



ТЕХНОЛОГИЯ  
И  
КОНСТРУИРОВАНИЕ  
В  
ЭЛЕКТРОННОЙ  
АППАРАТУРЕ

2006 № 3 (63)

СОДЕРЖАНИЕ

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ  
ЖУРНАЛ

Год издания 30-й

Год регистрации 1992

Регистрационный номер  
КВ 2092 от 07.06.96 г.

Зарегистрирован в ВАК по разделам  
“Физико-математические науки”,  
“Технические науки”

Реферируется  
в Украинском РЖ “Джерело” (г. Киев)  
и в Реферативном журнале ВИНИТИ  
(г. Москва)

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР  
К.т.н. В. М. Чмиль

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

К.т.н. Н. М. Вакив  
Д.т.н. В. Н. Годованюк  
К.т.н. А. А. Дацковский  
Д.т.н. Л. С. Лутченков  
Д.т.н. В. П. Малахов  
Д.ф.-м.н. В. Ф. Мачулин  
В. А. Мингалёв  
Е. А. Тихонова

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Д.т.н. А. А. Ащеулов  
Д.т.н. В. В. Баранов  
Д.ф.-м.н. А. Е. Беляев,  
зам. гл. редактора  
К.т.н. Э. Н. Глушеченко,  
зам. гл. редактора  
Д.т.н. В. Т. Дейнеца  
Д.ф.-м.н. В. А. Дроздов  
К.т.н. И. Н. Еримичой,  
зам. гл. редактора  
К.т.н. А. А. Ефименко,  
ответственный секретарь  
Д.ф.-м.н. Г. П. Ковтун  
Л. М. Лейдерман  
Д.т.н. С. Ю. Лузин  
К.т.н. И. Л. Михеева  
К.т.н. Ю. Е. Николаенко  
Д.ф.-м.н. В. В. Новиков  
К.т.н. В. В. Рюхтин  
Д.ф.-м.н. П. В. Серба  
Д.ф.-м.н. О. И. Шпотюк

УЧРЕДИТЕЛИ

Институт физики полупроводников  
им. В. Е. Лашкарёва,  
Научно-производственное  
предприятие «Сатурн»,  
Одесский национальный  
политехнический университет,  
Редакция журнала «ТКЭА»

Техническая политика

Светоизлучающие диоды белого света: состояние и основные тенденции развития. *Струхляк Н. Я., Заячук Д. М., Круковский С. И., Босый В. И.* 3

Электронные средства: исследования, разработки

Разработка и исследование газового лазера для телекоммуникационных систем. *Бондарчук Я. М.* 12

Пьезокерамические электроакустические преобразователи мембранного типа. *Спиридонов Н. А., Гусакова Л. Г., Кременев О. Г., Спиридонов В. Н.* 14

Устройство для управления шаговым двигателем на ПЛИС. *Вычужанин В. В.* 17

Техника сверхвысоких частот

Высокостабильный СВЧ генераторный модуль для быстродействующих систем. *Плаксин С. В., Соколовский И. И., Погорелая Л. М.* 21

Широкополосные трансформаторы для интегральных схем в технологии LTCC. *Глубоков А. А., Бондарь Д. Б., Шелковников Б. Н.* 26

Вопросы приборостроения

Газоанализаторы на основе пористого карбида кремния. *Московченко Н. Н., Светличный А. М.* 32

Измерение влияния магнитного поля на термо-эдс в тонких пленках без создания градиента температур. *Каранетьян Г. Я., Катаев В. Ф.* 35

Новые волоконно-оптические зонды для абсорбционного анализа. *Денисов Н. А.* 37

Функциональная микро- и нанoeлектроника

Исследование примесного фотоэффекта в двухбарьерных  $p-n-t$  структурах. *Ёдгорова Д. М., Ашрапов Ф. М.* 40

Обеспечение тепловых режимов

Конденсор тепловой трубы на основе лазерного рефрижератора. *Механцев Е. Б., Замков Е. Т., Палий А. В.* 48

Технологические процессы и оборудование

Обобщенный теоретический подход к анализу газофазных процессов эпитаксии. *Воронин В. А., Губа С. К., Сиверс В. Н.* 50

Современная инфракрасная термография в контроле и диагностике оборудования. *Стевич З., Райчич-Вуясинович М., Антич Д. В., Дамнянович З.* 56

Материалы электроники

Исследование собственных и примесных точечных дефектов в сапфировых подложках люминесцентными методами. *Блецкан Д. И., Лукьянчук А. Р., Пекар Я. М.* 59

Библиография

Новые книги 64, 2-я стр. обл.  
В портфеле редакции 11, 49

Выставки. Конференции 25, 64, 3-я и 4-я стр. обл.

## ЗМІСТ

**Технічна політика**

Світловипромінюючі діоди білого світла: стан та основні тенденції розвитку. *Струхляк Н. Я., Зячук Д. М., Круковський С. І., Босий В. І.* (3)

**Електронні засоби: дослідження, розробки**

Розробка та дослідження газового лазера для телекомунікаційних систем. *Я. М. Бондарчук* (12)

П'єзокерамічні електроакустичні перетворювачі мембранного типу. *Спиридонов М. А., Гусакова Л. Г., Кременев О. Г., Спиридонов В. М.* (14)

Прилад для управління кроковим двигуном на основі ПЛІС. *Вичужанін В. В.* (17)

**Техніка надвисоких частот**

Високостабільний НВЧ генераторний модуль для швидкодіючих систем. *Плаксін С. В., Соколовський І. І., Погорелая Л. М.* (21)

Широкосмугові трансформатори для інтегральних схем в технології LTCC. *Глубоков О. А., Бондар Д. Б., Шелковников Б. М.* (26)

**Питання приладобудування**

Газоаналізатори на основі пористого карбиду кремнія. *Московченко М. М., Светличний О. М.* (32)

Вимірювання впливу магнітного поля на термо-едс в тонких плівках без створення градієнта температур. *Карапетьян Г. Я., Катаєв В. Ф.* (35)

Нові волоконно-оптичні зонди для абсорбційного аналізу. *Денисов М. О.* (37)

**Функціональна мікро- та наноелектроніка**

Дослідження домішкового фотоефекту в двохбар'єрних  $p-n-t$ -структурах. *Йодгорова Д. М., Ашрапов Ф. М.* (40)

**Забезпечення теплових режимів**

Конденсор теплової труби на основі лазерного рефрижератора. *Механцев С. Б., Замков Є. Т., Палій А. В.* (48)

**Технологічні процеси та обладнання**

Узагальнений теоретичний підхід до аналізу газозафазних процесів епітаксії. *Воронін В. О., Губа С. К., Сівєрс В. М.* (50)

Сучасна інфрачервона термографія в контролі та діагностиці обладнання. *Стевич З., Райчич-Вуясінович М., Антич Д. В., Дамнянович З.* (56)

**Матеріали електроніки**

Дослідження власних та домішкових точкових дефектів в сапфірових підкладках люмінесцентними методами. *Блецкан Д. І., Лук'янчук О. Р., Пекар Я. М.* (59)

## CONTENT

**Technical polytic**

White light emitting diod: situation and progress trend. *Struhljak N. Ja., Zajachuk D. M., Krakovsky S. I., Bosyi V. I.* (3)

**Electronic means: investigations, development**

Development and research of gas laser for telecommunications. *Bondarchouk Ya. M.* (12)

The membrane piezoceramic electroacoustic transducers. *Spiridonov N. A., Gusakova L. G., Kremenev O. G., Spiridonov V. N.* (14)

The device for management of the step-by-step engine on the programmed logic integrated circuit. *Vichuzhanin V. V.* (17)

**Microwave engineering**

The higt stable microwave generator module for hige-speed systems. *Plaksin S. V., Sokolovskij I. I., Pogorelaja L. M.* (21)

Broadband transformers for ICs in LTCC technology. *Glubokov A. A., Bondar D. B., Shelkovnikov B. N.* (26)

**The questions of instrument making**

Gas sensors based on porous silicon carbide. *Moskovchenko N. N., Svetlichny A. M.* (32)

Measurement of the influence of the magnetic field on the thermo electromotive force in mikro and nano semiconductor films without creation of temperature gradient. *Kataev V. F., Karapetyan G. Ya.* (35)

Novel fiber optic probes for absorption analysis. *Denisov N. A.* (37)

**The functional micro- and nanoelectronics**

Research impurity of a photoeffect in two-barrier  $p-n-t$ -structures. *Yodgorova D. M., Ashrapov F. M.* (40)

**Ensuring of thermal modes**

Condenser of a thermal pipe based on of a laser refrigerator. *Mekhanstev E. B., Zamkov A. V., Paliy A. V.* (48)

**Technological processes and development**

Common theoretical approach to the gas phase epitaxy processes. *Voronin V. O., Guba S. K., Sivers V. N.* (50)

Modern IR thermography in control and diagnostic of equipment. *Stevich Z., Raichich-Vujasinovich M., Antich D. V., Damn'novich Z.* (56)

**Materials of electronics**

Study proper and doped point defects in sapphire substrates by luminescence methods. *Bletskan D. I., Lukyanchuk A. R., Pekar Ya. M.* (59)

Юбилейный 30-й год издания "ТКЭА" — это повод еще раз оглянуться назад.

В "мирное" время как-то не приходит в голову задаваться вопросом, нужен ли журнал. Сколько существует наука, столько существуют и средства обмена информацией.

К середине 1990-х применительно к отраслевым научно-техническим изданиям радиоэлектроники вопрос этот и поставила, и разрешила сама жизнь: по мере углубления промышленного кризиса издания исчезали. Это было естественно и поэтому неизбежно. Снявши голову, по волосам не плачут...

Тогда редакция, вопреки логике жизни, решила все же задать этот вопрос — нужен ли журнал — непосредственно предприятиям. Редакция получила тогда десятки писем. Севастопольское КБ радиосвязи оценило усилия редакции как героические. Директор одного из московских НИИ по телефону признался, что редакционное письмо лежит у него на столе как немой укор... Редакция вдруг осознала, что сам факт сохранения журнала, сам факт, что люди работают и пишут в журнал, кого-то подбадривает, в кого-то вселяет надежду...

На просьбу оказать журналу остро необходимую тогда финансовую поддержку откликнулись НТЦ "Элси" (Киев), ПО "Нептун" и ПТП "Гранит" (Одесса), КБ "Днепровское" (Днепропетровск), НТЦ "Элифом" (Москва), КБТЭМ (г. Минск), НПО "Хартрон" (Харьков), КБ "Проминь" (Тернополь). В 1995 г. был создан первый Редакционный совет журнала, куда вошли Ю. А. Аверкин, В. А. Бомко, Е. В. Гаврилюк, Е. Г. Исак, В. М. Леонтьев, А. Г. Лысенко, А. В. Мисюра, Е. А. Морзаков, Е. А. Пархоменко, Р. С. Сагателян, И. А. Тарасенко, А. Н. Цепляев, Ю. Е. Самарин. А в 1996 г. журнал взяло под свое крыло одесское ПО "Нептун".

Последующие годы, несмотря на их драматичность, показали, что предприятия, поддерживавшие журнал, не ошиблись: журнал нужен. Надеемся, что и Вы, уважаемый Читатель, того же мнения.

Н. Я. СТРУХЛЯК, д. ф.-м. н. Д. М. ЗАЯЧУК,  
к. т. н. С. И. КРУКОВСКИЙ, к. т. н. В. И. БОСЫЙ

Украина, г. Львов, НУ «Львовская политехника»,  
НПП «Карат»; г. Киев, НПП «Сатурн»  
E-mail: nata@carat.lviv.ua

Дата поступления в редакцию  
10.02 2006 г.

Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН  
(ЦКБ «Ритм», г. Черновцы)

## СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ ДИОДЫ БЕЛОГО СВЕТА: СОСТОЯНИЕ И ОСНОВНЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ

*Проведен обзор состояния и тенденций развития технологии изготовления светоизлучающих диодов белого света. Систематизированы параметры сверхъярких белых светодиодов, светодиодных модулей и источников света.*

Электролюминесценцию неорганических кристаллов впервые наблюдал Х. Д. Раунд еще в 1907 г. [1]. Первые полупроводниковые светодиоды (СД) на карбиде кремния были открыты в 1923 г. О. В. Лосевым и в 1939 г. им же дано теоретическое объяснение появления свечения при пропускании тока через  $p-n$ -переход [2]. В 1955 г. Р. Браунштейн наблюдал рекомбинационное излучение в арсениде галлия, вызванное рекомбинацией через примесные центры [3]. В 1962 г. группа ученых во главе с Д. Н. Наследовым впервые наблюдала рекомбинационное излучение в арсениде галлия, которое соответствует переходам, энергетически близким к междузонным [3]. Массовое производство красных СД на основе материалов  $A^3B^5$ , таких как GaAs и GaAsP, начала американская компания „Дженерал Электрик” в 1962 г. [1]. В дальнейшем важную роль в усовершенствовании светоизлучающих диодов сыграл метод жидкостной эпитаксии, разработанный в 1963 г. Д. Нельсоном применительно к арсениду галлия [3]. Исторически началом современного этапа развития источников света на основе полупроводниковой элементной базы можно считать конец 80-х годов прошлого столетия, когда на основе четверных систем InAlGaP материалов  $A^3B^5$  были изготовлены сверхъяркие светодиоды красного, оранжевого и желтого излучения.

Поистине революционные изменения произошли в начале 90-х годов XX столетия, которые были связаны с изготовлением сверхъярких зеленых и голубых СД на основе нитридов индия (InN), галлия (GaN) и алюминия (AlN). Так, в декабре 1993 г. фирма Nichia Chemical Co. of Japan объявила об изготовлении сверхъярких высокоэффективных (3,8%) голубых (450 нм) СД на основе гетероструктур InGaN, которые обеспечивали мощность 1 мВт при токе 10 мА. Светоотдача этих диодов была в сто раз выше, чем светоотдача СД на карбиде кремния, промышленное производство которых было освоено в то время [4].

Несколько позже фирма Research Triangle Park изготовила сверхъяркие СД на основе InGaN-гетеро-

структур с использованием более дешевой подложки из карбида кремния [4]. Более дешевая и модернизированная технология изготовления чипа СД значительно снизила цену таких диодов. С этого времени стало возможным создание белого СД путем размещения в одном корпусе трех чипов (красного, зеленого и синего). Светоотдача сверхъярких диодов стала выше, чем светоотдача ламп накаливания. Это позволило поставить задачу разработки источников света на основе СД. Важность нового подхода к разработке источников света обусловлена высокой надежностью и большим временем эксплуатации СД, их экономичностью и возможностью подбора желаемого спектра излучения.

Данный обзор приурочен современным достижениям в области создания сверхъярких СД, особое внимание уделено сверхъярким СД белого света.

### Основные мировые тенденции развития сверхъярких светоизлучающих диодов

Анализ тенденций развития электроники последних лет позволяет утверждать, что за последнее десятилетие XX века особенно заметным было интенсивное развитие одной из областей микроэлектроники — оптоэлектроники. Этот прогресс был в основном обусловлен значительным возрастанием объемов выпуска сверхъярких светоизлучающих диодов (high-brightness light emitting diodes, HBLEDs). Согласно [5], начиная с середины 1990-х годов объем продаж этих полупроводниковых приборов возрастал из года в год примерно на 40%.

Благодаря разработке новых эпитаксиальных технологий изготовления гетероструктур, в частности MOCVD (газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений), светоотдача светодиодов, изготовленных на основе AlInGaP, InGaN, GaN, значительно возросла [6]. В желто-красной области спектра она достигла значений 30—40 лм/Вт [7, 8], в сине-зеленой — 35 лм/Вт [9], а белых диодов — 20—25 лм/Вт [10]. Эти показатели значительно превышают светоотдачу ламп накаливания, которая равна 10—15 лм/Вт [11], что и позволило поставить задачу разработки осветителей на основе сверхъярких светоизлучающих диодов. Значительно шире СД стали использоваться в системах дополнительного освещения и художественной подсветки разных зданий, а также для отображения видеографической информации с помощью светодиодных дисплеев [12]. Предвидится, что в ближайшем буду-

Прогнозируемая временная карта развития сверхъярких светодиодов

Основные параметры	Годы			
	2002	2007 Замена ламп накаливания	2012 Замена люми- несцентных ламп	2020
Светоотдача СД, лм/Вт	25	50	150	200
Светоотдача источников света на основе СД, лм/Вт	20	200	1000	1500
Стоимость одного люмена, \$/лм	0,50	0,050	<0,015	<0,005

щем, благодаря усовершенствованию технологии изготовления гетероструктур и СД на их основе, светоотдача светодиодов возрастет до 150 лм/Вт. Ожидаемое увеличение по годам основных параметров сверхъярких СД и источников света на их основе, согласно оценкам [5], приведено в **табл. 1**.

Особенно привлекают внимание две важные вехи в развитии источников света. Первая из них прогнозируется в 2007 г., когда стоимость одного люмена снизится до 0,050 \$/лм благодаря удешевлению технологии изготовления и, главное, из-за существенного улучшения параметров СД. Вторая значительная веха предполагается в 2012 г. Именно тогда ожидается, что светоотдача СД превысит в два раза светоотдачу люминесцентных ламп (80—90 лм/Вт [5]), а стоимость одного люмена станет ниже 0,015 \$/лм. В более отдаленном будущем прогнозируется дальнейшее увеличение светоотдачи сверхъярких СД и уменьшение стоимости люмена. Вклад этого направления в мировую экономику может быть достаточно значительным. Основанием для этого могут быть такие аргументы [13]:

1. *Светоотдача сверхъярких СД.* Уже сейчас она выше, чем у ламп накаливания, и в ближайшем будущем превысит светоотдачу люминесцентных ламп. Потенциально возможный к. п. д. таких источников света значительно превышает к. п. д. существующих источников света и может достигать 10% и больше. Учитывая, что около 15% мировых расходов электроэнергии идет на освещение и рекламу, потенциальная возможность сэкономить хотя бы несколько процентов от этой величины означает экономию в деньгах порядка сотен миллиардов долларов.

2. *Возможность создания СД с управляемым цветом излучения.* Белый свет, полученный от СД, характеризуется яркостью и оттенками, комфортными для человека, а управление спектральным составом белого света в определенных границах производится сменой состава твердых растворов InGaN, на основе которых изготавливаются белые диоды.

3. *Срок службы и количество переключений источников света на основе СД.* Первый достигает величины порядка 100 тысяч часов, а второй по меньшей мере в 100 раз превышает аналогичные показатели существующих источников света. Это значит, что проблема утилизации существующих источников света практически отсутствует у источников света на основе СД.

4. *Возможность создания квазимонохроматических источников света.*

5. *Небольшое тепловыделение в процессе работы и высокая механическая прочность.*

6. *Большое быстродействие* (наносекунды).

7. *Система электропитания.* Исторически параметры электропитания бытовой техники подгонялись под потребности основных потребителей — источников света. Такая тенденция в электротехнике обусловлена в основном экономическими причинами. Система электропитания источников света на основе СД открывает возможность для создания нового поколения бытовой электроаппаратуры, которое будет использовать низковольтный постоянный ток. Это дает также дополнительные преимущества в борьбе за уменьшение электротравматизма, повышение пожарной безопасности зданий и бытовой техники.

### Изготовление белых СД

*Материалы для светодиодов видимого диапазона.* Электромагнитное излучение, видимое человеческим глазом, лежит в диапазоне длин волн от 0,4 до 0,7 мкм. Длина волны СД определяется шириной запрещенной зоны полупроводникового материала согласно полуэмпирической формуле  $\lambda = 1,24/E_g$ , где  $\lambda$  — длина волны электромагнитного излучения в мкм,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника в эВ. Из этого соотношения следует, что для изготовления СД видимого диапазона непригодны такие широко известные материалы как кремний и германий, ширина запрещенной зоны которых при комнатной температуре равна 1,12 и 0,72 эВ, соответственно. Для создания СД, которые излучают свет в видимом для человека диапазоне длин волн, используют полупроводники, ширина запрещенной зоны которых находится в интервале 1,7—3,1 эВ. К наиболее важным из них относятся  $Al_{1-x}Ga_xAs$ ,  $Al_{1-x}In_xGa_yP$ ,  $In_{1-x}Ga_xN$ , AlN,  $ZnTe_{1-x}Se_x$ ,  $Cd_xZn_{1-x}Se$ ,  $Cd_xZn_{1-x}Te$ ,  $CdS_{1-x}Se_x$ ,  $Mg_xZn_{1-x}Te$  и др.

Кроме соответствующего значения  $E_g$ , важно, чтобы были отработаны также технология выращивания дешевых полупроводниковых монокристаллов и технология получения эффективных *p-n*-переходов с соответствующим уровнем легирования слоев *n*- и *p*-типа проводимости. Поэтому при изготовлении СД не нашли заметного использования широкозонные полупроводники  $A^2B^6$ , которые характеризуются прекрасными фотолюминесцентными свойствами, однако в них тяжело реализовать инверсию типа проводимости [14].

*Типы гетероструктур и методы их получения.* Впервые электролюминесцентное излучение было получено на основе простейших эпитаксиальных структур с *p-n*-переходом [3]. Пример одной из таких гетероструктур показан на **рис. 1**. На подложку эпитаксиально наращивается переходный слой твердого раствора  $GaAs_{1-x}P_x$  переменного состава ( $x$  изменяется от 0 до 0,4), а дальше слой  $GaAs_{1-x}P_x$  посто-

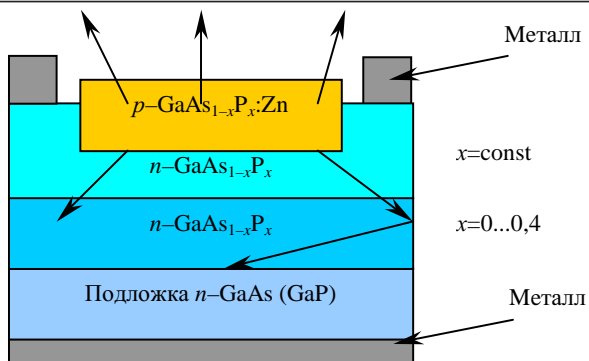


Рис. 1. Эпитаксиальная структура с гомопереходом для изготовления СД

янного состава с соответствующим значением  $x$ . Переходный слой ограничивает образование безызлучательных центров, обусловленных разницей в параметрах решетки подложки и эпитаксиального слоя.  $p$ -область создается диффузией цинка в слой  $n$ -GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> или эпитаксиальным наращиванием. Фотоны генерируются в  $p$ -области вблизи  $p$ - $n$ -перехода и излучаются во всех направлениях (их ход показан на рис. 1 стрелками). До наблюдателя доходит та часть из них, которая проходит через поверхность между контактами. Уменьшение количества фотонов обусловлено поглощением во внутренних слоях подложки и потерями за счет отражения.

Значительно эффективнее многопроходная двойная гетероструктура, изображенная на рис. 2. Процесс изготовления такой гетероструктуры несколько сложнее, т. к. требует удаления полупроводниковой подложки после наращивания всех слоев. На подложке InP формируются слои AlInGaP,  $p$ - и  $n$ -типа проводимости с разной шириной запрещенной зоны  $E_{g1}$ ,  $E_{g2}$ . Если выполняется условие  $E_{g2} < E_{g1}$ , то такая структура, имеющая два гетероперехода, называется двойной гетероструктурой (ДГС). При такой архитектуре эпитаксиальной структуры инжектированные из  $n$ - в  $p$ -область электроны задерживаются снизу энергетическим барьером, который возникает на гетерогранице  $p_1$ -AlInGaP- $p_2$ -AlInGaP. В результате этого уменьшается вероятность безызлучательной рекомбинации электронов и, соответственно, возрастает светоотдача структуры. После нанесения сплошного металлического контакта на  $n$ -AlInGaP-слой подложка InP стравливается. Фотоны генерируются в тонком

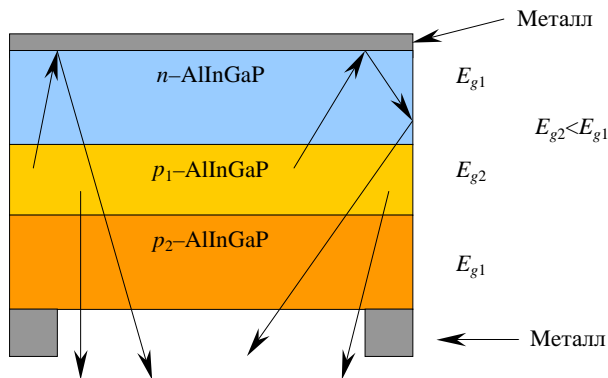


Рис. 2. Многопроходная двойная гетероструктура на основе AlInGaP

( $\approx 1$  мкм)  $p_1$ -AlInGaP-слое и распространяются во всех направлениях. Широкощелевые слои  $n$ -AlInGaP и  $p_2$ -AlInGaP прозрачны для фотонов, поэтому фотоны, направленные в сторону сплошного металлического контакта, отражаются от него и выходят через поверхностный слой  $p_2$ -AlInGaP наружу. Толщина слоев  $n$ -AlInGaP и  $p_2$ -AlInGaP небольшая ( $\approx 10$  мкм), поэтому потери на поглощение и рассеивание света на боковых гранях кристалла незначительны. Светоотдача таких гетероструктур почти в два раза выше по сравнению со светоотдачей гетероструктуры, изображенной на рис. 1. Такие структуры получают методами жидкофазной и МОС-гидридной эпитаксии.

Типичная эпитаксиальная гетероструктура на основе InGaN изображена на рис. 3. На основе такой структуры изготавливаются сверхъяркие СД зеленого и синего света. Это типичная двойная гетероструктура с буфер-

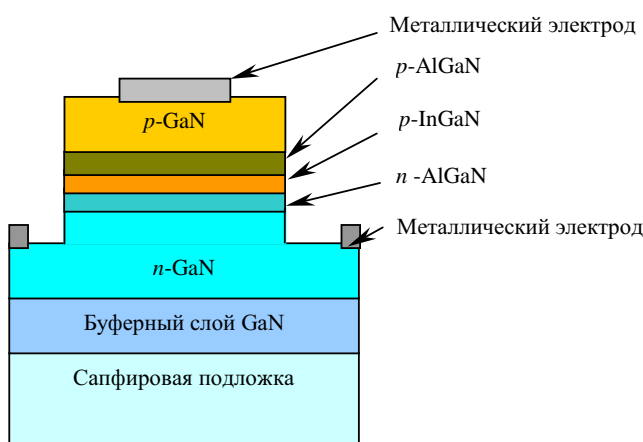


Рис. 3. Типичная эпитаксиальная гетероструктура AlGaIn — InGaN для изготовления светодиодов зеленого и синего света

ным слоем GaN, предназначенным для согласования параметров решетки между сапфировой подложкой и кристаллической решеткой слоев гетероструктуры. Светодиодный чип изготовлен с односторонним размещением контактов к  $n$ - и  $p$ -областям структуры. Основным методом получения таких структур является метод МОС-гидридной эпитаксии.

В табл. 2 собраны основные данные по эмиссионным свойствам ярких светоизлучающих диодов, изготовленных на основе разных гетероструктур [4].

Как видно из табл. 2, наибольшей квантовой эффективностью характеризуются СД из AlGaAs. Однако на основе этого материала могут быть изготовлены только СД красного диапазона света. Самую высокую светоотдачу обеспечивают СД на основе AlInGaP ( $\approx 20$  лм/Вт) [8]. На базе этого материала изготавливают сверхъяркие СД не только красного, но и оранжевого, и желтого цветов. Безусловно, это основной материал для изготовления светоизлучающих приборов этого спектрального диапазона.

Привлекают к себе внимание гетероструктуры на основе ZnTeSe. Из этих гетероструктур изготовлены зеленые СД с высокой светоотдачей ( $\approx 18$  лм/Вт). Это перспективный материал, однако он может быть широко использован только в том случае, когда будет решена проблема получения высококачественных (с

Эмиссионные свойства СД видимого диапазона на основе гетероструктур разного типа

Материал основы СД	Пиковая длина волны генерации света, нм	Тип эпитаксиальной структуры	Квантовая эффективность, %	Светоотдача, лм/Вт
GaAsP	700	Гомопереход (ГП)	0,2	0,15
AlGaAs	650	ДГС	16,0	8,0
AlInGaP	620	ДГС	6,0	20,0
AlInGaP	585	ДГС	5,0	20,0
AlInGaP	570	ДГС	1,0	6,0
GaP	555	ГП	0,1	0,6
InGaN	514	ДГС	2,6	7,0
ZnTeSe	512	ДГС	5,3	18,0
ZnCdSe	489	ДГС	1,3	1,7
SiC	470	ГП	0,03	0,04
InGaN	450	ДГС	3,8	3,6

низкой плотностью дислокаций) подложек большого диаметра ( $\approx 50\text{—}60$  мм). Таким образом, и сейчас, и в прогнозируемом ближайшем будущем, основным материалом для СД зеленого и синего цветов являются твердые растворы InGaN [15]. Технология получения этих структур хорошо отработана, хотя остаются еще определенные резервы для ее усовершенствования.

Следует отметить, что очень важное значение играет тот факт, что в промышленных масштабах освоен выпуск сапфировых подложек диаметром 60—100 мм и больше, а также получены таких же диаметров более дешевые подложки из карбида кремния. Большое значение для снижения стоимости продукции имеет также то, что достигнуты значительные успехи в выпуске высокопродуктивного технологического оборудования для получения гетероструктур  $A^3B^5$ -материалов методом МОС-гидридной эпитаксии, в частности, это установки фирмы AIXTRON [16].

*Методы получения гетероструктур для СД.* Жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ) — процесс выращивания монокристаллических слоев из пересыщенных растворов-расплавов металлов (таких как галлий, индий, висмут). Рост слоя полупроводникового материала достигается охлаждением жидкой фазы (раствора-расплава, насыщенного соответствующим соединением  $A^3B^5$  и легирующими компонентами), которая контактирует с подложкой  $A^3B^5$  ниже температуры насыщения. При наращивании эпитаксиального монослоя процесс наращивания проходит три основных стадии:

1. Приведение подложки  $A^3B^5$  в контакт с раствором-расплавом, состав которого соответствует кривой ликвидуса наращиваемого полупроводникового соединения.
2. Выращивание необходимого слоя путем контролируемого охлаждения насыщенного раствора-расплава.
3. Удаление жидкой фазы с поверхности выращенной пленки для остановки процесса роста.

При выращивании многослойной гетероструктуры процесс ЖФЭ состоит из многих ростовых операций, в каждой из которых используются разные расплавы, состав которых подбирается с целью обеспечить наращивание слоя необходимого состава и уровня легирования. Этот метод обеспечивает наиболее равновесные условия роста, при которых можно по-

лучить эпитаксиальные слои с низкой концентрацией дефектов.

Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) — процесс эпитаксиального наращивания тонких слоев разных соединений благодаря реакциям, которые происходят между термически созданными молекулярными или атомными пучками соответствующих компонентов и поверхностью подложки, находящейся в сверхглубоком вакууме при повышенной температуре.

МЛЭ значительно отличается от других технологий, которые используются для получения полупроводниковых структур, следующими факторами:

1. Небольшая скорость роста — 1 нм/мин.
2. Относительно низкая температура роста.
3. Возможность введения различных газообразных компонентов для изменения состава слоя и управления концентрацией примеси.
4. Атомарно-гладкая поверхность кристаллизирующейся пленки.
5. Возможность анализа параметров пленки в процессе роста.

Основным недостатком этого метода является тот факт, что оборудование для МЛЭ стоит очень дорого и недостаточно продуктивно.

МОС-гидридная эпитаксия — метод роста эпитаксиальных слоев и структур из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений (МОС) — широкого класса веществ, содержащих металл-кислород-углеродные связи или координационные соединения металлов с органическими молекулами. Кристаллизация в процессе МОС-гидридной эпитаксии происходит за счет реакций пиролиза при пропускании однородной газовой смеси реагентов — металлоорганических соединений, содержащих элемент третьей группы (например Ga) и элемент пятой группы (As) над нагретой с помощью ВЧ-генератора подложкой в реакторе с холодными стенками. Необходимо точно контролировать главным образом только температуру подложки.

*Фирмы-изготовители гетероструктур для СД и характеристика их продукции.* На сегодняшний день изготовлением гетероструктур занимается ряд ведущих фирм, в частности такие как ATMI (USA), United Epitaxy Company (Taiwan), Technologies and Devices International Inc (TDI) (USA), QinetiQ Ltd (UK), IQE Inc (USA) [16, 17].

Типичной промышленной технологией наращивания гетероструктур является метод МОС-гидридной эпитаксии. Это обусловлено как физическими свойствами материалов  $A^3B^5$  (высокая температура плавления, низкая химическая активность), так и значительными успехами в разработке промышленных высокопродуктивных эпитаксиальных установок. Типичный процесс наращивания эпитаксиальной гетероструктуры для голубых или белых СД включает в себя следующие шаги [18]:

1. Нагрев сапфировой подложки и нитридизация ее поверхности при температуре порядка  $1000^\circ\text{C}$ .

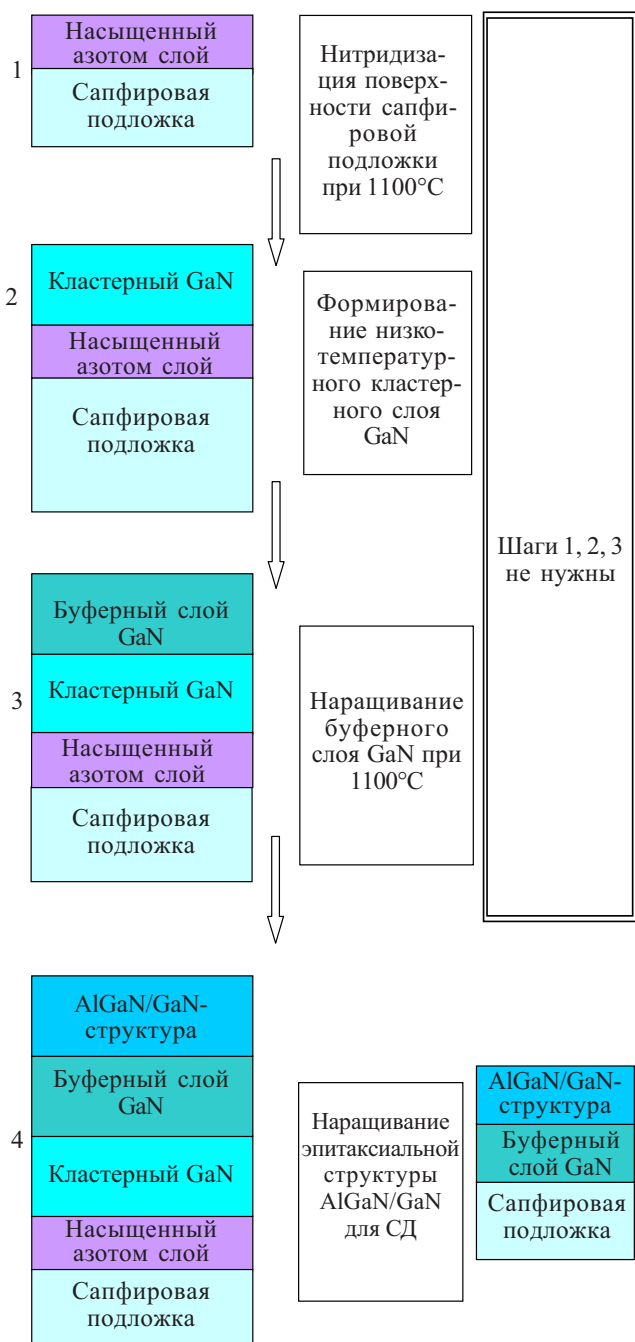


Рис. 4. Схематический маршрут изготовления голубых диодов согласно традиционному (слева) и предложенному фирмой TDI (справа) подходам

2. Охлаждение подложки до температуры порядка  $600^\circ\text{C}$  и наращивание тонкого промежуточного слоя GaN ( $\approx 0,5$  мкм).

3. Отжиг сапфировой подложки с промежуточным слоем при температуре  $\approx 1000^\circ\text{C}$ .

4. Наращивание буферного слоя GaN толщиной 2—4 мкм (наращивание длится 2—4 ч).

5. Наращивание многослойной гетероструктуры с  $p-n$ -переходом, в том числе и с наноразмерными слоями (общая толщина гетероструктуры составляет  $\approx 1$  мкм).

Фирмой Technologies and Devices International Inc (TDI) для снижения стоимости продукции и повышения качества гетероструктур для белых диодов предложен другой подход [18]. На первом этапе формирования гетероструктуры методом гидридной газофазной эпитаксии (Hydride Vapor Phase Epitaxy) на сапфировую подложку наращивается толстый слой GaN. На втором этапе методом MOSVD формируется многослойная гетероструктура AlGaIn/GaN с  $p-n$ -переходом для СД. Для сравнения на рис. 4 схематически приведена технологическая цепочка изготовления гетероструктур согласно типовому процессу с использованием MOSVD-технологии и процессу, предложенному фирмой TDI. Как видно из рис. 4, новая технология позволяет избежать ряда шагов, в частности 1, 2, 3, которые являются обязательными для MOSVD-технологии. Учитывая их значительную продолжительность и необходимость нагрева подложки до высоких температур, применение новой технологии позволяет значительно снизить стоимость и повысить качество гетероструктур для СД.

Пути создания сверхъярких СД белого света. На сегодняшний день существуют пять основных путей получения белого света благодаря применению полупроводниковых материалов  $A^3B^5$ . К ним относятся следующие:

1. Размещение в одном корпусе трех микрокристаллов (чипов), которые обеспечивают излучение света трех основных цветов — красного, зеленого и синего [19, 20]. Конструкция такого СД показана на рис. 5.

Подбирая интенсивность излучения на каждой из трех основных длин волн, а также корректируя положение их максимумов изменением состава твердого раствора активных слоев (обеспечивающих необходимую длину волны электромагнитного излучения),

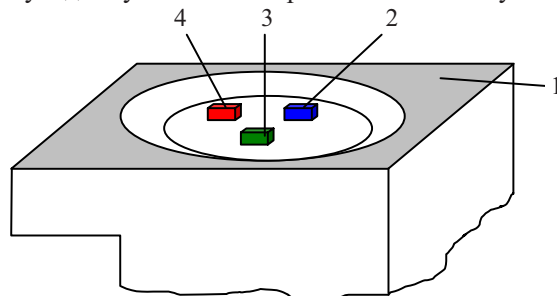


Рис. 5. Конструкция белого светоизлучающего диода на основе чипов красного, зеленого и синего свечения: 1 — вывод катода с чашеобразным рефлектором; 2 — чип синего цвета излучения; 3 — чип зеленого цвета излучения; 4 — чип красного цвета излучения

можно достигнуть желаемого тона белого света. Этот путь позволяет создавать СД с управляемой длиной волны излучения.

2. Использование синих светоизлучающих диодов, покрытых люминофором на основе фосфора [1]. Белый свет получается благодаря возбуждению коротковолновым (синим) светом длинноволнового люминесцентного излучения в люминофоре. Люминофор превращает синий свет в широкополосное излучение видимого диапазона, воспринимаемое как белый свет определенного оттенка. Улучшение светоотдачи белых диодов, работа которых базируется на конвертировании света, будет зависеть как от улучшения квантового выхода гетероструктур, так и, особенно, от усовершенствования люминесцентных материалов. Одним из многообещающих путей является разработка люминофоров на основе фосфора с добавками редкоземельных элементов. Считается, что именно этот подход позволит полностью удовлетворить базовые требования к высокой адсорбционной способности люминофоров и эффективности конвертирования света. Конструкция такого белого СД изображена на **рис. 6**. На основе этого способа сейчас изготавливают большинство белых диодов.

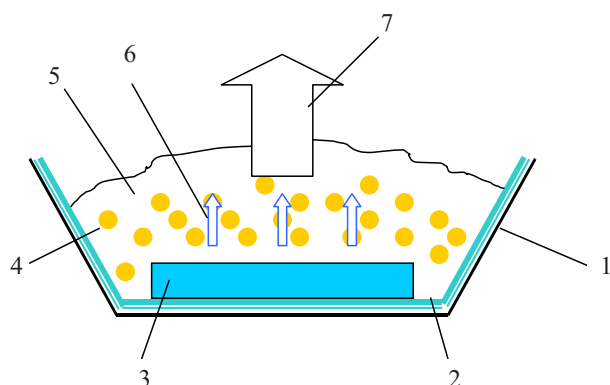


Рис. 6. Конвертирование света в белых светоизлучающих диодах на основе InGaN:

1 — корпус чашеобразного рефлектора; 2 — серебряное зеркальное покрытие; 3 — чип светоизлучающего диода на основе InGaN; 4 — включения желтого фосфора; 5 — силиконовый наполнитель; 6 — синий свет, излучаемый чипом на основе InGaN; 7 — белый свет

3. Использование ультрафиолетовых чипов на основе GaN, покрытых специальным покрытием с добавлением фосфора. Принцип образования белого света тот же, что и в пункте 2, с той лишь разницей, что возбуждение специального люминофора здесь происходит ультрафиолетовым излучением чипа на основе GaN [21].

4. Использование органических материалов. Органические СД — это тонкопленочные структуры с толщиной пленок 100—500 Å, а не кристаллы. Обычно эти пленки укладывают друг на друга химическими методами, вакуумным нанесением или же набрызгиванием с помощью краскоструйного принтера с последующей полимеризацией. Структура органического светоизлучающего диода представлена на **рис. 7**. При прохождении тока через структуру из 3 или 4 пленок в них возникают экситоны, с помощью которых совершается перенос энергии и передача ее фотолюминесцирующей органической пленке либо са-

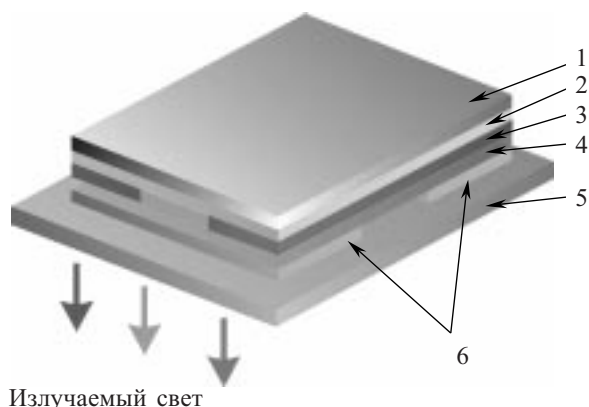


Рис. 7. Органический светоизлучающий диод:

1 — металлический катод; 2 — слой, передающий электроны; 3 — излучающий слой; 4 — слой, передающий дырки; 5 — стеклянная или полимерная подложка; 6 — прозрачные электроды

мостоятельная рекомбинация с излучением света. В зависимости от того, какая эта пленка по химическому составу и структуре молекул, цвет свечения может сильно отличаться. Рекордные достигнутые яркости составляют  $2 \cdot 10^5$  кд/м<sup>2</sup> [22].

