

06;07;12

Быстрые фотонные ключи на наноструктурах на основе арсенида галлия

© П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, В.И. Корольков,
А.Н. Лодыгин, Ф.Ю. Солдатенков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург
E-mail: peter.kasherininov@pop.ioffe.rssi.ru

Поступило в Редакцию 16 декабря 2005 г.

Показана возможность создания быстродействующих фотонных ключей, в которых свет управляет светом, на основе высоковольтных наноструктур на арсениде галлия с тонким наноразмерным диэлектрическим слоем на поверхности. Полученные ключи обладают высоким быстродействием, позволяя осуществлять оптическую запись и передачу информации со скоростью $10^4 - 10^5$ cycles/s, имеют большую глубину модуляции и работают при сравнительно малой мощности управляющего оптического сигнала ($I < 1$ W/cm²). Ключи могут найти применение в системах оптической обработки информации, оптических вычислительных устройствах, при реализации полностью оптических линий связи с оптической адресацией информационных сигналов и т.д.

PACS: 85.35.-p

Фотонные ключи, в которых свет управляет светом, представляют собой свету управляемые оптические коммутаторы, выполненные в виде специального типа полупроводниковой структуры, освещаемой двумя световыми потоками: управляющим (I_2) и информационным (I_0). Под действием управляющего потока (I_2) в регистрирующей среде (полупроводниковой структуре) осуществляется оптическая запись информации в виде плотности электрического заряда в кристалле в реальном времени (со скоростью ввода информации), а считывание записанной информации производится коммутируемым (информационным) потоком, проходящим через структуру. При этом на коммутируемый световой поток (I_0) на выходе структуры накладывается информация, записанная управляющим светом. Такие фотонные ключи являются универсальными чисто оптическими переключателями (свет управляет

светом), могут найти применение в системах оптической обработки информации, оптических вычислительных устройствах, при реализации полностью оптических линий связи с оптической адресацией информационных сигналов. В настоящее время такие ключи неизвестны, оптическая запись информации в существующих светуправляемых приборах осуществляется на структурах Металл (М)–Диэлектрик (I)–Полупроводник (S), (MIS-структурах) с толстым слоем диэлектрика (I), непрозрачным для носителей тока (толщиной $1\ \mu\text{m}$). Запись изображений в таких MIS-структурах осуществляется в виде двумерно распределенного электрического заряда в кристалле с плотностью, повторяющей распределение яркости изображения на поверхности структуры. Основным недостатком таких MIS-структур и приборов на их основе является их низкое быстродействие (менее 100 cycles/s), обусловленное необходимостью стирания профиля предыдущего электрического заряда в кристалле при записи нового изображения и их низкая фоточувствительность. Учитывая все более широкое распространение светуправляемых оптических приборов: пространственно-временные модуляторы света (ПВМС), ПЗС-матрицы сигналов изображения, процессоры оптических вычислительных машин и т.д. [1,2], — весьма важным является повышение быстродействия этих устройств. До последнего времени эффект оптической бистабильности в полупроводниковых структурах рассматривался как наиболее перспективный принцип работы элементной базы оптоэлектроники будущего. Однако надежды на существенное увеличение быстродействия таких устройств, функционирующих на использовании эффекта оптической бистабильности в полупроводниковых структурах, не оправдались. Запись изображений на этом эффекте действительно производится с высокой скоростью за счет быстрого изменения оптического пропускания регистрирующей среды под действием записывающего светового потока [3,4]. Однако из-за низкой фоточувствительности таких структур мощность записывающего светового потока в них очень высокая ($I > 1\ \text{kW/cm}^2$), что делает невозможным их использование в качестве быстрых регистрирующих сред оптоэлектроники, так как предельная величина рассеиваемой мощности в полупроводниковой структуре, работающей без охлаждения, ограничивается значением ($I = 1\ \text{W/cm}^2$). Для реализации быстрых фотонных ключей авторами предложен другой способ быстрой оптической записи информации в виде плотности электрического заряда в кристалле, повторяющей в реальном времени распределение яркости изображения

