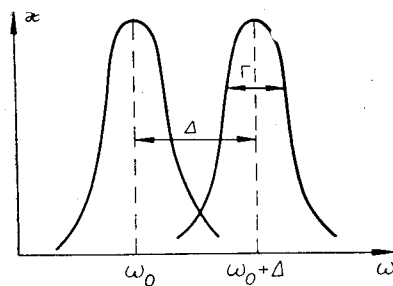


Рис. 4. Сдвиг резонансной линии под действием внешних воздействий.

Перейдем теперь к рассмотрению явлений «памяти», проявление которых не связано непосредственно с преобразованием энергии лазерного луча в тепло.

1. Оценим в первую очередь возможности использования резонансных эффектов в твердом теле для записи оптической информации. Если под действием света энергетический уровень сдвигается (расщепляется) на величину  $\Delta$ , то возможна эффективная модуляция оптических свойств на частоте  $\omega$ , близкой к  $\omega_0$  (рис. 4). Сдвиг уровня может быть свя-

зан с изменением некоторого поля в кристалле: электрического или магнитного, поля деформаций и т. д. Из рисунка ясно, что модуляция наиболее заметна, когда поглощение в центре пика велико:  $\kappa(\omega_0) \sim 1$ , а сдвиг энергетического уровня  $\Delta$  превышает ширину пика поглощения  $\Delta \gtrsim \Gamma$ .

В оптической области частот наибольший интерес могут представить резонансные эффекты на примесных ионах редкоземельных элементов и эффекты, связанные с возбуждением экситонов.

Вклад примесей в диэлектрическую постоянную кристалла при частоте  $\omega$ , близкой к резонансной частоте  $\omega_0$  бесфононной линии [8] примесного иона, имеет вид

$$\Delta\epsilon(\omega)_{\omega \sim \omega_0} = \epsilon(\omega) - \epsilon_R(\omega) = 1,3 \cdot 10^{-2} an\lambda^3 \frac{W\Gamma_{\text{рад}}}{\omega - \omega_0 + i\Gamma_{\text{tot}}}.$$

Здесь  $\epsilon_R(\omega)$  — диэлектрическая проницаемость кристалла без примесей;  $n$  — концентрация примесных ионов;  $\lambda$  — длина волны света;  $\Gamma_{\text{рад}}$  — радиационная ширина перехода;  $\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_{\text{рад}} + \Gamma_{\text{рез}} + \Gamma_{\text{ф}} + \Gamma_{\text{н}}$  — полная ширина уровня;  $\Gamma_{\text{рез}}$  — резонансное уширение в случае, когда уровни примесного иона находятся в валентной зоне или зоне проводимости;  $\Gamma_{\text{ф}}$  — уширение за счет взаимодействия с фононами;  $\Gamma_{\text{н}}$  — уширение, обязанное неоднородностям;  $a$  — параметр порядка единицы, который зависит от типа кристалла.

Вероятность бесфононного оптического перехода  $W$  является фактором Дебая — Уоллера [8], который при температуре  $T \ll \Theta$  ( $\Theta$  — температура Дебая) имеет вид

$$W = \exp\left(\frac{-|F|^2}{2m\hbar\omega_D^3}\right).$$

Здесь  $m$  — масса атомов кристалла;  $F$  — изменение силы, действующей на соседний с примесным ионом атом кристалла в результате оптического перехода.

Критическими параметрами, от которых зависит существование гигантских резонансных эффектов, являются  $\Gamma_{\text{рад}}/\Gamma_{\text{tot}}$  и  $W$ .

Как показано в [9], величина  $W$  может быть порядка 1 в случаях, когда в кристалле ковалентного типа имеется центральный примесный двухвалентный редкоземельный ион с разрешенным  $f-d$ -переходом или нецентральный примесный двухвалентный редкоземельный ион с запрещенным  $f-d$ -переходом в ионном кристалле (заряд примеси равен заряду замещенного иона). Использование двухвалентных редкоземельных ионов в качестве примесей целесообразно благодаря малости радиуса  $4f$  оболочки и наличию  $f-d$ -переходов в оптической области частот. Если рабочие уровни примесного иона находятся в запрещенной зоне кристалла ( $\Gamma_{\text{рез}} = 0$ ), охлажденного до низких температур ( $T \ll \Theta$ ), то полная ширина  $\Gamma_{\text{tot}}$  обусловлена хаотичностью в распределении примесных ионов и составляет  $\Gamma_{\text{tot}} \sim 10^{-4}$  эВ.

В случае экситонного поглощения [10]  $W \sim 1$  при слабой экситон-фононной связи, а ширина линии определяется неоднородностями кристалла и может быть  $\sim 10^{-4}$  эВ.

Оценим величины сдвига резонансной линии поглощения света под действием различных внешних полей.

А. Магнитное поле  $H$ . Величина смещения линии при наложении поля  $H$  определяется эффектом Зеемана и имеет порядок

$$\Delta_H = \mu H = 10^{-4} \text{ эВ для } H = 5 \cdot 10^4 \text{ Э,}$$

$\mu$  — магнетон Бора.

Б. Намагниченность  $M$ . Величина смещения линии при изменении знака  $M$  определяется величиной обменных полей в кристалле

$$\Delta_M \simeq kT_c \simeq (5 \cdot 10^{-2} \div 10^{-4}) \text{ эВ,}$$

$T_c$  — температура Кюри ферромагнитного перехода.