5. Использование гетероструктур с квантоворазмерными слоями, которые благодаря соответствующему подбору параметров квантоворазмерных слоев (толщины и состава) позволяют получить необходимую длину волны излучения чипа. Работы в этом направлении проводятся на уровне лабораторных исследований. Этот путь перспективен и в будущем, возможно, станет одним из доминирующих [6].

#### Параметры белых СД основных фирм-изготовителей

На сегодняшний день не менее десяти ведущих фирм выпускают СД белого света различной конструкции, в частности, “ламповые”, “автомобильные”, для информационных табло и экранов [23—26]. “Ламповые” СД, как правило, имеют цилиндрический корпус с выпуклой линзой для расфокусирования светового потока. Угол излучения таких диодов находится в пределах 20—40°. “Автомобильные” СД характеризуются полусферическим корпусом, а угол излучения большой и составляет 40—80°. Светодиоды для экранов оснащены корпусом, применимым для монтажа на платах [27]. Отражатель света и линза в них такой формы, которая позволяет формировать узкий (до 15°) световой поток высокой яркости. Для уличного освещения предложена лампа, содержащая 700 СД белого света. Такая лампа, питаемая напряжением 24 В и потребляя всего 56 Вт, обеспечивает освещенность от 80 до 660 лк [28].

В **табл. 3** приведены параметры СД белого света, выпускаемых ведущими фирмами мира. Учитывая тот факт, что при разработке источников света на основе белых СД используются СД с большой силой света, в таблицу были включены только СД с силой света не меньше 1000 мкд.

Анализ данных, приведенных в **табл. 3**, показывает, что большинство изготовителей белых диодов используют путь, описанный в предыдущем подразделе. Он базируется на использовании кристаллов InGaN,

Таблица 3

## Основные параметры белых светодиодов ведущих фирм мира

Тип светодиода	Фирма-изготовитель	Материал	Сила света, мкд	Рабочее напряжение, В	Рабочий ток, мА	Угол излучения, $2\theta_{1/2}^\circ$	Приведенная сила света $I_p$ , мкд/(мА $\cdot$ °)	Цена, дол. США	Литературный источник	Примечания
L-5S3UWG-C1	PARA LIGHT (США)	...	3000	3,5÷4,5	20	20	...	2,5	[29]	Ø5 мм
L-5T3LW5C-D1	"	Ga In N	6000	3,5÷4,5	10	20	30,0	...	[29]	Ø5 мм
L-5T3UW5C-D1	"	Ga In N	7000	3,5÷4,5	10	20	35,0	...	[29]	Ø5 мм
L-5T3LW5C-D2	"	Ga In N	4000	3,5÷4,5	10	30	13,3	..	[29]	Ø5 мм
L-5T3UW5C-D2	"	Ga In N	5000	3,5÷4,5	10	30	16,7	...	[29]	Ø5 мм
L-5T3VW5C-D3	"	Ga In N	3500	3,5÷4,5	10	40	8,75	...	[29]	Ø5 мм
NSPW 300BS	NICHIA (Южная Корея)	In Ga N	3200	3,6÷4,0	20	25	6,4	...	[30]	Ø3 мм
NSPW310BS	"	In Ga N	1500	3,6÷4,0	20	60	1,25	...	[30]	Ø3 мм
NSPW 312BS	"	In Ga N	2200	3,6÷4,0	20	35	3,14	...	[30]	Ø3 мм
NSPW 500BS	"	In Ga N	7800	3,6÷4,0	20	20	19,5	3,47	[30]	Ø5 мм
NSTM515AS	"	AlGaInP, In Ga N	к 110/150 з 370/520 с 75/110	3,6÷4,0	20/50 20/30 20/30	80	...	...	[30]	Ø5,6 мм
LED 25 deg WH	The Led Light (США)	Ga In N	3200	4,0	10	25	12,8	2,4	[31]	Ø3 мм
LED 35 deg WH	"	Ga In N	3200	4,0	10	35	6,3	2,4	[31]	Ø3 мм
LED 20 deg WH	"	Ga In N	6400	4,0	10	20	32	2,6	[31]	Ø5 мм
LED 35 deg WH	"	Ga In N	3250	4,0	10	35	9,3	2,6	[31]	Ø5 мм
LED 50 deg WH	"	Ga In N	1800	4,0	10	50	3,6	2,6	[31]	Ø5 мм
LED 20 deg WMWH	"	Ga In N	2000	4,0	10	20	10,0	2,6	[31]	Ø5 мм
383UWC	ROITHNER LASERTECHNIK (Австрия)	Ga In N	3700	...	20	13	14,2	2,25	[25]	—
L5T20W	"	Ga In N	2500	...	20	20	6,25	1,1	[25, 32]	Ø5 мм
HLWW-L51	"	Ga In N	4200	...	20	15	14,0	2,5	[25, 32]	—
HUWH-5101L	"	Ga In N	3700	...	20	...	...	2,25	[25, 32]	Ø5 мм
HUWH-3101L	"	Ga In N	3700	...	20	...	...	2,25	[25, 32]	Ø3 мм
LEDW-47-66-60-120	"	Ga In N	13000	...	240	...	...	164,80	[25, 32]	60 кристаллов
LEDW-47-66-60	"	Ga In N	13000	...	240	...	...	148,00	[25, 32]	60 кристаллов
HLMP-CW1x-ROOxx	Agilent technologies (США)	In Ga P	1500	3,8÷4,0	20	15	5	...	[33]	Ø10 мм
L5S3 UWG-C1	Laser Optronix (США)	In Ga N	3000	3,6÷4,0	...	...	...	2,50	[34]	—
LEDC-W 469	Корвет-Лайтс (Россия)	In Ga P	2000	3,6	40	20	3,1÷4,2	2,50	[35]	—
СДК-Б469-4-30	"	In Ga N	3700÷5000	3,6	40	30	3,1÷4,2	2,50	[35]	—
У-164 Бл	"	In Ga N	30000÷50000	4,0	30	8	125÷208	...	[13]	Неизвестно количество кристаллов

Основные параметры светодиодных модулей и ламп на основе белых диодов некоторых фирм мира

Название модуля, лампы	Фирма-изготовитель	Количество диодов	Рабочий ток, мА	Рабочее напряжение, В	Мощность, Вт	Световой поток, лм	Сила света, кд	Размеры, мм	Цена, дол. США	Литературный источник	Примечания
Светодиодные модули											
DIY- 9	The Led Light (США)	9	90	4,0	...	...	...	29×29	45,0	[31]	Модуль на плате
DIY- 12	То же	12	120	4,0	...	...	...	35×35	60,0	[31]	Модуль на плате
DIY- 24R	"	24	240	4,0	...	...	...	83×83	125,0	[31]	Модуль на плате
DIY-36R	"	36	360	4,0	...	...	...	86×86	185,0	[31]	С рефлектором модуль на плате
Y-200Бл	НПЦ ОПТЭЛ (Россия)	...	...	4,0	...	...	1200—3000	...	...	[13]	—
LINEAR Light	OSRAM (Германия)	32	...	10,0	3,2	...	0,42	56×10×3,5	...	[40]	—
MARKER Light	То же	*	...	10/24*	...	...	Яркость до 80—1260 кд/м <sup>2</sup>	85×37×6,7 112,5×48×6,7 140×59×6,7 85×85×6,7 Ø110×6,7	...	[40]	*Зависит от типа
Источники света											
Пермь LC18×5+12	ООО ЛЛТ "Световод" (Россия)	90+12	...	12—48 или 85—250	10	150—500	...	60×100	...	[38]	Стандартный цоколь
Орел MR-16	То же	33	...	10—24	4	...	7—800	50×48	...	[38]	Цоколь GU5,3
E27-W36-G WhiteLEDbulb	Superbrightleds (США)	36	...	110	2,6	50	...	85×60	18,95	[39]	—
AC-6	The Led Light(США)	6	60	120	3	60	...	h=95, Ø27	45,90	[31]	Стандартный цоколь
AC-18	То же	18	30	120/240	15	180	...	h=127, Ø51	94,0	[31]	Стандартный цоколь
AC-36	"	36	30	120/240	30	360	...	h=83, Ø64	190,0	[31]	Стандартный цоколь

покрытых сверху специальным фосфорсодержащим люминофором. Белый свет в этом покрытии индуцируется синим светом. Существенным недостатком этого способа является то, что в спектре излучения такого диода интенсивность синего света доминирует.

Некоторые фирмы, такие как NICHIA (Южная Корея) [30], Корвет-Лайтс (Россия) [35, 36], изготавливают также полноцветовые СД, белый свет в которых формируется благодаря смешиванию электромагнитных волн трех цветов — красного (R), зеленого (G) и синего (B). Баланс белого в таких диодах обеспечивается при соотношении потоков монохроматического излучения R:G:B=3:6:1. Это соотношение приблизительно, поскольку зависит от типа СД. Можно ожидать, что в ближайшем будущем с уменьшением стоимости светодиодов именно этот путь формирования белого света будет преобладать при создании белых диодов, используемых для производства источников света для бытовых нужд.

Фирмы по-разному подходят к проблеме улучшения излучающих характеристик СД. Фирма NICHIA и The Led Light основное внимание обращают на улучшение излучающих характеристик гетероструктур [30, 31]. Фирма Корвет-Лайтс значительного повышения осевой силы света достигает за счет увеличения прямого тока через кристалл и формирования пространственного распределения светового потока с помощью разного типа линз [20].

Большинство фирм не предоставляет информации о конструкции СД, в частности о размерах кристалла и его квантовой эффективности. Площадь кристаллов в ярких СД может изменяться в пределах от 0,5 до 1 мм<sup>2</sup> и больше.

Для приблизительной оценки нами введен специальный параметр — приведенная сила света  $I_p$  [мкд/(мА·°)]. Этот параметр не зависит от величины тока через СД и от угла излучения света. Если оценивать СД по этому параметру, то к лучшим из них можно отнести СД фирм PARA LIGHT, NICHIA. Для СД российской фирмы НПЦ ОПТЭЛ, для которых  $I_p = 125...308$ , в рекламных материалах не указано количество кристаллов. Стоимость СД хорошего качества находится в пределах 3,5—5 дол. США за штуку при условии поставки партий до 100 диодов и 2,0—3,0 дол. США, если размер партии составляет 1000 шт. и больше.

На основе белых СД ряд фирм освоил выпуск светодиодных модулей и источников белого света [37—39]. Основные параметры модулей и источников белого света некоторых фирм приведены в табл. 4. Фирмы The Led Light, Osram, Ludwig Leuchten, Reggiani организовали производство источников света на основе белых СД. У этих источников света присутствуют стандартный цоколь и рифленая или матовая стеклянная колба цилиндрической формы. Стоимость таких ламп пока еще достаточно высока.

**Выводы**

Принимая во внимание современное состояние технологии изготовления сверхярких светоизлучающих диодов, в частности СД белого света, и достигнутые высокие светотехнические параметры источников света на их основе, можно сделать вывод, что в ближайшем будущем традиционные источники света — лампы накаливания и люминесцентные лампы — будут заменены на светодиодные. При формировании программы развития источников света на основе СД целесообразно на первом этапе, учитывая их высокую стоимость, разрабатывать источники света для шахт, больших магазинов, автомобилей, источников служебного света.

**ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ**

1. Хайнд Р., Вахтманн К. Неорганические светодиоды. Обзор // Светотехника.— 2003.— № 3.— С. 7—13.
2. Лосев О. В. У истоков полупроводниковой техники.— Л.: Наука, 1972.
3. Коган Л. М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды.— М.: Энергоатомиздат, 1983.
4. James W., Cook Jr., Schetzina J. F. Blue-green light-emitting diodes promise full-color displays // Laser Focus World.— 1995.— N 5.— P. 101—104.
5. Mills A. Solid state lighting—a world of expanding opportunities at LED 2002// III-Vs Review.— 2003.— Vol. 16, N 1.— P. 30—33.
6. Коган Л. М. Полупроводниковые светодиоды: современное состояние // Светотехника.— 2000.— № 6.— С. 11—15.
7. Коган Л. Дальнейшее развитие оптоэлектронных приборов // Новые компоненты.— 1998.— № 4.— С. 55—58.
8. Mills A. Nitrides in Nara// III-Vs Review.— 2003.— Vol. 16, N 6.— P. 34—38.
9. Юнович А. Э. Светодиоды на основе гетероструктур из нитрида галлия и его твердых растворов// Светотехника.— 1996.— № 5/6.— С. 2—7.
10. Коган Л. Светоизлучающие диоды: дальнейшее развитие// Там же.— 1999.— № 4.— С. 23—27.
11. Коган Л., Рассохин И. Светодиодные осветительные модули направленного действия // Электронные компоненты.— 2001.— № 1.— С. 37—38.
12. Сорокин В., Гурьянов С. Новые технологии идут на службу рекламе // СВТЛЮлюкс.— 2004.— № 2.— С. 20—24.
13. Коган Л. М. Светодиодные осветительные приборы// Светотехника.— 2002.— № 5.— С. 16—20.

14. Берченко Н. Н., Кревс В. Е., Средин В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. Справочные таблицы.— М.: Воениздат, 1982.
15. Голуб В. Сверхяркие светодиоды больших размеров // ЭКиС.— 2000.— № 12.— С. 33—36.
16. Szweida R. Taiwan expands device capabilities // III-Vs Review. Buyer's Guide 2002/2003.— P. 10—15.
17. LED lights on track (short information) // III-Vs Review.— 2003.— Vol. 16, N 1.— P. 24.
18. www.tdii.com
19. Pat. 6633120 USA. Led lamps / Hassan P. A. Salam.— 14.10.03.
20. Агафонов Д. Р., Аникин П. П., Никифоров С. Г. Вопросы конструирования и производства светоизлучающих диодов и систем на их основе // Светотехника.— 2002.— № 6.— С. 6—11.
21. Pat. 6963166 USA. Led lamp / Tadashi Yano, Masanori Shimizu, Nobuyuki Matsui et al.— 8.11.05.
22. Сорокин В., Гурьянов С. Новые технологии идут на службу рекламе // СВТЛЮлюкс.— 2004.— № 4.— С. 37—40.
23. Коган Л. М. Новые светодиоды и устройства на их основе // Светотехника.— 1997.— № 3.— С. 27—30.
24. Фишер У. SATINOSA: плоские световые знаки на основе светодиодов // Там же.— 1999.— № 2.— С. 11—13.
25. Каталог фирмы ROITHNER Laser technik, 2003.
26. Голуб В., Чернявский Р. Сверхяркие светодиоды для полноцветных крупноформатных наружных экранов // ЭКиС.— 2003.— № 1.— С. 31—33.
27. Тринчук Б. Ф. Светосигнальная аппаратура на светодиодах // Светотехника.— 1997.— № 5.— С. 6—11.
28. Tsunemasa Taguchi. The 21st century lighting project based on LED and phosphor systems // Conf. "Strategies in light".— San Francisco (USA).— 2000.— P. 817—820.
29. www.paralight.com
30. Каталог фирмы NICHIA, 2003.
31. www.ledlight.com
32. www.roithner-laser.com
33. www.agilent.com/semiconductors/
34. www.Laseroptronics.com
35. www.corvette-lights.ru
36. Каталог фирмы Корвет-Лайтс, 2003.
37. Гвоздев-Карелин С. В., Хартманн Р. Светодиодные модули фирмы OSRAM // Светотехника.— 2002.— № 3.— С. 38—40.
38. http://www.leds.ru/portfolio.php
39. www.superbrightleds.com
40. Айзенберг Ю. Б. Седьмая международная светотехническая выставка // Светотехника.— 2002.— № 2.— С. 32—36.

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

- Взаимодействие атомарного водорода с поверхностью монокристаллов кремния. (Украина, г. Запорожье)
- PSpice моделирование оптических локаторов. (Украина, г. Одесса)
- О путях снижения энергопотребления мощными ТВ-передатчиками эфирного телевидения. (Украина, г. Киев)
- Моделирование высоковольтного горизонтального р-канального МОП-транзистора. (Беларусь, г. Минск)
- Мощные резисторы нового поколения. (Украина, г. Одесса)
- Координатно-чувствительные устройства на основе АОТ. (Украина, г. Черновцы)
- Дозиметры энергетической освещенности ультрафиолетового излучения «Тензор». (Украина, г. Черновцы)
- Кодирование изображений на основе нечеткой классификации фрагментов. (Украина, г. Харьков)
- Радиометр ультрафиолетового излучения «Тензор-31». (Украина, г. Черновцы)
- Повышение надежности антидиффузионных переходов никелевых контактов на ветвях термозлектрических модулей Пельтье. (Украина, г. Черновцы)



в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

К. т. н. Я. М. БОНДАРЧУК

Украина, г. Львов, Научно-производственный комплекс «Полярон»  
E-mail: bond@org.lviv.net

Дата поступления в редакцию  
05.01 — 12.05 2006 г.

Оппоненты д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК  
(ЧО ИПМ, г. Черновцы),  
к. ф.-м. н. А. И. КЛОЧКО  
(ЦКБ "Арсенал", г. Киев)

## РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА ДЛЯ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ

*Предлагается конструкция стабилизированного по частоте гелий-неонового лазера с длиной волны излучения 1,5231 мкм. Стабилизация осуществляется с использованием дополнительного видимого излучения с длиной волны 0,6328 мкм.*

Развитие современных телекоммуникаций тесно связано с развитием лазерной техники. В настоящий момент в большинстве систем передачи информации используются диодные и твердотельные лазеры с излучением в ближней инфракрасной области спектра. Рынок телекоммуникационных лазеров расширяется благодаря постоянному росту количества волоконно-оптических систем.

В ряде применений упомянутые типы лазеров не обеспечивают достаточную информационную емкость каналов передачи. Последняя определяется энергетическими, частотными и пространственными характеристиками выходного излучения. Поэтому актуальным является разработка новых типов лазеров, которые более полно удовлетворяли бы современным требованиям. С этой точки зрения перспективными могут быть газовые лазеры, которые характеризуются высокой когерентностью и однородностью излучения.

He-Ne-лазеры позволяют обеспечить индуцированное излучение приблизительно на 200 переходах [1]. Наиболее изученными являются видимые переходы неона  $3s_2-2p_i$  ( $i=1\div 10, \neq 9$ ) [2]. Среди них максимальное усиление достигается на переходе  $3s_2-2p_4$  ( $\lambda=0,6328$  мкм). Сравнительно легко достигается генерация на инфракрасных  $2s_2-2p_i$ -переходах, среди которых максимальное усиление имеет линия  $\lambda=1,523$  мкм ( $2s_2-2p_4$ ). Гелий-неоновый лазер, работающий на переходе  $2s_2-2p_1$  с излучением на  $\lambda=1,5231$  мкм, впервые был исследован авторами [3]. Длительное время данному переходу не уделялось достаточного внимания, однако успехи волоконной оптики, развитие систем телекоммуникаций вынудили изменить отношение к нему.

Оптимальные условия генерации на переходе  $2s_2-2p_1$  были изучены в [4]. Установлено, что оптимальные соотношения парциальных давлений наполнения активных элементов гелия и неона соответствуют 9:1. Разряд постоянного тока с применением в конструкции холодного катода обеспечивает коэффициент насыщенного усиления  $10 \text{ \%}\cdot\text{м}^{-1}$ . При длинах раз-

рядного промежутка 650 мм мощность исходного излучения в основной моде в [4] превышала 2,5 мВт.

Использование одночастотного лазера с  $\lambda=1,523$  мкм позволит минимизировать потери в оптическом волокне, снизить уровень шумов. Созданию конструкции такого лазера и ее исследованию посвящена настоящая работа.

Наиболее распространенными схемами, используемыми для стабилизации частот в лазерах средней мощности, являются терморегулятивные схемы поддержания постоянства длины резонатора, что отвечает балансу интенсивности ортогонально поляризованных мод. В случае идентичных конструкций лазеров величина полуволновой температуры пропорциональна длине волны излучения лазера. Поэтому такие схемы наиболее часто используются для лазеров видимого диапазона [5]. Непосредственное использование указанных схем не позволяет получать высокие значения стабильности и воспроизводимости частоты излучения — из-за более низкой чувствительности величины сигнала разбаланса к изменению температуры несущих конструкций резонатора.

Нами предложено в качестве опорного сигнала подстройки длины резонатора использовать излучение видимого диапазона, которое генерируется одновременно с основным излучением. Учитывая эффекты взаимодействия лазерных переходов в смеси "гелий—неон", наиболее подходящим для этой цели следует считать переход с  $\lambda=0,6328$  мкм ( $3s_2-2p_4$ ). Этот квантовый переход не связан с рабочим ( $\lambda=1,5231$  мкм) переходом. Учитывая также, что оптимальные условия генерации для рабочего и опорного лазерных переходов практически не отличаются, для реализации одновременной генерации излучения на обеих длинах волн излучения необходимо применить зеркала резонатора лазера с оптимальными спектральными параметрами на длинах волн 1,5231 и 0,6328 мкм.

Используя метод синтеза интерференционных зеркал в приближении эквивалентного слоя [2, 6], мы получили структуры интерференционных покрытий — в случае "выходного" зеркала:

$$S_0(2,4B,2,4H)_5(B,H)_8H, \lambda=0,633 \text{ мкм}; \quad (1)$$

в случае "глухого" зеркала:

$$S_0(2,4B,2,4H)_8(B,H)_8H, \lambda=0,633 \text{ мкм}, \quad (2)$$

где  $S_0$  — подложка из материала оптического бесцветного стекла марки К-8;

$B$  — ZnS;

$H$  —  $\text{Na}_3\text{Al}_6$ .

Измеренные спектры отражения зеркал (1) и (2), изготовленных методом вакуумного резистивного распыления тонких пленок из материалов сернистого цинка и криолита, представлены на **рис. 1**. Видно, что коэффициенты отражения зеркал резонатора на длине волны  $\lambda=0,6328$  мкм довольно высоки, что достаточно для возбуждения генерации.

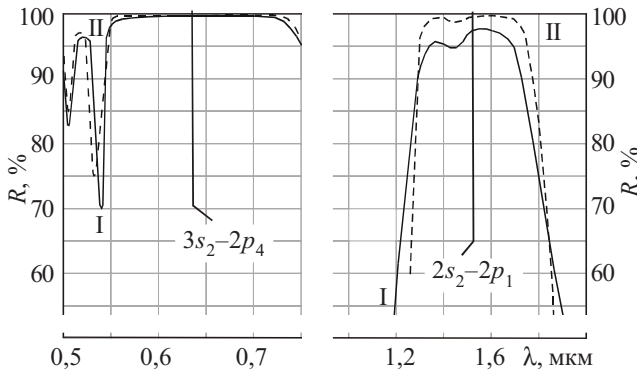


Рис. 1. Спектры отражения зеркал оптического резонатора, которые обеспечивают одновременную генерацию на длинах волн 0,6328 и 1,5231 мкм:

I — тонкопленочная структура (1); II — тонкопленочная структура (2)

Исследованиям подвергнуты три лазера, в которых использовались модернизированные газоразрядные трубки гелий-неонового лазера типа ЛГН-303 (**рис. 2**). Оптический резонатор был образован плоским и сферическим ( $r=0,5$  м) зеркалами с тонкопленочными структурами (1) и (2).

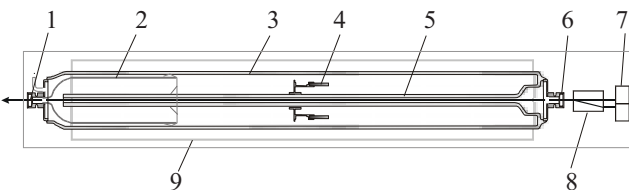


Рис. 2. Схема частотно-стабилизированного 1,5231 мкм гелий-неонового лазера:

1 — “выходное” зеркало резонатора; 2 — катод; 3 — стеклянный цилиндр; 4 — газопоглотители; 5 — разрядный капилляр; 6 — “глухое” зеркало резонатора; 7 — двухсекционный фотоприемник; 8 — поляризационная призма; 9 — нагревательный элемент

Полученные значения мощности в максимуме одночастотной генерации на  $2s_2-2p_1$ -переходе со стороны сферического “выходного” зеркала составляли до 0,5 мВт. Уровни мощности излучения на длине волны опорной генерации со стороны плоского “глухого” зеркала резонатора были порядка 0,1 мВт.

Проведенный анализ спектрального состава излучения исследуемых лазеров с внутренними зеркалами показал, что на переходе с  $\lambda=0,6328$  мкм реализуется генерация на двух ортогонально поляризованных модах. Изменение мощности  $P$  в одночастотном режиме на основном лазерном переходе в процессе изменения длины резонатора колеблется от 0 до максимального его значения (**рис. 3**). Это обстоятельство предъявляет дополнительные требования к электронной системе обработки управляющего сигнала термостабилизации длины резонатора.

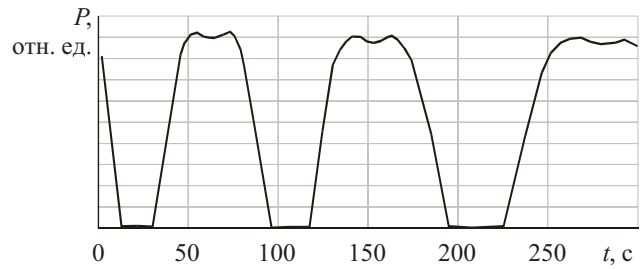


Рис. 3. Временная зависимость относительного уровня мощности одночастотной генерации на 1,5231 мкм

В наших исследованиях была использована система автоподстройки лазера ЛГН-303. После начального прогрева в течение 30 мин система выходила на режим стабилизации. Процесс захвата регистрировался по изменению отношения интенсивностей ортогонально поляризованных мод опорного излучения. Разделение мод осуществлялось используемой в излучателе (рис. 2) поляризационной призмой из исландского шпата. Регистрация интенсивностей мод проводилась с помощью двухсекционного фотодиода.

Полученная величина нестабильности выходной мощности в режиме стабилизации была не выше 1%. Относительная нестабильность частоты, оцененная методом сбивания частот двух лазеров, во всех случаях была не хуже  $1 \cdot 10^{-8}$  за 0,5 ч.

\*\*\*

Таким образом, лазеры с внутренними зеркалами и с длиной волны излучения  $\lambda=1,5231$  мкм, стабилизированные по опорной генерации  $\lambda=0,6328$  мкм, обладают значительно лучшими характеристиками, чем аналогичные полупроводниковые лазеры. В тех телекоммуникационных устройствах, где нет повышенных требований к уровням мощности излучения, предложенный тип лазера может быть весьма эффективным.

Следует также отметить, что предложенная схема стабилизации частоты по опорному излучению в видимой области спектра может быть использована при разработке He-Ne-лазеров, которые излучают на других инфракрасных переходах группы  $2s_2-2p_i$ .

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Справочник по лазерам. Т. 1 / Под ред. А. М. Прохорова.— М.: Сов. радио, 1978.
2. Бондарчук Я. М., Возняк Р. М., Корбецкий Р. В., Привалов В. Е. Гелий-неоновые лазеры на слабых переходах неона // Обзоры по электронной технике. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника.— 1990.— Вып. 8.
3. McFarlane R. A., Patel C. K. N., Bennet W. R., Faust W. L. New helium-neon optical maser transitions // Proc. IRE.— 1962.— Vol. 50, N 10.— P. 2111—2112.
4. Бондарчук Я. М., Возняк Р. М., Привалов В. Е. Исследование энергетических характеристик He-Ne лазера на  $\lambda=1,5231$  // Оптика и спектроскопия.— 1991.— Т. 70, вып. 1.— С. 244—245.
5. Бондарчук Я. М., Власов А. И., Возняк Р. М. и др. Стабилизация частоты излучения лазера с внутренними зеркалами на длине волны 0,61197 мкм // Там же.— 1989.— Т. 66, вып. 4.— С. 948—950.
6. Бондарчук Я. М., Довгий Я. О. Теоретические и технологические аспекты синтеза лазерных зеркал (обзор) // Физика и химия твердого тела.— 2002.— Т. 3, № 2.— С. 199—214.

Н. А. СПИРИДОНОВ, к. х. н. Л. Г. ГУСАКОВА,  
к. т. н. О. Г. КРЕМЕНЕВ, В. Н. СПИРИДОНОВ

Украина, г. Донецк, НТЦ «Реактивэлектрон»  
E-mail: Piezodon@km.ru

Дата поступления в редакцию  
12.12 2005 г.

Оппонент д. т. н. В. В. НОВИКОВ  
(ЗАО "Авангард-Электроника", г. С.-Петербург)

## ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ МЕМБРАННОГО ТИПА

*Приведены сведения о пьезокерамических материалах и технологии изготовления из них тонких пьезокерамических элементов для применения в электроакустических преобразователях мембранного типа.*

Проблема надежной генерации мощных звуковых сигналов актуальна при создании излучателей для разных сред и частот, акустических и механических датчиков, систем сигнализации и предупреждения (особенно при большом фоновом шуме). Генерация звуковых сигналов может осуществляться в пневматических или электрических (с электрическими источниками питания) излучателях. Для генерации акустических сигналов звуковыми излучателями с электрическим питанием известны два основных способа — механический и мембранный [1]. В настоящее время для создания акустических излучателей предпочтение отдается мембранному способу.

При мембранном способе звуковые колебания излучаются колеблющимися со звуковой частотой диффузором динамика или мембраной, изготовленной на основе тонкого пьезокерамического элемента. Использование динамических головок встречается все реже, что обусловлено следующими причинами: динамические головки достаточно дороги и потребляют большие токи, они имеют значительные габариты, нуждаются в дополнительном защитном корпусе, недостаточно надежны при эксплуатации в предельных режимах и сложных климатических условиях.

В отличие от динамических головок, пьезокерамический мембранный излучатель обладает рядом несомненных преимуществ. Основные из них — предельная дешевизна; низкое электропотребление, что позволяет использовать в автономных системах сигнализации с низковольтным элементом питания; малые габариты, простая, компактная и легкая конструкция, позволяющая достигать излучения сигнала с уровнем 100...115 дБ по отношению к нулевому уровню звукового давления; долгий срок службы и высокая надежность; возможность использования в широком диапазоне частот, включая ультразвуковые. В таких излучателях в качестве возбудителя звуковых колебаний используется пьезокерамический электроакустический преобразователь.

В настоящей статье рассмотрены электроакустические преобразователи мембранного типа на тонких пьезокерамических элементах.

Основным рабочим элементом пьезокерамического электроакустического преобразователя является тонкая пьезокерамическая пластина с металлическими электродами — пьезокерамический элемент (ПКЭ), который крепится на металлической мембране. При подаче на ПКЭ переменного электрического напряжения он, благодаря пьезоэффекту, вместе с мембраной изгибается в ту или другую сторону в зависимости от полярности приложенного напряжения, создавая звуковые колебания, и наоборот, при механическом воздействии ПКЭ на мембрану на электродах ПКЭ генерируется электрическое напряжение.

ПКЭ на металлической мембране помещается в корпус, который вместе с мембраной образует электроакустический преобразователь мембранного типа (ЭПМТ). Диаметр ПКЭ выбирают в пределах от 8 до 50 мм, а толщину — от 0,10 до 0,25 мм, в зависимости от назначения ЭПМТ [1]. Амплитудно-частотная характеристика ЭПМТ определяется электрофизическими параметрами ПКЭ, его геометрическими размерами, свойствами пьезоматериала, из которого он изготовлен, а также геометрическими размерами и материалом мембраны и конструкцией корпуса.

Условно ЭПМТ можно разделить на две группы — резонансного типа и широкополосные. Излучатели первой группы характеризуются узкой полосой излучения, высоким акустическим давлением и высоким кпд. Для их изготовления используются ПКЭ толщиной 0,18 мм и более. К устройствам этого типа относятся сирены и другие излучатели с акустическим давлением 100 дБ/м и более.

Широкополосные излучатели имеют более низкие значения акустического давления и кпд. К устройствам этого типа относятся телефонные и микрофонные капсулы для телефони, громкоговорители и другие устройства. Для изготовления широкополосных излучателей применяются ПКЭ толщиной 0,08—0,12 мм из пьезоматериалов с высоким значением пьезомодуля  $d_{31}$ .

Пьезокерамические ЭПМТ могут выполнять функцию приемника, излучателя, а также приемника и излучателя одновременно (обратимый преобразователь).

В НТЦ «Реактивэлектрон» разработана широкая номенклатура промышленных марок пьезокерамических материалов (ПКМ) на основе твердых раство-

**ЭЛЕКТРОННЫЕ СРЕДСТВА: ИССЛЕДОВАНИЯ, РАЗРАБОТКИ**

Таблица 1

*Свойства промышленных марок пьезокерамических материалов, используемых для получения тонких ПКЭ*

Марка материала	$\epsilon_{33}^T/\epsilon_0$	$\text{tg } \delta$	$K_p$	$d_{31}, 10^{12}$ Кл/Н	$g_{31}, 10^3$ В·м/Н	$Q_m$	$T_c, ^\circ\text{C}$
Материалы с высоким значением пьезомодуля $d_{31}$							
ЦТС <sub>т</sub> БС-1 («Реактивэлектрон»)	4100±400	<0,02	0,62	>300	8,3	>40	170
ЦТС <sub>т</sub> БС-3/1 («Реактивэлектрон»)	4400±400	≤0,05	0,65	>300	7,7	>20	150
ЦТС <sub>т</sub> БС-3/2 («Реактивэлектрон»)	5500±500	≤0,05	0,63	>300	6,2	>20	150
ЦТС <sub>т</sub> БС-3/3 («Реактивэлектрон»)	6000±500	≤0,05	0,65	>350	6,6	>20	150
* ПКР-7 (Россия)	3500	0,015	0,68	280	9,0	80	220
РС23 (Япония)	6100	0,03	0,63	315	5,8	72	140
PZT-5Н (США)	3400	0,02	0,65	274	9,1	65	193
Материалы с высокой пьезочувствительностью $g_{31}$							
ЦТС-46 («Реактивэлектрон»)	1100±200	≤0,03	0,60	>120	15—16	>50	340
ЦТСС <sub>т</sub> -3 («Реактивэлектрон»)	1400	≤0,5	0,55	140	11,3	800	290
ЦТС <sub>т</sub> БС-4 («Реактивэлектрон»)	1000	≤0,5	0,52	100	11,3	900	270
ЦТБС-6 («Реактивэлектрон»)	500±50	≤0,007	0,52	>70	15,8	>110	330
* ПКР-1 (Россия)	650	0,02	0,62	95	16,5	90	355
PZT-5А (США)	1700	0,02	0,60	171	11,4	75	365
Материалы с высокими значениями $d_{31}$ и $g_{31}$ одновременно							
ЦТСС <sub>т</sub> -2М («Реактивэлектрон»)	3300±300	≤0,02	0,64	>250	8,6	>40	180
ЦТСС <sub>т</sub> -9 («Реактивэлектрон»)	2200±200	≤0,02	0,65	>200	10,3	>60	265
* ПКР-89 (Россия)	1900	0,016	0,67	205	12,1	75	320
** ЦТСНВ-1 (Россия)	2200	0,019	0,54	205	10,5	70	240
Сегнетожесткие материалы							
ЦТСС <sub>т</sub> -3 («Реактивэлектрон»)	1400±140	<0,006	0,55	>140	11,3	>800	290
ЦТС <sub>т</sub> БС-6 («Реактивэлектрон»)	1400±150	<0,006	0,57	>120	9,7	>800	285
PZT-8 (США)	1000	0,004	0,50	93	10,5	1000	300
* ПКР-77 (Россия)	1350	0,003	0,62	140	11,7	1200	345

\*Пьезоматериал используется для получения пьезоэлементов по технологии горячего прессования [4].

\*\*Пьезоматериал используется для изготовления тонких ПКЭ по технологии шликерного литья [5].

ров цирконата–титана–свинца (ЦТС) и технология их получения [2]. Разработана также технология получения ПКЭ различной конфигурации, в том числе и для применения в составе ЭПМТ. Исследования показали, что в зависимости от назначения ЭПМТ пьезокерамические материалы можно условно разделить на несколько групп.

Первая группа — это ПКМ с максимальным значением пьезомодуля  $d_{31}$  для акустических излучателей с высоким акустическим давлением и низким уровнем возбуждающего электрического напряжения (телефонные капсулы и др.).

Вторая группа — это ПКМ с максимальной пьезочувствительностью  $g_{31}$  (приемник звуковых колебаний, микрофон).

Третья группа — это ПКМ с достаточно высокими значениями пьезомодуля  $d_{31}$  и пьезочувствительности  $g_{31}$  одновременно (для обратимого преобразователя).

Четвертая группа — это ПКМ для мощных акустических излучателей (сирены). К ним относятся сегнетожесткие пьезоматериалы, обладающие высокими значениями пьезомодуля  $d_{31}$ , механической добротности  $Q_m$  и предельно допустимой мощности.

Основные свойства указанных выше материалов, из которых изготавливают тонкие ПКЭ, приведены в табл. 1. Для сравнения в ней приведены зарубежные

аналоги. Аттестация свойств ПКМ осуществлялась в соответствии со стандартом [3].

В таблице приняты следующие обозначения:

$\epsilon_{33}^T/\epsilon_0$  — относительная диэлектрическая проницаемость поляризованной пьезокерамики;

$\text{tg } \delta$  — тангенс угла диэлектрических потерь;

$K_p$  — коэффициент электромеханической связи радиальной моды колебания;

$d_{31}$  — поперечный (радиальный) пьезомодуль;

$g_{31}$  — пьезочувствительность;

$Q_m$  — механическая добротность;

$T_c$  — точка Кюри.

Из таблицы видно, что промышленные марки ПКМ, разработанные в НТЦ «Реактивэлектрон», практически не уступают известным мировым аналогам.

Несмотря на широкую номенклатуру промышленных марок пьезоматериалов, разработанных в НТЦ «Реактивэлектрон», на сегодня они уже в значительной степени не удовлетворяют возрастающим требованиям разработчиков электронной аппаратуры и ультразвукового технологического оборудования. Во всех промышленно развитых странах идет новая волна исследований и разработок в области пьезоэлектрического материаловедения. Ведется поиск новых физических эффектов, на основе которых могут быть созданы уникальные материалы и приборы.

Некоторые излучатели, в которых используются разработки НТЦ «Реактивэлектрон»

Наименование продукции	Основные характеристики
Микрофон пьезокерамический МПК-105, 101	Чувствительность 30—50 мВ/Па, Ø22,5×7 мм
Звонок пьезокерамический ЗПК-4, -4М, -3	Звуковое давление ≥82; ≥88; ≥75 дБ/м
Сирена СП-1	Звуковое давление ≥102 дБ/м
Телефонный капсюль ТПК-101, -103	Ø48 мм; Ø32 мм
Отпугиватели грызунов	Промышленный, бытовой, с выносным блоком питания, автомобильный вариант
Отпугиватели собак	Универсальный, мини, стационарный для защиты периметра
Обнаружитель скрытой проводки	
Сигнализатор опасного напряжения	
Металлоискатель	

Авторами статьи разработан и применяется новый подход, основанный на использовании фазовых превращений — как в процессе получения новых материалов, так и в процессе формирования физических и эксплуатационных параметров изделий. В ходе проведенных исследований разработаны новые пьезоматериалы. Полученные параметры материалов не только значительно превосходят характеристики, приведенные в каталогах различных фирм, но и достигают значений, предсказанных на основе теоретических предпосылок. Эти материалы, по нашему мнению, могут стать основой аппаратуры нового поколения.

Пьезоматериалы, приведенные в табл. 1, спекаются методом горячего прессования [4] или — традиционным методом — на воздухе. Для изготовления из них тонких ПКЭ существуют хорошо отработанные технологические процессы алмазной резки и шлифовки спеченных керамических заготовок. Однако эти процессы не позволяют получать ПКЭ толщиной 0,08—0,12 мм, которые используются в широкополосных акустических преобразователях. Кроме того, при алмазной резке на поверхности керамических пластин возникают микротрещины, которые в процессе эксплуатации приводят ПКЭ к разрушению и выходу из строя электроакустического преобразователя. По этой причине ЭПМТ, в которых используются пьезокерамические элементы, полученные по технологии алмазной резки, имеют короткий срок эксплуатации.

Нами отработана технология получения тонких (от 0,08 мм) ПКЭ, в основе которой лежит метод шликерного литья [5], используемый в производстве многослойных керамических конденсаторов. Технологический процесс включает следующие этапы: изготовление композиционных («сырых») пленок методом шликерного литья; отделение пленки от лавсановой подложки; вырезание (вырубка) из «сырой» пленки заготовок заданной конфигурации и размеров; спекание заготовок; нанесение металлических электродов; поляризация ПКЭ; контроль электрофизических параметров тонких ПКЭ в соответствии с [3].

Композиционные пленки представляют собой матрицу из полимера, в которой равномерно распределен высокодисперсный пьезокерамический порошок. Такие пленки сочетают высокую механическую и электрическую прочность полимера-диэлектрика с

высокими диэлектрическими и пьезоэлектрическими свойствами керамики и легко формуются в изделие любой формы.

Рассмотренные ЭПМТ на тонких ПКЭ из материалов НТЦ «Реактивэлектрон» изготавливаются и успешно применяются на ряде предприятий Украины в производстве пьезокерамических излучателей звукового и ультразвукового диапазонов. Некоторые виды такой продукции представлены в табл. 2.

Звуковым излучателям на основе ЭПМТ свойственны следующие положительные качества:

- невосприимчивость к радиочастотным шумам и дребзгу в контактах;
- низкое энергопотребление и очень долгий срок службы;
- возможность использования в широком диапазоне частот, в том числе в ультразвуковой части спектра;
- возможность использования в сложных эксплуатационных и климатических условиях с повышенной агрессивной пыле-, газо-, влаго-, взрывоопасной средой (например в шахтных условиях).

Рассмотренные пьезокерамические электроакустические преобразователи мембранного типа могут также быть рекомендованы для использования в мобильных системах охранной сигнализации, в том числе с низковольтным напряжением питания (6—15 В), в системах предупредительной сигнализации пуска шахтных конвейеров, механизмов, силовых агрегатов, в других предупреждающих сигнализаторах на производстве.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Балахничев И. Н., Дрик А. В., Ровдо А. А. Экспериментальная электроника. Вып. 2.— М.: Салон-Р, 2000.
2. Климов В. В., Дидковская О. С., Савенкова Г. Е., Веневцев Ю. Н. Пьезокерамика донецкая // Сб. трудов Междунар. науч.-практ. конф. «Фундаментальные проблемы пьезоэлектроники». Т. 1.— Ростов.— 1995.— С. 59—65.
3. ОСТ 110444—87. Материалы пьезокерамические. Технические условия.
4. Данцигер А. Я., Разумовская О. Н., Резниченко Л. А., Дудкина С. Н. Высокоэффективные пьезокерамические материалы. Оптимизация поиска.— Ростов-на-Дону: Пайк, 1994.
5. Ротенберг Б. А. Керамические конденсаторные диэлектрики.— СПб: НИИ «Гириконд», 2000.