на поверхности структуры. При таком способе оптической записи информации отсутствует операция стирания записанного заряда при перезаписи информации (изображений) и скорость записи информации увеличивает на 3–4 порядка (до 10^4 – 10^6 cycles/s). Для реализации этого подхода предложено использовать в качестве регистрирующих сред MIS-структуры с тонким наноразмерным слоем диэлектрика (TI) толщиной 2–5 nm, (M(TI)S-наноструктуры). Создание таких структур и изучение особенностей фотоэлектрических явлений в них проводится в мире в течение длительного времени [5–16]. Сюда относятся структуры с реальными барьерами Шоттки, создаваемые нанесением металлических электродов на окисленную поверхность кристалла с толщиной окисла (диэлектрического слоя — TI) 2–5 nm (M(TI)S-наноструктуры). При освещении таких M(TI)S-наноструктур „собственным“ светом в структурах протекает сквозной фототок, носители тока преодолевают при этом диэлектрические слои (TI) за счет механизмов туннелирования. При этом в кристалле на границе с диэлектрическим слоем (TI) образуются электрические заряды. При увеличении плотности этих зарядов увеличивается туннельный фототок, протекающий через TI-слой. При некоторой определенной плотности записанного в кристалле электрического заряда происходит выравнивание фототоков: подходящего к диэлектрическому TI-слою в кристалле со стороны освещаемой поверхности структуры и тока, протекающего через этот слой. После выравнивания этих токов плотность записанного заряда перестает зависеть от времени экспозиции и оказывается пропорциональной интенсивности освещения. Для каждой интенсивности освещения выравнивание фототоков происходит при различной плотности электрического заряда в кристалле. При проецировании изображения на поверхность структуры информация записывается в виде распределенной плотности электрического заряда в кристалле, повторяющего распределение яркости изображения на поверхности структуры [15,16]. Время установления стационарного заряда (t_{st}) может составлять $t_{st} = 10^{-4}$ – 10^{-6} s. Однако такие M(TI)S-наноструктуры ранее не использовались для оптической записи информации. Механизм установления электрических зарядов в кристаллах M(TI)S-наноструктур при освещении различен для „чистых“ кристаллов (с малой концентрацией примесных уровней) и компенсированных кристаллов. Генерированные светом фотонносители разделяются электрическим полем и аккумулируются в кристалле вблизи слоев (TI) у электрода, противоположного освещаемому. В структурах

на „чистых“ кристаллах ($N_t < 10^{13} \text{ см}^{-3}$) аккумулярованный заряд определяется в основном зарядом свободных фотоносителей, которые преодолевают барьер в виде П-слоя за счет механизмов туннелирования [7,8]. Время установления стационарного заряда при этом $t_{st} = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ с}$ [15,16]. В М(П)S-наноструктурах на компенсированных кристаллах свободные фотоносители, аккумулярованные около слоев (П), могут захватываться на глубокие уровни в кристалле. При наличии большой концентрации таких уровней заряд захваченных носителей может значительно превосходить величину аккумулярованного заряда свободных носителей. Время рассасывания этого заряда после выключения записывающего света может увеличиваться на несколько порядков, что затрудняет использование структур на таких кристаллах для создания быстрых регистрирующих сред. Однако при определенных режимах работы таких структур (приложенное напряжение (U_0), интенсивность освещения, геометрия освещения и т.д.) образованные заряды вызывают дополнительную инжекцию носителей в кристалл со стороны электрода, противоположного освещаемому записывающим светом [9,10,16]. Появление инжекционных токов в наноструктурах на компенсированных кристаллах при оптической записи информации приводит к ограничению и стабилизации величины заряда на примесных уровнях и к уменьшению времени рассасывания записанного заряда после выключения освещения. В результате этого быстроедействие таких структур значительно возрастает и структуры на компенсированных кристаллах могут использоваться для создания быстрых фотонных ключей при эксплуатации их в режимах, соответствующих появлению инжекционных токов при освещении [16].