В. Электрическое поле  $E$ . В кристаллах без центра инверсии, если сдвигаемый уровень обладает отличным от нуля дипольным моментом  $d'$ , то за счет линейного эффекта Штарка

$$\Delta_E \approx Ed' \approx 10^{-4} \text{ эВ для } E \approx 10^5 \text{ В/см.}$$

Г. Поляризация  $P$ . Величина смещения уровня зависит от изменения знака  $P$  в кристаллах без центра инверсии только в той специальной ситуации, когда уровень обладает составляющей дипольного момента  $d'$ , не зависящей от  $P$  (аналогично линейному эффекту Штарка):

$$\Delta_P \approx (4\pi P/\varepsilon(0))d' \approx kT_c \approx (5 \cdot 10^{-2} \div 10^{-4}) \text{ эВ.}$$

Д. Деформация  $U$ . Сдвиг уровней из-за деформации кристалла обусловлен эффектом Штарка от локального электрического поля  $E_U$ , возникающего в результате деформации. Величина  $E_U \approx 10^5$  В/см для  $U \sim 10^{-3}$ .

Экспериментально узкие линии поглощения наблюдались лишь при гелиевых температурах [11, 12]. Их ширина  $\sim 10^{-3}$  эВ, но на отдельных образцах и  $\sim 10^{-4}$  эВ. Создание кристаллов с шириной линии поглощения  $\leq 10^{-4}$  эВ представляет собой актуальную технологическую проблему.

Из приведенных примеров видно, что оптические резонансы в твердом теле могут успешно использоваться при создании элементов оптической памяти. Однако условия, которые надо при этом выполнить, довольно жесткие: высокая однородность материала, низкие температуры, наличие лазеров с узкой линией и подходящей частотой.

2. До последнего времени основные условия в физике сегнетоэлектриков были направлены на изучение динамики кристаллической решетки вблизи точки фазового перехода. Электронные и фотоэлектронные процессы, которые во многом определяют оптические свойства кристаллов, оставались практически не исследованными.

Как и во многих других случаях, запросы практики оказали решающее влияние на повышение интереса к этой области. Оказалось, что под действием освещения показатель преломления некоторых сегнетоэлектрических кристаллов значительно изменяется и это явление можно использовать для записи высокоэффективных фазовых голограмм. Перспектива применения электрооптических кристаллов в качестве обратимых запоминающих сред стимулировала интенсивные исследования механизма записи, поиск оптимальных режимов, определение специфических черт эффекта, присущих разным кристаллам.

В одной из первых работ, посвященных исследованию эффекта оптического повреждения (так был назван эффект изменения показателя преломления под действием света) в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  [13], постулировано существование внутреннего электрического поля до освещения, параллельного оптической оси. Согласно [13], электроны, возбужденные светом из глубоких локальных центров, дрейфуют в этом поле и компенсируют его в области освещения. Изменение величины внутреннего поля в освещенных участках приводит к изменению показателя преломления  $n$  вследствие линейного электрооптического эффекта.

В модели [13] два основных утверждения:

- а) эффект оптического повреждения связан с электрическим полем;
- б) в кристалле до освещения существует электрическое поле.

Эти предположения легко проверить экспериментально. Из работ Чена [13] и других авторов известно, что оптическая запись происходит только при определенной ориентации направления распространения

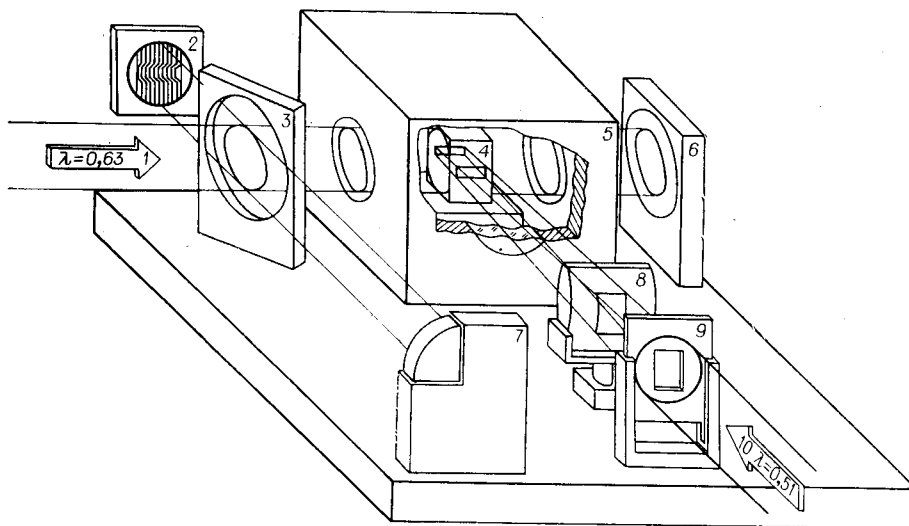


Рис. 5. Схема исследования оптического повреждения:  
 1 — направление считывающего луча; 2 — экран; 3, 6, 7 — зеркала интерферометра Майкельсона; 4 — исследуемый образец; 5 — термостат; 8 — линза, передающая изображение диафрагмы; 9 — формирующая диафрагма; 10 — направление записывающего луча.

записывающего пучка относительно кристаллографических осей. Запись отсутствует, если свет распространяется вдоль оптической оси  $C$ . В случае если первое предположение Чена справедливо, приложение внешнего поля, перпендикулярного  $C$ , должно изменить ситуацию. Действительно, облучение нелегированного кристалла  $\text{LiNbO}_3$  светом в такой геометрии приводит к появлению записи [14]. Запись проводилась светом аргонового лазера ( $\lambda = 514,5$  нм), сечение пучка  $1 \times 8$  мм, длинная сторона записываемого прямоугольника перпендикулярна внешнему полю (рис. 5). Такая геометрия выбрана для уменьшения краевых эффектов. Измерение величины  $\Delta l$  в процессе записи проводилось в интерферометре Майкельсона. Эксперименты показали, что предельная величина  $\Delta l$  не зависит от интенсивности и определяется только приложенным полем.