К. т. н. В. В. ВYЧУЖАНИН

Украина, Одесский национальный морской университет  
E-mail: vint53@list.ru

Дата поступления в редакцию  
08.12 2006 г.

Оппонент И. А. ПАВЛЮКОВСКИЙ  
(КБТЭМ-СО, г. Минск)

## УСТРОЙСТВО ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ШАГОВЫМ ДВИГАТЕЛЕМ НА ПЛИС

*Показана реализация полношаговых и полушагового режимов работы электродвигателя при управлении его фазовыми обмотками схемой на ПЛИС фирмы Altera.*

В современных системах автоматического управления в качестве исполнительных механизмов часто применяют шаговые двигатели, называемые в мировой технической литературе вентильно-индукторными, управляемыми вентильными реактивными, коммутируемыми реактивными с переменным магнитным сопротивлением, электронно-коммутируемыми, бесконтактными реактивными и т. д. Ротор шагового двигателя поворачивается дискретно после поступления каждого импульса с выхода системы управления на входы фазовых обмоток двигателя, либо остается неподвижным, когда импульсы не поступают. Благодаря возможности управления перемещением ротора на любой угол шаговые двигатели могут быть успешно использованы при конструировании исполнительных систем дискретного типа, например регулирующего клапана.

Целью настоящей статьи является разработка схем формирования сигналов управления исполнительным механизмом на базе шагового электродвигателя.

Для управления шаговым двигателем (ШД) используют устройства, выполненные на основе специализированных или универсальных микроконтроллеров, полузаказных БИС. Такие устройства легко программируются, потребляют мало энергии и без сложностей включаются в схему. Анализ известных технических решений показал, что для большинства типов слаботочных электродвигателей, в том числе и ШД, целесообразным является проектирование системы управления (СУ) ими на основе полузаказных БИС. К таким БИС можно отнести базовые матричные кристаллы серий 1515, 1537, 1578, 1589, 5501, а также программируемые логические интегральные схемы (ПЛИС).

ПЛИС характеризуются сокращенным проектно-технологическим циклом, быстрым макетированием и реконфигурированием, удобством программирования пользователем, а также большим числом выводов, настраиваемой стыковкой входов и выходов с практически любым стандартом логических уровней и способностью заменить собой несколько микро-

схем, включая микроконтроллер, регистры портов, интерфейс и т. п. По мере снижения удельной стоимости ПЛИС (в расчете на ячейку) и роста количества ячеек на кристалле программируемая логика активно вторгается в области, ранее традиционно занимаемые микроконтроллерами и специализированными ИС. Учет архитектурных особенностей и (в ряде случаев) преимуществ ПЛИС перед микропроцессорами позволяет выполнять конкурентоспособные изделия на микросхемах программируемой логики [1].

Производители предлагают разнообразные ПЛИС [2, 3]: программируемые простые и сложные логические устройства (SPLD и CPLD), программируемые пользователем базовые матричные кристаллы (FPGA). Они обладают специфическими характеристиками и оптимальным сочетанием таких параметров как быстродействие, энергопотребление, уровень интеграции, стоимость и подходят как для крупносерийного, так и для мелкосерийного производства различных по назначению устройств.

Для решений, не требующих повышенного момента двигателя, в качестве базового был выбран гибридный тип ШД. Двигатели этого типа выполняются с постоянными магнитами, но, в сравнении с ШД других типов, с большим числом полюсов. Выбранный тип ШД оценивался по предельным механическим и динамическим характеристикам, позволяющим выбрать частоту управляющих импульсов, подаваемых на фазовые обмотки ШД. Как известно, предельные механические характеристики устанавливают зависимость допустимого момента сопротивления от частоты управляющих импульсов в установившемся режиме работы. С ростом частоты управляющих импульсов сказывается запаздывание в нарастании тока, и при некоторой предельной частоте момент двигателя становится равным нулю. Для различных типов ШД эта частота может достигать несколько килогерц.

Предельные динамические характеристики, представляющие зависимость частоты приемистости от момента сопротивления и момента инерции нагрузки, позволяют осуществить окончательный выбор частоты управляющих импульсов. Обычно для ШД частоту приемистости рекомендуется выбирать в пределах 100—1000 Гц. Таким образом, ШД должен обрабатывать как единичные импульсы управления, так и последовательность импульсов с частотой, определяемой предельными динамическими характеристиками. Экспериментально установлено, что на часто-

тах управляющих импульсов от 100 до 400 Гц ШД может быть остановлен в пределах одного шага. Из-за инерционности двигателя на больших частотах такая остановка затруднительна. Поэтому при разработке СУ исполнительным устройством с точной обработкой положения и с малым моментом инерции была использована частота перемещения ротора ШД, находящаяся в диапазоне 100...400 Гц. Скорость вращения ШД определяется частотой управляющих импульсов в указанном диапазоне.

При выборе из существующих биполярной и униполярной конфигураций обмоток ШД предпочтение было отдано униполярной конфигурации. Это объясняется тем, что в решаемой задаче не требуется повышенный момент двигателя. Такое решение позволяет уменьшить габариты исполнительного устройства, работать с меньшими потерями, а также существенно упростить разрабатываемую схему СУ. Кроме того, униполярные ШД обычно имеют по одной обмотке в фазах и выполняются с выводом от середины каждой обмотки. Это позволяет изменять направление магнитного поля, создаваемого обмоткой, простым подключением половинок обмоток. В качестве недостатка следует отметить, что для униполярного ШД на выходе СУ необходимо иметь четыре ключевых устройства. Тем не менее в целом схема управления проще, чем СУ для биполярного двигателя.

Для получения оптимальных параметров проектируемой СУ на базе программируемой логики использовалась САПР Quartus II ver. 4.2, позволяющая реализовать проект на ПЛИС фирмы Altera. Такая САПР обеспечивает автоматическую установку приоритета проектирования (минимальное количество ячеек) и оптимизацию программ на его основе, эффективное использование площади кристалла, а также быструю компиляцию и рекомпиляцию проекта. Система проектирования имеет полный цикл и поддерживает сквозной процесс от ввода и контроля до программирования микросхем. Она представляет собой архитектурно независимую среду проектирования, легко приспособливающуюся к конкретным проектным задачам. Файл описания разработанного проекта был создан в текстовом редакторе пакета.

При описании алгоритма функционирования разработанного устройства учитывалась последовательность включения и выключения силовых ключей на выходе СУ, тем самым обеспечивалась реализация соответствующих способов управления фазами ШД (полношагового с включением одной фазы, полношагового с включением двух фаз или полушагового режимов).

Ниже приведен фрагмент файла программного описания работы системы управления на ПЛИС при реализации, например, полношагового режима с включением одной фазы ШД.

```
Subdesign Main
(
  Clk, Revers, Ena: input;
  A, B, C, D : output;
)
Variable
FSM: machine with states(A0,A1,A2,A3,A4);
```

```
Begin
FSM.Clk=Clk;

case FSM is
when A0 =>
if Ena == 1 then
FSM = A1;
A=B"0";
B=B"0";
C=B"0";
D=B"0";
end if;
when A1 =>
if Revers == 0 then
A=B"1";
B=B"0";
C=B"0";
D=B"0";
else
A=B"1";
B=B"0";
C=B"0";
D=B"0";
end if;
when A2 =>
if Revers == 0 then
A=B"0";
B=B"0";
C=B"1";
D=B"0";
else
A=B"0";
B=B"0";
C=B"0";
D=B"1";
end if;
if Ena == 0 then
FSM = A0;
else FSM = A3;
end if;
```

На основе созданных при компиляции выходных файлов после отладки компонентов схемы осуществлено моделирование работы проекта с помощью подсистемы Simulator пакета Quartus II ver. 4.2. Компиляция выполнена с учетом заданных требований: обеспечение временных характеристик проектов; оптимизация используемых ресурсов ПЛИС. В результате компиляции созданы файлы для программирования и конфигурирования ПЛИС Altera, позволяющие использовать полношаговые и полушаговые режимы управления фазами ШД.

При выборе конкретного типа, серии и семейства ПЛИС разработчики обычно руководствуются сложностью, выраженной в количестве логических элементов, а также доступностью средств разработки. Цена ПЛИС пропорциональна ее емкости, а значит, для реализации разрабатываемого устройства необходимо подбирать ПЛИС с оптимальной емкостью.

При компиляции проектов была выбрана ПЛИС CPLD MAX7000S, устройство EPM7032SLC44-5, имеющая 32 логических элемента. При выборе ПЛИС типа CPLD или FPGA предпочтение было отдано первому типу. Это связано с тем, что ПЛИС типа CPLD обладают более широкими функциональными возможностями, большим числом блоков ввода/вывода и при реализации устройства не требуют большого объема памяти. Кроме того, микросхемы CPLD имеют время задержки короче и более предсказуемое, чем FPGA. Используемое семейство MAX7000 является базовым для всех выпускаемых фирмой Altera ПЛИС CPLD. В ПЛИС MAX7000S, устройство EPM7032SLC44-5 реализуется в соответствии с программным описанием любая из трех названных схем управления ШД. Процент использования выбранной ПЛИС (при обеспечении полношагового с включением одной фазы, полношагового с включением двух фаз или полушагового режимов) составил соответственно 81, 78 и 84. Функциональная схема, реализующая СУ ШД, представлена на рис. 1.

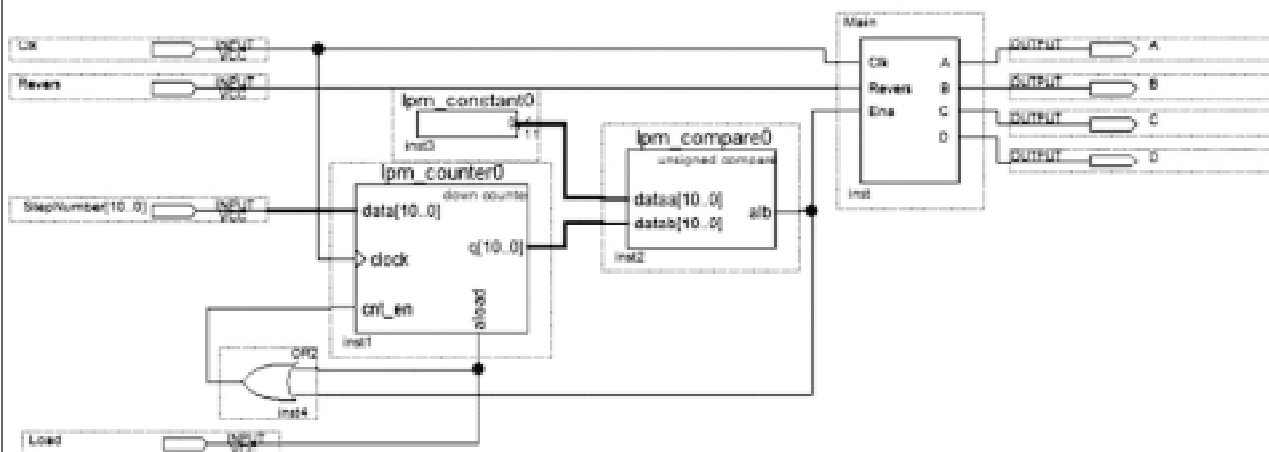


Рис. 1. Функциональная схема управления ШД: Ipm constant0 — блок генерации константы; Ipm counter0 — счетчик числа шагов; Ipm compare0 — компаратор; Main — блок формирования управляющего сигнала

Схема СУ работает следующим образом. Заданное число шагов (импульсов) в параллельном коде подается на входы Ipm counter0 — счетчика числа шагов по сигналу StepNumber [10...0]. Максимальное необходимое число шагов для конкретного устройства, не превышающее заданное число, формируется в Ipm constant0 — блоке генерации константы. В Ipm compare0 — компараторе сравниваются количества импульсов (шагов), поступающих с выходов Ipm constant0 и Ipm counter0. При количестве шагов, меньшем заданного, с выхода Ipm compare0 на вход блока

Main проходит необходимое число импульсов, соответствующее положению исполнительного органа. Блок Main, формирующий управляющий сигнал, обеспечивает временной сдвиг импульсов на выходах A, B, C и D схемы. Прямое направление вращения двигателя задается подачей сигнала «0» на вход Revers. Для изменения направления вращения двигателя необходимо подать сигнал «1» на тот же вход.

Моделированием работы СУ ШД в каждом из трех режимов были получены результаты, приведенные на рис. 2—4.

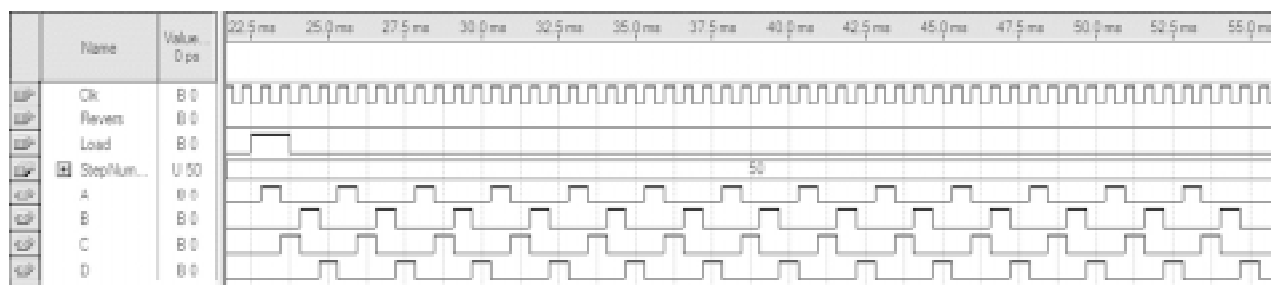


Рис. 2. Результаты моделирования СУ ШД на ПЛИС при полношаговом режиме с включением одной фазы

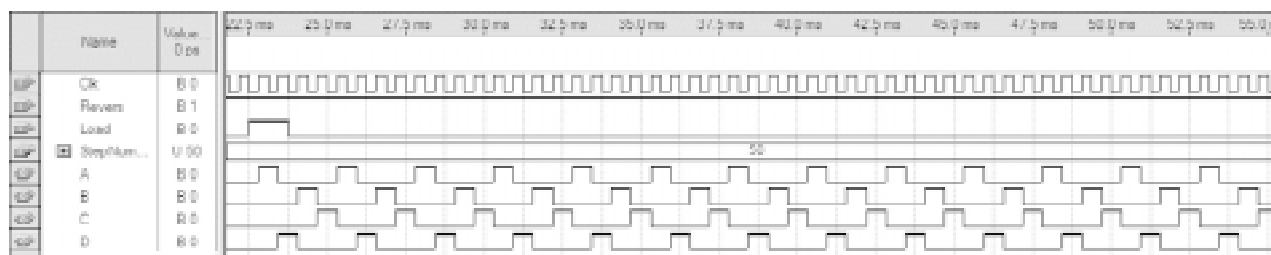


Рис. 3. Результаты моделирования СУ ШД на ПЛИС при полношаговом режиме с включением двух фаз

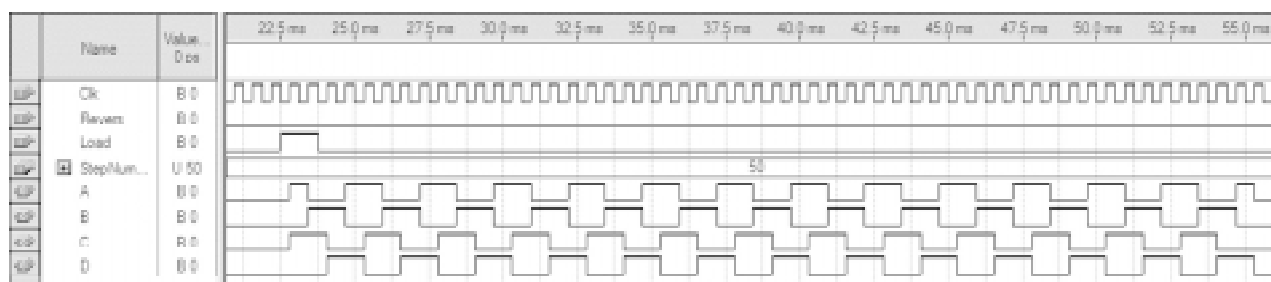


Рис. 4. Результаты моделирования СУ ШД на ПЛИС при полушаговом режиме

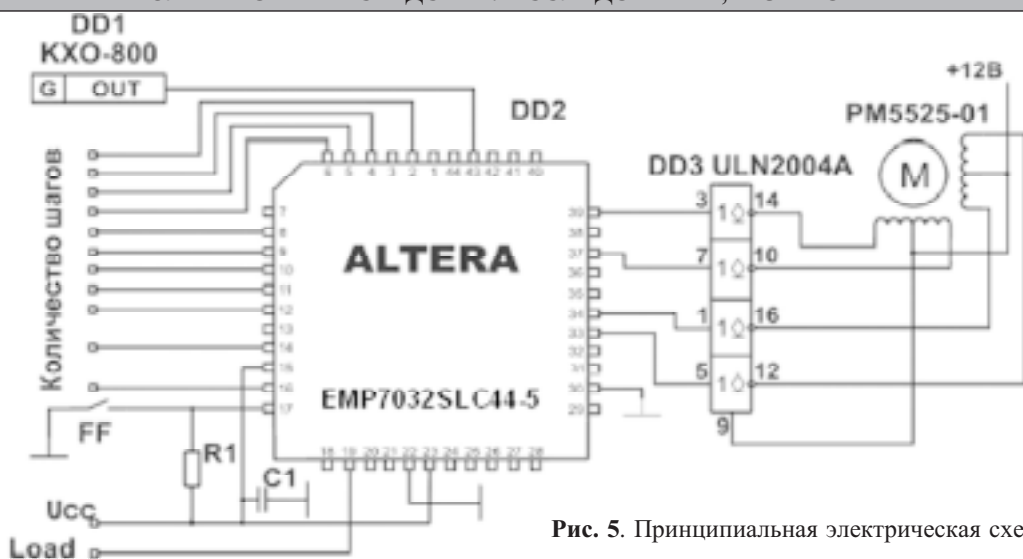


Рис. 5. Принципиальная электрическая схема СУ ШД

Результаты исследований работы СУ ШД на базе ПЛИС подтверждают работоспособность схемы в полном соответствии с предъявленными к ней требованиями. Временные диаграммы (рис. 2—4) были получены при частоте управляющих импульсов 400 Гц для полношаговых режимов и 200 Гц для полушагового режима.

При реализации полношагового режима ШД с включением одной фазы (рис. 2) обеспечивается попеременная коммутация неперекрывающихся фаз ШД. Для выбранного униполярного ШД в этом случае в один и тот же момент времени используется 25% обмоток. При управлении фазами ШД с перекрытием, когда две фазы включены в одно и то же время (рис. 3), ротор фиксируется в промежуточных позициях между полюсами статора. Тем самым обеспечивается примерно на 40% больший момент, чем в случае одной включенной фазы. Второй способ управления обеспечивает такой же угол шага, как и первый способ, но положение точек равновесия ротора смещается на полшага.

Результаты моделирования СУ на ПЛИС ШД, работающего в полушаговом режиме, приведены на рис. 4. Этот способ управления является комбинацией полношагового с включением одной фазы и полношагового с включением двух фаз управления. На каждом втором шаге ШД запитана лишь одна фаза, а в остальных случаях запитаны две. В результате угловое перемещение ротора составляет половину угла шага для полношаговых способов управления. Кроме уменьшения шага, этот способ управления по сравнению с полношаговым позволяет частично избавиться от явления резонанса, а также имеет такое преимущество как более высокая разрешающая способность. Способ не требует формирования ступенчатого тока питания обмоток ШД.

Таким образом, несмотря на то, что разработанная СУ ШД реализует любой из трех способов управления, предпочтение следует отдать управлению при полушаговом режиме работы двигателя.

Для реализации схемы управления фазами ШД разработана принципиальная электрическая схема устройства, приведенная на рис. 5. На принципиальной схеме DD1 — генератор тактовых импульсов. Для коммутации обмоток двигателя используются

транзисторные ключи с открытым коллектором, входящие в состав микросхемы DD3. Микросхема состоит из транзисторных пар с высоковольтными выходами, с общим катодным соединением диодов для переключения индуктивной нагрузки. При разработке принципиальной электрической схемы в качестве ШД выбран электродвигатель PM5525-01, рассчитанный на напряжение питания 12 В, ток фазы 400 мА и имеющий крутящий момент 1,60 кг·см, момент инерции 30 кг·см<sup>2</sup>, угловой шаг 7,5°. Мощность используемого ШД ограничена максимальным током через один ключ и аппаратной суммарной мощностью, рассеиваемой микросхемой DD3.

Все выводы микросхемы снабжены внутренними защитными диодами, т. е. каждая полуобмотка ШД зашунтирована диодом, что устраняет коммутационные выбросы напряжения. Транзисторные ключи DD3 обеспечивают усиление сигналов и защиту выводов ПЛИС от возможного проникновения напряжения питания ШД. Реверсивное управление двигателем задается логическим уровнем сигналов, коммутацией FF.

Примером конкретной реализации разработанной СУ ШД является схема управления электроприводом регулирующего клапана на ПЛИС [4], позволяющая обеспечить заданный перепад давления в схеме охлаждения системы кондиционирования воздуха.

\*\*\*

Разработанная принципиальная электрическая схема управления ШД на ПЛИС может быть использована в различных по назначению устройствах безынерционных и точных приводов в специальных робототехнических комплексах, системах судовой и авиационной автоматики, медицинской технике, а также в бытовой технике различной сложности.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Попов Б. И. Однокристалльный микроконтроллер электро-двигателей // Электротехника.— 1991.— № 7.— С. 3—35.
2. Вычужанин В. В. Состояние рынка и динамика применений ПЛИС фирмы Altera // СHER NEWS.— 2005.— № 4.— С. 22—26.
3. Вычужанин В. В., Тарасов И. В. Новые семейства ПЛИС фирмы Actel // Компоненты и технологии.— 2005.— № 9.— С. 38—42.
4. Вычужанин В. В. Регулирующий клапан для СКВ // Сантехника. Отопление. Кондиционирование.— 2006.— № 1.— С. 60—62.

К. ф.-м. н. С. В. ПЛАКСИН, к. ф.-м. н. И. И. СОКОЛОВСКИЙ,  
Л. М. ПОГОРЕЛАЯ

Украина, г. Днепропетровск, Институт транспортных систем и технологий  
E-mail: svp@westa-inter.com

Дата поступления в редакцию  
21.02 2006 г.

Оппонент к. т. н. Э. Н. ГЛУШЕЧЕНКО  
(НПП "Сатурн", г. Киев)

## ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЙ СВЧ ГЕНЕРАТОРНЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ СИСТЕМ

*Представлены методологические основы и принципы построения полупроводникового двухдиодного СВЧ генераторного модуля, включающего опорный стабилизирующий резонатор с низким значением модуляционной чувствительности.*

Управление современными технологическими процессами, транспортными потоками, диагностико-терапевтическими комплексами предполагает осуществление анализа и контроля многочисленных параметров сложных многокомпонентных систем в реальном масштабе времени. Поэтому определяющую роль для надежного функционирования таких сложных аппаратно-программных комплексов приобретают распределенные информационно-управляющие системы. Концепция такой быстродействующей распределенной системы, разработанной для мониторинга параметров высокоскоростного наземного транспорта (ВСНТ) на магнитном подвесе, изложена в [1, 2].

В основу системы положено использование размещаемого вдоль активной путевой структуры распределенного измерительного СВЧ-преобразователя на базе магистральной коммуникационной волноводной линии передачи с группами входных отверстий, причем возбуждение волноводной линии осуществляется СВЧ-генератором, излучение которого модулировано сигналами, несущими информацию о пространственном положении высокоскоростного транспортного средства. Источник СВЧ-излучения — размещенный на нем высокостабильный генератор — должен обладать температурной стабильностью и низкой модуляционной чувствительностью по питающему напряжению для сохранения частотной стабильности при отклонениях рабочих условий от номинальных.

Из сравнительного анализа методов стабилизации полупроводниковых СВЧ-генераторов [3—5], исходя из компромисса между массогабаритными и техническими характеристиками генератора, следует, что наиболее полно поставленной задаче удовлетворяет стабилотронная схема генератора [6]. При этом правильно построенный СВЧ-генератор, содержащий опорный стабилизирующий резонатор, должен обеспечивать низкие значения модуляционной чувстви-

тельности. Однако при значительных уходах питающего напряжения стабилотронный режим разрушается, если собственная частота активного элемента выходит из области захвата и удержания частоты опорным резонатором. Аналогичные явления происходят и при включениях-выключениях генератора. Поэтому необходимы меры, которые решали бы указанные задачи без снижения значения кратковременной частотной стабильности.

Нам удалось осуществить это путем совместной работы двух диодов Ганна с различающимися значениями пролетных частот и связанных определенным образом с опорным стабилизирующим резонатором [6].

На рис. 1 представлены конструкция генератора волновода и продольный разрез со стороны узкой стенки отрезка прямоугольного волновода (а) и его общий вид (б), на рис. 2 — эквивалентная схема генератора.

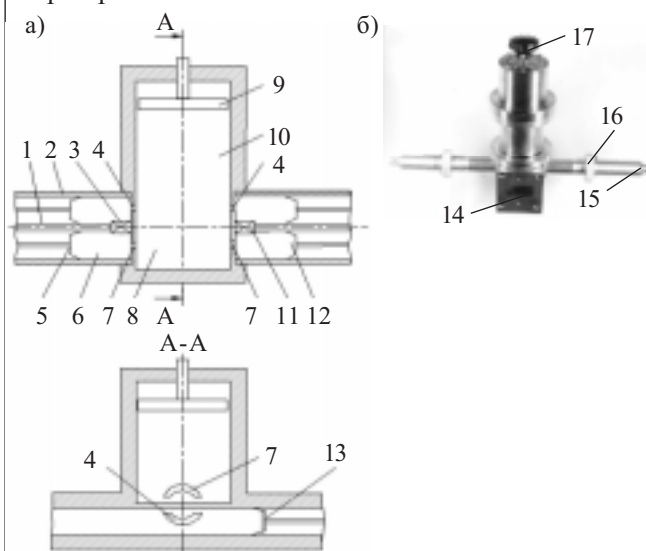


Рис. 1. Конструкция (а) и общий вид (б) генератора с двумя синфазными выходами:

1 — центральный проводник; 2 — наружный коаксиальный отрезок; 3, 11 — диоды Ганна; 4, 7 — полукруглые отверстия ("серпик"); 5 — подвижный короткозамыкающий поршень; 6, 12 — коаксиальные резонаторы; 8 — отрезок прямоугольного волновода; 9 — поршень для настройки частоты; 10 — цилиндрический резонатор; 13 — волноводный короткозамыкающий поршень; 14 — отрезок прямоугольного волновода сечением 28,5×12,6 мм; 15 — вводы питания; 16, 17 — органы перестройки коаксиальных и цилиндрических резонаторов, соответственно

Авторы выражают благодарность В. Ф. Коломойцеву за помощь в конструировании генератора и в проведении экспериментальных исследований.

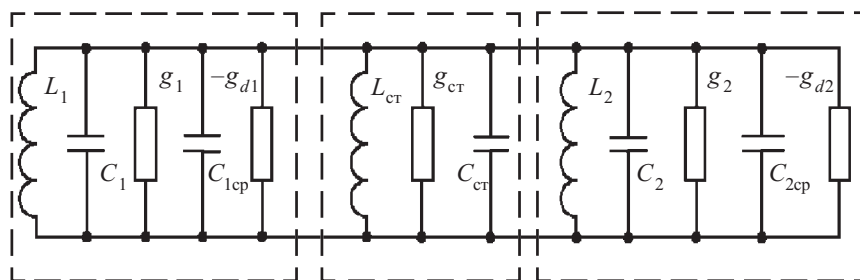


Рис. 2. Эквивалентная схема генератора:  $L_1, C_1$  и  $L_2, C_2$  — эквивалентные параметры коаксиальных резонаторов 6 и 12 (см. рис. 1), соответственно;  $g_1, g_2$  — проводимости потерь, включающие потери связи со стабилизирующим резонатором;  $-g_{d1}$  и  $-g_{d2}, C_{1cp}$  и  $C_{2cp}$  — отрицательные дифференциальные проводимости и усредненные за период емкости диодов Ганна 3 и 11 (см. рис. 1), соответственно;  $L_{ct}, C_{ct}, g_{ct}$  — аналогичные параметры стабилизирующего резонатора

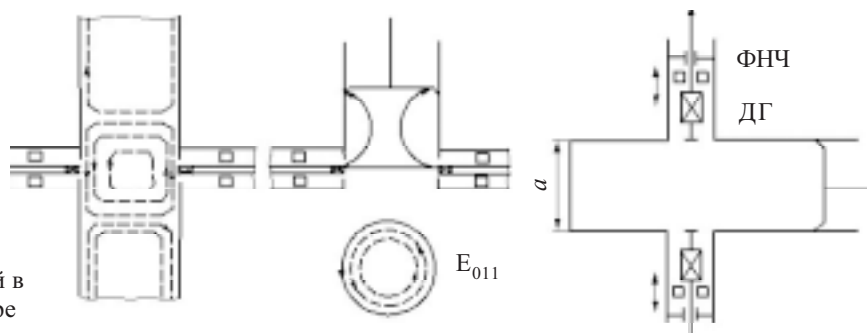


Рис. 3. Структура СВЧ-полей в цилиндрическом резонаторе

Диоды Ганна (ДГ) 3, 11 в коаксиальных резонаторах 6, 12, каждый из которых образован центральным проводником 1, наружным коаксиальным отрезком 2, подвижным короткозамыкающим поршнем 5, подсоединены к двум противоположным узким стенкам отрезка прямоугольного волновода 8. Собственные частоты коаксиальных резонаторов не равны пролетным частотам установленных в них диодов Ганна. В окрестности каждого из диодов имеются полукруглые отверстия («серпики») 4, 7 соответственно для связи коаксиальных резонаторов с отрезком волновода 8 и цилиндрическим резонатором 10, возбуждающимся на волне  $E_{011}$  (рис. 3). Цилиндрический резонатор имеет поршень 9 для настройки частоты. Диоды из партий диодов двух близких диапазонов (3А722 и 3А723 или 3А715А и 3А715Е) подбирались таким образом, чтобы их пролетные частоты, определяемые из измерений в низкодобротной (резистивной) цепи, различались между собой и отличались от собственной частоты коаксиальных резонаторов.

При включении питания генераторных диодов одна из составляющих спектра, образующегося во время переходного процесса, захватывается стабилизирующим резонатором. Резонатор возбуждается, и возникающий в нем сигнал является синхронизирующим для диодов Ганна в установившемся режиме. За счет обмена сверхвысокочастотной энергией между коаксиальными резонаторами, в которых установлены диоды Ганна, частота генерации и стабильность частоты существенно определяются добротностью и собственной частотой стабилизирующего резонатора, если энергия, запасаемая в стабилизирующем резонаторе, достаточно велика. Перестройка частоты генерации осуществляется перемещением короткозамыкающего поршня стабилизирующего резонатора. Причем чем большая энергия запасается в этом резонаторе, тем сильнее его воздействие. Максимальное же значение выходной мощности осуществляется при

минимальной связи стабилизирующего резонатора с коаксиальными резонаторами, при этом увеличивается влияние коаксиальных резонаторов и режимов работы диодов Ганна 3, 11 на частоту генерации. Размеры отверстий связи 4, 7 определяют любую из указанных возможностей.

Полная проводимость цепи на рис. 1 равна нулю на частоте связи  $f_0$ , определяемой из соотношения

$$f_0 = \frac{P_1 Q_1 + P_2 Q_2 + P_{ct} Q_{ct}}{\frac{P_1 Q_1}{f_1} + \frac{P_2 Q_2}{f_2} + \frac{P_{ct} Q_{ct}}{f_{ct}}}, \quad (1)$$

где  $P_1, P_2, P_{ct}$  и  $Q_1, Q_2, Q_{ct}$  — мощности потерь и собственные добротности коаксиальных и цилиндрического резонаторов 6, 12, 10, соответственно.

При слабой связи цилиндрического резонатора и коаксиальных резонаторов частота связи  $f_0$  близка к собственной частоте стабилизирующего резонатора, и при  $Q_1 \approx Q_2 \ll Q_{ct}$  изменение частоты связи при изменении питающего напряжения  $U_n$  определяется выражением

$$\frac{1}{f_0} \frac{\delta f_0}{\delta U_n} \approx \frac{P_1 Q_1 + P_2 Q_2}{P_{ct} Q_{ct}} \left[ \frac{1}{f_1} \frac{\delta f_1}{\delta U_n} + \frac{1}{f_2} \frac{\delta f_2}{\delta U_n} \right] \cong \frac{1}{k} (D_1 + D_2), \quad (2)$$

где  $f_1, f_2$  — частота генерации диодов 3 и 11, соответственно;  $k$  — коэффициент стабилизации;

$D_1, D_2$  — девиация частоты каждого из диодов Ганна относительно значения  $f_0$ .

Это означает, что устойчивость генератора к паразитным изменениям  $U_n$  можно заметно повысить при малых потерях СВЧ-мощности, затрачиваемой на стабилизацию, если обеспечить взаимную компенсацию уходов парциальных частот диода 3 в резонаторе 6 и диода 11 в резонаторе 12, т. е. обеспечить условие  $D_1 = -D_2$ . Если значения пролетных частот  $f_{1пр}, f_{2пр}$  и  $f_{ct}$  связать соотношением  $f_{1пр} < f_{ct} < f_{2пр}$ , то диод 3 работает в моде задержанного домена, а диод 11 — в

моде подавляемого домена [7]. Можно показать, что средние за период значения емкости диодов для указанных режимов определяются выражениями

$$C_{cp}^I = \frac{A}{E(\kappa, \varphi) \sqrt{U_1' + U_n' - U_{мин}'}}; \quad (3)$$

$$C_{cp}^{II} = \frac{A}{E(\kappa', \varphi) \sqrt{2U_1' - E(\kappa', \psi) \frac{U_1' - U_n' + U_{мин}'}{2\sqrt{U_1'}}}}}, \quad (4)$$

где  $A = \frac{\pi S}{2\sqrt{2}} \sqrt{\frac{e\epsilon_0\epsilon N}{U_{пор}}}$ ;

- $S$  — площадь поперечного сечения диода;
- $e$  — заряд электрона;
- $\epsilon_0\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала;
- $N$  — концентрация легирующей примеси в материале диода;
- $U_{пор}$  — пороговое напряжение;

- $E(\kappa, \varphi)$ ,
- $E(\kappa', \varphi)$ ,
- $E(\kappa', \psi)$  — эллиптические интегралы I и II рода, соответственно (интегралы Лежандра);

значок «штрих» относится к нормированным к пороговым значениям параметрам:

$$U_n' = \frac{U_n}{U_{пор}}, \quad U_1' = \frac{U_1}{U_{пор}}, \quad U_{мин}' = \frac{U_{мин}}{U_{пор}};$$

- $U_n$  — подводимое к диодам Ганна питающее напряжение;
- $U_1$  — высокочастотное напряжение, определяемое значениями мощности и сопротивления нагрузки;

$U_{мин}$  — напряжение на диоде Ганна вне домена;

$$\kappa = \sqrt{\frac{2U_1'}{U_n' + U_{мин}' + U_1'}}, \quad \kappa' = \sqrt{\frac{U_n' - U_{мин}' + U_1'}{2U_1'}};$$

$$\varphi = \frac{1}{2} \arccos\left(-\frac{U_n' - 1}{U_1'}\right);$$

$$\psi = \arcsin(\kappa \sin \varphi).$$

Это означает, что при одинаковых значениях напряжения  $U_{мин}'$ , примерно одинаковых высокочастотных напряжениях  $U_1'$  увеличение  $U_n'$  приводит к увеличению  $C_{cp}^I$  ( $U_1' \leq U_n' - U_{мин}'$  — режим задержанного домена) и, соответственно, к уменьшению частоты, а также приводит к уменьшению  $C_{cp}^{II}$  ( $U_1' > U_n' - U_{мин}'$  — режим подавляемого домена) и, соответственно, к увеличению частоты. Таким образом, коэффициенты  $D_1$  и  $D_2$  имеют разные знаки. Для практических приложений этого интересного вывода следует численно определить — как должны соотноситься между собой пролетные частоты диодов и частота опорного резонатора.

Для этого представим диод Ганна в коаксиальном резонаторе в виде эквивалентной схемы, показанной на рис. 4, где обозначения — общепри-

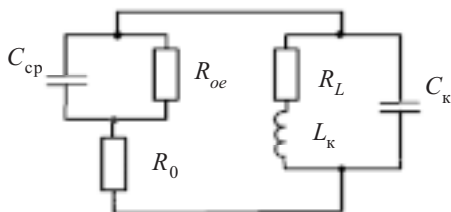


Рис. 4. Эквивалентная схема коаксиального резонатора

нятые [7], а именно:  $R_{oe}$  — усредненное за период отрицательное сопротивление диода;  $C_{cp}$  — среднее за период значение емкости диода;  $R_0$  — сопротивление диода в допороговом (до начала генерации) режиме;  $L_k, C_k$  — реактивные параметры резонатора;  $R_L$  — значение нагрузки. Конечно, реальная схема включения диодов в резонаторе более сложная, но для ответа на вопрос о выборе параметров диодов для совместной работы допустима, и это утверждение подкреплено экспериментальными исследованиями.

Для такой схемы из уравнения баланса амплитуд и баланса фаз нетрудно получить условие генерации и значение колебательной частоты:

$$\omega_L \cong \omega_0 \sqrt{\frac{\overline{C_{cp}}(U_n) - \frac{L_k}{R_{oe}^2(U_n)}}{\overline{C_{cp}}(U_n) + \omega_0^2 \overline{C_{cp}}(U_n) L_k}}, \quad (5)$$

где  $\omega_0$  — собственная частота резонатора.

Таким образом, частота генерации зависит от напряжения смещения на диоде через величину усредненного дифференциального сопротивления  $R_{oe}$  и среднюю за период емкость  $C_{cp}$ . При изменениях питающего напряжения  $U_n$  в пределах  $\pm 2,5\%$  от  $2,5 U_{пор}$  (это паспортное значение номинального напряжения питания) относительные изменения на порядок меньше относительных изменений  $C_{cp}$ , и физически это оправдано:  $R_{oe}$  есть отношение первой гармоники СВЧ-напряжения  $U_1'$  к первой гармонике тока  $i_1'$ , и при вариациях  $U_n$  прирост или убыль  $R_{oe}$  по порядку величины равны приросту или убыли тока  $i_1'$ , так что  $R_{oe}$  меняется слабо (об этом свидетельствуют и экспериментально наблюдаемые малые изменения генерируемой мощности при указанных изменениях питающих напряжений). Изменения  $C_{cp}$  более заметны (мера нелинейности выше).

Расчет усредненных за период значений емкости произведен при следующих численных значениях параметров: концентрация электронов  $N=10^{15} \text{ см}^{-3}$ , заряд электрона  $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ,  $\epsilon=12,6$ ,  $U_{пор}=3,25 \text{ кВ/см}$ , длина активной области первого диода  $l_1=15,6 \text{ мкм}$ , так что  $Nl_1=1,56 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , длина активной области второго диода  $l_2=9,9 \text{ мкм}$ , так что  $Nl_2=9,9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $S_1=S_2=6,2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$  (площадь поперечного сечения). Значения  $U_{мин}'$  взяты из [7]. Вычисление  $R_{oe}$  производим исходя из значения генерируемой мощности 50—55 мВт и значения приведенного сопротивления нагрузки 120 Ом. Для указанных выше длин активных областей диодов  $l_1$  и  $l_2$   $U_{пор1}=5 \text{ В}$ ,  $U_{пор2}=3 \text{ В}$ , а собственные частоты генерации и частота стабилизирующего резонатора  $f_c$  связаны соотношениями  $f_{1пр}=0,77f_c$ ;  $f_{2пр}=1,22f_c$ .

На рис. 5 приведены зависимости  $C_{cp}^{I,II}$  от  $U_n/U_{пор}$  для двух значений пролетной частоты —  $f_{1пр}$  и  $f_{2пр}$ , построенные с помощью таблиц 27 и 28 [см. 8, с. 103—106], а также расчетные зависимости (пунктир) усредненной емкости двух диодов с пролетными частотами ниже частоты стабилизирующего резонатора.

На рис. 6 показано относительное изменение частоты генерации диодов при изменении напряжения

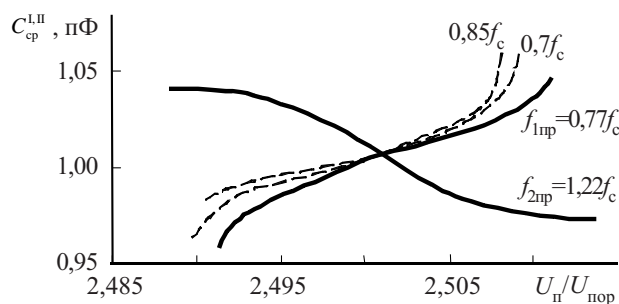


Рис. 5. Зависимость усредненной за период емкости доменов от поля для различных пролетных частот

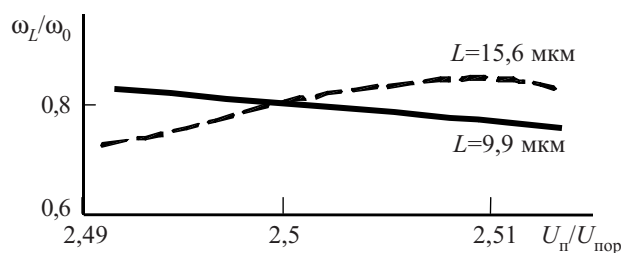


Рис. 6. Зависимость частоты генерации от нормированного напряжения для двух диодов с различными длинами активной области

питания для двух различных длин активной области при  $f_0=8,2$  ГГц,  $R_{oe}=300$  Ом,  $L_k=0,45$  нГн,  $f_{1пр}=0,77f_c$ ,  $f_{2пр}=1,22f_c$ .

Ход кривых на рис. 5 и 6 представляется естественным, если сравнить их с зависимостями для интегралов Лежандра [8, с. 100, 102]. Как следует из рисунков, стабильная работа генератора реализуется при частотах генерации диодов  $f_{1пр}=(0,7...0,9)f_c$ ,  $f_{2пр}=(1,15...0,3)f_c$ . Условие это на практике вполне выполнимо. Как следует из технических условий на диоды Ганна типа 3A722 и 3A723, даже в партии одного типа на 100 штук диодов приходится примерно 50% диодов, имеющих  $\partial f/\partial U_n$  со знаком "плюс" и примерно 50%, имеющих  $\partial f/\partial U_n$  со знаком "минус". При этом по абсолютной величине значения  $\partial f/\partial U_n$  при изменениях частоты на 40 МГц в каждую сторону по отношению к частоте при номинальном напряжении питания совпадают. Поэтому в крупной партии равновероятно найти диоды, которые при определенном выборе частоты резонатора будут работать либо в режиме с задержкой доменов, либо в режиме гашения доменов.