Для изучения параметров электрических зарядов в М(П)S-наноструктурах при освещении были изготовлены наноструктуры на электрооптических кристаллах GaAs CdTe с наноразмерным слоем диэлектрика (П) толщиной 2–5 nm и с помощью электрооптических методик исследовалось распределение в них напряженности электрических полей при освещении. Наиболее перспективными для быстрой оптической записи информации оказались наноструктуры типа $n-p(\text{П})M$ на электрооптических кристаллах, которые представляют собой высокоомный кристалл с фоточувствительным обратномещенным $n-p$ -переходом на одной поверхности кристалла и тонким наноразмерным слоем диэлектрика на его противоположной поверхности (П). Измерение пространственно-временного распределения напряженности электриче-

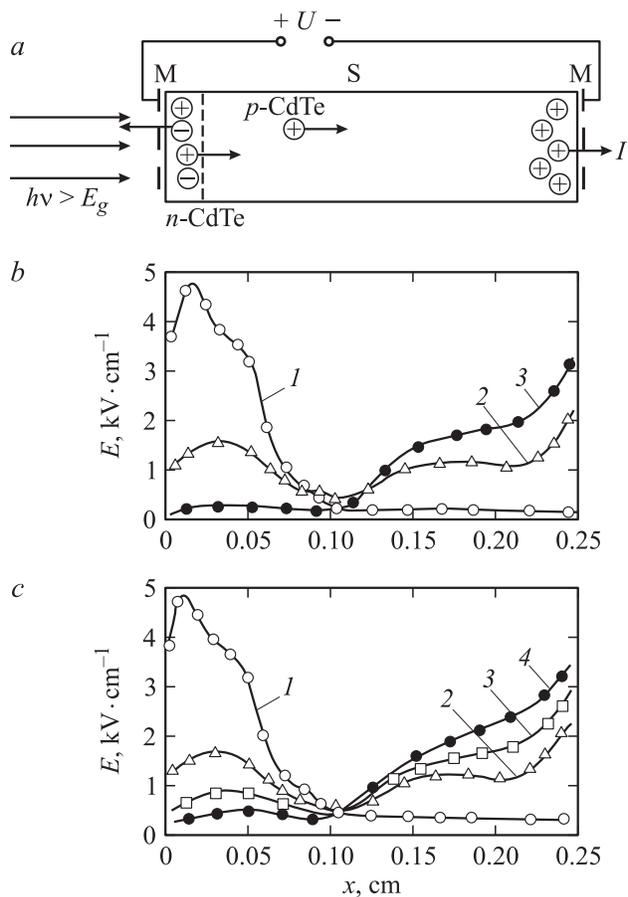


Рис. 1. Фотоиндуцированная перестройка напряженности электрического поля в $n-p$ (ТМ)-наноструктуре на „чистых“ высокоомных кристаллах CdTe при освещении: *a* — диаграмма $n-p$ (ТМ)-наноструктуры и геометрия освещения; *b* — распределение напряженности электрического поля в $n-p$ (ТМ)-наноструктуре при освещении стационарным потоком управляющего света ($\lambda = 0.82 \mu\text{m}$) интенсивности I , mW/cm^2 : 1 — 0, 2 — 30.0, 3 — 70.0 ($U_0 = 400 \text{ V}$); *c* — распределение напряженности электрического поля в $n-p$ (ТМ)-наноструктуре после включения управляющего света интенсивностью $I = 70 \text{ mW}/\text{cm}^2$ через время t , μs : 1 — 0, 2 — 2.0, 3 — 4.0, 4 — 7.0 ($U_0 = 400 \text{ V}$).