Наличие внутренних полей  $E_{\text{вн}}$  в кристалле до засветки можно определить по методике, описанной в работе [15]. Свободно вращающийся вокруг вертикальной оси образец помещался в электрическое поле. Направление  $E_{\text{вн}}$  и его величина определялись по ориентации кристалла во внешнем поле и периоду колебаний вблизи равновесия. Из измерений внутренних полей в предварительно отожженных незасвеченных кристаллах установлено:

- а) величина  $E_{\text{вн}}$  не превышает  $10 \div 15$  кВ/см;
- б) в зависимости от условий и продолжительности хранения после отжига величина  $E_{\text{вн}}$  меняется от  $10 \div 15$  кВ/см до нуля. Причиной возникновения полей является пирозффект, при работе с кристаллом в термостате можно компенсировать внутренние электрические поля за счет изменения температуры;
- в) облучение кристаллов с  $E_{\text{вн}} = 0$  также приводило к возникновению ЭОП. В работе [15] показано, что  $\Delta l$  в этом случае вызвано пирополем, возникающим в результате нагрева образца излучением.

Эти данные свидетельствуют о том, что оптическое повреждение связано с электрическим полем, появляющимся в кристалле под действием светового облучения.

Отличный от полевого подход к объяснению ЭОП был предложен Джонстоном [16] и развит затем в статье [17]. Джонстон предположил, что под действием света происходит перераспределение электро-

нов по связанным состояниям и величина спонтанной поляризации  $P_s$  в освещенной части кристалла изменяется. Изменение  $P_s$  связывается Джонстоном лишь с изменением зарядового состояния примесей, а расположение ионов относительно друг друга считается неизменным. Критика модели Джонстона содержится в работе [18].

Эффекты, связанные с поляризацией, локализованы в области засветки, это дает возможность отличить пиропольную запись от поляризационной. Действительно, кристаллы в условиях наших экспериментов, когда освещалась  $\sim 1/5$  часть всего объема образца, вследствие хорошей теплопроводности нагреваются как целое. Пирополе, создаваемое зарядами, локализованными вблизи поверхности кристалла, может быть закорочено.

Облучение закороченных образцов пучком аргонового лазера мощностью  $\approx 50$  Вт/см<sup>2</sup> действительно не вызывало оптического повреждения. Это показывает, что явлениями, связанными с фотоиндуцированной поляризацией в легированных кристаллах (а именно о таких кристаллах шла до сих пор речь), можно пренебречь. Отметим, что описанные эксперименты исключают вклад в  $\Delta n$  объемного фотогальванического эффекта (см. ниже), поскольку он также имеет локальный характер.

Ситуация кардинальным образом изменяется, если кристаллы ниобата лития легированы примесями (Fe, Cu, Mn и др.). Чувствительность к оптическому повреждению при этом резко возрастает, а роль внешнего поля становится практически пренебрежимо малой.

Чрезвычайно плодотворным для объяснения явлений в сегнетоэлектриках оказался открытый недавно в кристаллах ниобата лития, легированного железом, объемный фотогальванический эффект. Считалось общеизвестным, что в области малых полей всегда справедлив закон Ома:

$$j = \sigma E, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — проводимость среды. Дополнительные члены в формуле (1) возникали лишь из-за градиентов температуры (термоэдс), неоднородности материалов (контактные явления) и прочих нарушений пространственной однородности.

В 1974 г. Гласс [19] на основании собственных экспериментов выдвинул гипотезу, согласно которой в сегнетоэлектриках может существовать ток новой природы. При однородном освещении однородного кристалла этот ток течет постоянно вдоль спонтанной поляризации кристалла  $P_s$ :

$$j = \sigma E + \alpha I P_s,$$

где  $I$  — интенсивность света,  $\alpha$  — коэффициент Гласса.

Неожиданность и парадоксальность нового явления заключается в том, что ток может течь не только в отсутствие внешних электрических полей, но и против поля, приложенного к кристаллу.

В экспериментальных работах нашей лаборатории (так же, как и в ряде других лабораторий мира) были проверены и подтверждены основные результаты Гласса. При освещении изолированного кристалла  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  лазерным излучением с  $I \sim 1$  Вт/см<sup>2</sup> разделение зарядов за счет фотогальванического эффекта (ФГЭ) приводило к установлению стационарных полей  $\sim 10^4$  В/см. Такие поля кардинальным образом влияют на макроскопические свойства сегнетоэлектриков.

Микроскопическая теория ФГЭ построена в работах [20, 21]. Исходным пунктом теории является отсутствие центра симметрии кристалла. Этот факт влечет за собой неинвариантность отдельных членов в кинетическом уравнении для электронов и дырок к пространствен-

ным отражениям. За счет неравновесности электронно-дырочной системы, вызываемой светом, возникает постоянный электрический ток.

Действительно, в соответствии с общей формулой

$$j = \frac{e}{h} \int \frac{\partial \epsilon_k}{\partial k} f_k dk = \frac{e}{h} \int \frac{\partial \epsilon_k}{\partial k} f_k^{as} dk$$

существование тока возможно, когда в правой части содержится асимметричный член  $f_k^{as}$ , обладающий тем свойством, что

$$I_k^{as}(f_k^s) = -I_{-k}^{as}(f_k^s); \quad f_k^s = f_{-k}^s.$$

Здесь  $f_k^s$  — симметричная часть функции распределения электронов в зоне проводимости;  $I_k^{as}$  — асимметричная добавка к функции распределения, вид которой зависит от типа рассматриваемого процесса (возбуждение, рекомбинация, столкновения).