Экспериментальная проверка предлагаемой конструкции двухдиодного генератора в диапазоне частот 7–9 ГГц с использованием диодов типа 3A722Б, 3A723Б, 3A715 показала, что: 1) эффективность сложения мощностей достигает 94–95%; 2) уровень ЧМ-шумов не превышает –75 дБ/Гц при отстройках на 2 кГц от несущей; 3) долговременная стабильность частоты — не хуже  $7 \cdot 10^{-6}$  в интервале температур –20...+30°С. (Поддержание частоты в заданном интервале достигалось тем, что опорный цилиндрический резонатор выполнен из инвара, а диоды Ганна смонтированы таким образом, что анодные («горячие») выводы обращены к массиву опорного резонатора.)

Конструкция разработанного генераторного модуля обеспечивает его функционирование в нескольких режимах: в режиме с двумя синфазными выходами, в режиме с одним выходом и плавно регулируемым уровнем выходной мощности, а также в импульсном режиме.

Первый режим вытекает из общего рассмотрения.

Режим с регулируемым уровнем выходной мощности осуществляется посредством синфазного и противофазного сложения мощностей в нагрузке с обоих выходов за счет использования подвижного короткозамыкающего поршня, установленного в одном из волноводных выходов (поз. 13 на рис. 1, а). На рис. 7 представлена зависимость изменения выходной мощности в одном из выходов от положения короткозамыкающего поршня в другом. При противофазном сложении уровень мощности близок к нулю. Глубина изменения мощности достигает 48 дБ и максимальное значение мощности (при синфазном сложении мощностей) соответствует 40–41 мВт при использовании диодов Ганна типа 3A722Б и 3A723Б и 96 мВт при использовании диодов серии 3A715А, Е, при этом эффективность сложения близка к 100%, т. е. указанные значения мощностей представляют собой сумму значений мощностей, измеряемых отдельно на каждом из выходов.

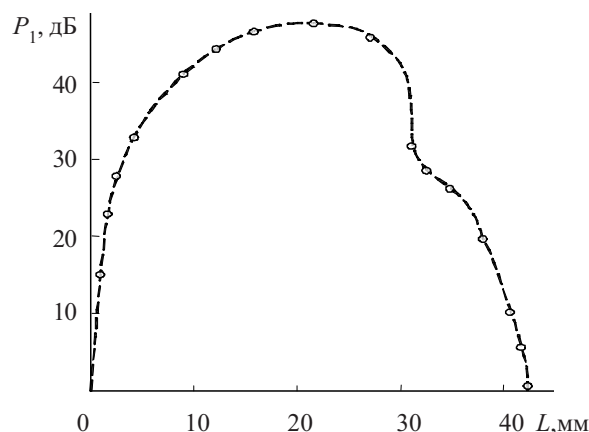


Рис. 7. Зависимость изменения выходной мощности в одном из выходов генератора от положения короткозамыкающего поршня в другом

Импульсный режим работы достигается за счет установки в одном из плеч между волноводным выходом собственного генератора и короткозамыкающим поршнем на расстоянии, соответствующем максимуму выходной мощности (на рис. 7 это соответствует 20–22 мм) модуляторной вставки с  $n-i-p-i-n$ -структурой, на которую подается модулирующее напряжение. Соответствующий эксперимент с использованием модифицированной ячейки типа М34212 показывает, что на частотах модуляции до 1 МГц обеспечивается кодово-импульсная модуляция сигнала, спектр которого характеризуется высокой мерой симметрии, достаточно четкими максимумами и чистыми нулями. Надо полагать, что глубина модуляции была не хуже величины, указанной на рис. 7. Причем т. к. при указанном способе амплитудной модуляции исключаются переходные процессы, связанные с тепловыми процессами или со сменой

типа неустойчивости в диодах Ганна при импульсном режиме питания диодов [9, 10], то, вероятно, с использованием амплитудных модуляторов на МЭП-диодах (способы построения которых изложены в [11]), реализующих коммутацию мощности за время порядка наносекунд, можно получить короткие и сверхкороткие импульсы с высокой внутриимпульсной и межимпульсной когерентностью, что важно при использовании генераторных модулей в ближней радиолокации.

\*\*\*

Разработанный генераторный модуль является высокоэффективным активным полупроводниковым устройством — как в части выявленных, так и в части потенциальных возможностей. Модуль базируется на разработанной технологии. Несмотря на значительные габариты, которые затрудняют использование в устройствах с ограничением по объему, предлагаемая конструкция генератора обладает рядом иных важных функциональных возможностей. Наличие двух выходов позволяет производить запитку двух смесителей синфазными сигналами. Наличие двух выходов также важно для радиолокационных систем, в которых один и тот же сигнал используется в качестве задающего для усилительной цепочки передатчика и в качестве гетеродинного сигнала.

Генератор обеспечивает также горячее резервирование, поскольку выход одного диода из строя лишь вдвое уменьшает выходную мощность, что вполне допустимо как для передатчиков доплеровских систем, так и для блоков местных гетеродинов.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Дзензерский В. А., Плаксин С. В., Соколовский И. И. Радиоволновые методы контроля и управления движением магнитолевитирующих транспортных средств // Радиоэлектроника. Информатика. Управление. — 2002. — № 1. — С. 108—114.
2. Dzenzersky V. A., Sokolovsky I. I., Plaksin S. V., Pogorelaya L. M. Radiowave informative-control system for magnitolevitative vehicles with electrodynamic suspension // Proc. of 17th International Conf. on Magnetically Levitated Systems and Linear Drives. — Lausanne. — 2002.
3. Вамберский М. В., Казанцев В. И., Шелухин С. А. Передающие устройства СВЧ. — М.: Высш. школа, 1984.
4. Катущкина В. М. О расширении полосы синхронизации СВЧ-генератора // Радиотехника. — 1976. — № 11. — С. 51—56.
5. Половков И. П. Стабилизация частоты генераторов СВЧ внешним объемным резонатором. — М.: Сов. радио, 1967.
6. Кравченко А. В., Крысь В. Я., Соколовский И. И. Сравнительный анализ методов стабилизации полупроводниковых СВЧ генераторов миллиметрового диапазона // Тез. докл. I Украинс. симп. "Физика и техника мм и субмм радиоволн". Ч. 1. — Харьков. — 1991. — С. 185.
7. Полупроводники с объемной отрицательной проводимостью в СВЧ-полях / С. А. Костылев, В. В. Гончаров, И. И. Соколовский и др. Киев: Наук. думка, 1987.
8. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. — М.: Наука, 1968.
9. Костылев С. А., Соколовский И. И., Челядин А. В. Устранение колебаний в импульсном генераторе на эффекте Ганна // Тез. докл. VIII Всесоюз. конф. по СВЧ электронике. — Ростов-на-Дону. — 1976. — С. 123—124.
10. Новоженин В. М. Исследования флуктуаций частоты генератора Ганна // Изв. вузов. Радиоэлектроника. — 1980. — Т. 23, № 10. — С. 75—77.
11. Соколовский И. И., Крысь В. Я., Коломойцев В. Ф. Модуляция СВЧ мощности на МЭП-диодах // Там же. — 1983. — Т. 26, № 10. — С. 75—77.

ВЫСТАВКИ. КОНФЕРЕНЦИИ

**ПРИБОРОСТРОЕНИЕ  
ЭЛЕКТРОНИКА. ЭЛЕКТРОТЕХНИКА - 2006**  
V межрегиональная специализированная выставка  
**14 - 16 НОЯБРЯ 2006**

Основные разделы выставки:

- Передовые технологии, оборудование, материалы
- Датчики, системы идентификации, первичные преобразователи, электроприводы
- Контрольно-измерительные и диагностические приборы
- Электронные устройства, компоненты, элементная база
- Метрология, весоизмерительное оборудование
- Электротехническое оборудование общепромышленного применения
- Силовая электроника и микрoeлектроника
- Специализированная литература

Место проведения:  
КОСК «Россия» г. Екатеринбург ул. Высоцкого, 14  
Тел/факс: (343) 347-45-05, 347-18-32  
e-mail: [vystavka@kosk.ru](mailto:vystavka@kosk.ru)  
<http://www.kosk.ru>

А. А. ГЛУБОКОВ, Д. Б. БОНДАРЬ, к. т. н. Б. Н. ШЕЛКОВНИКОВ

Украина, г. Киев, НТУУ "Киевский политехнический институт"  
E-mail: alglubokov@mail.ru, bshelk@inbox.ru

Дата поступления в редакцию  
28.07 2005 г. — 30.01 2006 г.

Оппонент к. т. н. Э. Н. ГЛУШЕЧЕНКО  
(НПП "Сатурн", г. Киев)

## ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ В ТЕХНОЛОГИИ LTCC

*Представлены конструкции монолитных трансформаторов. Предлагается новая конструкция широкополосного интегрального балуна. Продемонстрирована работа балансного кольцевого смесителя с применением разработанных трансформаторов.*

В современном мире стремительно развиваются беспроводные системы связи в УВЧ- и СВЧ-диапазонах. К интегральным схемам, составляющим основную часть приемно-передающих устройств таких систем, и их элементам предъявляются все более высокие требования по стоимости и размерам. Основной вклад в размеры и стоимость смесителей и усилителей вносят катушки индуктивности и трансформаторы, составленные из них. Трансформаторы в смесителях необходимы для согласования сопротивлений, частотной избирательности и изоляции входов, а в усилителях мощности — для согласования каскадов усиления и их разделения по постоянному току.

Имеющиеся публикации в основном затрагивают варианты реализации монолитных трансформаторов в полупроводниковых технологиях ИС. Так, примеры использования трансформаторов в схемах мультиплексоров, усилителей мощности и смесителей, реализованных на кремниевой подложке, продемонстрированы в работах [1—3]. Некоторые топологии монолитных трансформаторов на кремнии и арсениде галлия представлены в [4—6]. Методы моделирования интегральных трансформаторов и разработки схем их замещения предложены в [5, 6]. В работах, которые описывают ИС в технологиях, использующих многослойную керамику, таких как LTCC (Low Temperature Cofired Ceramic — «керамика, обжигаемая при низких температурах»), много внимания уделяется индуктивным элементам и балунам<sup>1</sup>. Однако работ, освещающих монолитные трансформаторы в LTCC, по мнению авторов, крайне мало. В настоящей статье предлагаются конструкции таких трансформаторов с выводом из средней точки, обеспечивающих трансформацию сопротивления 1:1 и 1:4 в частотном диапазоне 0,5—6 ГГц. Сделана попытка

<sup>1</sup>Балун — от англ. «balun» — balanced-to-unbalanced convertor; пассивный элемент, осуществляющий согласование несбалансированного входа с балансными выходами, сигналы на которых имеют одинаковые амплитуды и находятся в противофазе.

установить соответствие между их конструктивными параметрами и электрическими характеристиками на основании моделирования их топологий в САПР.

### Особенности конструирования трансформаторов в технологии LTCC

Технология LTCC позволяет реализовывать сложные многослойные структуры на основе керамики. Ее используют для создания интегральных модулей, применяемых в сотовой связи, локальных беспроводных сетях (2,4 и 5 ГГц), технологии Bluetooth. Упрощенная структура такого модуля показана на рис. 1.

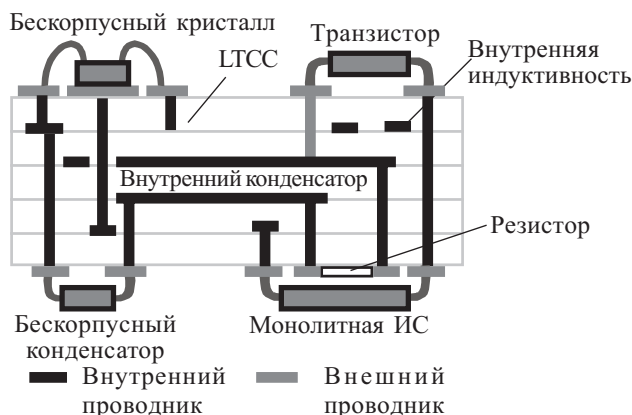


Рис. 1. Структура модуля LTCC

Как видно из рисунка, в LTCC возможны не только интеграция пассивных элементов, но и соединение с внешними пассивными и активными компонентами, ИС полупроводниковых технологий. Эта особенность технологии позволяет реализовывать т. н. системы в корпусе (system-on-package). Один из многочисленных вариантов LTCC, который используется в данной работе, предусматривает использование керамики DuPont System 951 с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r=7,8$  и тангенсом угла диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta=0,0062$ . Толщина керамического слоя — 90 мкм. В качестве проводника использовалось серебро. Толщина металлизации внутренних слоев структуры 8 мкм, верхнего слоя — 15 мкм. Минимально допустимая ширина полосы проводника — 150 мкм.

Здесь возникает резонный вопрос: зачем при современных жестких требованиях к миниатюризации использовать технологию с разрешающей способностью 150 мкм, в то время как кремниевая технология BiCMOS обладает минимум в 50 раз лучшей? Ответ

прост: LTCC выигрывает за счет использования большего количества слоев, меньшего сопротивления металлизации (что означает меньшие потери) и, что немаловажно, более низкой стоимости. Кроме того, компьютерное моделирование показывает, что площадь, занимаемая трансформаторами одного частотного диапазона (0,5—6 ГГц) в BiCMOS и рассматриваемыми в данной работе, отличается всего в 2—4 раза в пользу BiCMOS.

Работа трансформаторов основана на наличии магнитной связи между катушками индуктивности первичной и вторичной обмоток. Идеальный трансформатор обеспечивает изоляцию цепей по постоянному току, выполняет функции балуна, обеспечивает трансформацию сопротивлений, при этом являясь пассивным элементом и не потребляя мощности. Реальный трансформатор, вообще говоря, может не выполнять некоторые из этих функций, в том числе выполнять в ограниченном частотном диапазоне. Авторы решили ориентироваться на функцию балуна как основную, т. к. тестирование исследуемых устройств предполагалось производить в схеме кольцевого балансного смесителя. Поэтому трансформаторы, описанные ниже, рассматриваются как 5-портовые устройства с выводом из средней точки вторичной обмотки (рис. 2). Предполагалось, что функция балуна реализуется при заземлении одного из выводов первичной обмотки и вывода из средней точки вторичной. При этом сигнал подается на свободный вход первичной обмотки и снимается с балансных выводов вторичной.

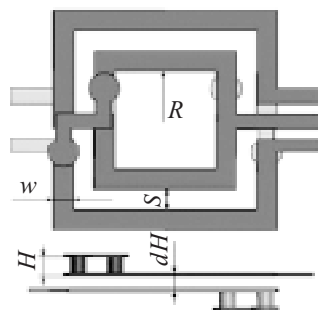


Рис. 2. Топология трансформатора Tr1 с выводом из средней точки вторичной обмотки (указаны конструктивные параметры)

Очевидно, что для реализации широкой рабочей полосы трансформатора необходимо обеспечить высокий коэффициент индуктивной связи между катушками. В общем случае это достигается либо увеличением количества витков в катушках, либо уменьшением расстояния между ними. Первый способ сопровождается увеличением размеров устройства (для индуктивностей в LTCC он приемлем до тех пор, пока размеры трансформатора не превысят граничных). Второй способ вызывает увеличение паразитной емкости. В LTCC второй способ реализуется только использованием вертикально связанных катушек индуктивности, когда катушки находятся одна под другой в смежных слоях (см. рис. 2). К сожалению, при этом рассмотренная выше схема балуна будет работать только в очень узкой полосе частот (что, кроме прочего, требует настроенных конденсаторов). Это объясняется тем, что паразитные емкости по-разному влияют на сигнал на выходах вторичной обмотки, т. к. симмет-

рия схемы нарушена заземлением вывода первичной обмотки.

Тем не менее такие трансформаторы можно рассматривать при дифференциальном включении, т. е. в балансных цепях. Действительно, если входной сигнал подавать между выводами первичной обмотки, то между соответствующими им выводами вторичной и выводом из средней точки можно снимать сигналы, находящиеся в противофазе. Трансформаторы, используемые в таком включении, будем далее называть дифференциальными.

Вопрос о конструировании широкополосного балуна как 3-портового устройства в LTCC будет рассмотрен ниже в разделе "Балун".

### Параметры и характеристики трансформаторов

Для описания поведения дифференциальных трансформаторов и балунов в частотной области используется аппарат  $S$ -параметров.  $S$ -матрицы для обоих случаев будут выглядеть следующим образом:

$$S = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix}$$

Отличие заключается в следующем: для дифференциальных трансформаторов применяется аппарат  $S$ -параметров для дифференциальных мод, соответствующих дифференциальным портам. Матрица  $S$ -параметров для дифференциальных мод является составной частью матрицы  $S$ -параметров для смешанных мод и описана в [7].

Из полученной при моделировании  $S$ -матрицы можно извлечь несколько параметров трансформаторов. Нами рассматриваются абсолютная полоса пропускания  $f_{\min} \dots f_{\max}$ , измеряемая на уровне  $-6$  дБ коэффициента передачи трансформатора  $S_{21}$  (или  $S_{31}$ ), ширина полосы пропускания  $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$ , относительная ширина полосы пропускания  $\Delta f_{\text{отн}}$  как отношение ширины полосы пропускания к центральной частоте полосы пропускания:

$$\Delta f_{\text{отн}} = \frac{\Delta f}{f_{\text{cp}}}, \quad (1)$$

где

$$f_{\text{cp}} = \frac{f_{\min} + f_{\max}}{2}. \quad (2)$$

Другими важными параметрами являются площадь, занимаемая трансформатором, и коэффициент индуктивной связи  $k$ . Последний определяется из  $Z$ -параметров, полученных стандартным преобразованием из  $S$ -матрицы, следующим образом:

$$k = \frac{\text{Im}(Z_{21})}{\sqrt{\text{Im}(Z_{11})\text{Im}(Z_{22})}}. \quad (3)$$

### Варианты реализации дифференциальных трансформаторов

Дифференциальные трансформаторы должны обеспечивать малую несбалансированность на выходах вторичной обмотки, т. к. дисбаланс (отклонение амплитуд сигналов от равенства и разности фаз на

выходах вторичной обмотки от  $180^\circ$ ) приводит к негативным эффектам в цепи, в которой они используются. Для достижения высокого уровня балансировки упомянутых выходов необходимо учитывать условие симметричности первичной и вторичной обмоток друг относительно друга, а также относительно "земли".

Топологии трансформаторов были сконструированы в технологии LTCC в соответствии с изложенными выше правилами. Для удовлетворения обозначенных требований к симметрии в структуре была выбрана реализация трансформаторов на полосковых линиях.

С целью упрощения классификации и сравнения трансформаторов нами были введены их условные обозначения. Структуры трансформаторов обозначаются:

- по количеству витков  $N$  и  $M$  в первичной и вторичной обмотках, соответственно;
- по количеству витков в обмотке, которые приходятся на один слой металлизации  $L$ ;
- по количеству слоев металлизации  $W$ , на которых располагаются витки первичной и вторичной обмоток, исключая слои, в которых располагаются только межсоединения;
- по общему количеству керамических слоев  $U$ , используемых в структуре трансформатора (включая используемые для межсоединений).

Обозначение трансформатора выглядит как  $TN(\text{число})M(\text{число})L(\text{число})W(\text{число})U(\text{число})$ .

Рассмотрим детально несколько реализаций трансформаторов, их параметры и характеристики.

На рис. 2 представлена топология трансформатора  $TN2M2L2W2U5$  (далее Tr1) с выводом из средней точки вторичной обмотки. Трансформатор Tr1 состоит из двух симметричных катушек индуктивности квадратной формы, расположенных одна над другой. Каждая катушка индуктивности, а значит, первичная и вторичная обмотки, содержит по 2 витка. Такая топология позволяет осуществить вывод из средней точки на обеих обмотках. Трансформатор имеет коэффициент трансформации 1:1 и, таким образом, осуществляет трансформацию сопротивления 1:1.

На рис. 3 представлены типичные характеристики передачи трансформатора Tr1 — амплитуды  $S_{11}$ ,  $S_{21}$  и  $S_{31}$  для следующих размеров трансформатора: ширина проводника  $w=200$  мкм, расстояние между витками  $s=100$  мкм, высота керамического слоя  $H=90$  мкм и внутренний размер (радиус)  $R=800$  мкм. Фазы  $S_{21}$  и  $S_{31}$ , характеризующие баланс выходов по

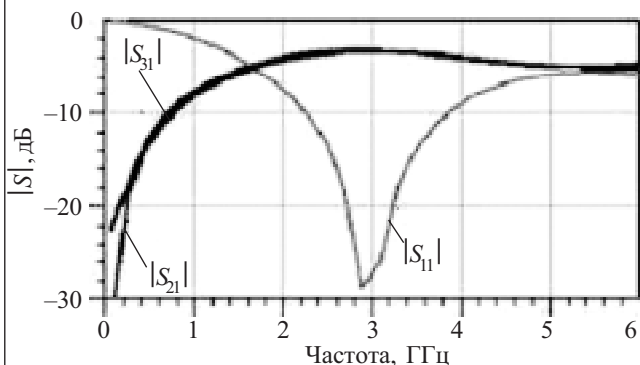


Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика трансформатора Tr1

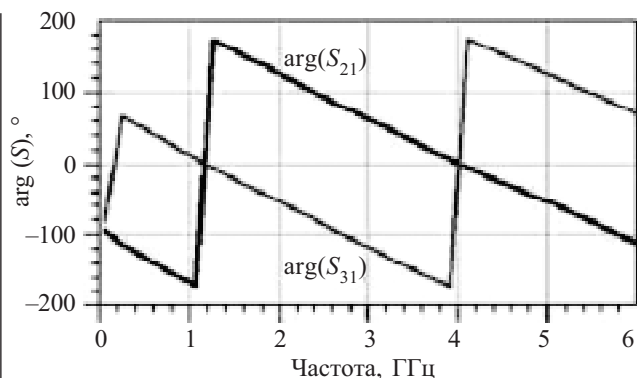


Рис. 4. Фазо-частотная характеристика трансформатора Tr1

фазе, показаны на рис. 4. Сопротивление нормирования портов выбрано равным 50 Ом.

Полоса пропускания этого трансформатора лежит в пределах 1,6—5,9 ГГц. Абсолютная ширина полосы пропускания составляет 4,3 ГГц, относительная — 1,147. Коэффициент индуктивной связи равен  $k=0,35$ . Площадь, занимаемая трансформатором, —  $2,8 \times 2,8$  мм<sup>2</sup>. Разбалансированность по фазе в полосе пропускания составляет не более  $2^\circ$ , по амплитуде — не более 0,5 дБ. Недостатком трансформатора Tr1 является относительно узкая полоса пропускания. Ее можно увеличить, настраивая обмотки трансформатора в резонанс при помощи конденсаторов. Однако используя такой подход, можно существенно увеличить площадь всего устройства, т. к. конденсаторы могут занимать площадь, сравнимую с площадью самого трансформатора. Поэтому для увеличения полосы пропускания удобнее увеличить количество витков в каждой из обмоток трансформатора.

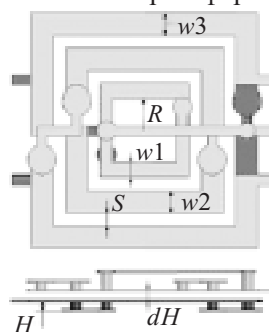


Рис. 5. Топология трансформатора Tr2 и его конструктивные параметры

На рис. 5 представлена топология трансформатора  $TN3M3L2W2U7$  (далее Tr2). Это аналог трансформатора Tr1, в котором добавлено по одному витку в каждую из обмоток для увеличения коэффициента индуктивной связи  $k$  и, следовательно, ширины полосы пропускания. На рис. 6 представлены его амплитудно-частотные характеристики.

При тех же параметрах конструкции трансформатор Tr2 обеспечивает полосу пропускания в пределах 0,55—3,9 ГГц. При значительном смещении полосы пропускания в сторону низких частот ее абсолютная ширина составляет 3,35 ГГц, относительная — 1,51. Коэффициент индуктивной связи увеличился до  $k=0,5$ . Площадь, занимаемая трансформатором, составляет  $2,2 \times 2,2$  мм<sup>2</sup>. Разбалансированность по фазе в полосе пропускания составляет не более  $2^\circ$ , по амплитуде — не более 0,5 дБ.

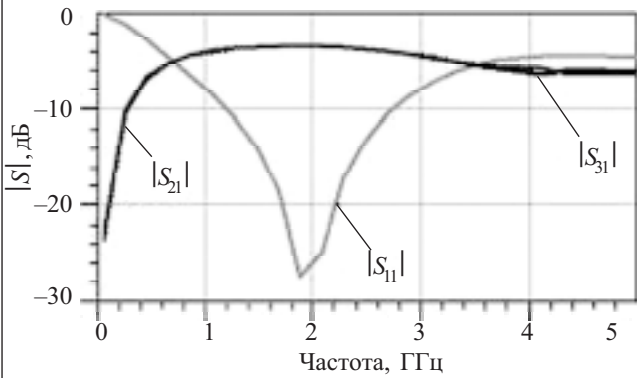


Рис. 6. Амплитудно-частотная характеристика трансформатора Tr2

Для достижения коэффициента трансформации 1:4 нами был спроектирован трансформатор TN2M4L1W6U8 (далее Tr3). Его топология изображена на рис. 7. Он состоит из двух связанных винтовых катушек индуктивности прямоугольной формы, витки которых вертикально чередуются по слоям. В первичной обмотке располагаются два витка, во вторичной — четыре. На рис. 8 показаны амплитудно-частотные характеристики трансформатора Tr3 для следующих размеров: ширина проводника  $w=200$  мкм, высота керамического слоя  $H=90$  мкм, длина  $R_x=500$  мкм, ширина  $R_y=200$  мкм.

Данный трансформатор обладает полосой пропускания 1,5—2,4 ГГц. Абсолютная ширина полосы пропускания равна 0,9 ГГц, относительная — 0,49. Коэф-

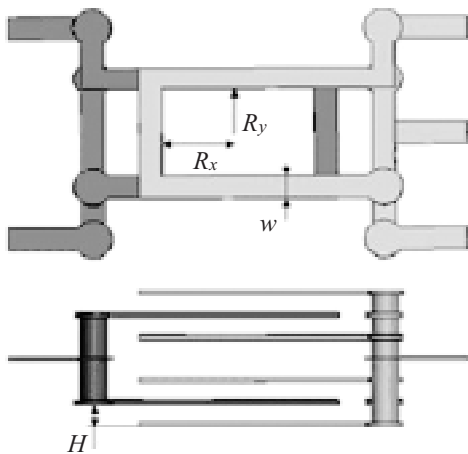


Рис. 7. Топология трансформатора Tr3

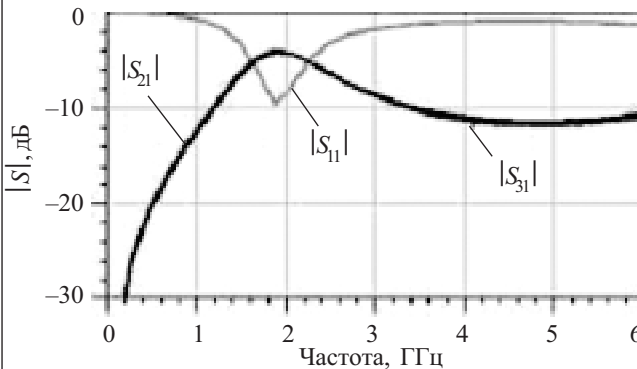


Рис. 8. Амплитудно-частотная характеристика трансформатора Tr3

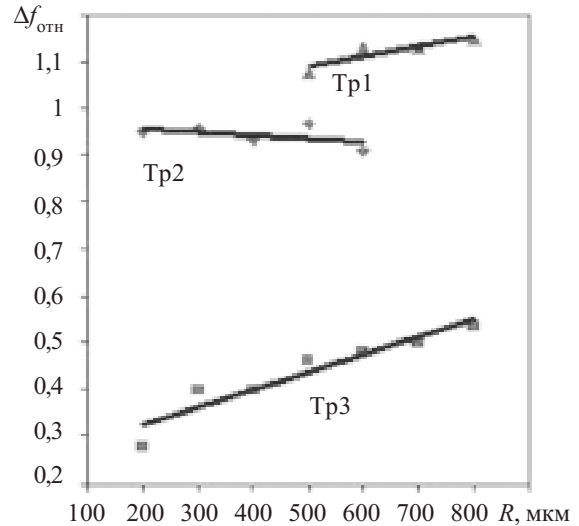


Рис. 9. Характеристики  $\Delta f_{отн} = f(R)$  для различной топологии трансформаторов

фициент индуктивной связи  $k=0,35$ . Площадь, занимаемая трансформатором Tr3, равна  $1,7 \times 0,8$  мм<sup>2</sup>. Малая площадь структуры была достигнута за счет использования вертикальной винтовой топологии обмоток. Достоинством трансформатора Tr3 являются небольшие размеры.

Для сравнения качественных показателей различных топологий трансформаторов были построены зависимости относительной полосы пропускания от внутреннего размера трансформатора  $\Delta f_{отн} = f(R)$ . Эти характеристики показаны на рис. 9.

### Балун

Балун применяется при построении балансных смесителей, усилителей, умножителей, антенных согласующих устройств и многих других. Существует множество различных конфигураций балунов. Ранее были предложены балуны-трансформаторы [8], активные балуны, балуны на сосредоточенных элементах, в том числе с использованием фильтров, балуны Марчанда (Marchand baluns) на связанных линиях [9—11]. Каждый из приведенных вариантов построения балуна имеет свои преимущества и недостатки. Балуны-трансформаторы обеспечивают развязку по постоянному току, однако сбалансированы в узкой полосе ввиду наличия емкостной связи между первичной и вторичной обмотками. Активные балуны обладают широкой полосой пропускания, но вносят шум и потребляют мощность. Балуны на сосредоточенных элементах имеют небольшие размеры, однако являются узкополосными. Благодаря своей простоте и сравнительной широкополосности в интегральных схемах LTCC наиболее распространен балун Марчанда. Основной его недостаток — большие размеры.

Простейший интегральный балун Марчанда состоит из двух пар связанных микрополосковых линий четвертьволновой длины  $\lambda/4$ , где  $\lambda$  — длина волны, на которой сигналы на выходе балуна идеально сбалансированы (рис. 10). Несбалансированный вход подключен к открытой линии полуволновой длины, которая связана с двумя заземленными четвертьвол-

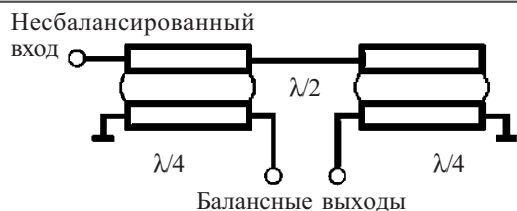


Рис. 10. Схема балуна Марчанда на связанных линиях новыми линиями. Свободные концы последних подключены к балансным выходам.

В чистом виде такую реализацию балуна удобно использовать в диапазоне миллиметровых волн, когда размеры элемента приблизительно равны длине волны. В приложениях сантиметрового диапазона, в которых требуется сравнительно узкая полоса и хорошая сбалансированность, могут использоваться связанные линии с длиной менее  $\lambda/4$ , однако для получения приемлемых характеристик балуна требуется применение конденсаторов, выполняющих функции подстройки, которые к тому же занимают значительную площадь.

Одним из путей решения проблемы размещения связанных линий является использование связанных линий в виде спиральных катушек. Такой подход позволяет уменьшить площадь, занимаемую балуном, а также увеличить коэффициент индуктивной связи  $k$  между связанными линиями. Анализ топологий связанных спиральных катушек, проведенный в [12], показал, что наилучшим для рассматриваемого случая является применение топологии связанных линий в виде вертикально расположенных соленоидов.

Связанные линии в виде вертикально расположенных соленоидов занимают малую площадь. Их коэффициент связи  $k$  достигает 0,6, вследствие чего полоса пропускания расширяется. Важным преимуществом связанных линий в виде вертикально расположенных соленоидов является уменьшение паразитной емкости между катушками и заземляющими пластинами.

На основе связанных линий в виде вертикально расположенных соленоидов нами был разработан балун Марчанда. Его внешний вид с указанием слоев и межслойных соединений показан на рис. 11. Структура была разработана для изготовления в технологии LTCC и оптимизирована для стандартного процесса с использованием керамики DuPont 951. Она состоит из восьми керамических слоев. Из соображений симметрии для сбалансированности структура была реализована с применением симметрич-

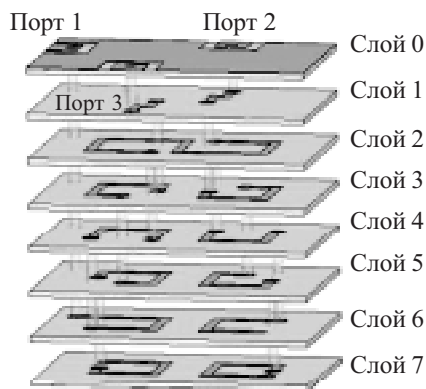


Рис. 11. Внешний вид балуна

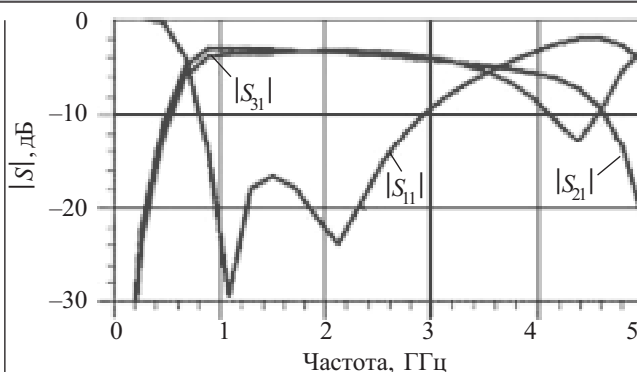


Рис. 12. Амплитудно-частотная характеристика балуна

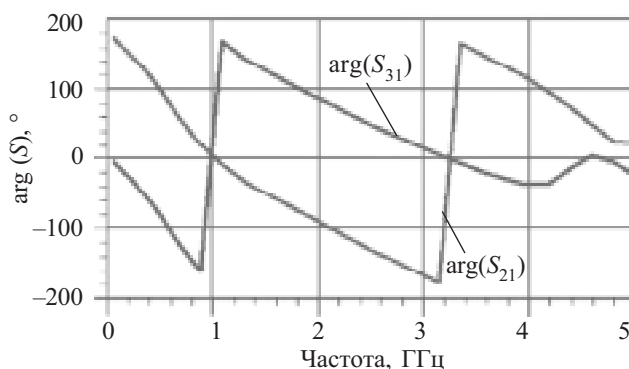


Рис. 13. Фазо-частотная характеристика балуна

ной полосковой линии. Внешние размеры полученной структуры составляют  $2,35 \times 4,3 \times 0,735$  мм.

Результаты машинного моделирования поведения балуна в частотной области при помощи САПР HFSS представлены на рис. 12 и 13. На рис. 12 изображена амплитудно-частотная характеристика балуна — зависимости амплитуд  $S$ -параметров  $S_{11}$ ,  $S_{21}$  и  $S_{31}$  от частоты. Коэффициенты передачи  $S_{21}$  и  $S_{31}$  находятся в пределах от  $-6$  до  $-3,4$  дБ и показывают несбалансированность до  $0,8$  дБ в полосе от  $0,8$  до  $3,5$  ГГц. Таким образом, абсолютная ширина полосы пропускания равна  $2,7$  ГГц. Относительная ширина полосы пропускания составляет  $1,256$ . На рис. 13 изображена фазо-частотная характеристика балуна — зависимости фаз  $S_{21}$  и  $S_{31}$  от частоты. Фазы  $S_{21}$  и  $S_{31}$  в диапазоне от  $0,8$  до  $3,5$  ГГц зависят от частоты линейно. Несбалансированность по фазе в этом диапазоне составляет не более  $8^\circ$ .

### Тестирование трансформаторов в схеме кольцевого балансного смесителя

Дифференциальные трансформаторы и балун могут использоваться в схеме кольцевого балансного смесителя (рис. 14) для изоляции по постоянному

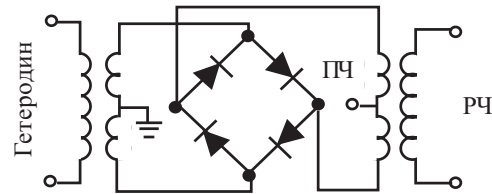


Рис. 14. Схема кольцевого балансного смесителя:

ПЧ — промежуточная частота; РЧ — радиочастота

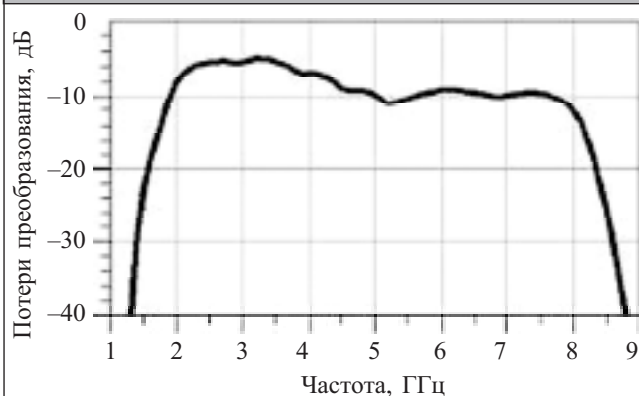


Рис. 15. Характеристика потерь преобразования смесителя с использованием Tr2

току и трансформации сопротивления. На рис. 15 представлена моделированная в САПР ADS частотная характеристика потерь преобразования балансного смесителя с использованием трансформатора Tr2 и балуна. Из рис. 15 можно видеть, что в полосе частот 2—4 ГГц потери преобразования смесителя составляют менее 8 дБ, а в полосе частот 1,8—8 ГГц — менее 11 дБ. Подобные характеристики получены для всех рассмотренных выше трансформаторов. Также исследовались другие характеристики смесителя: коэффициент шума, динамический диапазон, коэффициенты интермодуляции, межпортовые изоляции и др.

### Заключение

Таким образом, предложены конструкции монолитных трансформаторов, предназначенных для изготовления в технологии многослойной керамики LTCC. Они позволяют осуществлять трансформацию сопротивления с коэффициентами 1:1 и 1:4 с одновременной изоляцией цепей первичной и вторичной обмоток по постоянному току. Показана возможность создания конструкций трансформаторов с различной шириной полосы рабочих частот. Конструктор имеет возможность варьировать параметры трансформатора для достижения разумного компромисса между шириной полосы пропускания и геометрическими размерами проектируемого устройства.

Также предложена конструкция балуна, сконструированного на основе балуна Марчанда с применением топологии связанных линий в виде вертикально расположенных соленоидов. Он обладает широкой полосой пропускания, малыми размерами и обеспечивает дисбаланс выходов по амплитуде до 0,8 дБ и по фазе до 8° в рабочей полосе частот. Кроме этого, балун выполняет функции трансформатора — разделение цепей по постоянному току и трансформацию сопротивлений.

Применение трансформаторов в схеме кольцевого балансного смесителя позволило по ряду параметров, например, по широкополосности, превзойти существующие аналоги.

Рассмотренные трансформаторы и балун могут широко использоваться в смесителях, усилителях и прочих устройствах беспроводной связи, проектируемых в технологии LTCC.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Kehrer D., Wohlmuth H.-D., Kienmayer C., Scholz A. L. A 1 V monolithic transformer-coupled 30-Gb/s 2:1 multiplexer in 120 nm CMOS // IEEE MTT-S Int. Microwave Simp. Dig.— Philadelphia, USA.— 2003.— P. 2261—2264.
2. Bakalski W., Simbürger W., Thüringer R. et al. A fully integrated 4.8-6 GHz power amplifier with on-chip output balun in 38 GHz- $\text{fT}$  Si-bipolar // Ibid.— 2003.— P. 695—698.
3. Wu P.-S., Tseng C.-H., Huang T.-W., Wang H. A singly balanced millimeter-wave mixer using a compact transformer // Proc. Asia Pacific Microwave Conf.— Seoul, Korea.— 2003.
4. Шелковников Б. Н., Бондарь Д. Б., Глубоков А. А. Моделирование монолитных планарных трансформаторов на подложке из GaAs // Мат-лы 14-й Междунар. Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии».— Севастополь, Украина.— 2004.— С. 16—19.
5. Kehrer D., Simbürger W., Wohlmuth H.-D., Scholz A. L. Design of monolithic lumped transformers in silicon-based technologies up to 20 GHz // IEEE Custom Integrated Circuits Conference CICC 2001.— San Diego.— 2001.— P. 401—404.
6. Baek D., Song T., Ko S. et al. Analysis on resonator coupling and its application to CMOS quadrature VCO at 8 GHz // IEEE MTT-S Int. Microwave Simp. Dig.— Philadelphia, USA.— 2003.— P. 85—88.
7. Eisenstadt W. R. Mixed-mode S-parameter theory // IEEE MTT-S Conf., Workshop Proc.— Philadelphia, USA.— 2003.
8. Глубоков А. А., Бондарь Д. Б., Шелковников Б. Н. Симметричные пассивные элементы для интегральных схем в технологии LTCC // Мат-лы 14-й Междунар. Крымской конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии».— Севастополь, Украина.— 2004.— С. 429—432.
9. Gavela I., Falagán M. A., Flühr H. A small size LTCC balun for wireless applications // 34th EuMC, Conf. Proc.— Amsterdam, The Netherlands.— 2004.— P. 373—376.
10. Bushyager N., Staiculescu D., Obatoyinbo A. et al. Optimization of 3D multilayer RF components using the design of experiments (DOE) technique // IEEE MTT-S Int. Microwave Simp. Dig.— Fort Worth, USA.— 2004.— P. 1859—1862.
11. Wu P.-S., Tseng C.-H., Lei M.-F. et al. Three-dimensional X-band new transformer balun configuration using the multilayer ceramic technologies // 34th EuMC, Conf. Proc.— Amsterdam, The Netherlands.— 2004.— P. 385—388.
12. Glubokov O. A., Shelkovnikov B. N. Broad band balun in LTCC technology using vertical solenoid coupled transmission lines // 7th International Conference on telecommunications in Modern Satellite. Cable and Broadcasting Services TELSIS.— Nis, Serbia and Montenegro.— 2005.— P. 452—455.