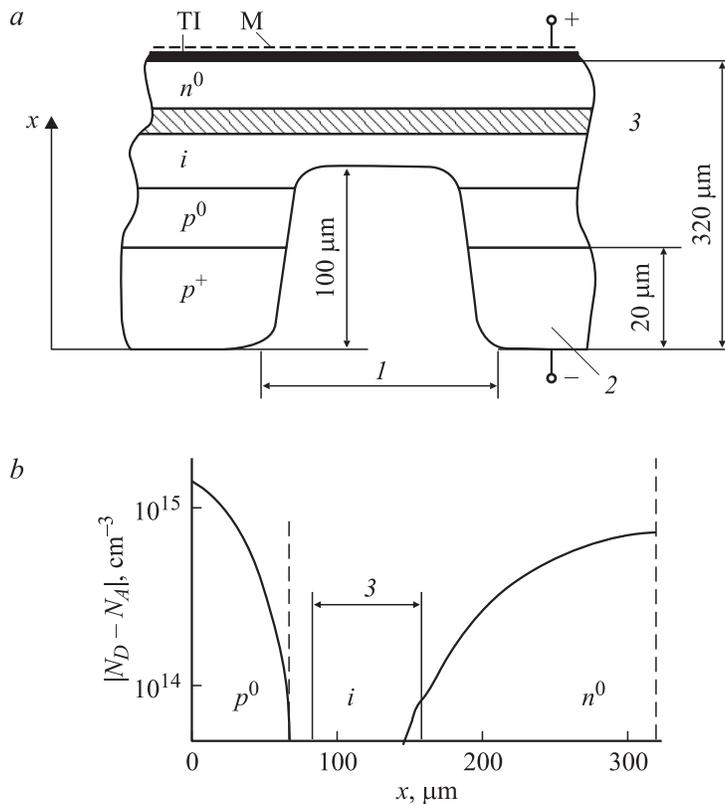


Рис. 2. p - n (TI)M-наноструктура на кристалле GaAs для фотонного ключа: a — схема эпитаксиальной p^0 - i - n^0 (TI)M-наноструктуры на GaAs: l — вытравленная область, 2 — подложка, 3 — область объемного заряда; b — распределение концентрации легирующей примеси по толщине эпитаксиальной p^0 - i - n^0 структуры на GaAs (N_D — концентрация доноров, N_A — концентрация акцепторов).

ского поля в таких структурах при освещении производилось с использованием поляризационно-оптического метода, позволяющего определять распределение напряженности электрического поля $E = E(x, t)$ в структурах на электрооптических кристаллах как в стационарных условиях, так и в различные моменты времени после включения