В случае примесного поглощения света важнейший механизм ФГЭ связан с асимметрией вероятности фотоионизации примеси [21]. При межзонных переходах ответственным за ФГЭ является взаимодействие неравновесных электронов с акустическими и оптическими фононами [22].

Если функции распределения электронов и фотонов равновесны, асимметричный столкновительный член и ток  $j$  всегда обращаются в нуль.

Оценки величин токов, полученные из теории, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом.

К сожалению, это не означает, что окончательно выяснен механизм оптического повреждения, поскольку в экспериментах наблюдается разительное несоответствие времени выхода  $\Delta t$  на стационарное значение при записи  $T_s$  и времени хранения записанной информации  $T_{xp}$  ( $T_s \ll T_{xp}$ ). Предполагаемое для согласования значений  $T_s$  и  $T_{xp}$  явление фотопроводимости, по-видимому, не имеет места [23]. Не очень ясна также роль примесей (Fe, Cu, Mn и др.). Хотя многие экспериментальные факты хорошо объясняются простой реакцией  $Fe^{2+} - e \rightarrow Fe^{3+}$ , идущей под действием света, может оказаться, что «повреждение» вообще не связано с примесями железа, а обусловлено собственными дефектами решетки кристалла ниобата лития. Такими дефектами могут быть кислородные вакансии, что качественно подтверждается при исследовании нелегированных кристаллов, отожженных в вакууме. Кристаллы теряют кислород при отжиге и абсолютные значения фотогальванического тока в них резко возрастают.

Было показано влияние ФГЭ на термодинамические функции сегнетоэлектрика [24] (оно проявляется в сдвиге светом точки фазового перехода), изучено воздействие магнитного поля на ФГЭ [25]. Предсказано существование нового типа ФГ-тока, который существует в случае круговой поляризации света и отсутствует при линейной, осциллируя по пространству и приводя к записи голограмм волнами различных поляризаций [26].

В последнее время изучен ФГЭ в материалах с поляронной проводимостью. Показано, что поляронный эффект приводит к резкому увеличению индуцированных светом электростатических полей. Исследован ФГЭ при больших интенсивностях света (лазерные импульсы). Получен нетривиальный результат, состоящий в том, что под действием достаточно сильной электромагнитной волны в сегнетоэлектрике происходит своеобразный фазовый переход в токовое состояние, не сопровождающееся диссипацией энергии (аналог сверхпроводимости).

Особого внимания заслуживают оптические свойства сегнетоэлектриков. Отсутствие центра симметрии и явления памяти (оптическое повреждение) приводят к появлению принципиально новых нелинейно-оптических эффектов. Ярким примером проявления нелинейно-оптиче-



ских свойств являются новые эффекты, обнаруженные в лаборатории и изученные экспериментально и теоретически: при распространении световой волны вдоль направления спонтанной поляризации  $P_s$  за счет нелинейного взаимодействия происходит полная ее трансформация в отраженную волну; если же волна распространялась против  $P_s$ , то нелинейное взаимодействие приводит к обратному эффекту — просветлению кристалла [27].

Рассмотренные эффекты можно объяснить, исходя из представлений о взаимодействии двух световых волн в электрооптических кристаллах [28, 29]. Для этого необходимо учесть, что из-за наличия проходящей и отраженной от задней грани световых волн интенсивность света оказывается промодулированной по глубине кристалла. Неоднородность интенсивности, в свою очередь, индуцирует модуляцию показателя преломления (объемную фазовую голограмму). Перераспределение интенсивности световых волн при распространении через голограмму приводит к дальнейшему ее изменению и в конечном итоге к локализации света вблизи одной из граней кристалла. Конечное распределение интенсивности при этом оказывается, вообще говоря, не связанным с наличием затравочной (отраженной от задней грани) волны, т. е. происходит образование самосогласованного голограммного слоя, определяемого параметрами кристалла. О формировании такой стационарной картины можно говорить, как о результате неустойчивости плоской монохроматической волны в среде.

Знак эффекта (отражение или просветление) связан с характером записи голограмм: распределение  $\Delta n$  сдвинуто относительно распределения света в интерференционной картине на  $1/4$  периода [14] и фазовые соотношения между падающим и отраженным пучками зависят от направления сдвига  $\Delta n$ . Для одного из направлений происходит сложение интенсивностей, для другого — интенсивности падающей и отраженной от голограммы волн вычитаются.

3. В рассмотренных выше примерах изменения свойств твердого тела (память) инициировались за счет энергии поглощенного света. Эта энергия либо трансформировалась в тепло, либо вызывала перестройку электронной структуры, память о которой закреплялась с помощью ионного остова. Вряд ли рационально возлагать на записывающий луч все энергетические затраты: по-видимому, необходим внешний источник энергии, усиливающий инициируемые светом изменения в материале до заметных величин. Такие примеры известны практике: при использовании фотопластинок конечное почернение (эффект памяти) усилено за счет энергии, выделяемой в процессе проявления, во много раз ( $10^6 \div 10^9$ ). Отметим, что процесс проявления необязательно связан с обработкой пластинок в специальных растворах. К настоящему времени разработаны фоточувствительные композиции, проявляемые «сухим» способом, например за счет подогрева.

Принципиальным для дальнейшего улучшения фотографических характеристик пластинок является вопрос о структуре центров скрытого изображения.

Физико-химические превращения, приводящие к окрашиванию фотохромных стекол (ФХС), изучавшихся в нашей лаборатории, во многом схожи с процессами в фотоэмульсионных кристаллах. Их фотохромизм обусловлен микрокристаллами галоидного серебра, образующимися при термической обработке стекла, в шихту которого при варке добавлен  $AgNaI$ . Матрица стекла препятствует потере галогена при фотолитизе, поэтому возможно полное обесцвечивание затемненного образца с помощью нагрева либо длинноволновым излучением видимого диапазона.