Н. Н. МОСКОВЧЕНКО, к. т. н. А. М. СВЕТЛИЧНЫЙ

Россия, Таганрогский гос. радиотехнический университет  
E-mail: n\_moskovchenko@mail.ru

Дата поступления в редакцию  
05.09 2005 г. — 26.04 2006 г.

Оппонент к. т. н. Ю. В. ОСТРОВСКИЙ  
(НИИ "Украналит", г. Киев)

## ГАЗОАНАЛИЗАТОРЫ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО КАРБИДА КРЕМНИЯ

*Рассмотрены различные конструкции газоанализаторов на основе пористого карбида кремния. Показана перспективность использования этого материала в качестве активного слоя сенсоров.*

В последние десятилетия в связи с развитием промышленности экологический мониторинг стал неотъемлемой частью средств сохранения среды обитания. Его развитие невозможно без разработки все новых датчиков различных неэлектрических величин и, в том числе, датчиков состава газов.

Начало практическому использованию эффекта влияния газов на электрические свойства поверхности полупроводников положил в 1960-х годах Н. Тагучи. На основе керамического  $\text{SnO}_2$  он изготовил газочувствительное устройство, электросопротивление которого изменялось пропорционально концентрации некоторых газов в воздухе, и запатентовал его [1]. Прибор позволял контролировать содержание в воздухе  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CH}_4$  и др. Японская компания «Figafo» до сих пор ежегодно выпускает миллионы таких датчиков, и они широко применяются, например, в системах предупреждения взрывов при работах с природным газом. Главное их достоинство — возможность многократного использования (после десорбции газа при повышенной температуре).

Позже было установлено, что практически все окислы металлов, являющиеся полупроводниками, обладают газовой чувствительностью. В настоящее время изготавливают датчики газов на основе  $\text{SnO}_2$ ,  $\text{ZnO}$ ,  $\text{NiO}$ ,  $\text{CuO}$ ,  $\text{TiO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ,  $\text{WO}_3$  и других окислов [2]. Принцип их действия основан на том, что в результате физической адсорбции молекул газа на поверхности полупроводника его поверхностное сопротивление изменяется пропорционально числу адсорбированных молекул (или концентрации газа в воздухе) [3].

Повышенный в последнее время интерес к полупроводниковому карбиду кремния вообще и к созданию газочувствительных датчиков на его основе, в частности, не случаен. Недостатком кремниевых газочувствительных структур являлась низкая селективность, дрейф параметров и неширокий диапазон рабочих температур. Использование карбида кремния позволяет уменьшить или устранить эти недостатки. Это связано со свойствами структуры карбида кремния и его электрофизическими параметрами [4—6].

В процессах адсорбции и десорбции газов участвуют приповерхностные слои микрочисталлов, поэтому чем больше отношение поверхности кристаллов к их объему, тем эффективнее работа датчика, тем выше его чувствительность к газам. Наличие развитой поверхности за счет пор в пористом SiC делает его перспективным материалом для чувствительного элемента сенсоров [7].

Первые работы по исследованию газочувствительности пористого SiC были проведены в California Institute of Technology (США). Датчик был изготовлен на основе  $6\text{H-SiC}$  и работал в температурном диапазоне  $100\text{--}400^\circ\text{C}$  [8]. Принцип работы датчика основывался на разложении адсорбированных углеводородов в слое пористого SiC и изменении потенциального барьера контакта "пористый SiC—металл". Диссоциация газовых молекул происходит при приложении определенного для каждого газа напряжения к электродам, что позволяет проводить идентификацию газов. При этом ток через датчик пропорционален концентрации газа, а использование SiC позволяет сенсору функционировать при высоких температурах и повышенной радиации.

Конструкция датчика представляет собой сетчатый электрод из Cr, который получен напылением Cr на слой пористого SiC, что обеспечивает эквипотенциальный контакт и возможность диффузии молекул газа. Омический контакт из Ni выполнен на обратной стороне подложки  $6\text{H-SiC}$  (см. врезку на рис. 1).

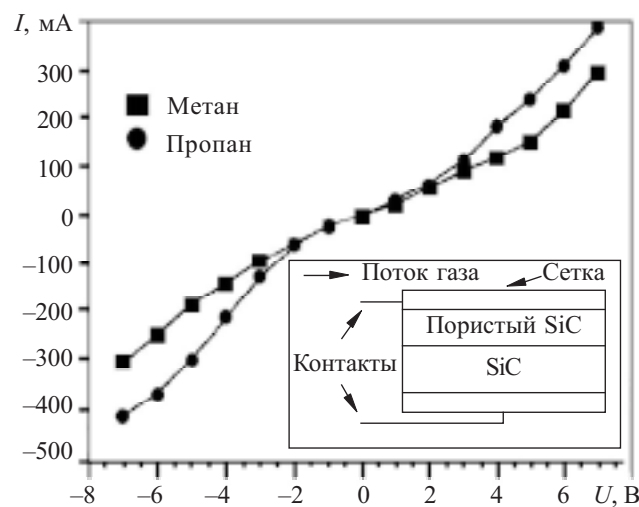


Рис. 1. ВАХ датчика при  $223^\circ\text{C}$  в атмосфере аргона при введении углеводородов

Характеристики датчика исследовались в потоке чистого аргона при различных температурах. На рис. 1 показаны вольт-амперные характеристики (ВАХ) датчика для 223°C при введении в поток аргона метана и пропана с концентрацией 0,5%. Нелинейность ВАХ дает возможность разделения углеводородных соединений при небольшой их концентрации. Потенциалы минимальных значений второй производной тока по напряжению ( $d^2I/dU^2$ , рис. 2) являются характерными для конкретного углеводородного соединения и могут быть использованы для идентификации при анализе газовых смесей.

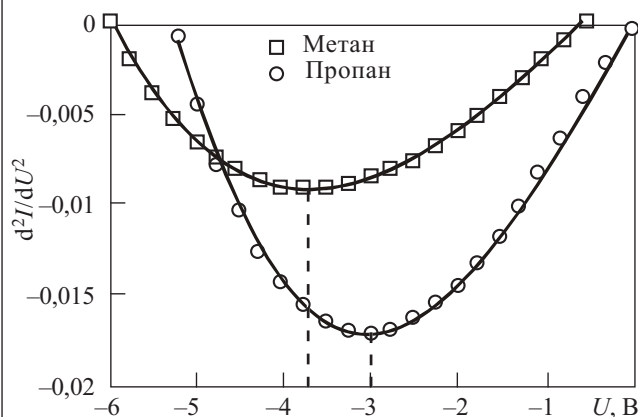


Рис. 2. Зависимость изменения второй производной тока по напряжению характеристики, представленной на рис. 1

В работе [9] было показано, что помимо метана и пропана пористый SiC необычайно чувствителен к NH<sub>3</sub>. Здесь конструкция датчика имела следующий вид (рис. 3).

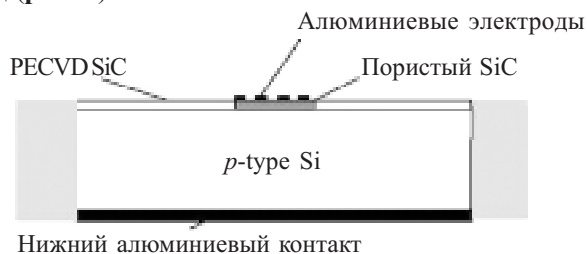


Рис. 3. Схема газоанализатора конденсаторного типа с пористым слоем SiC в качестве активного элемента

Тонкая пленка (*p*-типа) SiC толщиной 5000 Å осаждалась на стандартную кремниевую подложку методом плазменного осаждения из газовой фазы (PECVD) и легировалась бором. Затем электрохимическим травлением/анодированием в 73%-ном растворе HF при плотности тока анодирования от 1—50 мА/см<sup>2</sup> и времени травления от 30 с до 10 мин был получен пористый слой SiC с порами диаметром >100 нм. На пористый слой и на обратную сторону подложки были нанесены алюминиевые электроды. В поток несущего газа добавлялись небольшие количества аммиака, концентрация которого изменялась последовательно от 0,5 до 9,5 млн<sup>-1</sup>. На рис. 4 показан отклик сенсора к аммиаку в потоке азота. Отсутствие гистерезиса позволяет говорить о том, что сенсор чувствителен к концентрации NH<sub>3</sub> много меньше 0,5 млн<sup>-1</sup>. Механизм газовой чувствительности, по всей вероятности, следующий: при подаче малого напряжения на по-

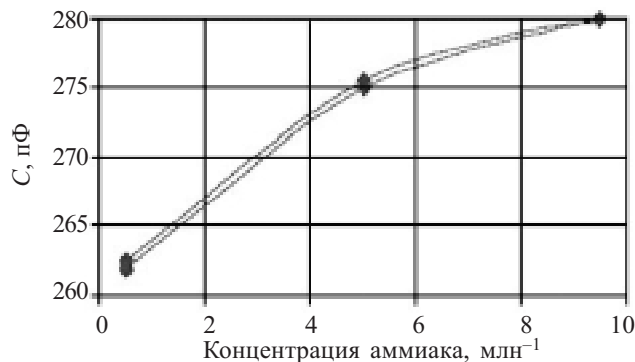


Рис. 4. Отклик сенсора на пленке пористого карбида кремния к аммиаку концентрации 0,5, 5 и 9,5 млн<sup>-1</sup> в потоке азота  
верхности SiC формируется тонкий обедненный носителями заряда слой. Молекулы аммиака, проходя через этот обедненный слой, разлагаются, и атомы водорода адсорбируются на слое, изменяя его переходную емкость, что затем фиксируется измерительным прибором как изменение в общей емкости.

Газоанализатор на основе пористого SiC может быть выполнен и как полевой транзистор [10]. На рис. 5 показано сечение такого сенсора.

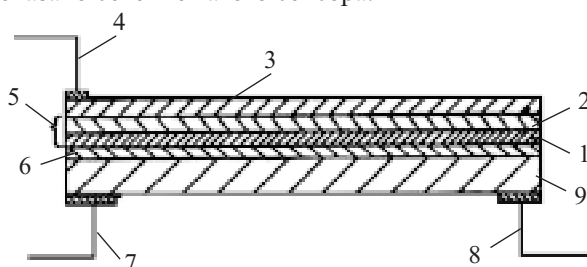


Рис. 5. Газоанализатор на пористом SiC, выполненный как полевой транзистор:

1 — подложка из гексагонального SiC; 2 — пористый слой; 3 — металлическая решетка из хрома; 4 — управляющий электрод; 5 — затвор из пористого SiC; 6 — диэлектрик из нитрида алюминия; 7, 8 — электроды истока и стока, соответственно; 9 — сильнелегированный SiC, играющий роль канала

Газы обладают разным сродством к электрону и характеризуются либо окислительными (O<sub>2</sub>, O<sub>3</sub>, Cl<sub>2</sub> и др.), либо восстановительными (H<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH и др.) свойствами. Соответственно при взаимодействиях газов с поверхностью пористого SiC электроны либо захватываются из приповерхностной области (окислители — акцепторы), либо передаются полупроводнику (восстановители — доноры). Поэтому взаимодействие с «донорными» газами приводит к снижению барьера для дрейфа электронов в пористом слое и к возрастанию электропроводности для SiC *n*-типа. При взаимодействии же пористого SiC с газом-окислителем его электросопротивление, наоборот, возрастает по сравнению с исходным значением, которое имелось в отсутствие контролируемого газа.

На рис. 6 показаны дополнительные модификации газоанализаторов. На рис. 6, а на часть пористого слоя 2 осаждается каталитический металл 4. Для этого можно использовать любой материал, проявляющий каталитические свойства к углеводородам. Это могут быть платина, ванадий, карбид молибдена, карбид вольфрама, карбид титана, карбид ниобия или палладий.

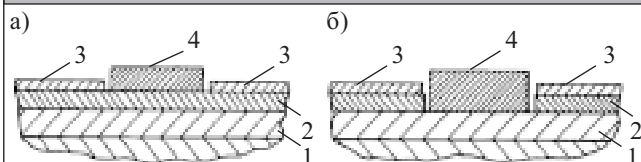


Рис. 6. Газоанализаторы на пористом SiC с каталитическим металлом, нанесенным на пористый слой (а) и на монокристаллическую подложку (б):

1 — подложка 6H-SiC; 2 — пористый слой; 3 — металлическая решетка из хрома; 4 — каталитический металл

Наличие каталитического материала позволяет протекать реакциям диссоциации углеводородов без приложения напряжения к управляющему электроду, однако для этого требуется повышенная температура. Если каталитический материал нанести только на часть пористого слоя, оставив достаточно большую площадь пористого SiC для адсорбции газов, то при работе в области низких температур (100—400°C) отклик сенсора будет зависеть от приложенного напряжения. При повышенных температурах (более 500°C) сигнал будет также определяться реакциями диссоциации углеводородов в каталитическом металле.

На рис. 6, б пористый слой 2 стравлен перед осаждением каталитического металла. Это устраняет возможные ослабления каталитического сигнала из-за слоя пористого SiC, имеющего высокое электрическое сопротивление.

Для регенерации прибора и удаления продуктов реакции на сенсор подается обратное напряжение, равное максимальному напряжению диссоциации.

В проведенных нами исследованиях конструкция сенсора имела вид, представленный на рис. 7.

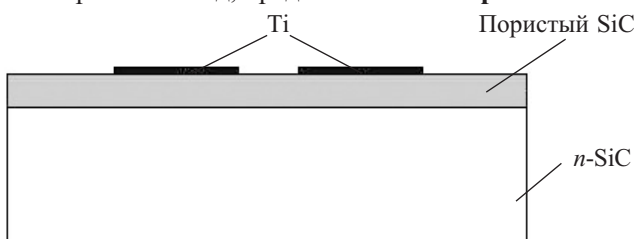


Рис. 7. Сечение сформированной структуры Ti/пористый SiC/6H-SiC

Анодирование происходило в электролите  $\text{HF}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}:\text{H}_2\text{O}$  (1:1:2) при плотности тока  $J=70 \text{ mA/cm}^2$  в течение 3 мин. Были использованы пластины карбида кремния 6H-SiC *n*-типа, легированного азотом до концентрации  $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . После анодирования на поверхности образцов пор обнаружено не было, что объясняется наличием тонкого ( $\approx 0,1 \text{ мкм}$ ) поверхностного слоя и согласуется с литературными данными. После удаления поверхностного слоя травлением в KOH (700°C, 10 мин) на поверхности образцов появляются крупные поры. Ti-контакты на поверхности пористого слоя формировались путем терморезистивного напыления и последующей фотолитографии. После нанесения контактов структура подвергалась быстрому термическому отжигу в вакууме (БТО) при температуре 700°C.

На рис. 8 представлены зависимости сопротивления от температуры для образцов до и после ано-

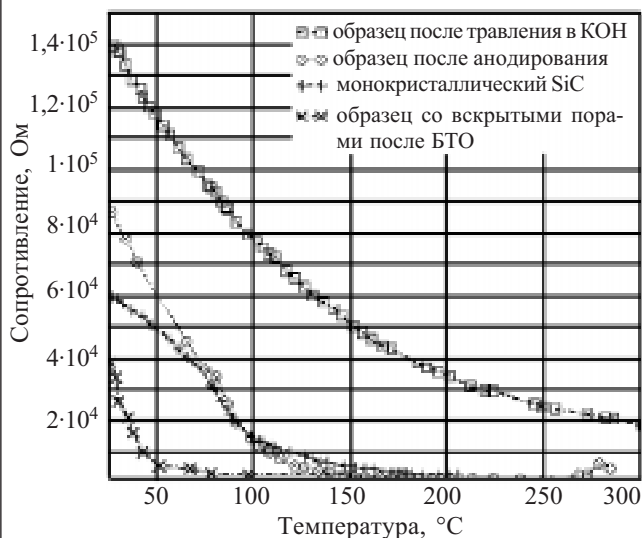


Рис. 8. Температурная зависимость сопротивления образцов 6H-SiC до и после анодирования

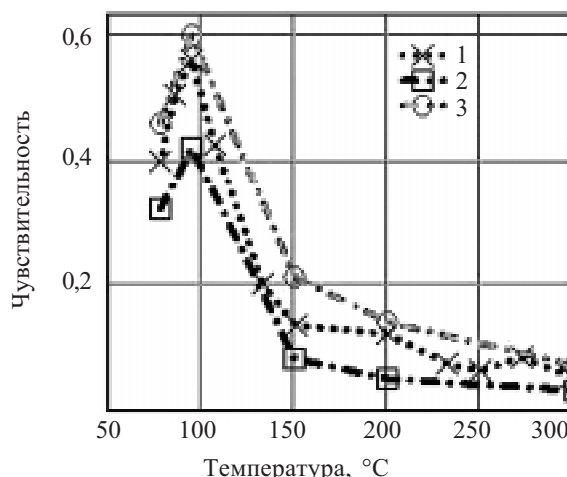


Рис. 9. Температурная зависимость чувствительности пористого SiC при разных концентрациях аммиака:

1 — 1000 млн<sup>-1</sup>; 2 — 500 млн<sup>-1</sup>; 3 — 2000 млн<sup>-1</sup>

дирования, а также после вскрытия пор. Увеличение сопротивления для образцов, прошедших анодирование, объясняется снижением концентрации основных носителей в пористом слое. Чувствительность сенсора определялась как  $S=(R_{\text{возд}}-R_{\text{газ}})/R_{\text{газ}}$ , где  $R_{\text{возд}}$  — сопротивление сенсорного элемента на воздухе,  $R_{\text{газ}}$  — сопротивление чувствительного слоя при наличии газа. Рабочая температура сенсора, при которой газовая чувствительность максимальна, для аммиака составила 95°C (рис. 9). Время отклика снижалось от 5 мин при температуре 78°C до 2 с при 300°C.

Регенерация сенсора проводилась нагревом структуры, время ее составляло около 30 мин при температуре 150°C и несколько секунд при температуре 300°C.

\*\*\*

Из вышеизложенного следует, что использование пористого карбида кремния в качестве газочувствительного сенсора является перспективным направле-

нием развития газоанализаторов, т. к. позволяет получать высокую чувствительность, быстрое восстановление и селективность измерений в условиях экстремальных параметров окружающей среды.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Pat. 45-38200 Japan. SnO<sub>2</sub> gas sensor / Taguchi.— 1962.
2. Butta N., Cinquegrani L., Migno E. et al. A family of tin-oxide-based sensors with improved selectivity to methane // Sensors and Actuators B.— 1992.— Vol. 6.— P. 253—256.
3. Рембеза С. И. Нужен ли человечеству искусственный нос? // Природа.— 2005.— № 2.— С. 5—12.
4. Лучинин В. В., Таиров Ю. М. Карбид кремния — перспективный материал электронной техники // Изв. вузов. Электроника.— 1997.— № 1.— С. 10—37.

5. Лучинин В. В., Мальцев П. П., Маляков Е. П. Широкозонные материалы — основа экстремальной электроники будущего // Микроэлектроника.— 1999.— Т. 28, № 1.— С. 21—29.
6. Лебедев А. А., Челноков В. Е. Широкозонные полупроводники для силовой электроники // Физика и техника полупроводников.— 1999.— Т. 33, вып. 9.— С. 1096—1099.
7. Сеченов Д. А., Агеев О. А., Светличный А. М. и др. Газочувствительные датчики на основе карбида кремния.— Баку: Мутарджим, 2004.
8. Shields V. B., Ryan M. A., Williams R. M. A variable potential porous silicon carbide hydrocarbon gas sensor // Inst. Phys. Conf. Ser.— 1996.— N 142.— P. 1067—1070.
9. Connolly E. J., Timmer B., Pham H. T. M. et al. A new ammonia sensor // Eurosensors XVIII.— Rome.— 2004.— P. 672—674.
10. Pat. 5698771 US. Varying potential silicon carbide gas sensor / V. B. Shields.— 1997.

Г. Я. КАРАПЕТЬЯН, В. Ф. КАТАЕВ

Россия, г. Волгодонск, Институт термоэлектричества  
E-mail: kvf@volgodonsk.ru

Дата поступления в редакцию  
19.12 2005 г.

Оппонент д. т. н. А. А. АЩЕУЛОВ  
(Ин-т термоэлектричества, г. Черновцы)

## ИЗМЕРЕНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ТЕРМО-ЭДС В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ БЕЗ СОЗДАНИЯ ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУР

*Разработана и изготовлена установка для измерения изменения термо-эдс от величины магнитного поля.*

Для измерения термо-эдс и его изменений необходимо создавать градиент температур, что не всегда удобно, особенно если исследуемые образцы представляют собой тонкие пленки или пластины. В этом случае создать перепад температур даже в 1 градус чрезвычайно сложно, т. к. градиент температур получается очень большой из-за тонкости образца. Поэтому реальный перепад температур составляет доли градуса, что делает сложным измерения перепада температур и сильно сказывается на точности измерений. То есть измерение термо-эдс без создания градиента температур представляет собой актуальную задачу.

Рассмотрим заряд термоэлектрического конденсатора, который представляет собой систему "металл—полупроводник—диэлектрик—металл", от постоянно-го источника напряжения через сопротивление  $R$ .

Уравнение, описывающее этот процесс, имеет вид

$$RC \frac{du}{dt} + u_{C_1} + u_{C_2} + u_{C_3} = U_k + U_0, \quad (1)$$

где  $C = \frac{C_1 C_2 C_3}{C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3}$ ;

$C_1$  — емкость межэлектродного пространства, где находится диэлектрик;

$C_2, C_3$  — емкость соответственно между металлом и диэлектриком, полупроводником и диэлектриком, образованная за счет того, что электрическое поле проникает и в металл, и в полупроводник; в металле поле проникает на расстояние меньше межатомного, и им можно пренебречь;

$u_i$  — изменение потенциала на  $C_i$ ;

$$u_{C_1} = \phi_1' - \phi_0', u_{C_2} = \phi_0' - \phi_0, u_{C_3} = \phi_1 - \phi_1';$$

$\phi_1$  — потенциал металла;

$\phi_1'$  — потенциал металла в области проникновения поля в металл;

$\phi_0$  — потенциал полупроводника;

$\phi_0'$  — потенциал полупроводника в области проникновения поля в полупроводник;

$U_k$  — контактная разность потенциалов между металлом и полупроводником;

$U_0$  — напряжение, приложенное к конденсатору при его зарядке.

Если используется достаточно низкоомный проводник (с проводимостью более  $0,1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ ), то глубина проникновения электрического поля вглубь полупроводника не превышает сотых долей микрометра, а толщина диэлектрической пленки выбирается в пределах нескольких микрометров, поэтому  $C_1 \ll C_2$  и  $C_1 \ll C_3$ . По этой же причине  $u_{C_1} \gg u_{C_2}$ ,  $u_{C_1} \gg u_{C_3}$ .

Тогда, обозначая  $u_{C_1} \approx u$  и  $C = \frac{C_1 C_2 C_3}{C_1 C_2 + C_1 C_3 + C_2 C_3} \approx C_1$ ,

можно записать для напряжения на конденсаторе:

$$RC \frac{du}{dt} + u = U_k + U_0. \quad (2)$$

Решение уравнения (2) имеет вид

$$u(t) = A \exp(-t/RC) + U_k + U_0. \quad (3)$$

В начальный момент времени конденсатор не заряжен, поэтому  $u_{0C_1} = 0$ ,  $u_{0C_3} + u_{0C_2} = U_k$ , и  $u(0) = U_k$ , поскольку  $u = u_{C_1} + u_{C_2} + u_{C_3}$ . Тогда

$$A + U_k + U_0 = U_k, \quad A = -U_0$$

и

$$u(t) = U_0 (1 - \exp(-t/RC)) + U_k. \quad (4)$$

Ток через конденсатор  $i = \frac{U_0}{R} \exp(-t/RC)$ , а энергия заряженного конденсатора

$$W_C = \int_0^{\infty} u di = \int_0^{\infty} U_0 (1 - \exp(-t/RC)) \frac{U_0}{R} \exp(-t/RC) dt + \int_0^{\infty} \frac{U_k U_0}{R} \exp(-t/RC) dt = \frac{CU_0^2}{2} + CU_k U_0 = \frac{U_0^2 + 2U_0 U_k}{2} C, \quad (5)$$

где  $\frac{CU_0^2}{2}$  — энергия, полученная конденсатором от источника напряжения;

$CU_k U_0$  — энергия, поглощенная из окружающей среды.

Направление тока заряда выбрано таким образом, что в контакте "металл—полупроводник" электроны переходят из металла в полупроводник. При направлении тока, когда электроны переходят из металла в полупроводник, им приходится преодолевать потенциальный барьер, равный разности энергий между уровнем Ферми и дном зоны проводимости. Это могут сделать только «быстрые» электроны. Поэтому в контакте с избытком остаются «холодные» электроны, и он охлаждается. Когда ток идет в противоположном направлении, электроны переходят из полупроводника в металл. Так как энергия электронов в полупроводнике больше, чем в металле, то они при переходе отдают часть своей энергии кристаллической решетке, и переход нагревается (эффект Пельтье), а коэффициент Пельтье  $\Pi$  равен контактной разности потенциалов [1] ( $\Pi = U_k$ ).

Энергия, выделившаяся на резисторе,

$$W_R = \int_0^{\infty} i^2 R dt = \frac{CU_0^2}{2}. \quad (6)$$

В [2—5] показано, что внешние поля (магнитное, электромагнитное излучение, поле механических деформаций) могут изменить термо-эдс. Поэтому  $U_{kA} = U_k + \Delta U_k(A)$ , где  $A$  — основной параметр внешнего поля (для магнитного поля — это индукция магнитного поля  $B$ , для электромагнитного излучения — интенсивность излучения на частоте максимального поглощения  $I$ , для деформаций — относительная деформация  $S$ ).

Например, магнитное поле изменяет соотношение быстрых и медленных электронов в токе за счет того, что быстрые электроны рассеиваются на тепловых колебаниях кристаллической решетки меньше, чем медленные электроны, т. е. в зависимости от величины магнитного поля количество быстрых электронов в токе увеличивается, что приводит к увеличению коэффициента Пельтье —

$$\Pi = \alpha T = U_k,$$

а следовательно и термо-эдс:

$$\alpha = \alpha_0 [1 + c_{\alpha} (\eta_H B)^2],$$

где  $\alpha_0$  — термо-эдс в отсутствие магнитного поля;

$c_{\alpha}$  — коэффициент, зависящий от характера рассеяния электронов (при рассеянии на тепловых фонах  $c_{\alpha} \approx 0,154$ );

$\eta_H$  — холловская подвижность электронов в полупроводнике.

Так как время рассеяния электронов на тепловых фонах имеет порядок величины  $10^{-11}$  с [5], то при

каждом изменении магнитного поля новое равновесное распределение электронов установится также за это время. Это означает, что изменение  $\alpha$  и  $U_k$  будет происходить с запаздыванием  $10^{-11}$  с, поэтому этим запаздыванием можно пренебречь, если постоянная времени при зарядке конденсатора  $RC \gg 10^{-11}$  с.

Если термоэлектрический конденсатор при зарядке поместить во внешнее поле, то в этом случае

$$W_C = \frac{U_0^2 + 2U_{kA} U_0}{2} C. \quad (7)$$

При выносе заряженного конденсатора из внешнего поля ( $A=0$ ) его энергия не изменится, т. к. внешние поля не электрического происхождения не могут изменить заряд на конденсаторе, когда он разомкнут, а емкость, как предполагается, не изменяется под действием внешних полей. Например, магнитное поле не может совершить работу по зарядке конденсатора, потому что изменяющееся во времени магнитное поле (при его выключении) порождает вихревое электрическое поле, которое, в свою очередь, порождает вихревые токи только в электродах конденсатора, не изменяя их заряда. Следовательно, при отсутствии внешнего поля ( $B=0$ ) энергия конденсатора  $W_{CA=0} = W_{CA \neq 0}$ , т. е.

$$C \frac{U^2 + 2U_k U}{2} = C \frac{U_0^2 + 2U_0 U_{kA}}{2}, \quad (8)$$

где  $U$  — напряжение на металлических электродах термоэлектрического конденсатора:

$$U = -U_k + \sqrt{U_k^2 + U_0^2 + 2U_0 U_{kA}}. \quad (9)$$

Нетрудно видеть, что при  $U_0=0$   $U=0$ , а при  $U_0 \gg U_{kA}$ ,  $U_k$   $U \approx U_0 + \Delta U$ ,  $\Delta U = U_{kA} - U_k$ .

Таким образом, измеряя напряжение на конденсаторе во внешнем поле и в отсутствие его, можно определить величину  $\Delta U$ , т. е. изменение коэффициента Пельтье под действием внешнего поля. Зная температуру, можно определить удельную термо-эдс.

Нами была разработана и изготовлена установка для измерения изменения термо-эдс от величины магнитного поля. Было установлено, что при комнатной температуре в кристаллах антимонида индия термо-эдс и коэффициент Пельтье в поперечном магнитном поле с индукцией 0,2 Т изменяются не менее чем на 5%.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Карапетьян Г. Я., Катаев В. Ф., Ратушный В. И., Сысоев И. А. Влияние магнитного поля на величину термо э.д.с. в полупроводниках // Тр. междунар. науч.-техн. конф. «Машиностроение и техносфера на рубеже XXI века»: Севастополь.— 2000.— С. 34—35.
2. Юри Р. В. Теория материалов для термоэлектрических и термомагнитных приборов // ТИИЭР.— 1963.— Т. 51, № 5.— С. 702—717.
3. Гаджилаев М. М. Термоэдс InSb в поперечном квантуемом магнитном поле // Изв. вузов. Физика.— 1993.— № 3.— С. 395—397.
4. Гаджилаев М. М. Термоэдс n-InSb в поперечном магнитном поле и при большом градиенте температуры // ФТП.— 2000.— Т. 34, вып. 5.— С. 215—218.
5. Уэлдок. Термофотоэлектрическое преобразование энергии // ТИИЭР.— 1967.— Т. 51, № 4.— С. 697—702.

К. т. н. Н. А. ДЕНИСОВ

Украина, НТУУ “Киевский политехнический институт”  
E-mail: denysov@hotmail.com

Дата поступления в редакцию  
06.02 2006 г.

Оппонент д. ф.-м. н. В. Ф. КОВАЛЕНКО  
(КНУ им. Тараса Шевченко, г. Киев)

## НОВЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ЗОНДЫ ДЛЯ АБСОРБЦИОННОГО АНАЛИЗА

*Предложены новые двухканальные волоконно-оптические зонды для оперативного измерения поглощения или пропускания биологических и техногенных жидкостей и газов.*

В последние годы волоконно-оптические системы находят широкое использование в научных и промышленных лабораториях для проведения аналитических исследований в реальном масштабе времени. Обеспечение возможности оперативного измерения поглощения и пропускания биологических или техногенных жидкостей и газов, особенно в случае их минимального количества, значительной химической реактивности или экологической опасности, является первоочередным требованием при проведении спектрального экспресс-анализа в условиях научных и промышленных лабораторий.

В типовом случае волоконно-оптические системы для измерения поглощения и пропускания включают два базовых модуля (модуль источников излучения и аналитический модуль), а также специальный измерительный блок, конфигурация которого напрямую зависит от используемой измерительной схемы [1]. Модуль источника излучения может быть реализован на базе любого полихроматического источника излучения со спектральной селекцией каналов либо комбинации нескольких монохроматических или квазимонохроматических источников излучения (лазерные диоды или светоизлучающие диоды).

В качестве аналитического модуля наиболее часто используется одно- или двухканальный миниатюрный волоконно-оптический спектрометр с выводением спектров пропускания (поглощения) на экран монитора персонального компьютера. Измерительный блок с линейной оптической схемой с каналом сравнения или без него (рис. 1, а, б) может быть реализован в виде специальной проточной вставки к трубопроводу (дистанционные in-line-измерения с фиксированным рабочим расстоянием) либо со стандартной 1-см-кюветой. Для экспресс-измерения поглощения незначительных количеств биологических или техногенных веществ в открытых резервуарах используются погружаемые зонды с фиксированным или пошагово изменяемым рабочим расстоянием (рис. 1, в). При измерении пропускания и поглощения в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазо-

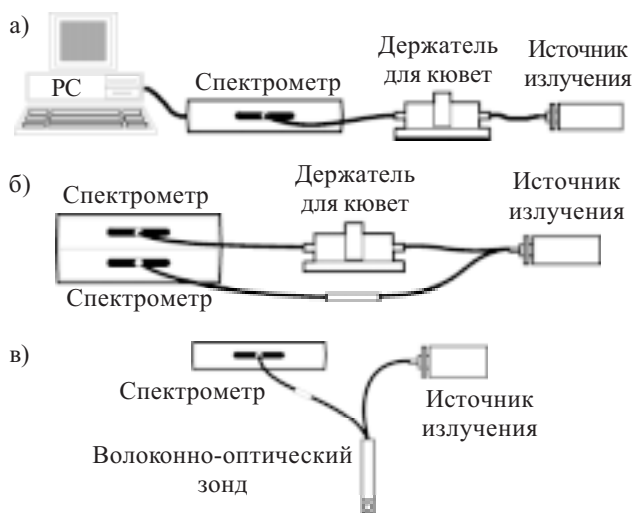


Рис. 1. Типовые схемы для измерения поглощения и пропускания образцов:

а — без канала сравнения; б — с каналом сравнения;  
в — погружением зонда в жидкость

нах спектра рабочее расстояние между облучающим и приемным волокнами варьируется в диапазоне от 1 до 20 мм в зависимости от поглощающей способности исследуемых веществ.

### Методы и средства исследования

Для решения задачи измерения пропускания и поглощения образцов жидких и газообразных веществ в широком спектральном диапазоне при условии фиксированного или пошагово изменяемого рабочего расстояния между облучающим и приемным волокнами была разработана и исследована группа двухканальных волоконно-оптических зондов, соединенных с модулем источника излучения со спектральной селекцией каналов и с волоконно-оптическим спектрометром в качестве регистрирующего прибора. Указанные зонды были разработаны с учетом двух важных предпосылок, а именно: облучающая волоконная система должна обеспечивать на выходе пучок лучей с минимальной расходимостью, а приемная волоконная система должна собирать излучение, прошедшее исследуемый образец вещества, с максимальной оптической эффективностью.

Предложенные системы включают четыре возможных комбинации квазиколлимирующих систем, которые реализуют концепцию “steady beam” (SBS) [2], и линзированных оптических волокон с обрат-

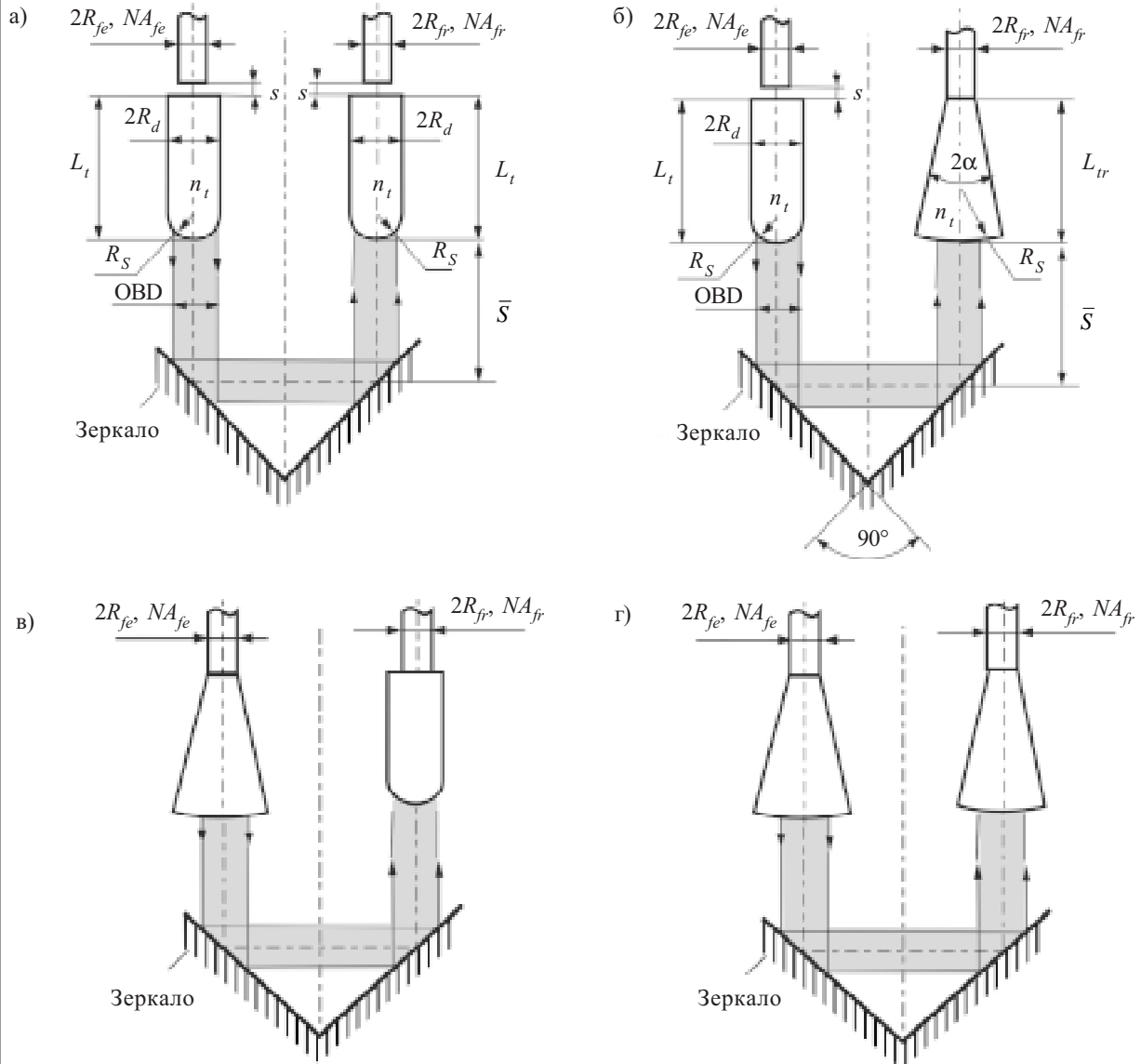


Рис. 2. Схемы волоконно-оптических зондов для измерения поглощения и пропускания веществ биологического и техногенного происхождения

ным конусом (up-tapered lens-ended fiber — ULF), которые используются в качестве облучающих и приемных волоконно-оптических систем (рис. 2). Эти системы на выходе наконечника облучающего волокна формируют поток излучения с минимальной расходимостью, что способствует повышению фотометрической точности измерений поглощения образцов исследуемых веществ. Использование SBS и ULF оптических систем позволяет реализовать преимуще-

ства U-образной измерительной схемы при конструировании малогабаритных погружаемых зондов для измерения поглощения различных веществ — как техногенного, так и биологического происхождения.

Геометрические размеры предложенных волоконно-оптических зондов представлены в таблице.

Во всех вариантах зондов в облучающем и приемном каналах используются кварцевые волокна с диаметром сердцевины соответственно  $2R_{fe}=300$  мкм

Тип зонда	Рабочая среда	Облучающая система	Размеры, мм			Приемная система	Размеры, мм		
			$2R_{fe}$	$L_t$ или $L_{tr}$	$R_S$		$2R_{fr}$	$L_t$ или $L_{tr}$	$R_S$
Ia	Воздух	SBS	0,3	7,0	2,2	SBS	0,6	9,0	3,2
Ib	Жидкость	SBS	0,3	7,0	1,7	SBS	0,6	6,0	1,8
IIa	Воздух	SBS	0,3	5,4	1,5	ULF	0,6	17,0	3,0
IIb	Жидкость	SBS	0,3	4,8	1,1	ULF	0,6	17,0	3,0
IIIa	Воздух	ULF	0,3	16,0	2,6	SBS	0,6	8,5	1,8
IIIb	Жидкость	ULF	0,3	16,0	2,6	SBS	0,6	8,5	1,8
IVa	Воздух	ULF	0,3	16,0	2,7	ULF	0,6	17,0	4,0
IVb	Жидкость	ULF	0,3	15,6	1,0	ULF	0,6	17,5	1,2

и  $2R_{fr}=600$  мкм и числовой апертурой  $NA=0,22$ . Облучающие и приемные ULF-системы при специфицированной длине конуса  $L_{tr}$  имели отрицательный угол конусности  $2\alpha$  1,21 и 1,47°, соответственно. Изготовителем ULF-систем является компания InnoVa-Quartz, Inc. (Феникс, AZ, США). SBS-системы были разработаны на кафедре ООЭП НТУУ “КПИ” и изготовлены ООО “Фотоника Плюс”, г. Черкассы (оптические волокна) и ООО “Точприбор”, г. Харьков (оптические наконечники). Оптические наконечники SBS-систем изготавливались из кварца (для рабочей среды воздух/газ) или из синтетического сапфира (для жидкой рабочей среды).

Приведенные в таблице геометрические размеры наконечников SBS-систем оптимизированы для спектрального диапазона от 193 до 1100 нм, нулевого зазора ( $s=0$ ) между волокном и наконечником и специфицированных диаметра сердцевины волокна и его числовой апертуры. В случае необходимости для конкретной длины волны излучения длина наконечника  $L_t$  и кривизна его выходной поверхности  $R_s$  могут быть незначительно изменены (не более чем на 20% от значений, приведенных в таблице) для оптимизации таких выходных параметров как интервал квазиколлимированного пучка (steady beam distance — SBD)  $L_{SB}$  и выходной диаметр пучка (output beam diameter — OBD)  $D_{SB}$  [2]. Оптимизационный эффект также может быть достигнут минимальным изменением зазора  $s$  между волокном и наконечником (до 100 мкм).

**Обсуждение результатов и выводы**

В качестве числовой меры оценки эффективности волоконно-оптических зондов для измерения поглощения и пропускания использовался расчетный коэффициент оптической эффективности информативного сигнала (SOE)  $S_{EF}$  [3]. Указанный коэффициент позволяет учитывать геометрию облучающей и приемной волоконно-оптических систем, их взаимное расположение и эффективность их оптического сопряжения. Эффективность предложенных волоконно-оптических зондов численно исследовалась в диапазоне изменения рабочих расстояний от 1 до 20 мм.

Графики зависимости SOE-коэффициентов зондов от рабочего расстояния, рассчитанные с использованием специальной компьютерной программы SPERA, разработанной в НТУУ “КПИ”, приведены на рис. 3.