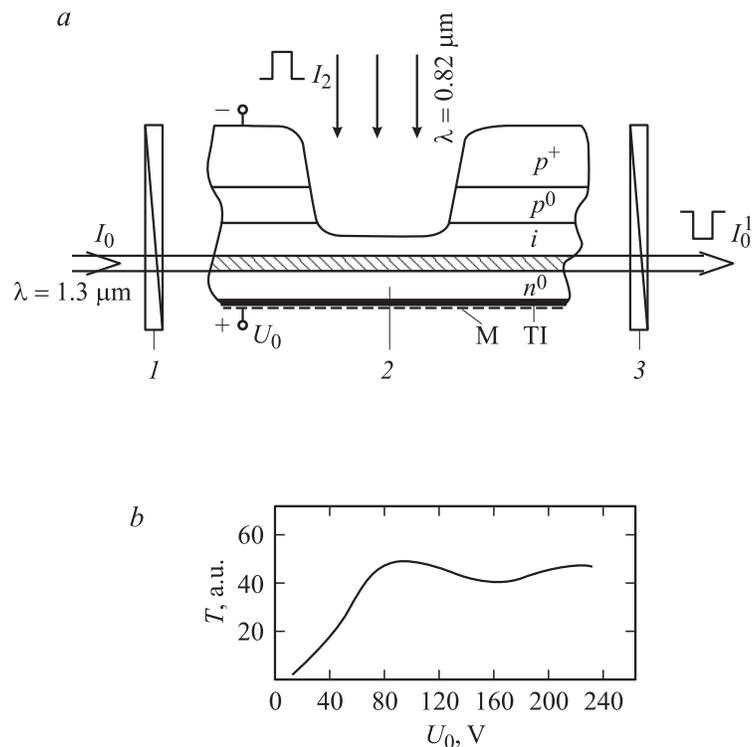


Рис. 3. Фотонные ключи на $n-p$ (TI)M-наноструктурах на кристаллах (GaAs): *a* — принципиальная диаграмма оптического затвора и геометрия освещения: 1, 3 — поляризаторы, 2 — $n-p$ (TI)M-наноструктура; *b* — зависимости интенсивности постоянного светового луча ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) на выходе ключа от величины приложенного к структуре напряжения U_0 (в темноте); *c* — осциллограмма пропускания коммутируемого (проходящего) постоянного светового потока (I_0 , $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) на выходе ключа при освещении поверхности структуры прямоугольными импульсами управляющего света (I_2 , $\lambda = 0.84 \mu\text{m}$) длительностью $150 \mu\text{s}$, интенсивности I , mW/cm^2 : 1 — 5.0, 2 — 10.0, 3 — 15.0, 4 — 20.0, 5 — 25.0, 6 — 30.0, 7 — 35.0, 8 — 40.0 ($U_0 = 100 \text{ V}$, $T = 300 \text{ K}$); *d* — осциллограмма фототока структуры при ее освещении прямоугольными световыми импульсами ($\lambda = 0.84 \mu\text{m}$) интенсивности (I) как на осциллограммах *c* ($U_0 = 100 \text{ V}$, $T = 300 \text{ K}$).

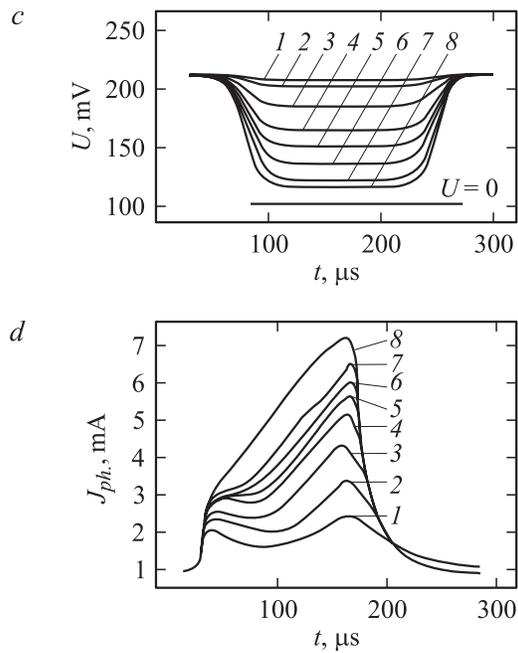


Рис. 3 (продолжение).

(выключения) освещения с высоким пространственным и временным разрешением [15]. На рис. 1 представлена диаграмма $n-p(\text{TI})$ -наноструктуры на высокоомном ($\rho = 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$) „чистом“ кристалле CdTe с концентрацией глубоких примесных уровней ($N_t < 10^{13} \text{cm}^{-3}$) (рис. 1, *a*) и пространственно-временное распределение напряженности электрического поля в кристалле при освещении такой структуры „собственным“ светом со стороны $n-p$ -перехода (рис. 1, *b, c*). Как видно из рис. 1, *b, c*, в таких структурах в отсутствие освещения электрическое поле сосредоточено в кристалле в области объемного заряда обратномещенного $n-p$ -перехода. При включении освещения, в кристалле около диэлектрического слоя (TI) появляются электрические заряды, вызывающие глубокое изменение в распределении напряженности электрического поля в структуре. Напряженность электрического поля в области объемного заряда $n-p$ -перехода при освещении уменьшается более чем на порядок, время перестройки поля при этом