В фотографической науке бытует устоявшееся мнение, что спектр поглощения засвеченных кристаллов обусловлен сферическими части-

дами серебра. Положение максимума полосы поглощения (450÷600 нм) сопоставляется со средним размером частиц серебра (30÷40 нм), образующихся при фотолизе, а уширение спектра объясняется дисперсностью по размерам [30, 31].

Нами было выдвинуто предположение, что центрами окраски в галлодосеребряных кристаллах могут быть эллипсоидальные частицы серебра малого размера ( $\sim 2$  нм). Поглощение мельчайшей эллипсоидальной металлической частицы ( $r \ll \lambda$ ) имеет резонансный характер:

$$K = \frac{2\pi\epsilon_2/\lambda}{(1 + (\epsilon_1 - 1)n)^2 + n^2\epsilon_2^2} V,$$

где  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  — действительная и мнимая части комплексного показателя преломления ( $\epsilon_1 \gg \epsilon_2$ );  $n$  — коэффициент деполяризации вдоль соответствующей оси;  $V$  — объем.

Отличие коэффициентов деполяризации по разным осям приводит к расщеплению спектра поглощения частицы (рис. 6). Величина расщепления определяется только формой частицы, размер влияет лишь на ширину резонансного пика: при уменьшении размера увеличивается  $\epsilon_2$  и пик уширяется.

Численные расчеты [32] поглощения системы сплюснутых эллипсоидальных частиц серебра, имеющих значительную дисперсию по эксцентриситетам и размер около 2 нм, привели к хорошему совпадению с экспериментальными спектрами окрашенных фотохромных стекол.

Были поставлены эксперименты [33], которые полностью подтвердили основные положения модели эллипсоидальных центров окраски. При обесцвечивании окрашенных фотохромных стекол длинноволновым монохроматическим поляризованным излучением обнаружена значительная фотонаведенная анизотропия, качественно и количественно предсказываемая теоретической моделью. Обесцвечивание имело селективный характер с шириной полосы около 160 нм, что указывает на размер частиц, близкий к 2 нм. Обнаружено также, что сильно сплюснутые частицы менее стабильны и при термическом обесцвечивании происходит их округление. Во всех экспериментах четко просле-

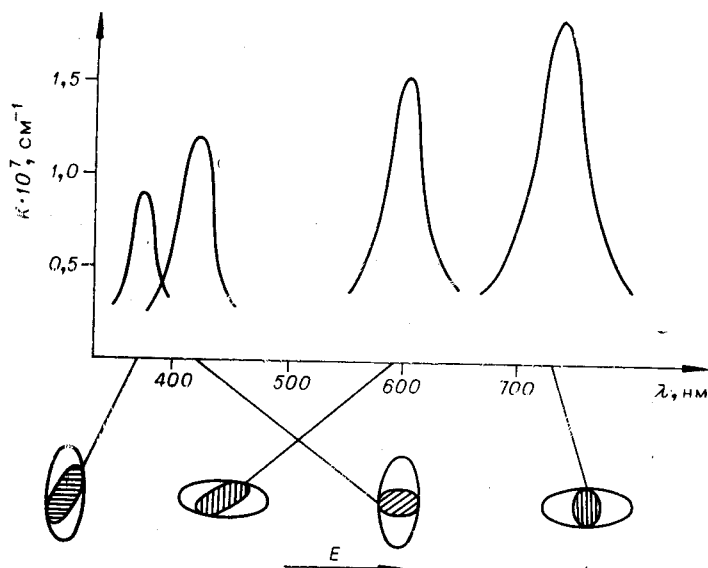


Рис. 6. Полосы поглощения эллипсоидальных частиц серебра в AgCl.

Положение полосы определяется взаимной ориентацией вектора поля световой волны и осей эллипсоидов.

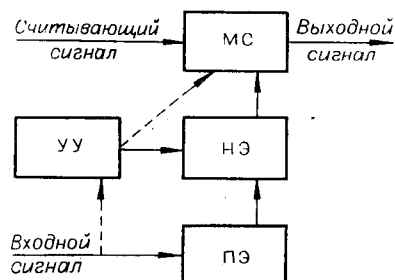


Рис. 7. Блок-схема модели ячейки оптической памяти:

МС — модулятор света, УУ — устройство управления, НЭ — накопитель энергии, ПЭ — преобразователь энергии.

живалась взаимосвязь изменений спектра в коротковолновой и длинноволновой областях, вытекающая из того, что эллипсоидальная частица при разной ориентации поглощает и в том, и в другом участке спектра.

Анизотропия структурных элементов характерна не только для фотохромных стекол, но и для большинства регистрирующих материалов. Так, фотонаведение анизотропии обнаружено при исследовании пленок [34] и массивных образцов халькогенидных стеклообразных полупроводников разных составов. Эффекты такого сорта представляются чрезвычайно важными для понимания структуры стеклообразного состояния, но мы не будем обсуждать их здесь, поскольку это выходит за рамки темы семинара.

Наведение анизотропии с помощью света может быть использовано для записи состояния поляризации световой волны [35, 36]. Если при получении голограммы для создания объектной и опорной волн использовать взаимно перпендикулярные поляризации, то информация на голограмме запишется в виде модуляции направления анизотропии. При освещении голограммы опорной волной восстановится объектная волна с перпендикулярной поляризацией. Дифракционная эффективность таких голограмм значительно ниже, чем обычных скалярных, но имеется возможность убрать с помощью поляризационных элементов нулевой порядок и существенно улучшить соотношение сигнал—фон.