Легко видеть, что зонды III и IV, за исключением исполнения IIIb, являются оптимизированными и имеют четкий максимум SOE-коэффициентов для стандартного 10-мм рабочего расстояния, которое является общепринятым при измерениях поглощения. Вместе с тем оптическая эффективность всех зондов с SBS-системами (исполнения I и II) медленно меняется вдоль всего диапазона рабочих расстояний. SOE-коэффициент “чистых” SBS-систем (исполнения Ia и Ib) меняется не более чем на 12% с четким миниму-

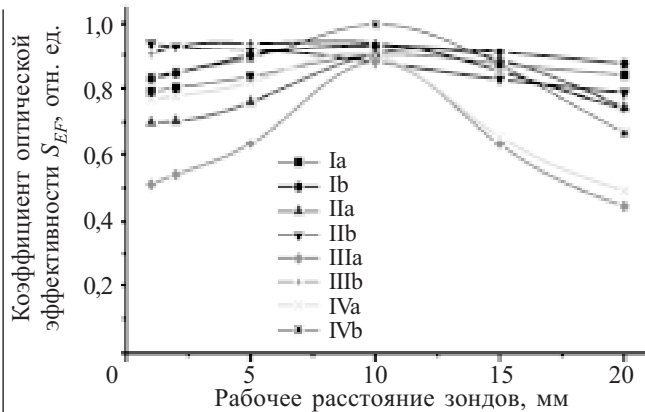


Рис. 3. Зависимость коэффициента оптической эффективности исследуемых типов зондов (см. таблицу) от измерительного рабочего расстояния

мом на стандартном 10-мм рабочем расстоянии. Зонды “смешанной” конфигурации (с одновременным использованием SBS- и ULF-систем, исполнения IIa, IIb и IIIb) имеют большую вариацию значений SOE-коэффициентов (22, 16 и 21%, соответственно) без четко определенного максимума.

По мнению автора, ULF-системы могут быть рекомендованы как для in-line потокового мониторинга пропускания или поглощения, так и для измерений погружением — для волоконно-оптических зондов с фиксированным рабочим расстоянием. “Чистые” SBS-системы имеют существенное преимущество перед другими исполнениями измерительных зондов благодаря расширенному диапазону SBD-интервала (варьируется от 22,5 до 24,1 мм для диаметра сердцевины облучающего волокна  $2R_{fe}=300$  мкм). Этот параметр является важным при конструировании погружаемых зондов с переменным рабочим расстоянием. Следует отметить, что SBD-интервал может быть существенно увеличен (в 1,5 или даже в 3 раза) для меньших диаметров сердцевины облучающих волокон (соответственно для  $2R_{fe}$  200 и 100 мкм).

Использование U-образной схемы компоновки волоконно-оптического зонда позволяет разместить волоконные наконечники облучающей и приемной части, а также угловое (90°) зеркало, внутри кварцевой или стальной трубки с внутренним диаметром 4 мм и внешним диаметром 5—6 мм, что дает возможность изготавливать малогабаритные погружаемые зонды для экспресс-анализа образцов разнообразных веществ.

**ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ**

1. Grim K. Optical fiber reaches from lab to factory // Photonics Spectra.— 1996.— N 12.— P. 91—96.
2. Denisov N. A., Griffin S. E. Non-contact laser fiber delivery systems for endoscopic medical applications // Proc. SPIE.— 1998.— Vol. 3567.— P. 2—9.
3. Denisov N. A., Griffin S. E. Contact fiber probes for in-vivo optical spectroscopy: comparative analysis // Proc. SPIE.— 1998.— Vol. 3250.— P. 44—55.

К. ф.-м. н. Д. М. ЁДГОРОВА, Ф. М. АШРАПОВ

Узбекистан, г. Ташкент, НПО «Физика–Солнце»  
E-mail: karimov@uzsci.net

Дата поступления в редакцию  
29.12.2005 г.

Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН  
(ЦКБ "Ритм", г. Черновцы)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕСНОГО ФОТОЭФФЕКТА В ДВУХБАРЬЕРНЫХ $p-n-m$ -СТРУКТУРАХ

*Исследованная двухбарьерная структура, двухсторонне чувствительная в видимой и ближней ИК-области спектра, работоспособна при любой полярности рабочего напряжения.*

Для оптоэлектроники требуются фотодиоды на различный спектральный диапазон и с соответствующими параметрами. Спектральный диапазон обеспечивается выбором материала фоторазделяющего потенциального барьера с соответствующей шириной запрещенной зоны. При этом в зависимости от расположения области обеднения (по ту или другую сторону  $p-n$ -гетероперехода) возбуждение фотоносителей будет осуществляться в области перехода "зона—зона" или с имеющихся глубоких примесных уровней базовой области. Чем толще область обеднения, тем больше носителей будет разделяться, причем область обеднения можно обеспечить технологическим формированием диффузионной  $i$ -области или же охватывающую активную область запирающим напряжением. Имеющиеся в обедненных областях глубокие примесные уровни создают примесный фототок, величина которого будет тем больше, чем выше будет напряженность электрического поля или протяженнее будет слой обеднения. Для этого концентрацию носителей обедняемых областей необходимо брать как можно меньше.

В настоящее время изучение физико-технологических аспектов изготовления неохлаждаемых фотодиодных структур с примесной фоточувствительностью и исследование процессов термофотоэлектрического возбуждения примесных уровней является актуальной задачей. С этой целью целесообразно проанализировать возможности существующих фотодиодов различного назначения, а также соответствующие собственные и примесные фотоэффекты.

### Полупроводниковые структуры различного назначения на примесных и собственных фотоэффектах

К классу фотоприемников относятся полупроводниковые приборы, в которых выходное сопротивление изменяется под воздействием оптического излучения. В основе их фоточувствительности лежат собственные и примесные фотоэффекты. До настоящего времени фотодиоды на собственном фотоэффекте

имеют большую фоточувствительность по сравнению с фотоприемниками, основанными на примесной фоточувствительности.

Фотоприемник может быть выполнен на основе объемного полупроводника одного типа проводимости, например, типа фоторезистора или с  $p-n$ -переходом, представляющим собой фотодиоды и фототранзисторы. Что касается уровня сигнала, принимаемого фоторезисторами, то они имеют линейную характеристику лишь при малых интенсивностях света. Поэтому большее внимание уделяется двум классам фотоприемников — фотонным и тепловым. Для приема импульсного лазерного излучения разрабатываются фотонные приемники, использующие в своей работе эффект фотопроводимости, а также фотовольтаический. Они могут регистрировать пространственное и временное распределение интерференционного поля, использоваться в качестве измерителей перемещения, профилометров, для электронной регистрации цветных голографических изображений, в качестве пироэлектрических датчиков для различных оптоэлектронных систем.

В резких  $p-n$ -переходах и барьерах Шоттки напряженность электрического поля линейно уменьшается с удалением от точки, где поле максимально, и коэффициент ионизации, зависящий экспоненциально от максимального поля, будет значителен только в узкой области вблизи максимального значения поля. Поэтому фотодиоды с барьером Шоттки или с  $p-n$ -переходом обладают малым квантовым выходом — меньшим единицы, в то время как в фотодиоде с протяженной  $i$ -областью или с однородным электрическим полем ( $E=E_{\text{макс}}$ ) и большой толщиной слоя размножения достигается высокая фоточувствительность. В разрабатываемых в последнее время фотоприемниках стараются использовать высокоомную базовую область или протяженный  $i$ -слой.

Фотоприемники, изготовленные на основе широкозонных полупроводниковых материалов — фосфида галлия (GaP), арсенида галлия (GaAs) и их тройного соединения ( $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ ), дают возможность создания фотоприемных устройств и приборов со спектральной чувствительностью в ультрафиолетовой, видимой и ближней инфракрасной областях спектра порядка 0,3—0,8 мкм [1]. В структурах с высокоомным слоем из  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  подложкой является  $n^+$ -GaAs.

В качестве исходного материала берут эпитаксиальные структуры  $n-n^+$ -типа с нелегированным  $n$ -слоем, являющимся активным. Полупрозрачный металлический слой выполняется из золота ( $50-100 \text{ \AA}$ ). Конструктивно фотоприемники герметизированы в металлические корпуса с входным окном из лейкосапфира либо кварца. Фотодиоды на основе фосфида галлия обладают высокой стабильностью чувствительности до уровня освещенности  $2 \cdot 10^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  и способностью работать в широком температурном диапазоне (от  $-200$  до  $250^\circ\text{C}$ ). Разработаны одноэлементные фотодиоды с размером фоточувствительного элемента от  $100 \times 100 \text{ мкм}$  до диаметра  $8 \text{ мм}$ , многоэлементные линейки, а также быстродействующие фотодиоды с малым размером приемной площадки и пониженной емкостью. Быстродействие таких приборов не хуже  $10 \text{ нс}$  [2].

Для регистрации оптического излучения в диапазоне  $8-12 \text{ мкм}$  в настоящее время наиболее широко используются фотодиоды и фоторезисторы из материала  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ . Разработана достаточно большая номенклатура как одноэлементных, так и многоэлементных фотодиодов на диапазон  $8-12 \text{ мкм}$ , работающих при температуре охлаждения  $80 \text{ К}$ , с размерами фоточувствительных элементов от  $50 \times 50 \text{ мкм}$  до  $1 \times 1 \text{ мм}$  и достаточно высоким уровнем обнаружительной способности —  $D(\lambda=10,6 \text{ мкм}) > 3 \cdot 10^{10} \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см}$  [3].

В кремниевой  $p^+pn^+$ -структуре излучение в основном поглощается в  $p$ -Si (особо чистый кремний с удельным сопротивлением  $r=10 \dots 40 \text{ кОм}$ ), имеющем толщину порядка  $0,1-0,5 \text{ мм}$ . Наличие  $p$ -области снижает собственную емкость диода и его инерционность, а сильное электрическое поле вблизи  $n^+-p$ -перехода лавинно-пролетного диода приводит к ударной ионизации и увеличению числа носителей из-за возникновения лавины. В кремниевых лавинных фотодиодах реализован близкий к теоретическому уровень избыточного шума лавины при коэффициентах умножения  $100-200$  [4].

Другая группа фотоприемников — так называемые кремниевые  $p-i-n$ -фотодиоды и германиевые фотодиоды, чувствительные в ближней инфракрасной области спектра оптического излучения. Для них актуальным является уменьшение темновых токов, определяющих величину шума фотодиодов. При изготовлении  $p-i-n$ -фотодиодов [5] эффект уменьшения темнового тока достигался при увеличении толщины изотипного слоя до  $2 \text{ мкм}$ , который располагался с

тыльной стороны кристалла фотодиода. Аналогичный эффект достигнут также путем окружения охранным кольцом [6] фоточувствительного окна и формированием области, изотипной с подложкой [7, 8], с последующим дополнительным легированием торцевой части кристалла фотодиода [9]. Разработанные подходы к конструированию и изготовлению кристаллов  $p-i-n$ -фотодиодов на основе кремния позволили получить удельный уровень темновых токов до  $30-70 \text{ нА/см}^2$  при рабочем напряжении  $120 \text{ В}$ . Максимальные значения чувствительности в импульсном режиме работы достигали  $0,35-0,4 \text{ А/Вт}$ .

Германиевые фотодиоды разрабатываются в настоящее время в основном под специальные заказы. Практикуется разработка германиевых фотодиодов с термоэлектрическим охлаждением для комплектации тестеров оптического излучения, которые используются при наладке и техническом обслуживании волоконно-оптических линий систем связи на оптический диапазон излучения  $0,9-1,75 \text{ мкм}$ .

Фотодиоды на основе  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  обладают фоточувствительностью в области  $250-680 \text{ нм}$  (при  $x=0,40$ ) и  $250-750 \text{ нм}$  (при  $x=0,25$ ). Максимум фоточувствительности приходится на длину волны  $\lambda=550$  и  $650 \text{ нм}$ , соответственно. Токовая чувствительность при  $\lambda_{\text{max}}$  достигает значения  $0,23 \text{ А/Вт}$ , при  $\lambda=300 \text{ нм}$  —  $0,03 \text{ А/Вт}$ . Кроме собственной области, фоточувствительность может быть получена и в примесной области спектра. Примесная фоточувствительность достигается благодаря возбуждению носителей с фотоактивных глубоколежащих уровней. Например, GaP, содержащий примеси Cu, отличается высокой чувствительностью к излучению в коротковолновой части видимого диапазона спектра, что связано с наличием у примеси меди в запрещенной зоне глубокого уровня с большой асимметрией сечений захвата для электронов и дырок.

Изучение фотоэлектрических свойств GaP, компенсированного с помощью диффузии меди при температуре  $900-930^\circ\text{C}$ , показало, что в них наблюдаются спектры фотопроводимости, содержащие дополнительный максимум в области фундаментального поглощения [10]. Все эти особенности связываются с тем, что между центрами меди  $A^-$  (ловушка для дырок с глубиной залегания от валентной зоны  $E_V+0,55 \text{ эВ}$ ) и  $B^+$  (центр рекомбинации,  $E_V+0,6-0,8 \text{ эВ}$ ) при наличии дополнительных свободных носителей может протекать квазихимическая реакция [11]. Выяснилось, что

Зависимость спектрального диапазона от состава фотодиодных структур

Двух- и трехбарьерные структуры	Спектральный диапазон, мкм	Пик в примесной области	Литературный источник
$\text{Au-nAlGaAs}(2 \cdot 10^{16})\text{-pGaAs}(5 \cdot 10^{15})\text{-Ag}$	0,5—1,6	1,27	[12]
$\text{Ag-pInGaAs}(7 \cdot 10^{15})\text{-nGaAs:O}(3 \cdot 10^{15})\text{-Ag}$	...	...	[13]
$\text{Ag-pGaAs}(7 \cdot 10^{15})\text{-nGaAs:O}(3 \cdot 10^{15})\text{-Ag}$	0,7—1,3	...	[14]
$\text{In-nCdS}(2 \cdot 10^{16})\text{-pGaAs}(6 \cdot 10^{15})\text{-pGaAs:Cr}(2 \cdot 10^{16})\text{-Ag}$	0,8—1,3	1,2	[15]
$\text{Ag-nInGaAs}(2 \cdot 10^{16})\text{-pGaAs:Cr}(2 \cdot 10^{16})$	0,8—1,6	1,2	[16]
$\text{Ag-nGaAs:O-Ag, Ag-pGaAs:Cr-Ag}$	0,4—1,6	1,2	[17]
$\text{Au-nSi}(10^{12})\text{-Al}$	0,4—1,0	...	[18]

дополнительное освещение образца немодулированным светом с энергией квантов  $h\nu=1$  эВ приводит к значительному увеличению синхронно детектируемого сигнала фотоприемника, вызванного модулированным светом с энергией квантов 0,55 эВ.

Таким образом, в зависимости от состава материала структуры будет обеспечиваться спектральный диапазон, при этом имеющиеся в обедняемых областях глубокие центры способствуют охвату примесных областей спектра (см. таблицу). Следует отметить, что на структурах, приведенных в таблице, получено внутреннее фотоэлектрическое усиление. Так, подбор концентрации носителей способствовал получению широкой области обеднения, а введение второго и третьего барьеров — обеспечению протяженной области сильного электрического поля в активных областях с глубокими примесями.

Целью настоящей работы является исследование механизмов токопереноса и примесной фоточувствительности двухбарьерной структуры  $(\text{Au}+\text{Zn})-p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$ .

**Подготовка экспериментальных образцов**

Исследуемые образцы были изготовлены на основе эпитаксиальных гетерослоев  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}$ , выращенных на подложках  $n\text{GaAs}$  (содержащих примеси кислорода) жидкостной эпитаксией. С тыльной стороны подложки  $n\text{GaAs}:\text{O}$  формировались потенциальные барьеры из Au (70 Å), а на поверхность гетерослоя напылением в вакууме создавали омические контакты Au+Zn. Концентрация носителей в эпитаксиальном слое  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}$  толщиной  $\approx 1$  мкм составляет  $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а в подложке толщиной 350 мкм —  $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (рис. 1).

Как видно из рисунка, фотодиод содержит два барьера: полупроводниковый гетеро- $p-n$ - и металлополупроводниковый  $n-m$ -переходы с общей базовой областью из  $n\text{GaAs}:\text{O}$ . Толщины слоев объемного заряда, формируемых в гетеро- $p-n$ -переходе и  $n-m$ -переходе, определяются соответствующими выражениями.

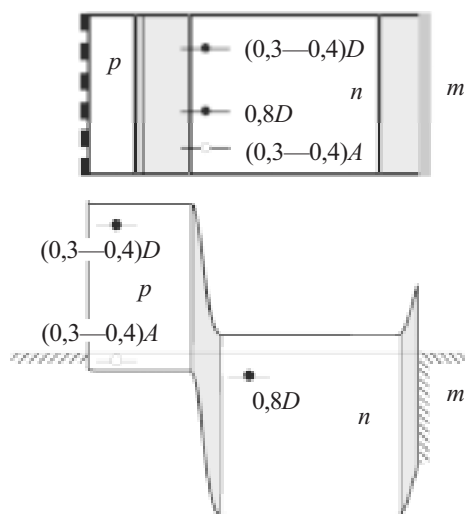


Рис. 1. Структура и зонная диаграмма двухбарьерного  $(\text{Au}+\text{Zn})-p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$ -фотодиода

Для гетеро- $p-n$ -перехода

$$W^{p-n} = \left[ \frac{2\epsilon_1\epsilon_0\epsilon_2(N_p + N_n)^2(V_D \pm V^{p-n})}{q(\epsilon_1\epsilon_0N_n + \epsilon_2\epsilon_0N_p)N_nN_p} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

- где  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума;
- $\epsilon_1 = 11,4$  — диэлектрическая проницаемость гетерослоя  $(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}$ ;
- $\epsilon_2 = 11$  — диэлектрическая проницаемость GaAs;
- $N_p = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  — концентрация носителей в гетерослое;
- $N_n = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  — концентрация носителей в  $n\text{GaAs}$ ;
- $V_D = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_p N_n}{n_i^2}$  — контактная разность потенциалов  $p-n$ -перехода (для заданных концентраций  $p$ - и  $n$ -областей она составила 1,081 эВ);
- $V^{p-n}$  — напряжение, падающее на  $p-n$ -переходе от внешнего источника (его значение в равновесном состоянии равно нулю);
- $q$  — заряд электрона;
- $n_i = 10^7 \text{ см}^{-3}$  — собственная концентрация носителей в GaAs.

Для перехода "металл—полупроводник" имеем [19]:

$$W^{n-m} = \left( \frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi \pm V^{n-m})}{qN_n} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

- где  $\phi$  — высота потенциального барьера между Au и  $n\text{GaAs}:\text{O}$  (ее значение определяли из зависимости корня квадратного фототоклика от энергии фотонов со стороны запираемого барьера Au- $n\text{GaAs}:\text{O}$  по методике, указанной в работе [20, с. 300—303],  $\phi=0,556$  эВ);
- $V^{n-m}$  — напряжение, падающее на Au- $n\text{GaAs}$ -переходе (его значение в равновесном состоянии равно нулю).

Так как в нашей  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$ -структуре два перехода ( $p-n$  и  $n-m$ ) последовательно встречно соединены, толщины слоев объемного заряда каждого из них определяли с помощью формул (1), (2). Толщина слоя объемного заряда  $W^{p-n}=0,586$  мкм в равновесном состоянии при нулевом смещении, а со стороны  $n-m$ -перехода  $W^{n-m}=0,411$  мкм.

На основе определенных и исходных данных соответствующих областей с помощью модели Андерсона [21] можно построить зонную диаграмму, как показано на рис. 1. Как видно из рисунка, для возбуждения фотоносителей в примесной области (за счет содержащихся в активной области уровней кислорода и собственных дефектов) активная область  $n\text{GaAs}$  заключена между двумя встречно-прямо-включенными потенциальными барьерами. Формирование двух барьеров способствует увеличению протяженности слоев обеднения от прилагаемого напряжения и повышению эффективности разделения фотогенерированных носителей в любом из направлений. Так, при приложении относительно  $p-n$ -перехода внешнего напряжения с положительной полярностью к  $p$ -области  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}:\text{O}$ -гетеропереход находится в режиме прямого смещения, а  $n-m$ -переход ( $n\text{GaAs}:\text{O}-\text{Au}$ ) запирается, и соответственно при смене полярности прилагаемого напряжения имеем обратную картину —  $p-n$ -переход запирается, а  $n-m$ -переход входит в режим прямого смещения. Возбуждение структуры может быть осуществлено с обеих поверхностей и при любой полярности внешнего напряжения.

**Механизмы токопереноса**

**в  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}-\text{O}-\text{Au}$ -структурах с встречно-прямовключенными переходами**

Для изучения механизма токопереноса в такой структуре обратимся к вольт-амперным характеристикам (рис. 2). Как видно из рисунка, для режима прямосмещаемого  $p-n$ -перехода токи больше (кривая 1), чем для обратного смещения (кривая 2). Характерной особенностью вольт-амперных характеристик является наличие нескольких участков с различным показателем степени (рис. 2, вставка), что свидетельствует о сложном механизме токопрохождения.

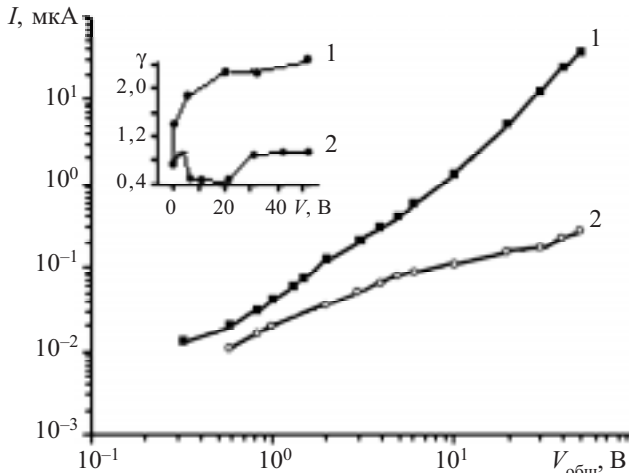


Рис. 2. ВАХ  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}-\text{Au}$ -структуры в режиме прямого (1) и обратного (2) смещения  $p-n$ -перехода. Вставка — зависимости показателя степени  $\gamma$  от общего напряжения:

$$1 - \gamma_{\text{пр}}^{p-n} + \gamma_{\text{обр}}^{n-m} = \gamma_{\text{общ}}^{p-n}; \quad 2 - \gamma_{\text{обр}}^{p-n} + \gamma_{\text{пр}}^{n-m} = \gamma_{\text{общ}}^{n-m}$$

В случае когда "плюс" внешнего напряжения подключен к  $p$ -области в нашей структуре,  $p-n$ -переход включается в прямом направлении, а последовательно соединенный  $n-m$  металлополупроводниковый переход запирается, и ток, проходящий через систему, управляется обратным током, протекающим через металлополупроводниковый переход. В частности, будем иметь общий прямой ток  $I_{\text{общ, прям}}^{p-n-m}$  и общее прямое напряжение, которое распределяется между обоими переходами, формируя соответствующие толщины слоев обеднения.

$$V_{\text{общ, прям}}^{p-n-m} = V_{\text{пр}}^{p-n} + V_{\text{обр}}^{n-m}; \quad I_{\text{общ, прям}}^{p-n-m} = I_{\text{пр}}^{p-n} = I_{\text{обр}}^{n-m};$$

$$W_{\text{общ, прям}}^{p-n-m} = W_{\text{пр}}^{p-n} + W_{\text{обр}}^{n-m}. \quad (3)$$

Общий ток структуры состоит из суммы токов  $p-n$ -перехода и обратного тока  $n-m$ -перехода, их величины равны между собой, но преимущественно определяются электронными процессами запираемого  $n-m$ -перехода.

$$I_{\text{общ}} = I_0^{p-n} \exp[q(V_D - V_{\text{пр}}^{p-n})/nkT] + I_0^{n-m} (\exp(-qV_{\text{обр}}^{n-m}/kT) - 1), \quad (4)$$

где  $V_D - V_{\text{пр}}^{p-n} = V_1$  — напряжение, падающее в слое объемного заряда прямосмещаемого  $p-n$ -перехода, и  $V_{\text{обр}}^{n-m}$  — напряжение, падающее на запираемом  $n-m$ -барьере, или, с учетом напряжения, падающего на

последовательно соединенном к прямосмещающему переходу сопротивлению базы  $R_b$ , напряжения, распределенные между переходами, будут представлять собой  $V_1^{p-n} = V_{\text{пр}}^{p-n} + R_b I$  и  $V_2^{n-m} = V_{\text{обр}}^{n-m}$ . Здесь появление последовательного сопротивления базовой области обусловлено тем, что толщина базовой области  $d$  намного больше диффузионной длины неосновных носителей ( $d \gg L_{n,p}$ ) и является одним из условий инжекционного фотодиода [22].

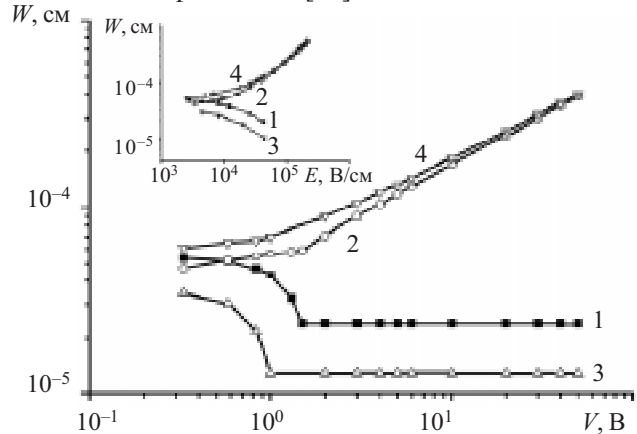


Рис. 3. Зависимости  $W$  от  $V$  для прямого  $p-n$ -перехода (1) и запираемого  $n$ -Au-барьера (2), а также для прямого  $n$ -Au-барьера (3) и запираемого  $p-n$ -перехода (4). Вставка — зависимости  $W$  от  $V$  отдельных переходов: 1 —  $W_{\text{пр}}^{p-n}$ ; 2 —  $W_{\text{обр}}^{n-m}$ ; 3 —  $W_{\text{обр}}^{p-n}$ ; 4 —  $W_{\text{пр}}^{n-m}$

Из вставки рис. 2 видно, что показатель степени с ростом приложенного напряжения увеличивается от 0,67 до 2,47. При этом в области напряжений от 0 до 1,5 В толщина объемного заряда  $p-n$ -перехода ( $W_{\text{пр}}^{p-n}$ ) уменьшается от 0,586 до 0,239 мкм, а слоя объемного заряда ( $n-i-m$ )  $n-m$ -перехода ( $W_{\text{обр}}^{n-m}$ ) — возрастает от 0,411 до 0,592 мкм (см. рис. 3). При дальнейшем увеличении напряжения  $W_{\text{пр}}^{p-n}$  перестает изменяться, стремясь к постоянной величине (0,239 мкм), а  $W_{\text{обр}}^{n-m}$  продолжает расширяться (до 4,92 мкм). Ход изменения толщины слоев объемного заряда от напряжения можно объяснить тем, что емкость  $C_{\text{пр}}^{p-n}$  увеличивается, а с другой стороны,  $C_{\text{обр}}^{n-m}$  уменьшается (рис. 4, вставка), перемещая необедненную часть активной области в направлении гетерослоя, как отражено на зонных диаграммах рис. 4, 5.

В соответствии с показателями степени (рис. 2, вставка) в области малых напряжений генерация неосновных носителей осуществляется в  $n-m$ -переходе, а рекомбинация — в  $p-n$ -переходе. По мере увеличения прилагаемого напряжения все большая часть напряжения —  $V_2^{n-m}$  начинает падать на запираемом  $n-m$ -переходе, а остальная часть —  $V_1^{p-n}$  — на прямосмещаемом переходе с последовательно соединяемым сопротивлением базовой области. В частности, с увеличением напряжения до 5 В и выше показатель степени возрастает от значений, свойственных термоэлектронной эмиссии (1,3), до значений 2,2—2,47, определяемых туннелированием [23, 24] (с участием глубокого центра кислорода) электронов через переход "металл—полупроводник". Туннелирование носителей через барьер ослабляет рост толщины слоя  $n-m$ -перехода и

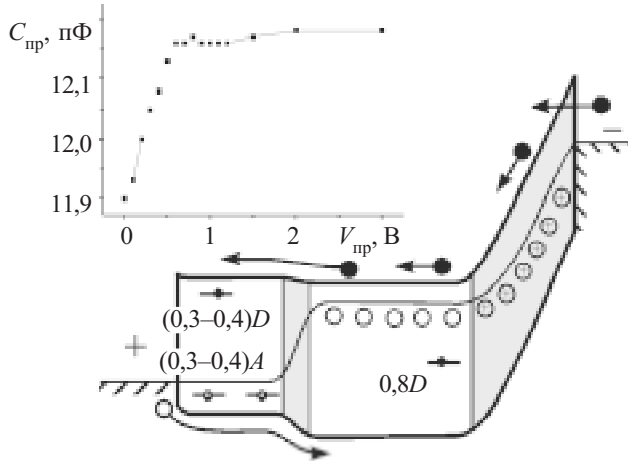


Рис 4. Зонная диаграмма  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}-\text{Au}$ -структуры в режиме прямого смещения  $p-n$ -перехода

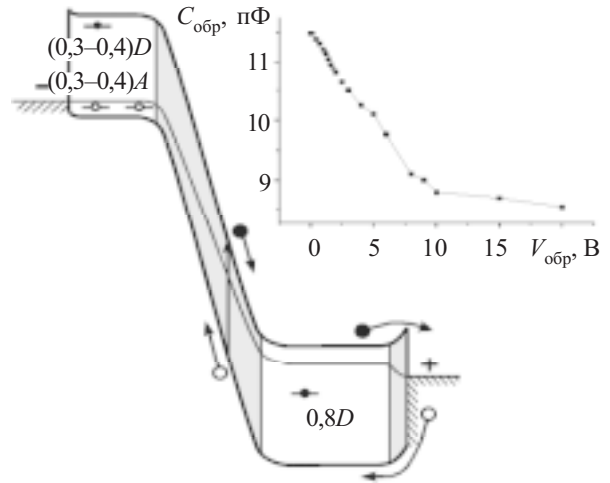


Рис 5. Зонная диаграмма  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}-\text{Au}$ -структуры в режиме запираения  $p-n$ -перехода

способствует увеличению напряженности электрического поля, создавая условия для инжекции дырок из  $p$ -слоя в базовую область [23] (рис. 5).

Таким образом, механизм токопереноса в режиме прямого смещения  $p-n$ -перехода определяется туннельно-инжекционными процессами.

В режиме запираения  $p-n$ -перехода, когда "минус" полярности внешнего напряжения подключен к контакту  $p$ -слоя, имеем общий обратный ток  $I_{\text{общ,обр}}^{p-n-m} = I_{\text{обр}}^{p-n} = I_{\text{пр}}^{n-m}$  и общее обратное напряжение  $V_{\text{общ,обр}}^{p-n-m} = V_{\text{обр}}^{p-n} + V_{\text{пр}}^{n-m}$ , а также соответствующие толщины слоев объемного заряда

$$W_{\text{общ,обр}}^{p-n-m} = W_{\text{обр}}^{p-n} + W_{\text{пр}}^{n-m}. \quad (5)$$

В данном случае общий ток структуры тоже состоит из суммы токов обратного тока  $p-n$ -перехода [20, с. 97—98] и прямого тока  $n-m$ -перехода, их величины равны между собой, но определяются электронными процессами запираемого  $p-n$ -перехода:

$$I_{\text{общ,обр}}^{p-n-m} = \frac{qn_i W}{\tau_{\text{эф}}} [1 - \exp(-qV_{\text{обр}}^{p-n} / kT)] + I_0^{n-m} (\exp[q(\phi - V_{\text{пр}}^{n-m}) / kT] - 1), \quad (6)$$

где  $\phi - V_{\text{пр}}^{n-m} = V_2^1$  — напряжение, падающее в слое объемного заряда прямосмещаемого  $n-m$ -перехода, т. е. с учетом напряжения, падающего на последовательно соединяемом к прямосмещающему переходу сопротивлению базы, напряжения, распределенные между переходами, будут представлять собой

$$V_1^{p-n} = V_{\text{обр}}^{p-n} \text{ и } V_2^{n-m} = V_{\text{пр}}^{n-m} + R_0 I. \quad (7)$$

С увеличением прикладываемого напряжения толщина слоя объемного заряда ( $p-i-n$ )  $W_{\text{обр}}^{p-n}$  увеличивается, а на  $n-m$ -переходе, уменьшаясь, приобретает неизменные значения (рис. 3). Показатели степени с ростом приложенного напряжения увеличиваются от 0,71 до 0,93 с провалом до 0,45 в интервале напряжений 6—20 В, при этом в области напряжений от 0 до 1 В толщина слоя объемного заряда  $p-n$ -перехода ( $W_{\text{обр}}^{p-n}$ ) увеличивается от 0,586 до 0,7 мкм, а слоя объемного заряда  $n-m$ -перехода ( $W_{\text{пр}}^{n-m}$ ) — умень-

шается от 0,411 до 0,13 мкм. При дальнейшем увеличении напряжения  $W_{\text{обр}}^{p-n}$  продолжает расширяться (до 5,37 мкм) в направлении обеих сторон как в  $p$ -, так и в  $n$ -области, а  $W_{\text{пр}}^{n-m}$  остается неизменной (0,13 мкм), что также отражено на зонных диаграммах рис. 5.

В соответствии с показателями степени в области малых напряжений ( $\gamma=0,71$ , вставка рис. 2) генерация неосновных носителей осуществляется в  $p-n$ - и  $n-m$ -переходах с последующей рекомбинацией в  $p-n$ -переходе. В интервале напряжений 1—5,0 В появляется туннельная компонента, обусловленная участием глубоких центров активной области и гетерограницы [25] (рис. 5). При этом основная часть напряжения —  $V_1^{p-n}$  начинает падать на запираемом  $p-n$ -переходе, а остальная часть —  $V_2^{n-m}$  — на прямосмещаемом  $n-m$ -переходе с последовательно соединенным сопротивлением базовой области.

Толщина слоя объемного заряда запираемого  $p-n$ -перехода, с самого начала имея большие значения по сравнению с запираемым  $n-m$ -переходом (рис. 3), начинает занимать все большую часть активной области, сжимая ее со стороны гетерослоя, причем его интенсивное расширение продолжается вплоть до 20 В, что подтверждается зависимостью вольт-емкостных характеристик. Так, в режиме запираения  $p-n$ -перехода эффективная емкость структуры последовательно уменьшается (рис. 5), т. е. в данном случае общая толщина слоя обеднения возрастает. Можно сказать, толщина квазинейтральной области сжимается в направлении  $n-m$ -перехода, и как бы все прилагаемое извне напряжение падает на запираемом  $p-n$ -переходе. Следует отметить, что и в данном случае в исходном состоянии имеем суммарную емкость, но крутизна изменения емкости от напряжения превалирует в запираемом  $p-n$ -переходе.

Именно в интервале напряжений от 6 до 20 В показатель степени равен 0,45 и объясняется генерацией носителей в слое объемного заряда  $p-n$ -перехода, т. е. токи генерации превалируют над диффузионными, генерируемыми из квазинейтральных областей, и возрастают пропорционально толщине

обедненного слоя и обратно пропорционально эффективному времени жизни носителей (формула (6)). С увеличением прилаемого напряжения с 30 до 50 В показатель степени увеличивается в два раза (0,9—0,93), что можно объяснить замедлением роста толщины слоя обеднения  $p$ - $n$ -перехода и увеличением крутизны возрастания напряженности электрического поля от напряжения. В результате токоперенос будет определяться двойной инжекцией (дырок из металла в  $n$ -область и электронов в  $n$ - $m$ -переход) [23] и генерацией носителей в области обеднения с участием глубоких уровней у гетерограницы  $(Al_{0,08}Ga_{0,82})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$ :O. В рассматриваемом режиме имеем генерационно-инжекционный механизм токопереноса.

Таким образом, в  $p(A_{l_{0,08}Ga_{0,82}})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$ :O-Au-структуре в любом режиме создаются условия для примесного возбуждения носителей с обедненных областей за счет увеличения толщины  $i$ -областей в запираемых  $p$ - $i$ - $n$ - и  $n$ - $i$ - $m$ -переходах, что обеспечивает управляемость электрическим полем.

**Особенности примесной фоточувствительности двухбарьерных  $p(A_{l_{0,08}Ga_{0,82}})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$ :O-Au-структур**

Зачастую примесная фоточувствительность обеспечивается за счет использования эффектов фотопроводимости в резисторных структурах при низких температурах. В наших структурах примесная фоточувствительность достигается при комнатной температуре возбуждением фотоносителей с последовательно соединенных высокоомных  $i$ -областей высокими электрическими полями порядка  $10^4$ — $10^5$  В/см, что обеспечивает внутреннее фотоэлектрическое усиление и фототоки, управляемые рабочим напряжением.

На рис. 6 приведены спектральные характеристики  $p(A_{l_{0,08}Ga_{0,82}})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$ :O-Au-структуры для режима, когда "плюс" внешнего напряжения

подключен к  $p$ -области, при освещении со стороны пленки и со стороны подложки. Характерным является то, что в режиме прямого смещения, независимо от освещаемой поверхности, примесная фоточувствительность достигается при напряжениях в окрестности 30 В и выше, при этом фототок при освещении со стороны подложки больше. То есть примесная фоточувствительность достигается независимо от освещаемой поверхности при заданных пороговых напряжениях, когда сопротивления  $p$ - $n$ - и  $n$ - $m$ -переходов начинают уменьшаться нелинейно. При данном напряжении (30 В) обеспечиваются условия для двойной инжекции носителей через  $p$ - $n$ -переход. С увеличением тока через структуру растет инжекция носителей заряда в базу и уменьшается ее сопротивление. Чем больше будет напряжение, тем больше будет коэффициент инжекции:

$$\gamma_p = \frac{I_p}{I_p + I_n} \neq 1 \text{ и } \gamma_n = \frac{I_n}{I_p + I_n} \neq 1. \tag{8}$$

Так, под действием прямосмещающего напряжения через  $p$ - $n$ -переход в  $n$ -область инжектируются дырки, концентрация которых увеличивается экспоненциально:

$$N_p = N_{p0} \exp \frac{qV}{kT}. \tag{9}$$

Часть из них рекомбинирует в объеме и на поверхности активной области, а оставшаяся часть, направляясь к запираемому барьеру, захватывается его полем и достигает контакта. По мере увеличения напряженности электрического поля количество инжектируемых носителей возрастает. Последние, рекомбинируя с неосновными носителями, уменьшают концентрацию ионизованных примесей, что приводит к уменьшению сопротивления  $p$ - $n$ -перехода, а также базовой области, и к соответствующему увеличению коэффициента инжекции (смещению рабочей точки в область больших токов — полей) [23]. Изменение концентрации носителей при освещении приводит к изменению толщины слоя объемного заряда обедненных областей.

Как видно из рис. 7, толщины слоев объемного заряда по сравнению с темновыми значениями при освещении действительно изменяются. Например, для заданного напряжения 30 В в  $p$ - $n$ -переходе в темноте имеем 0,239 мкм, при освещении со стороны гетерослоя — 0,31 мкм, а при освещении со стороны подложки — 0,259 мкм. Для запираемого  $n$ - $m$ -перехода в темноте — 3 мкм, при освещении со стороны гетерослоя — 2,72 мкм, со стороны подложки 2,46 мкм. То есть если

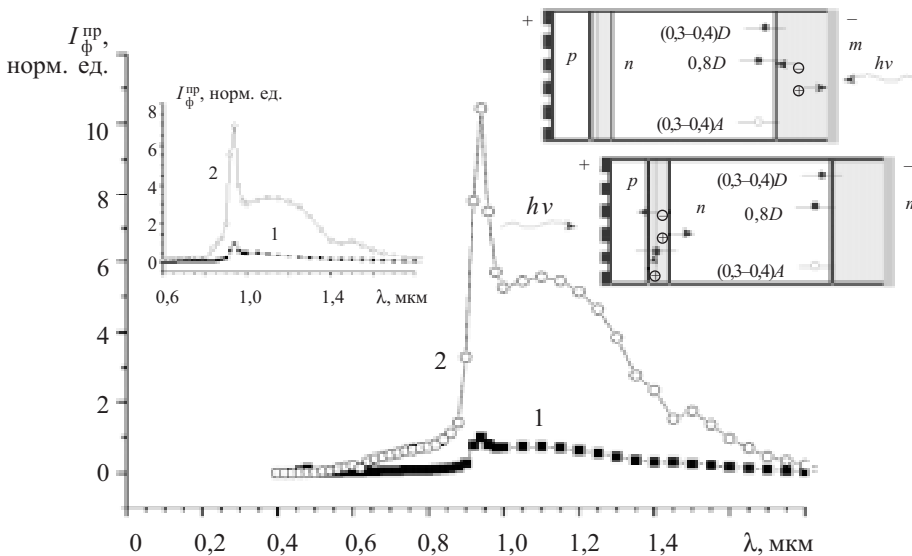


Рис. 6. Спектральная характеристика  $p(A_{l_{0,08}Ga_{0,82}})_{0,9}In_{0,1}As$ - $nGaAs$ :O-Au-структуры при освещении со стороны подложки (вставка — со стороны пленки) при прямом смещении  $p$ - $n$ -перехода при напряжениях: 1 — 2 В; 2 — 40 В

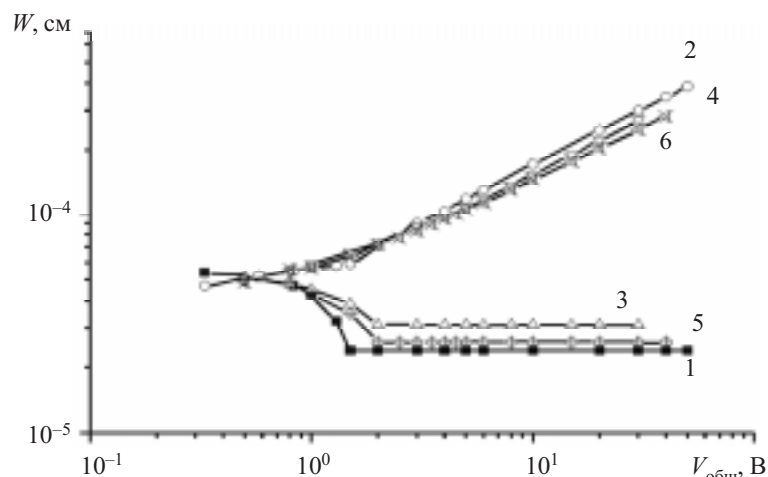


Рис. 7. Зависимости  $W$  от  $V$  в режиме прямого смещения: в темноте: 1 —  $W^{p-n}$ , 2 —  $W^{n-m}$ ; при освещении с  $\lambda=0,94$  мкм со стороны пленки: 3 —  $W^{p-n}$ , 4 —  $W^{n-m}$ ; при освещении со стороны подложки: 5 —  $W^{p-n}$ , 6 —  $W^{n-m}$

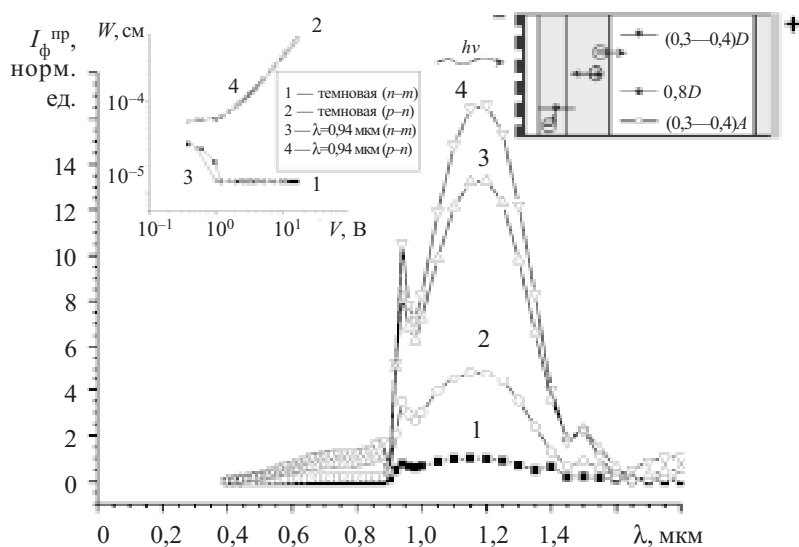


Рис. 8. Спектральная характеристика при освещении со стороны запираемого  $p-n$ -перехода при напряжениях: 1 — 2 В; 2 — 20 В; 3 — 30 В; 4 — 40 В

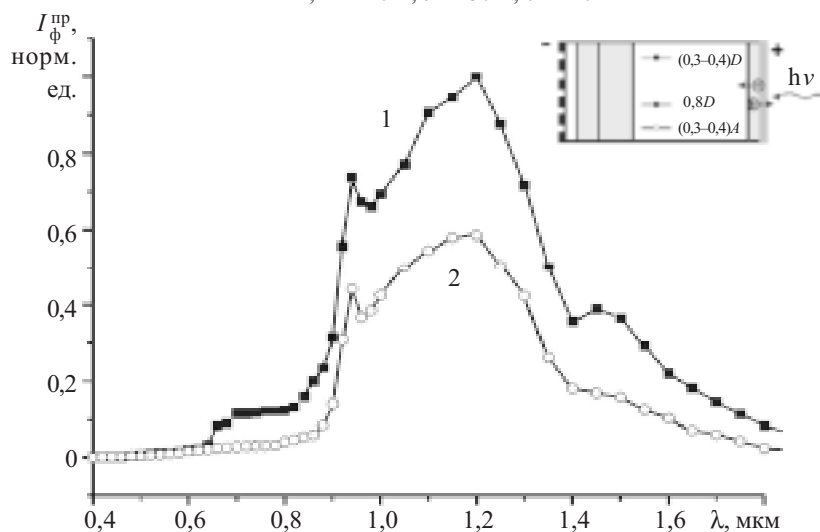


Рис. 9. Спектральная характеристика при освещении со стороны прямо-смещаемого металлополупроводникового барьера фототок с увеличением рабочего напряжения с 10 до 20 В уменьшается (рис. 9), при этом

толщина  $p-n$ -перехода при освещении возрастает, то у  $n-m$ -перехода уменьшается. Можно заключить, что механизм фоточувствительности в режиме запираания  $n-m$ -перехода определяется преимущественно изменением концентрации носителей за счет инжекции и туннелирования носителей.