$t < 10^{-5}$ s. Аналогичные исследования были выполнены на высокоомных $p^+ - p^0 - n^0 - n^+$ -наноструктурах на основе арсенида галлия. Исследуемые $p^+ - p^0 - n^0 - n^+$ -арсенид-галлиевые диодные структуры были получены методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного раствора-расплава GaAs в галлии [17,18]. Разработанные технологии позволяли получать достаточно однородные, площадью не менее 1 cm^2 структуры. Управление градиентом распределения примеси и толщиной области пространственного заряда осуществлялось выбором температурно-временных режимов отжига раствора-расплава и начала кристаллизации. На рис. 2 дано схематическое изображение изученных структур и характер распределения примесей по толщине эпитаксиальной структуры. Изучена работа описываемых $n-p$ (П)М-структур на основе электрооптических кристаллов в качестве фотонных ключей. Фотонный ключ работает на поперечном электрооптическом эффекте и представляет собой $n-p$ (П)М-наноструктуру на высокоомном электрооптическом кристалле GaAs, размещенную между двумя скрещенными поляризаторами (рис. 3). Работа такого ключа осуществляется следующим образом. К структуре прикладывается напряжение (U_0), в полярности обратносмещенного $n-p$ -перехода. Коммутируемый (информационный) световой поток (I_0) в виде тонкого поляризованного светового луча пропускается через кристалл перпендикулярно направлению электрического поля через область объемного заряда $n-p$ -перехода ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) (рис. 1, 3). Этот луч не испытывает поглощения в кристалле. Управляющий поток „собственного“ света (I_2) освещает поверхность структуры параллельно направлению электрического поля со стороны $n-p$ -перехода. Под действием управляющего светового потока в кристалле структуры образуется электрический заряд на границе с диэлектрическим слоем (П). Этот заряд изменяет распределение напряженности электрического поля в области объемного заряда $p-n$ -перехода (в месте прохождения через кристалл светового потока). На выходе структуры интенсивность светового потока при этом резко изменяется за счет электрооптического эффекта. На рис. 3 представлены результаты исследования арсенид галлиевых $p^+ - p^0 - n^0 - n^+$ -структур с дополнительным барьером Шоттки на поверхности n^0 -слоя. На такой структуре реализован фотонный ключ для быстрой оптической коммутации световых потоков ($\lambda = 1.3 - 1.55 \mu\text{m}$) с помощью управляющих прямоугольных оптических сигналов ($\lambda = 0.82 - 0.85 \mu\text{m}$) в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС) (рис. 3). Выбор режима

работы ключа (величины приложенного к структуре напряжения (U_0)) осуществляется на основании изучения зависимости интенсивности постоянного светового луча ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) на выходе ключа, от величины приложенного к структуре напряжения (U_0) в темноте (рис. 3, *b*). Величина поперечного электрооптического эффекта (изменение интенсивности светового потока на выходе ключа I'_0 при включении напряжения U_0) при скрещенных поляризаторах описывается известным соотношением $I - I_0 \sin^2(kU_0)$ [19–20], где $U_0(V)$ — напряжение, приложенное к структуре, I_0 — интенсивность светового потока на входе структуры, κ — размерный электрооптический коэффициент. Как видно из рис. 3, *b*, первый максимум электрооптического эффекта наблюдается при величине приложенного к структуре напряжения $U_0 = 100 \text{ V}$. Это напряжение и выбрано в качестве рабочего для этого ключа. Форма постоянного светового потока на выходе ключа ($\lambda = 1.3 \mu\text{m}$) при воздействии управляющего прямоугольного светового импульса ($\lambda = 0.84 \mu\text{m}$) определяет быстродействие ключа (рис. 3, *c*). Время цикла фотонного ключа определяется суммой времени переднего и заднего фронтов проходящего светового импульса. Как видно из рис. 3, *c*, наибольшее быстродействие ($2-3 \cdot 10^4 \text{ cycles/s}$) ключ имеет при интенсивности управляющего света $I_2 > 4 \cdot 10^{-2} \text{ (W/cm}^2\text{)}$. На рис. 3, *d* представлена форма фототока, протекающего в структуре при освещении ключа прямоугольным световым импульсом „собственного света“. Форма фотоответа типична для $n-p$ (Т)М-наноструктур, работающих в рабочих режимах, соответствующих появлению инжекционных токов при освещении структуры (рис. 3, *c*) [16].