Результаты работ по структуре центров окраски в ФХС могут быть, на наш взгляд, привлечены для объяснения спектров окрашенных фотоэмульсионных кристаллов и расчета реакционной способности частиц, образующих скрытое изображение.

Все изложенное выше представляет несомненный интерес в физическом плане, но вернемся вновь к рис. 1. Фактически задача среды сводится к модуляции считывающего светового потока по некоторому закону. При записи же желательно, чтобы луч играл роль затравки («спускового крючка»), а значительные изменения свойств материала осуществлялись бы за счет какого-либо внешнего поля\*. Можно формализовать эти общие рассуждения и представить элементарную ячейку оперативной среды в виде рис. 7. Подобное представление условно (принципиально не исключено совмещение компонент в одном слое), но дает возможность более четко разделить физические эффекты, лежащие в основе функционирования ячейки памяти. Как показано в работе [37], наиболее предпочтительны модуляторы с использованием электрооптического эффекта, а преобразователи энергии могут быть реализованы на базе фотопроводников с лавинной характеристикой переключения. Применение накопителей и освобождение запасенной энергии, инициируемое светом, позволяет реализовать усиление с коэффициентом  $\sim 10^4 \div 10^6$ , при этом процесс полностью обратим.

\* Высокая чувствительность к свету может быть получена при использовании термодинамически неравновесных сред. Как правило, однако изменения в таких материалах необратимы.

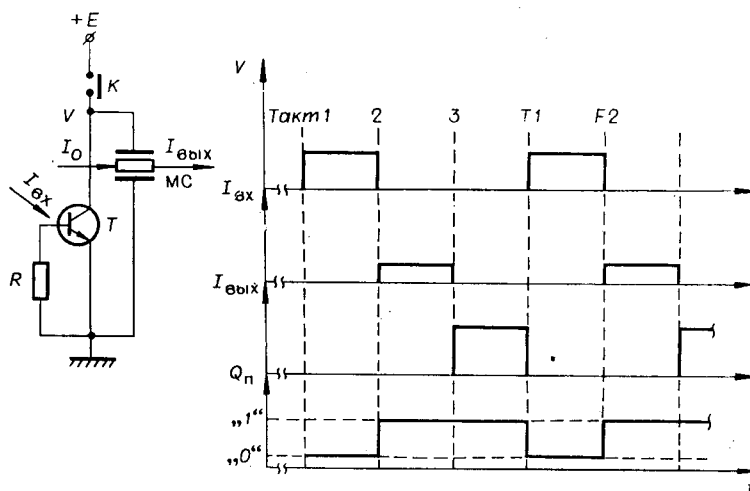


Рис. 8. Принципиальная схема ячейки оптической памяти и диаграмма ее рабочего цикла.

Модель элементарной ячейки оперативной среды, выполненная из дискретных элементов (рис. 8) и представляющая собой, по существу, оптический триггер, показала хорошую работоспособность [38]. В качестве модулятора света использовался кристалл ниобата лития, преобразователь энергии — лавинный фототранзистор, а накопителем энергии служила емкость, образованная электродами модулятора. Заряд емкости производился от внешнего источника тока через коммутатор.

Цикл работы ячейки состоит из следующих тактов: 1-й такт — «Стирание» (заряд емкости — изменение энергетического состояния накопителя); 2-й такт — «Запись» (подача светового сигнала на вход преобразователя — инициирование выделения энергии); 3-й такт — «Считывание» (подача светового сигнала на вход модулятора — модуляция светового потока).

Оптические триггеры, подобные описанному, могут оказаться прекрасной элементной базой для построения вычислительных устройств нового типа, реализующих основные преимущества оптики: использование третьего измерения для организации связей между элементами при одновременном распараллеливании каналов обработки [39]. Очевидно, однако, что большая система, построенная из макроскопических элементов, недееспособна. Кроме того, если говорить о перспективах оптических устройств в конкурентной борьбе с микроэлектронными, решающее значение будет иметь технологичность изготовления оптических элементов.

Это выдвигает совершенно новые физические задачи:

- а) создание пленочных модуляторов света;
- б) создание пленочных фотопроводников с пороговой характеристикой.

Ни та, ни другая задача еще не решены в настоящее время, поскольку не ясны многие физические аспекты проблемы: выращивание тонких сегнетоэлектрических пленок, обладающих электрооптическим эффектом, на неориентирующих подложках; роль поверхностных эффектов; механизмы протекания тока в этих пленках и т. д.

Работы, направленные на решение названных проблем, последние несколько лет ведутся в Институте автоматки и электрометрии СО АН СССР. Появились и первые успехи: синтезированы тонкие слои ниобата стронция бария, обладающие заметным электрооптическим эффектом [40]. Изготовление пленок производилось методом высокочастотного

распыления в вакууме. ВЧ-технология в настоящее время — по-видимому, единственный технологический метод, способный обеспечить синтез таких сложных многокомпонентных систем, какими являются сегнетоэлектрики. Методом ВЧ-технологии могут быть в принципе получены любые соединения (и даже не существующие в природе), но для целенаправленного синтеза необходим «ключ»: надо знать, каким должен быть материал, обладающий необходимыми свойствами (например, минимальным полуволновым напряжением). Мы надеемся, что работы в области исследования физики сегнетоэлектриков, которые рассматривались выше, помогут ответить на этот вопрос.