Особенность  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs:O-Au}$ -структуры такова, что для длинноволнового излучения  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}$ -гетерослой является прозрачным. При этом запирающий  $p-n$ -переход слой объемного заряда расширяется как в сторону  $p$ -области, так и в направлении более высокоомного  $n\text{GaAs}$ , содержащего примеси кислорода с энергией ионизации 0,8 эВ [26]. Вместе с тем наличие изовалентной примеси индия в гетерослое создает глубокие примесные донорные и акцепторные уровни с энергией ионизации 0,35 эВ [25]. Эти примесные уровни, попадая в область сильного поля обедненных потенциальных барьеров, обеспечивают примесную фоточувствительность в соответствующих оптических диапазонах. Начиная с малых напряжений (2 В) при освещении со стороны гетерослоя имеет место примесная фоточувствительность, причем с увеличением запираемого напряжения фототок возрастает (рис. 8). Ход изменения толщин слоев объемного заряда в темноте и при освещении совпадает (кривая 1 — темновая с кривой 3 — световой для  $n-m$ -перехода и кривая 2 — темновая с кривой 4 — световой для  $p-n$ -перехода, рис. 8, вставка). В данном случае осуществляется прямое возбуждение носителей с обедненного слоя пропорционально ее толщине без захвата на примесные уровни. Изменение толщины слоев объемного заряда в области напряжений свыше 1—1,3 В осуществляется по одному и тому же закону (рис. 8, вставка). В частности, увеличение сопротивления структуры близко к сублинейному. В режиме запираания  $p-n$ -перехода фоточувствительность определяется превалированием изменения эффективного времени жизни неосновных носителей [27].

При освещении со стороны прямо-смещаемого металлополупроводникового барьера фототок с увеличением рабочего напряжения с 10 до 20 В уменьшается (рис. 9), при этом

толщина  $n$ - $m$ -перехода, в отличие от освещаемого  $p$ - $n$ -перехода, уменьшается, достигая минимального значения уже при 1 В, а при его освещении — при еще меньшем напряжении (0,8 В) (рис. 8, вставка). В этом режиме наибольшая напряженность электрического поля создается на запираемом  $p$ - $n$ -переходе, в то время как на  $n$ - $m$ -переходе его величина уменьшается, что приводит к увеличению скорости рекомбинации инжектированных носителей во всем спектральном диапазоне. При этом примесный пик с  $\lambda=1,5$  мкм полностью подавляется [28].

Таким образом, особенность  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}$ :O—Au-структуры заключается в том, что в обоих режимах прикладываемого напряжения обеспечивается примесная фоточувствительность за счет изменения концентрации носителей и эффективного времени жизни неосновных носителей.

### Заключение

Исследованы спектральная фоточувствительность и механизмы токопереноса в двухбарьерных  $p(\text{Al}_{0,08}\text{Ga}_{0,82})_{0,9}\text{In}_{0,1}\text{As}-n\text{GaAs}$ :O—Au-структурах. Показано, что в зависимости от режима включения имеют место туннельно-инжекционный и генерационно-инжекционный токи, обусловленные инжекцией электронов и дырок через прямосмещаемый  $p$ - $n$ -переход и туннелированием электронов через примесные центры запираемого  $n$ - $m$ -перехода, а также генерацией неосновных носителей в запираемом  $p$ - $n$ -переходе и двойной инжекцией в  $n$ - $m$ -переходе. Ответственными за фоточувствительность в примесной области спектра являются изменения концентрации носителей в одном случае и времени жизни неосновных носителей — в другом случае. При этом примесный фототок имеет большие значения при освещении со стороны обедняемых электрическим полем потенциальных барьеров.

Исследуемая структура является двухсторонне чувствительной и работоспособной при любой полярности рабочего напряжения. Представляет интерес для приема и обработки оптических сигналов в видимой ( $\lambda=0,5\dots0,9$  мкм,  $\lambda=0,9\dots1,0$  мкм) и ближней ИК ( $\lambda=1,0\dots1,4$  мкм,  $\lambda=1,4\dots1,6$  мкм) областях спектра, перспективных для оптоэлектроники.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Бланк Т. В., Гольдберг Ю. А. Полупроводниковые фотоэлектротрансформаторы для ультрафиолетовой области спектра // ФТП.— 2003.— Т. 37, вып. 9.— С. 1025—1055.
2. Годованюк В. Н., Добровольский Ю. Г., Биксей М. П., Комаров Е. В. Фотоприемник для ультрафиолетового диапазона спектра на основе фосфида галлия // Третья междунар. науч.-практ. конф. "Современные информационные и электронные технологии" (СИЭТ-2002).— Одесса.— 2002.— С. 222.
3. Овсяк В. Н., Сидоров Ю. Г., Васильев В. В. и др. Матричные фотоприемники  $128\times128$  на основе пленок HgCdTe и многослойных гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs // ФТП.— 2001.— Т. 35, вып. 9.— С. 1159—1166.
4. Добровольский Ю. Г., Рюхтин В. В., Шимановский А. Б. Кремниевые  $p$ - $n$ -фотодиоды для ближней ультрафиолетовой области спектра // ТКЭА.— 2001.— № 4—5.— С. 44—46.
5. Астахов В. П., Гиндин Д. А., Карпов В. В., Сорокин К. В. О влиянии сопротивления поверхностного канала на темновой ток квадрантных  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиодов на кремнии // Прикладная физика.— 1999.— № 2.— С. 79—85.

6. Воробец Г. И., Воробец М. М., Стребежев В. Н. и др. Исследование физических механизмов лазерной коррекции и стабилизации параметров структур Al-n-n<sup>+</sup>-Si-Al с барьером Шоттки // ФТП.— 2004.— Т. 38, вып. 6.— С. 690—692.
7. Добровольский Ю. Г.  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиод на основе кремния с низким уровнем темнового тока // Электроника и связь (Киев, КПИ).— 1998.— Вып. 4, ч. 3.— С. 443—446.
8. Ащеулов А. А., Годованюк В. Н., Добровольский Ю. Г. и др. Оптимизация надежности кремниевых  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиодов по темновому току // ТКЭА.— 1999.— № 1.— С. 35—38.
9. Годованюк В. М., Добровольский Ю. Г., Ащеулов А. А. Высоконадежный кремниевый  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиод // Науч. вестн. Черновицкого университета.— 1999.— Вып. 66.— С. 9—13.
10. Прибылов Н. Н., Рембеза С. И., Спирин А. И. и др. // Тр. Междунар. конф. "Оптика полупроводников" (OS-98).— Ульяновск.— 1998.— С. 147—148.
11. Прибылов Н. Н., Рембеза С. И., Спирин А. И. и др. Фотопроводимость фосфида галлия, компенсированного медью // ФТП.— 1998.— Т. 32, вып. 10.— С. 1165—1169.
12. Karimov A. V., Karimova D. A. Three-junction Au/AlGaAs(n)/GaAs(p)/Ag photodiode // Materials Science in Semiconductor Processing.— 2003.— Vol. 6, iss. 1—3.— P. 137—142.
13. Пат. 933 РУз. Трехбарьерный фотодиод Каримова / А. В. Каримов.— 1994.
14. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Агзамова М. Х. Температурная зависимость ВАХ фотодиодов на основе арсенида галлия // Узб. физич. журн.— 1995.— № 3.— С. 61—64.
15. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Вахобов К. и др. Двухсторонне-чувствительные фотодиодные структуры в системе арсенид галлия—сульфид кадмия // ИФЖ.— 2003.— Т. 76.— № 1.— С. 167—169.
16. Karimov A. V., Yodgorova D. M., Yakubov E. N. Research of structures corrugated photoreceiving surface // Semiconductor Physics Quantum Electronics Optoelectronics.— 2004.— № 4.— P. 378—382.
17. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Якубов Э. Н. Влияние примесей кислорода и хрома на фоточувствительность арсенида галлия // Гелиотехника.— 2005.— № 1.— С. 91—93.
18. Ёдгорова Д. М., Якубов Э. Н. Детекторы оптического сигнала на основе структур Au-nSi-Al, Au-nSi // ТКЭА.— 2005.— № 4.— С. 39—42.
19. Ёдгорова Д. М., Каримов А. В. Определение характеристик двухбарьерных фотодиодных структур с металлополупроводниковыми переходами // Там же.— 2005.— № 5.— С. 27—30.
20. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 1.— М.: Мир, 1984.
21. Anderson R. L. Experiments on Ge-GaAs heterojunctions // Solid State Electron.— 1962.— Vol. 5.— P. 341—347.
22. Викулин И. М., Стафеев В. И. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Радио и связь, 1990.
23. Слободчиков С. В., Салихов Х. М., Саморуков Б. Е. О механизме токопереноса в диодных структурах Cr-n-InP и Mo-n-InP // ФТП.— 2000.— Т. 37, вып. 8.— С. 960—963.
24. Булярский С. В., Жуков А. В. Анализ механизмов переноса тока, определяющих характер обратных вольт-амперных характеристик барьеров металл-GaAs // Там же.— 2001.— Т. 35, вып. 5.— С. 560—563.
25. Жовнир Г. И., Коваленко В. Ф., Краснов В. А., Марончук И. Е. Жидкофазная эпитаксия трехкомпонентных твердых растворов в системе // ЖТФ.— 1985.— Т. 56, № 9.— С. 1814—1815.
26. Полевые транзисторы на арсениде галлия / Под ред. Д. В. Ди Лоренцо, Д. Д. Кандеуола.— М.: Радио и связь, 1988.
27. Слободчиков С. В., Салихов Х. М., Саморуков Б. Е. Токоперенос в диодных структурах Fe-p-InP // ФТП.— 2003.— Т. 37, вып. 2.— С. 192—195.
28. Слободчиков С. В., Салихов Х. М., Руссу Е. В. и др. Об электрических и фотоэлектрических свойствах структуры Pd-p<sup>0</sup>-Si-p-Si с разупорядоченным промежуточным p<sup>0</sup>-слоем // Там же.— 1997.— Т. 31, вып. 1.— С. 15—18.

К. т. н. Е. Б. МЕХАНЦЕВ, к. т. н. Е. Т. ЗАМКОВ,  
А. В. ПАЛИЙ

Россия, Таганрогский гос. радиотехнический университет  
E-mail: kes@fer.tsure.ru

Дата поступления в редакцию  
13.01 2006 г.

Оппонент д. ф.-м. н. З. Д. КОВАЛЮК  
(ЧО ИПМ, г. Черновцы)

## КОНДЕНСОР ТЕПЛОВОЙ ТРУБЫ НА ОСНОВЕ ЛАЗЕРНОГО РЕФРИЖЕРАТОРА

*Приводится теоретическое обоснование использования лазерного рефрижератора с газодинамической накачкой в качестве оптимизированного конденсора тепловой трубы.*

Тепловая труба является эффективной системой теплоотвода. Ее эффективность определяется прежде всего скоростью движения рабочего вещества в испарительно-конденсационном цикле внутри полости паропровода.

Ранее описывалась возможность оптимизации паропровода классической тепловой трубы гравитационного типа (термосифона) исполнением его в виде сверхзвукового сопла Лавала [1]. В данной работе предлагается использовать в этих целях лазерный рефрижератор с газодинамической накачкой соплом Лавала.

Известно, что воздействие света на вещество приводит к передаче ему энергии и импульса, приносимых световой волной. Обнаружение в 1928 г. антистоксового и стоксового режимов рассеивания света показало принципиальную возможность охлаждения вещества. Идею механического действия лазерного излучения на свободные атомы можно объяснить следующим образом [2].

Доля медленных атомов в максвелловском распределении атомов по скоростям в пучке очень мала. Больше всего атомов со среднетепловой скоростью. Допустим, что лазер настроен в резонанс с этими атомами. Фотонный пучок направлен навстречу атомному пучку. Тогда если частоту лазерной волны отстроить в красную сторону от центра атомного резонанса на величину полуширины доплеровской линии, то группа атомов вблизи резонансной скорости будет испытывать трение в потоке встречных фотонов, их скорость будет уменьшаться.

$$|kv - (v_{\text{доп}} - v_{\text{лаз}})| < \Gamma, \quad (1)$$

где  $v$  — скорость атомов;

$v_{\text{доп}}$  — частота центра доплеровски-уширенного перехода;

$v_{\text{лаз}}$  — частота лазера;

$2\Gamma$  — однородная ширина атомного перехода.

При этом условие резонанса нарушаться не будет, если частоту поля повышать так, чтобы отстройка частоты отслеживала изменение доплеровского сдвига группы этих атомов, испытывающей действие силы светового трения. С энергетической точки зрения атомы поглощают низкоэнергетические фотоны, а затем

в среднем изотропно излучают фотоны так, что испущенный свет уже не имеет доплеровского сдвига и, как следствие, большей частоты. Эта разница в энергиях фотонов представляет собой то количество теплоты, которое отбирается у атомов.

Рассмотрим возможность выполнения конденсора для тепловой трубы гравитационного типа в виде лазерного рефрижератора с газодинамической накачкой.

Все многообразие лазеров, создаваемых для различных целей, обычно классифицируется по виду активной лазерной среды и принципу создания инверсной заселенности (по принципу энергетической накачки). Для решения нашей задачи следует использовать газодинамические лазеры, описанные в [3].

В лазерах с газодинамической накачкой инверсная заселенность создается нагревом активной смеси до больших температур и последующим резким охлаждением за счет быстрого расширения в сверхзвуковом сопле (например, сопле Лавала). Рассмотрим этот процесс на примере широко распространенной схемы газодинамического лазера (рис. 1).

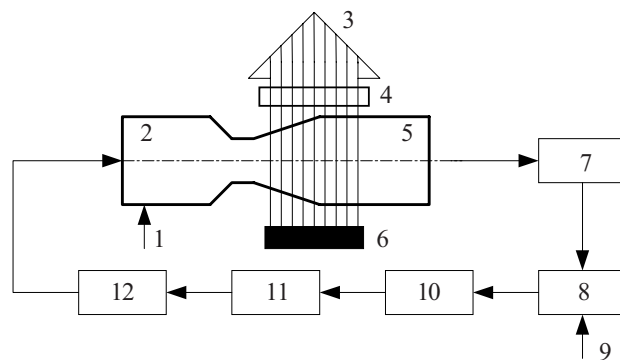


Рис. 1. Схема газодинамического лазера:

1 — подача топлива; 2 — камера сгорания; 3 — лазерный луч; 4, 6 — зеркала резонатора; 5 — камера резонатора; 7 — диффузор; 8 — регенератор; 9 — клапан подачи газа; 10, 12 — теплообменники; 11 — компрессор

Активная смесь под давлением нагревается в камере сгорания 2, проходит через сопловой блок и быстро расширяется в камере резонатора 5. Температура смеси при этом падает. Затем рабочий газ проходит через диффузор 7, систему регенерации 8, теплообменник 10 и компрессор 11. Пополнение газа предусматривается через клапан 9. Вместо камеры сгорания с системой подачи топлива могут использоваться различные нагревательные устройства.

Возбуждение колебательных уровней молекул газа происходит путем нагрева смеси и, кроме того, за счет резонансной передачи энергии от возбужденных молекул.

При нагревании смеси заселяются все уровни, в том числе и лазерные уровни молекул. Заселенность уровней является равновесной и определяется соотношением Больцмана. При истечении через сверхзвуковое сопло происходит резкое адиабатное расширение и охлаждение смеси. Заселенность лазерных уровней приходит в равновесие с новой температурой не мгновенно, а за время колебательной релаксации молекул газа. Так как время релаксации  $t_p^B$  верхнего лазерного уровня газа значительно больше времени релаксации нижнего лазерного уровня  $t_p^H$ , то через интервал времени  $\approx t_p^H$  в активной среде возникает инверсная заселенность  $n_B > n_H$ . Это и означает, что происходит снижение температуры газа.

Эффективность такого способа отведения тепла зависит от КПД лазера. КПД газодинамических лазеров можно представить как отношение энергии лазерного излучения  $E_L$  к энергии нагрева  $E_H$  рабочей смеси:

$$\eta_L \approx \frac{E_B \eta_p \eta_{kv}}{kT_H} \exp(-E_2/kT_H), \quad (2)$$

где  $E_B$  — энергия верхнего лазерного уровня молекул газа;  
 $\eta_p$  — КПД резонатора;  
 $\eta_{kv}$  — квантовый КПД;  
 $T_H$  — температура нагрева рабочей среды.

Газодинамические лазеры замкнутого цикла имеют КПД  $\eta_L \approx 0,1 \dots 0,16$ , а КПД лазеров открытого цикла —  $\eta_L \approx 0,02 \dots 0,08$  [3, с. 452—454]. Значения температуры нагрева  $T_H$  активной среды ограничены процессами диссоциации молекул рабочего газа. Это ограничение можно устранить непосредственной подачей газа в сопло.

Мощность газодинамического лазера можно записать так:

$$N_L = h\nu_L N' \eta_c \eta_p, \quad (3)$$

где  $h\nu_L$  — энергия квантов генерации;  
 $N'$  — секундный расход молекул газа;  
 $\gamma$  — число колебательных квантов;  
 $\eta_c$  — КПД эффективности сопла.

По сути рассмотренные газодинамические лазеры — устройства, обеспечивающие прямое преобразование тепловой энергии в энергию когерентного электромагнитного излучения.

Схема действия тепловой трубы с оптимизированным конденсором при помощи использования лазерного рефрижератора с газодинамической накачкой сверхзвуковым соплом Лавала может быть представлена следующим образом (рис. 2).

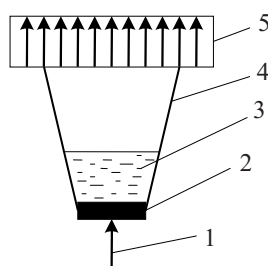


Рис. 2. Схема действия тепловой трубы с оптимизированным конденсором:  
 1 — направление теплового потока; 2 — источник тепла; 3 — рабочее вещество; 4 — паропровод в виде сопла Лавала; 5 — излучение

Как было отмечено выше, КПД газодинамических лазеров довольно низкий, из-за чего эффективность конденсора тепловой трубы на основе лазерного рефрижератора тоже невысокая. Однако решение представляет интерес как с точки зрения самой принципиальной возможности увеличения эффективности охлаждения, так и с позиций перспектив ее повышения.

#### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Замков Е. Т., Механцев Е. Б., Палий А. В. Пути усовершенствования характеристик тепловых труб // Известия ТРТУ.— 2005.— № 9.— С. 118—121.
2. Петрушкин С. В., Самарцев В. В. Лазерное охлаждение твердых тел.— М.: Физматлит, 2005.
3. Архаров А. М., Афанасьев В. Н. Теплотехника.— М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2004.

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

- Наноструктурированные пленки ZnO для устройств микроэлектроники и оптики. (Россия, г. Москва, г. Йошкар-Ола)
- Кремниевый термостабилизированный *p-i-n*-фотодиод. (Украина, г. Черновцы)
- Измерительная система усилия—перемещения с использованием сенсоров на основе нитевидных кристаллов кремния. (Украина, г. Львов)
- Источник питания для контактной микросварки с программируемой формой сварочного импульса. (Украина, г. Алчевск)
- Ультразвуковой пьезокерамический преобразователь. (Азербайджан, г. Баку)
- Вопросы создания системы контроля выбросов токсичных газов. (Украина, г. Киев)
- Требования к материалам — преобразователям электромагнитной энергии в тепловую. Пути улучшения их качества. (Украина, г. Одесса)
- Нестационарные электронные процессы в барьерных структурах и разработка новых приборов на их основе. (Азербайджан, г. Баку)
- Диффузный излучатель переменной яркости на основе оптически сопряженных интегрирующих сфер (Украина, г. Киев)
- Предлагаемые пути перехода от аналоговых к цифровым системам ВЧ-связи для высоковольтных линий электропередачи. (Украина, г. Одесса)

в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции в портфеле редакции

Д. т. н. В. А. ВОРОНИН, к. т. н. С. К. ГУБА,  
к. ф.-м. н. В. Н. СИБЕРС

Украина, НУ “Львовская политехника”  
E-mail: gubask@polynet.lviv.ua

Дата поступления в редакцию  
25.05 2005 г.

Оппонент д. т. н. И. Е. МАРОНЧУК  
(ХНТУ, г. Херсон)

## ОБОБЩЕННЫЙ ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К АНАЛИЗУ ГАЗОФАЗНЫХ ПРОЦЕССОВ ЭПИТАКСИИ

*Решение полученных уравнений для конкретных систем и реакторов позволяет определить неравновесные концентрации компонентов как функцию координат и времени в объеме реактора.*

Теоретические проблемы химических газотранспортных процессов стали предметом исследования со времени появления монографии Г. Шефера [1] и первых работ Р. Фергусона, Т. Габора [2], Г. Менделя [3], Х. Секи [4], Д. Мизуно, Н. Ватанабе [5], Ф. Кузнецова, И. Марончука [6, 7], Е. Геваргизова [8], Я. Гринберга [9], В. Гондаря [10], Я. Кореца [11], С. Стрельченко, А. Матяша [12], В. Воронина [13]. В конце 1970-х годов появилась монография Д. Шоу [14], в которой были сформулированы основные подходы и принципы теоретических исследований газотранспортных процессов, широко используемых в технологии роста эпитаксиальных пленок полупроводниковых соединений. Однако только у Д. Шоу и — в дальнейшем — в работах Я. Кореца и С. Стрельченко и А. Матяша была сделана попытка разработать наиболее обобщенный подход к теоретическим исследованиям метода химических газотранспортных реакций. Эти теоретические исследования базировались на предположениях теории диффузионного массопереноса в квазиравновесном приближении (термодинамика равновесных процессов) и анализа активационных процессов на поверхности (классическая кинетика поверхностных реакций).

Но и в этом случае полученные результаты носили приближенный и — в большинстве случаев — оценочный характер. Это объясняется, в первую очередь, сложностью и многофакторностью процесса, который одновременно протекает на макро- и микроуровнях, а во-вторых, отсутствием необходимых термодинамических характеристик и кинетических параметров для проведения расчетов. Кроме того, неизвестна химическая природа процесса, а именно, атомные и молекулярные формы, принимающие участие в процессе, и, как следствие, возможные фазовые и химические превращения в исследуемой системе.

Попытки экспериментально определить полный состав высокотемпературной газовой смеси (масс-спектрометрия, УФ-спектрометрия) не дали желаемых результатов в связи с недостаточной разрешающей спо-

собностью этих методов и невозможностью корректно расшифровать молекулярные спектры [15, 16]. В связи с этим вводились упрощения и постадийное исследование процесса.

Наиболее распространенным подходом было экспериментальное определение лимитирующей стадии, которая определяла математический аппарат исследований и давала возможность разделить макропроцессы (массоперенос, химическая термодинамика) и микропроцессы (кинетика поверхностных реакций, процессы роста кристаллов) на отдельные стадии, причем вкладом одной из этих стадий часто пренебрегали для упрощения расчетов. При таком подходе результаты очень часто не отвечали реальной природе исследуемого процесса или носили приближенный, качественный характер. Это в свою очередь требовало проведения в процессе исследований большого количества экспериментов, что увеличивало трудоемкость и требовало больших финансовых и временных затрат. Особенно это проявлялось, когда исследовались новые, сложные по структуре, перспективные материалы.

Исторически в теоретических и экспериментальных исследованиях газотранспортных систем сложилась ситуация, когда макро- и микропроцессы рассматривались как отдельные стадии. Вместе с тем конечной целью исследований является получение кристаллов, совершенных по структуре, с заданными электрофизическими параметрами. То есть встал вопрос проведения оптимизационных процедур технологического процесса на базе знаний не только равновесных, но и реальных концентраций компонентов исследуемой транспортной системы.

Таким образом, целью данной статьи является разработка обобщенного теоретического подхода к анализу газофазных процессов эпитаксии при использовании сложных химических транспортных систем.

### Определение химической природы транспортного процесса

Одной из основных проблем при анализе транспортных систем является определение химической природы процесса, т. е. учет всех возможных фазовых и химических превращений, которые происходят в конкретном реакторе при использовании конкретных транспортных систем.

Поставленная задача решается на основе представления конкретной химической системы в виде граф-

модели, которая определяется уровнем абстракции модели и выбором целевых функций. Граф-модели строятся на основе априорной информации о возможных типах фазовых и химических превращений, а также о физико-химических закономерностях исследуемой транспортной системы. Граф-модели, построенные для конкретных транспортных систем, названы нами структурно-топологическими матрицами (СТМ).

Абстрагируясь от конкретной физической сути, любой физико-химический процесс, независимо от его сложности и особенностей протекания, можно представить как систему, т. е. совокупность всевозможных элементов, объединенных определенными взаимодействиями и выступающих как единое целое. Такая система зависит от влияния внешних параметров, которые характеризуются вектором входных сигналов, и одновременно сама влияет на внешнюю среду в соответствии с вектором исходных параметров. СТМ фазовых и химических превращений можно представить как некоторую совокупность (множество) возможных составных веществ, объединенных определенными фазовыми и химическими превращениями. В таком случае в качестве входных величин могут быть начальные концентрации реагентов, давление и температура, в качестве выходных — равновесные или неравновесные концентрации составных веществ или их парциальные давления.

Превращение входных сигналов ( $\bar{Z}$ ) в выходные ( $\bar{Y}$ ) обычно представляется в виде оператора  $\bar{Z} = A\{\bar{Y}\}$ , где  $A$  означает любые математические операции (алгебраические, дифференцирование или интегрирование, решение системы линейных и нелинейных уравнений, а также совокупность возможных логических операций), которые отображают реальные физико-химические процессы перехода от входных сигналов к выходным.

В соответствии с вышесказанным на первом этапе построения СТМ многокомпонентных систем проводится анализ с целью выявления составных веществ, которые наиболее полно характеризуют взаимодействие в исследуемой системе, т. е. формирование вершин графа. Затем проводится систематизация фазовых и химических превращений, протекающих в данной транспортной системе, т. е. формируется множество ребер графа, которые проводятся независимо от того, известна или не известна связывающая их зависимость.

Таким образом, исследуемая система или подсистема (совокупность подсистем определяет свойства системы в целом) представляется в виде СТМ в форме функции

$$G = (C_1, \dots, C_N, T_1, \dots, T_R), \quad (1)$$

где  $C$  — определенное число вершин графа;  
 $T$  — число ребер, которые соединяют эти вершины;  
 $N$  — число столбцов в матрице размерностью  $R \times N$ ;  
 $R$  — число строк в матрице.

Все элементы СТМ состоят из постоянных атомных композиций, отличаясь только структурой, и могут существовать как в газовой, так и в конденсатной фазах. Кроме того, переходы между внутренними элементами СТМ осуществляются разными маршрутами, которые характеризуются степенью вероятности их осуществления

$$p(m, n) \rightarrow (k, l), \quad (2)$$

где  $m, k = 1, 2, \dots, K$ ;  
 $n, l = 1, 2, \dots, N$ ;  
 $R \times N$  — ранг СТМ.

Степень вероятности маршрута может быть рассчитана в рамках теории цепей Маркова. Различные комплексы промежутков определяют различные маршруты их создания или распада. Кроме того, некоторые комплексы могут быть нестабильными и даже не входить в структуру СТМ. Тогда полная вероятность образования того или иного комплекса может быть определена уравнением

$$P(N(k, l)) = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^R p(m, n) \rightarrow (k, l), \quad (3)$$

где  $m \neq k$ , а  $n \neq l$ .

### Равновесные процессы

Процессы газофазной эпитаксии осуществляются в реакторах открытого типа, где составные вещества системы переносятся не только за счет градиента концентраций и температур, но и газом-носителем (потоком водорода или инертного газа).

Очевидно, что фазовые и химические превращения, которые происходят в зоне источника, в газовом потоке и в зоне осаждения, являются неравновесными. Основой скорости роста кристалла (перенасыщение газовой фазы) является степень отклонения от равновесия при температуре кристаллизации. Это в свою очередь означает, что определение равновесных характеристик процесса — температурных зависимостей равновесных парциальных давлений компонентов транспортной системы — является важным и необходимым этапом исследования процесса.

Рассматривая СТМ как равновесную систему, можно видеть, что она отображает систему гетерогенных равновесий в пространстве фазовых и химических превращений. Химическое гетерогенное равновесие в системах со многими компонентами, которые находятся как в конденсатной, так и в газовой фазе, может быть представлено в виде химических реакций типа

$$\sum_{j=1}^n \sum_{i=1}^N a_{ij} b_j B_j = 0, \quad (4)$$

где  $\sum_{j=1}^n b_j B_j = A_i$  — молекулярная формула  $i$ -го вещества, которое содержит  $N$  разных составных веществ;

$j = 1, \dots, n$ ;

$n = n_g + n_k$  — суммарное количество всевозможных типов атомов как в газовой, так и в конденсатной фазах;

$i = 1, \dots, N$ ;

$b_{ij}$  — количество атомов типа  $B_j$  в молекуле  $A_i$ ;

$a_{ij}$  — стехиометрические коэффициенты  $i$ -й компоненты в  $r$ -й реакции;

$r = 1, \dots, R$ .

Как следует из (4), произведение  $(a_{ij}, b_{ij})$  может быть представлено как элементы прямоугольной матрицы размерностью  $R \times n$ . Если элементы численных последовательностей  $A_i$  и  $B_j$  разместить в определенном порядке, то между химическими уравнениями и их стехиометрическими матрицами устанавливается

однозначное соответствие. Таким образом, вместо линейного пространства, которое отображает множество химических реакций, рассматривается изоморфное пространство соответствующих стехиометрических матриц.

Основной проблемой исследования химического равновесия в сложных многокомпонентных гетерогенных системах является определение базиса равновесия, т. е. определение числа линейно независимых реакций и числа компонентов системы. Решение задачи значительно упрощается при представлении системы уравнений химических реакций в матричном виде.

Для достижения основной цели – определения температурной зависимости парциальных давлений составных веществ гетерогенной системы — необходимо решить т. н. “прямую” и “обратную” задачи физической химии. Известно, что данному набору реакций однозначно отвечают  $N$  уравнений закона действующих масс (ЗДМ):

$$\prod_{i=1}^N P_i^{a_i} = K_r, \quad (5)$$

где  $P_i$  — парциальное давление  $i$ -й компоненты составного вещества;

$K_r$  — константа равновесия  $r$ -й реакции,

и  $N-R$  уравнений закона сохранения масс (ЗСМ):

$$x \sum_{j=1}^N b_{ij} P_j = C_j, \quad (6)$$

где  $x=1/RT$ ;  $C_j$  — полное число молекул  $j$ -го компонента в системе.

Таким образом, для описания химического равновесия, т. е. нахождения состава газовой фазы, необходимо решить систему  $N$  нелинейных алгебраических уравнений (5), (6).

Нахождение решений указанной системы уравнений при известных значениях  $K_r$  и матрицы  $\|b\|$  носит название прямой задачи химического равновесия. Сравнение значений функции равновесного состава, например  $P_\Sigma = f(T)$  (суммарное давление в системе), измеренной экспериментально, с рассчитанными значениями путем нахождения минимума суммы квадратов отклонений в пространстве параметров  $b$  и  $j$ ,  $K_r$  и  $C_j$  принято называть обратной задачей:

$$\sum \varpi [P_\Sigma - P_{\text{расч}}]^2 \rightarrow 0, \quad (7)$$

где  $\varpi$  — вес значений общего давления в каждой из измеряемых точек.

По величине минимума можно либо проводить дискриминацию сформулированной модели равновесия, либо, считая, что модель адекватно отображает физико-химическую сущность исследуемой системы, путем сходимости значений минимума функции (7) к уровню точности измерения экспериментального свойства системы вносить коррекцию в значение использованных для расчетов термодинамических функций.

Общий подход к численному решению прямой и обратной задачи химического равновесия сформулирован в [17, 18], где показано, что математические

модели могут служить основой для синтеза более сложных химических систем, создания цепочки “эксперимент—модель—эксперимент”, и базируется на статистическом анализе экспериментальных данных [19]. Без использования подобного подхода результаты анализа равновесных процессов в многокомпонентных транспортных системах газовой фазы эпитакии будут носить оценочный характер и могут неадекватно отображать реальную природу объекта исследований.

### Неравновесные процессы

Если рассматривать реактор как цилиндр с началом координат в зоне “источника” (лодочка с исходным компонентом или синтезированным соединением), который формирует газовую фазу при определенной температуре, то процесс переноса (транспорта) составных веществ газовой фазы в зону осаждения (подложки), где происходит наращивание (гомоэпитаксия или гетероэпитаксия) продукта, будет состоять из следующих стадий.

“Химический перенос” — эта стадия описывает рождение частички рассматриваемого вида в определенной точке объема реактора за счет одночастичной или двухчастичной реакций (реакции с образованием одновременно трех частиц маловероятны).

При построении математической модели рассматривается  $S_n$  ( $n=1, 2, \dots, N$ ) частиц (вершины СТМ), причем атомы и молекулы того же вещества считаются разными частицами. Кроме того, следует заметить, что химические трансформации в границах СТМ происходят по разным маршрутам, вероятность которых определяется из (2), (3). Тогда реакции распада (синтеза) одно- или двухэлементной реакций могут быть записаны в виде

$$S_n = \sum_{\alpha=1}^{A_n} p(n; \alpha) \sum_{\mu=1}^{n_\alpha} S_{n,\alpha}(\mu); \quad (8)$$

$$S_n + S_m = \sum_{\alpha=1}^{A_m} p(m, n; \alpha) \sum S_{m,\alpha}(\mu), \quad (9)$$

где  $\alpha$  — номер маршрута разложения;

$A_n$  — количество маршрутов (вариантов распада);

$p(n; \alpha)$  — вероятность реализации маршрута;

$n$  — количество других компонент, образующихся в результате разложения;

$\mu$  — элемент  $S_m$ , образующийся в результате диссоциации, протекающей по  $\alpha$ -му маршруту;

$n_\alpha$  — количество элементов, образующихся в результате однокомпонентной реакции;

$S_{n,\alpha}$  — компоненты, которые образуются в результате разложения,  $S_{n,\alpha} \in \{S_n\}$  содержит в себе все допустимые процессы частицы;

$m$  — количество элементов, образующихся при двухкомпонентной реакции.

Таким образом, на первой стадии исследований определяется химическая природа процесса и наиболее вероятный маршрут его реализации в соответствии с предложенной СТМ.

Образованные элементы переносятся в зону источника (подложки) как за счет диффузии, которая обусловлена градиентом концентраций в объеме реактора ( $C_n = C_n(\vec{r})$ ), так и дрейфовым переносом, который обусловлен пространственной зависимостью суммарного давления в рабочем объеме реактора.

Тогда кинетическое уравнение, которое связывает скорость изменения концентрации с условиями, описанными выше, будет иметь вид

$$\frac{\partial C_n}{\partial t} = \sum_{s=1}^{L(n)} C_{i_s} C_{j_s} \sigma_{i_s j_s} \overline{v_{i_s j_s}} \sum_{\alpha_{i_s j_s, n}} p(i_s, j_s; \alpha_{i_s j_s, n}) + \sum_{s=1}^{M(n)} \tau_{i_s}^{-1} p(i_s, \alpha_{i_s, n}) C_{i_s} - C_n \tau_n^{-1} - \sum_l C_l C_n \sigma_{l, n} + \overline{V} (D_n \overline{V} C_n) - \overline{V} (C_n \overline{v}), \quad (10)$$

где  $L(n)$  — количество пар  $(S_{i_s}, S_{j_s})$  частиц, которые в результате реакции  $S_{i_s} + S_{j_s}$  могут породить (в числе других) частицу  $S_n$ ;

$\sigma_{i_s j_s}$  — эффективное пересечение этой реакции;

$\overline{v_{i_s j_s}}$  — среднее значение скорости относительного движения элементов  $S_{i_s}$  и  $S_{j_s}$ ;

$p(i_s, j_s; \alpha_{i_s j_s, n})$  — вероятность реализации  $\alpha_{i_s j_s, n}$ -го маршрута, при котором порождается элемент вида  $S_n$ ;

$M(n)$  — количество видов элементов, при распаде которых порождается элемент  $S_n$ ;

$\tau_{i_s}^{-1}$  — среднее время жизни исходных элементов;

$p(i_s, \alpha_{i_s, n})$  — вероятность реализации  $\alpha_{i_s, n}$ -го маршрута, при котором рождается элемент вида  $S_n$ ;

$\overline{V}$  — набла-оператор;

$D_n$  — коэффициент диффузии элемента вида  $S_n$ ;

$\overline{v}$  — скорость потока газа в реакторе.

Необходимо отметить, что пространственно-временные зависимости характеризуются не только концентрацией элементов, величинами скоростей, временами жизни элементов, а и вероятностью реализации маршрутов. Поэтому система уравнений (10) недостаточна для описания эволюции системы. Эта система уравнений должна быть дополнена уравнениями, решение которых определяет пространственно-временную зависимость температуры, что равносильно плотности энергии.

Полная энергия включает такие составляющие:

— выделение или поглощение энергии за счет протекания эндотермических или экзотермических реакций;

— дополнительный диффузионный дрейфовый перенос за счет градиента температур.

Полная энергия может быть определена из уравнения

$$\epsilon(k; \alpha_1) = \sum_{\mu=1}^{n_{\alpha_1}} \epsilon(k; \alpha_1, \mu); \epsilon(k, l; \alpha_2) = \sum_{\mu=1}^{n_{\alpha_2}} \epsilon(k, l; \alpha_2, \mu), \quad (11)$$

где  $n_{\alpha_1}$  и  $n_{\alpha_2}$  — количество видов элементов, которые образуются при прохождении одно- или двух-элементной реакции, соответственно.

Кинетическое уравнение для плотности энергии  $\epsilon(\vec{r}, t)$  теперь можно записать в виде

$$\frac{\partial \epsilon(\vec{r}, t)}{\partial t} = \sum_{n=1}^N \left[ \sum_{\alpha_1}^{A_n} C_n \tau_n^{-1} p(n; \alpha_1) (\epsilon(n; \alpha_1) - \epsilon(n)) \right] + \sum_{l=1}^N \sum_{k=1}^N C_k C_l \overline{v_{kl}} \sigma_{kl} \left[ \sum_{\alpha_2=1}^{A_{kl}} p(k, l; \alpha_2) (\epsilon(k, l; \alpha_2) - \epsilon(k) - \epsilon(l)) \right] + \overline{V} \left( \sum_{n=1}^N D_n \overline{V} (C_n \epsilon(n)) \right) - \overline{V} \left[ \sum_{n=1}^N C_n \epsilon(n) \overline{v} \right]. \quad (12)$$

Значения символов, использованных в формуле (12), те же, что и в формулах (8)—(10); координатная зависимость концентраций для сокращения записи не отмечена;  $\epsilon(n)$  — полная энергия частицы вида  $S_n$ .

Система уравнений (10), (12) нелинейна не только ввиду наличия членов вида  $\{C_k C_l, k=1, 2, \dots, N\}$ , но и вследствие зависимости транспортных и химических процессов от температуры (плотностей энергии), в то время как эти процессы сами существенно влияют на температурное поле. Решение этой системы уравнений аналитическим путем в замкнутом виде не может быть определено. Решение этой системы уравнений возможно в виде оценок методами последовательных приближений.