Заключение. Реализованы быстрые фотонные ключи на основе высоковольтных GaAs $n-p$ -переходов, полученных методом жидкофазной эпитаксии со следующими параметрами.

Спектральный диапазон коммутируемого светового потока λ , μm	1.0–2.0
Спектральный диапазон управляющего светового потока λ , μm	0.82–0.85
Быстродействие ν , cycles/s	$> 10^4$
Мощность управляющего светового потока I , W/cm^2	$< 10^{-1}$
Приложенное к структуре напряжение U_0 , V	100–200
Глубина модуляции коммутируемого светового потока η , %	60

Список литературы

- [1] *Васильев А.А., Касасент Л., Компанец И.Н., Парфенов А.В.* Пространственные модуляторы света. М.: Радио и связь, 1987.
- [2] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983.
- [3] *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988.
- [4] *Smith P.W.* // *Phil. Trans. Roy. Soc. London.* 1984. A 313. P. 349.
- [5] *Sewchun J., Waxman A., Warfield G.* // *Solid State Electronics.* 1967. V. 10. N 12. P. 1165–1186.
- [6] *Dahlke W.E., Sze S.M.* // *Solid State Electronics.* 1967. V. 10. N 8. P. 865–873.
- [7] *Green M.A., Shewchun J.* // *Solid State Electronics.* 1974. V. 17. N 4. P. 349–365.
- [8] *Гуткин А.А., Седов В.Е.* // *ФТП.* 1976. Т. 10. С. 158.
- [9] *Вуль А.Я., Козырев С.В., Федоров В.И.* // *ФТП.* 1981. Т. 15. В. 1. С. 142–148.
- [10] *Вуль А.Я., Саченко А.В.* // *ФТП.* 1983. Т. 17. С. 1361–1376.
- [11] *Муравский Б.С., Кузнецов В.И., Фризен и др.* // *ФТП.* 1972. Т. 6. В. 11. С. 2114–2122.
- [12] *Кашерининов П.Г., Кичаев А.В., Томасов А.А.* и др. // *Письма в ЖТФ.* 1994. Т. 20. С. 16–21.
- [13] *Кашерининов П.Г., Кичаев А.В., Ярошецкий И.Д.* // *ЖТФ.* 1995. Т. 65. С. 193.
- [14] *Кашерининов П.Г., Кичаев А.В., Томасов А.А.* // *ФТП.* 1995. Т. 29. С. 2092–2107.
- [15] *Kasherininov P.G., Kichaev A.V., Lodygin A.N.* et al. // *SPIE.* Bellingham. WA. 2004. P. 292–301.
- [16] *Kasherininov P.G., Kichaev A.V., Lodygin A.N.* et al. // *SPIE.* Bellingham. WA. 2006 (to be published).
- [17] *Алфёров Ж.И., Корольков В.И., Никитин В.Г.* и др. // *Письма в ЖТФ.* 1976. Т. 13. В. 18. С. 1089–1093.
- [18] *Алфёров Ж.И., Бергманн Я.О., Корольков В.И.* и др. // *ФТП.* 1977. Т. 11. С. 892–898.
- [19] *Сонин А.С., Василевская А.С.* Электрооптические кристаллы. М.: Атомиздат, 1971. 328 с.
- [20] *Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.* Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970. 295 с.