При исследовании электрических и фотоэлектрических свойств тонких высокоомных слоев диэлектриков возникает ряд трудностей, связанных со сложностью явлений у контакта. Они обусловлены зависимостью концентрации электронов у катода (т. е. граничных условий) от температуры (термоэмиссия Ричардсона), электрического поля (эмиссия Шотки), длины волны и интенсивности падающего света (фотоинжекция из электрода), диффузионных процессов, а также сложностью микрорельефа поверхности катода (формовка).

Последний фактор, приводящий к локальному характеру прохождения тока, существенно снижает величину максимально допустимого электрического поля, прикладываемого к образцу, из-за возникновения пробоя. Однако этот же фактор при определенных условиях можно использовать для создания пороговой переключающей характеристики фотопроводников. Экспериментальное моделирование проводится на пленках  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ , выращенных методами ВЧ-технологии [41, 42].

Подведем краткий итог. Как ясно из примеров, приведенных выше, сохранить память о воздействии света на материал позволяет целый ряд известных физических эффектов. В той или иной мере многие материалы уже применяются в практике оптической обработки. Нам хотелось показать, однако, что перспектива использования оптики в вычислительной технике связана с переходом к интегральному исполнению оптических схем, а физические исследования должны способствовать ускорению такого перехода.

Обзор не претендует, естественно, на полноту охвата проблемы в целом, а иллюстрации и ссылки отражают круг научных интересов представляемой автором лаборатории.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bernal E. G. Mechanism of curie-point writing in thin films of manganese bismuth.— "J. Appl. Phys.", 1971, vol. 42, N 10, p. 3877.
2. Roach W. R., Balberg I. Optical induction and detection of fast phase transition in  $\text{VO}_2$ .— "Solid-State Commun.", 1971, vol. 9, p. 551.
3. Roach W. R. Holographic storage in  $\text{VO}_2$ .— "Appl. Phys. Lett.", 1971, vol. 19, N 11, p. 453.
4. Jayaraman A., Narayanamurti, Bucher E., Maines R. G. Continuous and discontinuous semiconductor-metal transition in samarium monochalcogenides under pressure.— "Phys. Rev. Lett.", 1970, vol. 25, p. 1430.
5. Займан Дж. Электроны и фононы. М., ИЛ, 1962.
6. Ключин Л. М., Степанов Б. М., Фабриков В. А., Хромов А. В. Фотографирование на магнитные пленки. М., Атомиздат, 1971; Применение тонких пленок для регистрации электромагнитного излучения в широком диапазоне спектра. Под ред. Степанова Б. М. М., Атомиздат, 1977; Шварц К. К., Готлиб В. И., Кристалсон Я. Ж. Оптические регистрирующие среды. Рига, «Зинатне», 1976; Анцыгин В. Д., Глазер А. А., Жданов В. Г., Канаев И. Ф., Котляр П. Е., Малиновский В. К., Нестерихин Ю. Е., Потапов А. Н., Тагиров Р. И., Шур Я. С. Пленки  $\text{MnBi}$ . Получение, исследование свойств и возможностей применения.— В кн.: Оптические устройства для хранения и обработки информации. Новосибирск, изд. ИАиЭ СО АН СССР, 1974.
7. Валиев К. А., Копаев Ю. В., Мокеров В. Г., Раков А. В. Электронная структура и фазовые переходы в низких окислах ванадия в электрическом поле.— ЖЭТФ, 1971,

- т. 60, с. 21—75; Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Рябова Л. А., Сербинов И. А. Оптическая запись информации на пленках  $\text{VO}_2$ .— «Микроэлектроника», 1975, т. 4, вып. 4, с. 336—339.
8. Ребане К. К. Теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов. М., «Наука», 1968; Н. Н. Кристофель. Теория примесных центров малых радиусов ионных кристаллов. М., «Мир», 1974.
  9. Белиничер В. И., Малиновский В. К. Возможность наблюдения гигантских резонансных эффектов на примесных ионах редкоземельных элементов.— ФТТ, 1975, т. 17, вып. 11, с. 3194—3196.
  10. Белиничер В. И., Малиновский В. К. Резонансы в твердом теле и оптическая запись информации.— «Автометрия», 1976, № 5, с. 31—34.
  11. Avdeeva L. A., Perov P. I., Elinson M. I., Kyardinskaja L. G. Electrodispersion in thin film.— «Phys. Stat. Sol.», 1973, vol. 26, p. 323; Авдеева Л. А., Перов П. И., Поляков В. И., Елинсон М. И., Игнатов Б. Г. Применение эффекта захвата носителей на границе раздела диэлектрик — полупроводник для оптической записи и считывания информации; Авдеева Л. А., Перов П. И., Елинсон М. И., Айтхожин С. А. Влияние электрического поля на оптические свойства  $\text{CdSe}$ .— В кн.: Материалы Всесоюзной конференции «Физика диэлектриков и перспективы ее развития». Л., изд. ЛПИ им. М. И. Калинина, 1973.
  12. Феофилов П. П. Некоторые вопросы спектроскопии редкоземельных ионов в кристаллах; Захарченя Б. П., Каплянский А. А. Спектры ионов с незаконченными  $f$ - и  $d$ -оболочками в кристаллах во внешних полях; Каплянский А. А. Колебательная структура в  $f$  —  $d$ -спектрах редкоземельных ионов в кристаллах и ее связь с кристаллическими и локальными колебаниями.— В кн.: Спектроскопия кристаллов. М., «Наука», 1966, с. 87, 99, 115; Пекар С. И., Страшников М. И. Пространственная дисперсия и добавочная световая волна в области экситонного поглощения.— ЖЭТФ, 1975, т. 68, с. 2047.
  13. Chen F. S. Optically induced change of refractive indices in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ .— «J. Appl. Phys.», 1969, vol. 40, p. 3389—3396.
  14. Анцыгин В. Д., Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Пространственные и временные характеристики оптической записи в нелегированных кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ .— «Автометрия», 1976, № 4, с. 7—13.
  15. Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Нестерихин Ю. Е., Стурман Б. И. Исследование механизма оптического повреждения в кристаллах ниобата лития.— «Письма в ЖТФ», 1976, т. 2, вып. 9, с. 408—412.
  16. Jonston W. D. Optical index damage in  $\text{LiNbO}_3$  and other pyroelectric insulators.— «J. Appl. Phys.», 1970, vol. 41, p. 3279—3285.
  17. Ангерт А. И., Пашков В. А., Соловьева И. М. Оптически наведенная неоднородность показателя преломления в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$ .— ЖЭТФ, 1972, т. 62, вып. 5, с. 1666.
  18. Леванюк А. П., Осипов В. В. Механизмы фоторефрактивного эффекта.— «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1977, т. 41, № 4, с. 752—770.
  19. Glass A. M., Von der Linde D., Negran T. I. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in  $\text{LiNbO}_3$ .— «Appl. Phys. Lett.», 1974, vol. 25, p. 233—235.
  20. Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Фотоиндуцированные токи в сегнетоэлектриках.— «Автометрия», 1976, № 4, с. 23—28.
  21. Белиничер В. И., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в кристаллах с полярной осью.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 692.
  22. Белиничер В. И., Стурман Б. И. Фононный механизм фотогальванического эффекта.— ФТТ, 1977, т. 20, с. 821.
  23. Канаев И. Ф., Малиновский В. К., Стурман Б. И. Экспериментальные исследования проводимости и фотоиндуцированного двулучепреломления в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ .— «Автометрия», 1978, № 1, с. 26.
  24. Стурман Б. И. Влияние фотогальванического эффекта на фазовые сегнетоэлектрические переходы.— ЖЭТФ, 1978, № 4, с. 1522.
  25. Белиничер В. И. Аномальный фото-холл-эффект в кристаллах без центра симметрии.— «Автометрия», 1978, № 1, с. 39.
  26. Белиничер В. И. Пространственно-осциллирующий фототок в кристаллах без центра симметрии. Препринт № 75. Новосибирск, изд. ИАиЭ СО АН СССР, 1977.
  27. Канаев И. Ф., Malinovski V. K., Sturman B. I. Effects of induced reflection and enhancement in electrooptic crystals. Preprint № 70, Novosibirsk, 1977; ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 1599.
  28. Стаселько Д. И., Сидорович В. Г. Об эффективности преобразования световых пучков с помощью динамических объемных фазовых голограмм.— ЖТФ, 1974, т. 64, с. 580.
  29. Стурман Б. И. Взаимодействие двух световых волн в кристаллах, обусловленное диффузией и дрейфом фотоносителей. Препринт № 48. Новосибирск, изд. ИАиЭ СО АН СССР, 1977.
  30. Савостьянова М. В.— «Изв. Физ.-мат. ин-та им. В. А. Стеклова», 1930, № 3, с. 169.
  31. Мейкляр П. В. Физические процессы при образовании скрытого фотографического изображения. М., «Наука», 1972.
  32. Аникин А. А., Малиновский В. К. Спектральные свойства статистических систем невзаимодействующих эллипсоидальных частиц серебра малого размера.— «Автометрия», 1978, № 1, с. 61.

33. Аникин А. А., Малиновский В. К., Цехомский В. А. Спектральные исследования галогидосеребряных фотохромных стекол.— «Автометрия», 1978, № 1, с. 65.
34. Жданов В. Г., Малиновский В. К. Фотоиндуцированное двулучепреломление и дихроизм в пленках  $As_2S_3$ .— «Письма в ЖТФ», 1977, т. 3, вып. 18, с. 943.
35. Белиничер В. И., Канаев И. Ф., Малиновский В. К. Запись векторных голограмм в  $As_2S_3$ .— В кн.: Тезисы докладов на II Всесоюзной конференции по голографии. Киев, изд. ИФ АН СССР, 1975.
36. Жданов В. Г. Анизотропная запись оптической информации в фотохромных стеклах (ФХС).— «Автометрия», 1976, № 4, с. 90.
37. Косцов Э. Г., Малиновский В. К., Нестерихин Ю. Е., Потапов А. Н. Особенности физической реализации оперативной оптической памяти.— «Автометрия», 1976, № 4, с. 3. (Ип.: Opt. Inform. Proc. N. Y., Plenum Publishing Corporation, 1976, p. 195.)
38. Косцов Э. Г., Потапов А. Н. Пороговый оптический логический элемент.— «Автометрия», 1976, № 5, с. 93.
39. Косцов Э. Г., Мишин А. И. Особенности построения оптических цифровых вычислительных машин.— «Микроэлектроника», 1977, вып. 2, с. 139—151.
40. Багинский И. Л., Гудаев О. А., Детиненко В. А., Косцов Э. Г., Малиновский В. К., Нестерихин Ю. Е., Покровский Л. Д. Пленки ниобата стронция бария. Особенности получения, электрофизические свойства.— В кн.: Тезисы докладов IV Международной конференции по сегнетоэлектричеству. Л., «Наука», 1977.
41. Детиненко В. А., Жбанов О. В., Клипко А. Т., Покровский Л. Д. Получение пленок силиката висмута и их диффузионное взаимодействие с электродами.— «Автометрия», 1976, № 4, с. 53.
42. Гудаев О. А., Косцов Э. Г., Малиновский В. К., Покровский Л. Д. Электрические и фотоэлектрические свойства пленок германата висмута.— «Автометрия», 1978, № 1, с. 96.

*Поступила в редакцию 13 марта 1978 г.*