В процессах переноса энергии и массопереноса ключевую роль играют диффузионный и дрейфовый компоненты, операторное описание которых представлено двумя последними членами уравнений системы (10), (12). Поэтому в качестве исходного приближения можно использовать решение эволюционных уравнений только для этих компонентов. Наиболее удобным при этом представляется получение пространственно-временных зависимостей концентраций  $\{C_n(\vec{r}, t)\}$  путем использования функций Грина для указанных уравнений, причем этой функции предоставляется содержание функции плотности вероятности перехода  $(\vec{r}', t') \rightarrow (\vec{r}, t)$ , где  $\vec{r}$  — геометрическая координата частицы. Эта интерпретация функции Грина  $G(\vec{r}, t | \vec{r}', t')$  ( $(\vec{r}', t')$  — начальная,  $(\vec{r}, t)$  — конечная точка перехода) позволяет использовать для получения необходимых результатов хорошо разработанный формализм цепей Маркова [20].

Для получения возможно более адекватного описания процесса переноса целесообразно определить функцию Грина для обобщенного уравнения Фоккера-Планка, которое учитывает, в отличие от обычно используемого уравнения диффузии, конечное значение скорости частицы [21]:

$$\Delta G_i - v \frac{\partial G_i}{\partial z} - C_i^2 \frac{\partial^2 G_i}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial G_i}{\partial t} = -4\pi \delta(t-t') \delta(\vec{r}-\vec{r}'), \quad (13)$$

где  $\Delta$  — оператор Лапласа;

$v$  — скорость потока;

$C_i$  — средняя тепловая скорость движения элемента  $i$ -го вида;

$a_i^2$  — коэффициент диффузии элемента  $i$ -го вида.

Здесь система координат цилиндрическая, ось  $OZ$  направлена вдоль оси полости реактора.

Краевые условия для функции имеют вид

$$\frac{\partial G_i}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad \frac{\partial G_i}{\partial r} \Big|_{r=R} = 0, \quad (14)$$

что отвечает условиям полного отражения элемента от торцевой и боковой поверхности реактора ( $R$  — радиус реактора).

Поскольку в уравнение (13) включены переходы ( $r' \rightarrow r$ ), которые носят локальный характер, то для решения (13) используется метод, подобный методу интеграции по траекториям [22, 23]. Причем объем реактора описывается таким образом, чтобы

$V_p = \bigcup_{\lambda} \Delta v_{\lambda}$  находилась в границах физически малых

объемов  $\Delta v_\lambda$ , а величины  $C_i$  и  $a_i^2$  были представлены средними значениями  $C_{i\lambda}$  и  $a_{i\lambda}^2$ . Тогда функция плотности вероятности (ФПВ) перехода частицы через объем  $\Delta v_\lambda$  в заданном направлении определяется функцией  $G_i(\bar{\Gamma}_\lambda, t_\lambda | \bar{\Gamma}'_\lambda, t'_\lambda)$ , где  $\bar{\Gamma}_\lambda$  и  $\bar{\Gamma}'_\lambda$  — точки пересечения поверхности объема  $\Delta v_\lambda$  соответствующей траекторией,  $t_\lambda$  и  $t'_\lambda$  — время нахождения частицы на соответствующей траектории.

В этом случае ФПВ может быть представлена по выделенной траектории в виде

$$G_i(r, \bar{r} | r', \bar{r}') = \prod_{\lambda=1}^L G_i(\bar{\Gamma}_\lambda, t_\lambda | \bar{\Gamma}_{\lambda-1}, t_{\lambda-1}), \quad (15)$$

а суммарная ФПВ по всем возможным траекториям запишется как

$$G_i(\bar{r}, t | \bar{r}', t') = \sum_{\{\Gamma_\lambda\}} G_i(\bar{r}, t | \bar{r}', t'; \{\Gamma_\lambda\}). \quad (16)$$

Отметим, что уравнение (16) является Марковской цепью для конкретных траекторий перехода  $(\bar{\Gamma}_{\lambda-1}, t_{\lambda-1}) \rightarrow (\bar{\Gamma}_\lambda, t_\lambda)$ , которые локализованы в объеме  $\Delta v_\lambda$ .

При  $\Delta v_\lambda \rightarrow 0$  сумма (16) переходит в интеграл, подобный интегралу Винера:

$$G_i(\bar{r}, t | \bar{r}', t') = \int_{\{\bar{\Gamma}_{\lambda-1}, t_{\lambda-1}\}} \prod_{\lambda} G_i(\bar{\Gamma}_\lambda, t_\lambda | \bar{\Gamma}_{\lambda-1}, t_{\lambda-1}) d\{\bar{\Gamma}_\lambda\}. \quad (17)$$

Если известна функция  $G_i(\bar{r}, t | \bar{r}', t')$ , можно построить интегральное уравнение для функции  $C_i(\bar{r}, t)$ . Области интеграции определяются геометрией реактора, расположением форсунки, источника и подложки, а также плотностью потока выходного реагента.

Построение общего интегрального уравнения базируется на следующих рассуждениях. Пусть в момент времени  $t_0$  концентрация частиц  $i$ -го вида определяется функцией  $C_i(\bar{r}', t_0)$ , где  $\bar{r}'$  — произвольная точка в объеме реактора. В момент времени  $t > t_0$  в

область, определяемую произвольной точкой  $\bar{r}$ , могут перейти только те частички, которые в момент времени  $t_0$  находятся в объеме, ограниченном поверхностью с координатами  $\Gamma_{i\text{lim}} : |\bar{r}' - \bar{\Gamma}_{i\text{lim}}| + |\bar{r} - \bar{\Gamma}_{i\text{lim}}| \leq c_i(t - t_0)$ , где  $\bar{\Gamma}_{i\text{lim}}$  — произвольная точка на поверхности. Аналогично частички, которые в момент  $t_0$  находятся в окружении точки  $\bar{r}$ , к моменту времени  $t$  могут выйти за границы поверхности  $\Gamma_{i\text{lim}}$ .

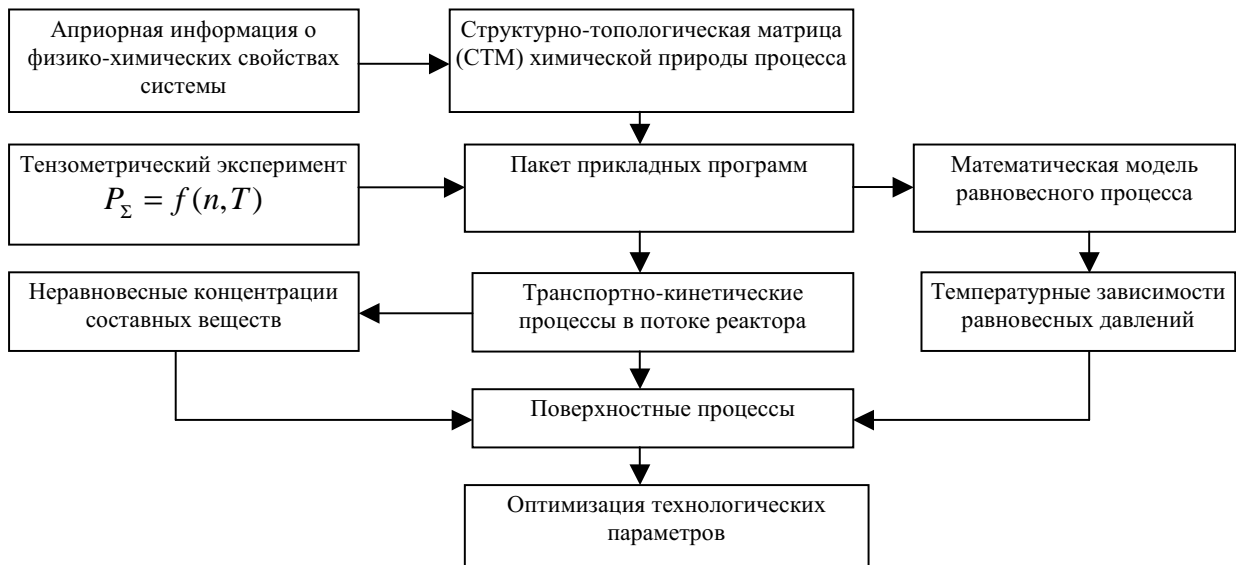
Таким образом, уравнение баланса имеет вид

$$C_i(\bar{r}, t) - C_i(\bar{r}, t_0) = \int_r^{\bar{\Gamma}_{i\text{lim}}} C_i(\bar{r}', t) G_i(\bar{r}, t | \bar{r}', t_0) d\bar{r}' - \int_{\bar{r}}^{\bar{\Gamma}_{i\text{lim}}} C_i(\bar{r}', t) G_i(\bar{r}', t | \bar{r}, t_0) d\bar{r}'. \quad (18)$$

Уравнение (18) получено для случая протекания только одночастичных реакций. При этом не принимаются во внимание химические превращения частицы при переходе  $(\bar{r}', t') \rightarrow (\bar{r}, t)$ .

Если же учесть возможности протекания реакций, которые приводят к появлению частиц  $i$ -го вида в области точки  $\bar{r}$ , то вместо уравнения (18) получим уравнение, подобное (10):

$$C_i(\bar{r}, t) - C_i(\bar{r}, t_0) = \int_{t_0}^t C_{i_s}(\bar{r}, t'') C_{j_s}(\bar{r}, t'') \bar{v}_{i_s j_s}(\bar{r}, t'') \sum_{\alpha_{i_s j_s i}} P(i_s j_s; \alpha_{i_s j_s i}) dt'' + \int_{t_0}^t \sum_{s=1}^{M(n)} \tau_{i_s}^{-1} p(i_s, \alpha_{i_s i}) C_{i_s}(\bar{r}, t'') - \int_{t_0}^t C_i(\bar{r}, t'') \tau_i^{-1}(\bar{r}, t'') dt'' + \int_r^{\bar{\Gamma}_{i\text{lim}}} C_i(\bar{r}', t) G_i(\bar{r}, t | \bar{r}', t_0) d\bar{r}' - \int_{\bar{r}}^{\bar{\Gamma}_{i\text{lim}}} C_i(\bar{r}', t) G_i(\bar{r}', t | \bar{r}, t_0) d\bar{r}'. \quad (19)$$



Алгоритм исследования процессов газофазной эпитаксии

а для разницы плотности энергии — подобное уравнению (12) с заменой дифференциальных членов на интегральные:

$$\begin{aligned} \varepsilon(\vec{r}, t) - \varepsilon(\vec{r}, t_0) = \\ = \sum_{n=1}^N \left( \int_{\vec{r}}^{\Gamma_{\text{lim}}} C_n(\vec{r}', t) \varepsilon(n) G_n(\vec{r}, t | \vec{r}', t_0) d\vec{r}' - \right. \\ \left. - \int_{\vec{r}}^{\Gamma} C_n(r, t) \varepsilon(n) G_n(\vec{r}, t | \vec{r}, t) d\vec{r}' \right). \end{aligned} \quad (20)$$

То есть использование функции Грина как ключевой позволяет заменить дифференциальные члены в уравнении (10) на интегральные, что существенно упрощает поиск его решения. Кроме того, функции Грина могут быть использованы для случаев, когда элемент определенного типа может трансформироваться за счет химического взаимодействия согласно вероятному маршруту, определенному СТМ. Количество взаимодействий элемента  $i$ -го типа с другими элементами в принципе не ограничено.

Исходя из этого выражение для функции  $G_i(\vec{r}, t | \vec{r}', t')$  может определяться функциональным рядом:

$$G_i(\vec{r}, t | \vec{r}', t') = \sum_{M=0}^{\infty} G_i^{(M)}(\vec{r}, t | \vec{r}', t'). \quad (21)$$

Таким образом, предложенный подход к описанию химического транспорта веществ в потоке реактора с учетом градиента температур и наиболее вероятной химической природы процесса позволяет определить состав газовой смеси и реальные концентрации веществ в зоне подложки. Это может быть использовано в качестве краевых условий для моделирования поверхностных процессов и определения скорости роста конечного материала заданного состава и структуры. Алгоритм исследования процесса газовой эпитаксии представлен на **рисунке**.

### Выводы

Разработан обобщенный теоретический подход к анализу равновесных и неравновесных условий протекания процесса газовой эпитаксии, которая осуществляется методом химических транспортных реакций.

На основе анализа физико-химических закономерностей транспортных химических систем предложена методика построения графа (структурно-топологической матрицы) всех возможных химических превращений в исследуемой системе.

Получен алгоритм расчета состава газовой фазы и реальных концентраций веществ в объеме реактора с применением обобщенного уравнения диффузии Фоккера–Планка к описанию переноса вещества в газовом потоке (в условиях градиента поля концентраций и температур).

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Шефер Г. Химические транспортные реакции.— М.: Мир, 1964.
2. Fergusson R. R., Gabor T. The transport of gallium arsenide in the vapor phase by chemical reaction // J. Electrochem. Soc.— Vol. 3, N 5–6.— P. 585—592.
3. Mendel G. Theoretical calculation of vapor transport of solid in the ZnS—HCl system // J. Chem. Phys.— Vol. 38, N 2.— P. 346—349.
4. Секи Х. Термодинамическое изучение переноса и эпитаксиального роста арсенида галлия в открытой системе GaAs—AsCl<sub>3</sub>—H<sub>2</sub> // В кн.: Металлургия в электронике.— М.: Металлургия, 1970.— С. 135—141.
5. Mizuno D, Watanabe H. Vapor growth kinetics of III-V compounds in a hydrogen-inert gas mixed carrier system // J. Cryst. Growth.— 1975.— Vol. 30, N 2.— P. 240—248.
6. Кузнецов Ф. А., Марончук И. Е., Сидоров Ю. Г. К вопросу о количественном описании транспортных реакций // ФТТ.— 1964.— Т. 6, № 10.— С. 2981—2983.
7. Кузнецов Ф. А. Термодинамический анализ сложных газотранспортных систем. Возможности и общая методика // Изв. СО АН СССР. Сер. Химич. наук.— 1975.— № 2.— С. 5—24.
8. Гиваргизов Е. И. Рост нитевидных и пластинчатых кристаллов из пара.— М.: Наука, 1977.
9. Гринберг Я. Х., Берякова В. А. Термодинамические свойства йодидов индия // Изв. АН СССР. Неорганич. материалы.— 1976.— Т. 12, № 3.— С. 402—407.
10. Гонтарь В. Г. Статический анализ сложных химических равновесий // Вестн. Московск. университета. Сер. Химия.— 1976.— Т. 17, № 3.— С. 369—370.
11. Korec J. Flow-graph model of epitaxial growth of A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> compounds from the vapour phase // J. Crystal Growth.— 1979.— Vol. 46, N 5.— P. 655—664.
12. Стрельченко С. С., Матяш А. А. Кинетика осаждения эпитаксиальных слоев соединений A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> из газовой фазы // Электронная техника. Сер. Материалы.— Вып. 6.— 1979.— С. 55—64.
13. Воронин В. А., Голиусов В. А., Чучмарев С. К. Методика расчета равновесия в гетерогенных системах типа InP—GaP—HCl // Изв. вузов. Химия и хим. технология.— 1983.— Т. 26, № 10.— С. 1158—1163.
14. Shaw D. W. Kinetic aspects in the vapour phase epitaxy of III-V compounds // J. Crystal Growth.— 1975.— Vol. 31, N 1.— P. 130—141.
15. Ban V. S. Mass spectrometric studies of vapor phase crystal growth // J. Electrochem. Soc.— 1971.— Vol. 118, N 9.— P. 1473—1478.
16. Жилев Ю. В., Куликов А. Ю. Анализ состава газовой фазы в зоне источника методом УФ-поглощения при выращивании GaAs в хлоридной газотранспортной системе // ЖТФ.— 1990.— Т. 60, № 7.— С. 143—150.
17. Гонтарь В. Г. Математическое моделирование и анализ сложных химических равновесий. Математические проблемы химической термодинамики.— Новосибирск: Наука, 1980.
18. Белеванцев В. И., Пешевичкий Б. И. Общие принципы постановки задач по исследованию равновесий. Применение математических методов для описания и изучения химических равновесий.— Новосибирск: Наука, 1976.
19. Федоров В. Д. Теория оптимального эксперимента.— М.: Наука, 1971.
20. Марс Ф., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 1.— М.: Наука, 1958.
21. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики.— М.: Наука, 1953.
22. Фейман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям.— М.: Мир, 1968.
23. Тихонов А. Н., Миронов М. А. Марковские процессы.— М.: Сов. радио, 1977.

Д-р З. СТЕВИЧ, д-р М. РАЙЧИЧ-ВУЈАСИНОВИЧ,  
Д. В. АНТИЧ, З. ДАМНЯНОВИЧ

Сербия, г. Бор, Технический факультет  
E-mail: zstevic@tf.bor.ac.yu

Дата поступления в редакцию  
20.02 2006 г.

Оппонент к. т. н. В. В. РЮХТИН  
(ЦКБ "Ритм", г. Черновцы)

## СОВРЕМЕННАЯ ИНФРАКРАСНАЯ ТЕРМОГРАФИЯ В КОНТРОЛЕ И ДИАГНОСТИКЕ ОБОРУДОВАНИЯ

*Компьютерная инфракрасная термография может быть использована в целях контроля и диагностики промышленных установок, линий производственного оборудования, объектов электронной и компьютерной техники.*

Инфракрасная термография (термовизия) является опытным методом, который позволяет измерять эмиссию инфракрасных лучей, излучаемых каждым телом, температура которого выше абсолютного нуля [1, с. 172]. В отличие от прочих инфракрасных методов, термовизия дает возможность фотографировать тепловые лучи, исходящие от машин, оборудования или всей производственной линии за очень краткий период времени [2, с. 260]. Преимуществами инфракрасной термографии по сравнению с другими методами являются: большая скорость определения температуры, высокая подвижность сенсора, измерение бесконтактным способом, не влияющим на процесс, а также возможность показа на одном снимке распределения температуры по всей фотографируемой поверхности, которая может быть больших размеров [3, с. 184].

Термовизия применяется не только как метод измерения, но и как метод, с помощью которого выполняются функции хранения и анализа данных, их сравнения и *on-line*-мониторинга в области распределения электрической энергии и контроля электроэнергетических установок. Камеры термовизии дают возможность обнаружить неисправность соединений в местах подключения трансформаторов, выключателей и других ключевых элементов электроэнергетических установок.

### **Оборудование, используемое для инфракрасного термографического измерения**

В последнее время появилось большое количество производителей современной инфракрасной термографической техники [4, 5]. Данное исследование проводилось с использованием инфракрасной цифровой камеры Wohler IK 21, работа которой основывается на неохлажденном термоэлектрическом линейном детекторе на базе германия [5].

Камера делает термический снимок инфракрасного излучения конкретного объекта или полностью всего участка. Специальная программа обеспечивает необходимые изменения, превращающие термоснимок в соответствующую термограмму, представляя близкие к точным значения температуры фотографируемого объекта или распределение температур на участке. Преимуществом камеры ИК 21 является широкий температурный диапазон, т. е. она дает возможность на одной картинке показать большие температурные различия. Питание камеры осуществляется стандартной батареей для видеокамер. В охлаждении сенсоров нет необходимости. Изображения появляются на LCD-экране с длиной диагонали 10,2 см. Распределение температур по фотографируемой поверхности изображается различными цветами.

Термограммы можно записать на запоминающем РС-устройстве, а затем проанализировать. ИК 21 — переносной аппарат для ручного использования, хотя при укомплектовании его соответствующим образом он может выступать в качестве стационарного сенсора с компьютерным управлением. Снабженная необходимым устройством и программным обеспечением, камера дает возможность снимать объекты непрерывно.

Камера и компьютер позволяют получать термограммы в упорядоченных временных интервалах. Можно, чтобы на термограмме фиксировались определенные отклонения, и компьютер получал бы предупредительный сигнал. Это могут быть отклонения от максимального и минимального значения, среднего значения, и (или) показания температуры в отдельной точке, группе точек, на линии или целой области термограммы.

Запоминающее устройство обеспечивает запоминание многочисленных термограмм, которые по желанию можно перенести на диск компьютера. На этом устройстве можно также записать параметры индивидуальной наладки камеры, причем предварительно записанную конфигурацию камеры можно очень быстро активировать. Каждый пользователь камеры может иметь свое собственное запоминающее устройство и, таким образом, самостоятельно производить необходимую настройку камеры.

**Соединение инфракрасной термографической камеры с ПК и формирование мониторинг-системы диагностики состояния оборудования**

После съемки на инфракрасную камеру снимки пересылают в персональный компьютер, имеющий соответствующую программу, которая в принципе должна обеспечить следующие функции [6, с. 176]:

- управление режимом съемки термограмм;
- перенос термограмм из камеры в компьютер;
- обработка термограмм;
- размещение термограмм по папкам;
- полный анализ термограмм;
- определение температурных параметров (минимальное и максимальное значения) конкретных зон на термограмме;
- предупреждение потребителя о превышении установленных параметров;
- подготовка отчета по выбранной термограмме.

Инфракрасная термографическая камера Wohler IK 21 снабжена собственным процессором и работает в автономном режиме без ПК. Камера после ее включения активирует собственную оперативную систему, производит съемку и проводит несложный анализ получаемых термограмм. Она работает в одном из четырех режимов: фокусировка (Focus/Acquire), съемка (Snap), анализ термограмм (View), настройка (Setup). Параметры работы камеры могут быть заданы с помощью файла setup.ini, а в случае если этого файла нет, камера автоматически загружается стандартно заданными параметрами.

Учитывая небольшие размеры используемого экрана, производитель предусмотрел возможность подключения к внешнему монитору с помощью видеоконнектора.

Система контроля с компьютерным управлением формируется подключением камеры к персональному компьютеру. Для дистанционного управления камерой используется коммуникационный коннектор, размещенный внутри камеры. Составленную таким образом конфигурацию можно использовать в различных системах наблюдения, профилактического обслуживания и управления производственными процессами [7, с. 334].

На рис. 1 показана схема камеры термовизии Wohler IK 21 с компьютерным управлением. Программным обеспечением такой системы может быть программа собственного производства или последняя версия пакета IR SnapView Pro, которая обеспечивает дистанционное управление камерой, про-

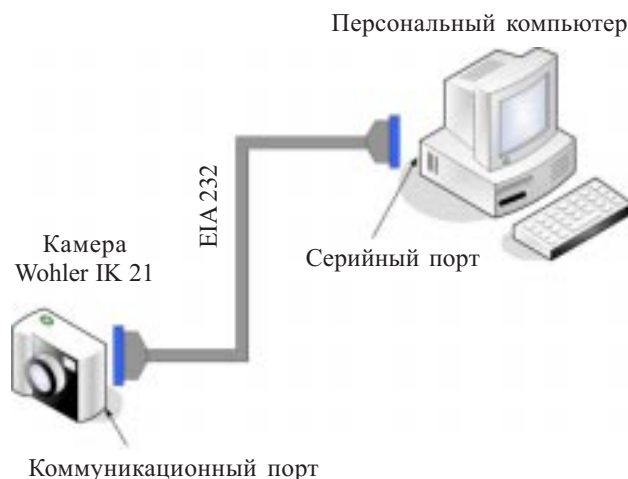


Рис. 1. Схема камеры термовизии Wohler IK 21 с компьютерным управлением

граммирование камеры с целью определения отклонений показателей температуры и передачу в компьютер сигнала предупреждения. Такой пакет поддерживает инфракрасную термографическую систему для съемок электроэнергетических установок (трансформаторов).

На рис. 2 показан вид окна программы IR SnapView Pro. Рабочая область главного окна программы разделена на три части. Первая часть (Toolbox) показывает характеристики снятого объекта, в том числе излучение и температуру, а в режиме дистанционного управления — регулировку серийного порта, через который осуществляется коммуникация и задается интервал съемок. Среднее окно указывает ветвь папки на выбранном носителе (диске, CD/DVD или запоминающем устройстве), на которой размещены снятые термограммы. Третье окно показывает картинку (термограммы) из выбранной папки на соответствующем

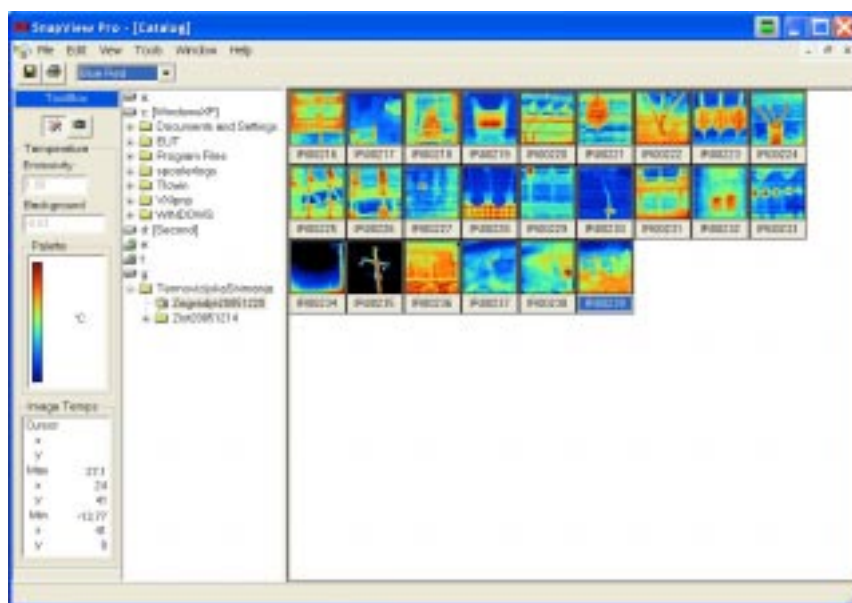


Рис. 2. Главное окно программы IR Snap View Pro

активном носителе на ветке папки. Картинки переносятся в видимую часть спектра, а их изображения получают при поддержке одного из фильтров.

### Диагностика состояния оборудования

С целью определения состояния оборудования в данный момент эксплуатации, профилактического обслуживания, текущего и аварийного ремонтов были проведены съемки различных объектов.

На **рис. 3** изображены фотография и термографический снимок головки кабеля TS 35/10 kV, на которой было обнаружено повышение температуры вследствие утечки тока.

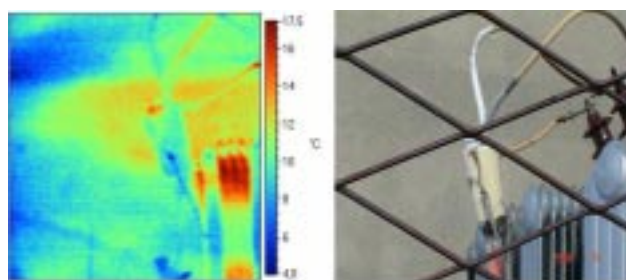


Рис. 3. Снимки головки кабеля TS 35/10 kV

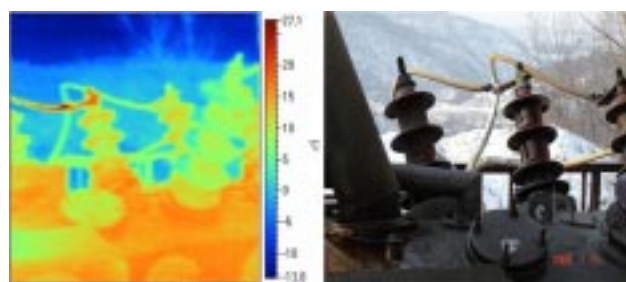


Рис. 4. Снимки контакта изолятора фазы трансформатора 35/10 кВ

На **рис. 4** показаны фотография и термографический снимок изолятора одной фазы трансформатора 35/10 кВ, поврежденного из-за нагрева контакта.

Инфракрасный термографический снимок фрагмента электролитического участка показан на **рис. 5**. На нем заметны места с повышенной температурой,

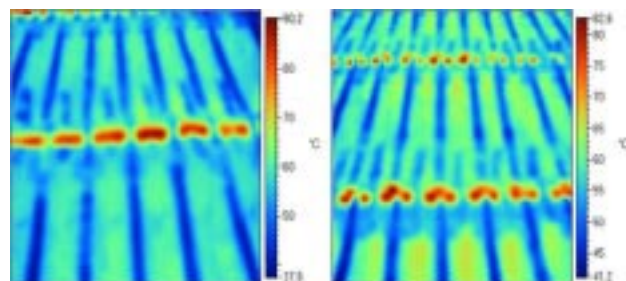


Рис. 5. Термографический снимок электролитического участка

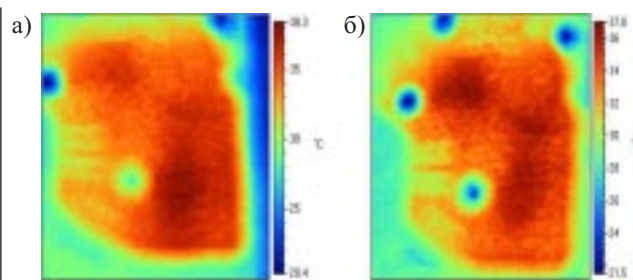


Рис. 6. Снимки исправного (а) и поврежденного (б) жестких дисков ПК

причиной чего послужило короткое замыкание между плитами.

На **рис. 6** можно сравнить инфракрасные снимки жесткого диска компьютера в нормальном состоянии и диска, работающего ненадежно.

### Заключение

Физически очень сложный процесс инфракрасной термографии можно применять в разных системах, используя относительно простое и не очень дорогое оборудование. Инфракрасная термографическая система с компьютерным управлением дает возможность вводить новые эффективные технологии контроля, диагностики, профилактического обслуживания различных объектов и управления различными технологическими процессами.

Выполненные инфракрасные термографические снимки являются частью разработанного систематического плана съемок городских энергетических объектов в различное время суток и в разные сезоны календарного года. Систематизация результатов съемок дает возможность сформировать соответствующую базу данных. Анализ результатов съемок, проведенных ранее, помог обнаружить многочисленные недостатки и потенциально опасные места на трансформаторных подстанциях 35/10 кВ и других объектах городского электроснабжения.

Инфракрасная термография может найти применение и в профилактическом обслуживании электронной и компьютерной техники.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Mobley R. K. An introduction to predictive maintenance.— Butterworth–Heinemann: Elsevier Science, 2002.
2. Boyes W. Instrumentation reference book.— Butterworth–Heinemann: Elsevier Science, 2003.
3. Stević Z. Optoelektronika.— Bor: Tehnički fakultet, 2005.
4. FLIR <http://www.flirthermography.com>
5. Infrared Solutions Inc. <http://www.infraredsolutions.com>
6. Park J., Mackay S. Practical data acquisition for instrumentation and control systems.— Oxford: Newnes, 2003.
7. Park J., Mackay S., Right E. Practical data communications for instrumentation and control.— Newnes: Oxford, 2003.

Д. ф.-м. н. Д. И. БЛЕЦКАН, к. ф.-м. н. А. Р. ЛУКЬЯНЧУК,  
Я. М. ПЕКАР

Украина, г. Ужгород, Ужгородский национальный университет,  
НПФ «Технокристалл»  
E-mail: crystal\_lab457@yahoo.com

Дата поступления в редакцию  
24.01.2006 г.

Оппонент д. ф.-м. н. М. Я. ВАЛАХ  
(ИФП им. В. Е. Лашкарёва, г. Киев)

## ИССЛЕДОВАНИЕ СОБСТВЕННЫХ И ПРИМЕСНЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В САПФИРОВЫХ ПОДЛОЖКАХ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫМИ МЕТОДАМИ

*Предложено использовать люминесценцию в качестве экспресс-метода определения собственных и примесных точечных дефектов в кристаллах сапфира и сапфировых подложках.*

Сапфировые подложки широко используются в технологии изготовления КНС (кремний-на-сапфире) структур [1] и излучающих гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с множеством квантовых ям [2]. Достоинством КНС-структур является их высокая радиационная стойкость, термостойкость и малое энергопотребление интегральных микросхем на их основе.

Задачи обеспечения быстродействия интегральных схем на КНС-структурах и создания сверхъярких светодиодов на гетероструктурах InGaIn/AlGaIn/GaN требуют высокого качества сапфировых подложек ориентации (1120) и (0001) диаметром 50—200 мм. При известном высоком качестве кристаллов сапфира (корунда,  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), выращенных видоизмененным методом Киропулоса [3], собственные и примесные точечные дефекты, формирующиеся в кристаллах, являются одним из ключевых факторов, влияющих на свойства подложек, вырезанных из них, и на возможность использования последних в опто- и микроэлектронике.

Основными типами собственных точечных дефектов в кристаллах  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> являются анионные и катионные вакансии, находящиеся в различных зарядовых состояниях ( $F^+$ - и  $F$ -центры,  $V^=$ - и  $V^-$ -центры), междоузельные атомы алюминия, антиструктурные дефекты [4]. Тип и концентрация преобладающих собственных точечных дефектов в решетке альфа-оксида алюминия определяются условиями выращивания кристалла — восстановительными либо окислительными, что сказывается на характере и величине отклонения от стехиометрии. Кроме собственных точечных дефектов, в кристаллах сапфира могут присутствовать дефекты, связанные с остаточными (неконтролируемыми) примесями, прежде всего с примесью хрома (Cr<sup>3+</sup>).

В большинстве случаев собственные и примесные точечные дефекты существенно влияют на оптические и люминесцентные свойства кристалла вследствие появления дополнительных локальных уровней в запрещенной зоне, играющих роль центров прилипания либо рекомбинации. Учитывая, что для кри-

сталлов  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> достаточно хорошо изучены спектроскопические свойства примесных (активированных) ионов и собственных дефектов кристаллической решетки, оказывается возможным надежно идентифицировать точечные дефекты в сапфировых подложках с помощью люминесцентных методов, отличающихся сравнительной простотой, доступностью, экспрессностью и высокой чувствительностью. Кроме того, повышенный интерес к изучению люминесцентных свойств анионно-дефектных кристаллов  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> обусловлен еще и созданием на их основе высокочувствительных детекторов ионизирующих излучений, принцип работы которых основан на явлении термостимулированной люминесценции [5, 6]. Детекторы на основе анионно-дефектного корунда могут быть использованы и для дозиметрии ультрафиолетового излучения [5, 7].

В настоящей работе приведены результаты исследования фото-, рентгено- и термолюминесценции исходного сырья, используемого для выращивания объемных кристаллов  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, и изготовленных из этих кристаллов сапфировых подложек. Ставилась задача исследовать возможность использовать люминесценцию в качестве чувствительного и информативного экспресс-метода определения собственных и примесных точечных дефектов в кристаллах сапфира и сапфировых подложках.

### Методика эксперимента

Исследовались полированные сапфировые подложки ориентации (0001), приготовленные по технологии, описанной в [8, 9]. Подложки вырезались из объемных кристаллов  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, выращенных из расплава в молибден-вольфрамовых тиглях видоизмененным методом Киропулоса [3, 4]. Поскольку рост происходил в вакууме, то имело место образование кислородных вакансий, в результате чего кристаллы были анионно-дефектными. Исходным сырьем для выращивания объемных кристаллов из расплава служили були и полубули корунда вернейлевого производства от производителей из Китая (ВК) и Чехии (ВЧ). Для сравнения люминесцентных характеристик сапфировых подложек и исходного сырья из вернейлевых кристаллов вырезались ориентированные пластины с плоскостью (0001), которые затем шлифовались и полировались.

Для оптического возбуждения использовались сверхъяркие синий и зеленый светодиоды, а также

гелий-неоновый лазер. Спектры фотолюминесценции анализировались при использовании двойного монохроматора ДФС-24 с разрешением не хуже 0,1 мэВ.

Рентгеновское облучение образцов проводилось при комнатной температуре на установке ДРОН-3 с трубкой БСВ-2 с вольфрамовым анодом при токе анода 10 мА и напряжении 50 кВ. Нагрев образца при измерении кривых термостимулированной люминесценции осуществлялся в интервале температур от комнатной до 600 К со скоростью от 0,2 до 3 К/с.

Спектральное распределение рентгено- и термолюминесценции измерялось на установке, собранной на базе монохроматора МДР-23. В качестве приемника излучения использовался ФЕУ-106, работающий в режиме счета фотонов. Корректировка (исправление) спектров люминесценции производилась с помощью эталонной лампы накаливания СИ-200. Общая систематическая погрешность (включающая нестабильность тракта регистрации люминесценции, ошибку в определении скорости нагрева и невозпроизводимость условий облучения), по нашим оценкам, не превышала 3—4%.

### Результаты и их обсуждение

**Фотолюминесценция (ФЛ).** Поглощение света дефектами в кристалле определяется произведением эффективного сечения взаимодействия на число поглощающих центров (примеси, дефекты структуры и т. п.). Интенсивность люминесценции при оптическом возбуждении пропорциональна вероятности возбуждения поглощающих диполей и вероятности испускания излучающих диполей. При этом следует учесть, что поглощение и излучение могут осуществляться одним и тем же или разными диполями одного центра, а также разными диполями разных центров (в последнем случае имеет место миграция энергии от центров поглощения к центрам излучения). Кроме того, в зависимости от симметрии кристаллической решетки в ней могут быть несколько разных ориентаций данного типа центра, между которыми также может осуществляться миграция энергии.

ФЛ сапфировых подложек в красной области спектра эффективно возбуждалась как излучением синего и зеленого светодиодов, так и He-Ne-лазера. Соответствующие спектры ФЛ для одной и той же сапфировой подложки при использовании различных источников возбуждения приведены на рис. 1. Видно, что, независимо от источника возбуждения, в спектрах излучения наблюдаются *R*-линии ( $R_1=694,3$  нм и  $R_2=692,8$  нм), характерные для ионов  $\text{Cr}^{3+}$ . Таким образом, свечение в сапфировых подложках, содержащих примесь хрома, возникает при непосредственном возбуждении ионов  $\text{Cr}^{3+}$  падающим излучением светодиода (лазера). Люминесценция кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  с малой концентрацией ионов  $\text{Cr}^{3+}$  обусловлена переходами с верхних уровней  $\bar{E}$  ( ${}^2E$ ) и  $2\bar{A}$  ( ${}^2E$ ) на нижние уровни  ${}^4A_2$ , соответствующие  $R_1$ - и  $R_2$ -линиям, фоновыми повторениями  $R$ -линий, а также переходами из термически заселенных состояний  ${}^2T_1$  и  ${}^4T_2$  в основное состояние  ${}^4A_2$  [10—12].

Из кривых 1 и 2 на рис. 1 следует, что при одинаковых интенсивностях возбуждения ФЛ в  $R$ -линиях бо-

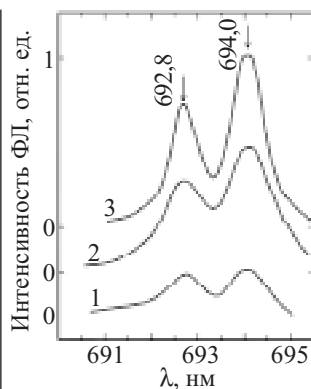


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции сапфировой подложки при возбуждении излучением голубого (1), зеленого (2) светодиодов и He-Ne-лазера ( $\lambda=632,8$  нм) (3)

лее эффективно возбуждается излучением зеленого светодиода. Этот экспериментальный факт становится понятным, если сопоставить спектр поглощения кристалла  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$  со спектрами излучения голубого и зеленого светодиодов [2]. В спектре поглощения кристаллов альфа-оксида алюминия, легированного примесью хрома, наблюдаются две интенсивные широкие полосы Y ( $\lambda_{\text{max}}=410$  нм, переход  ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_1$ ) и U ( $\lambda_{\text{max}}=560$  нм, переходы  ${}^4A_2 \rightarrow {}^4T_2$ ), а также слабые интенсивные  $B_1$ - и  $B_2$ -линии (476,3 и 474,6 нм, переходы  ${}^4A_2 \rightarrow 2\bar{A}({}^2T_2)$ ,  ${}^4A_2 \rightarrow \bar{E}_a({}^2T_2)$ ), в которых эффективно возбуждается люминесценция в  $R$ -линиях [13]. Так как максимум в спектре излучения голубого светодиода (471,0 нм) находится в области слабых  $B$ -линий поглощения, то и эффективность возбуждения ФЛ в этом случае является меньшей по сравнению с зеленым светодиодом, спектральный состав излучения которого перекрывается с интенсивной U-полосой.

Излучение He-Ne-лазера ( $\lambda=632,8$  нм) лежит в области очень слабого поглощения кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ . В этой области перекрываются хвост широкой U-полосы и многофононный хвост  $R$ -линий (переходы  ${}^4A_2 \rightarrow {}^2E$  с участием нескольких фононов). Вклад в поглощение могут также давать хвосты довольно широких  $R'$ -полос (переходы  ${}^4A_2 \rightarrow {}^2T_1$ ) [12].

Таким образом, фотолюминесценция кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ , независимо от того, происходит ли поглощение в широких полосах или линиях, всегда имеет один и тот же спектр, следовательно, переходы в основное состояние совершаются всегда с одного и того же уровня, а именно,  ${}^2E$ .

Отметим, что  $R$ -линии всегда присутствуют в спектре ФЛ сапфировых подложек, независимо от фирм-производителей (рис. 2), а их интенсивность зависит от концентрации остаточных примесей  $\text{Cr}^{3+}$ , попадающих в растущий кристалл из исходной шихты. Вместе с тем интенсивность  $R$ -линий в спектрах ФЛ сапфировых подложек всегда меньше, чем в исходной шихте, что указывает на частичную очистку кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  от примеси хрома при их выращивании направленной кристаллизацией расплава — как за счет сегрегации на фронте кристаллизации, так и за счет испарения со свободной поверхности расплава.

Учитывая, что исходным сырьем для выращивания объемных кристаллов сапфира служат булы и полубулы верхнейлевого производства, целесообразно использовать ФЛ в качестве экспресс-метода контроля наличия (отсутствия) примесных ионов  $\text{Cr}^{3+}$  еще

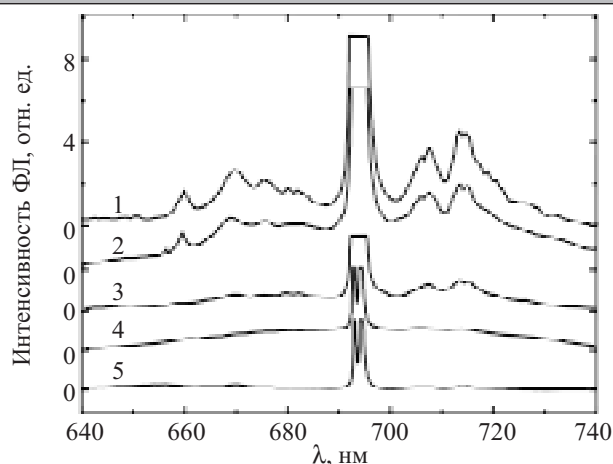


Рис. 2. Фотолюминесценция кристаллов сафира, выращенных методом Вернейля (1 — ВЧ; 2 — ВК), и сапфировых подложек (3 — М; 4 — У; 5 — С). Здесь ВЧ — производство Чехии, ВК — Китая, М — Москвы, У — Ужгорода, С — Ставрополя

на стадии выбора сырья. Принимая во внимание тот факт, что в случае оптического возбуждения интенсивность люминесценции в  $R$ -линиях ( $I_R$ ) линейно возрастает с увеличением концентрации ( $C$ ) примеси хрома в кристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  [14, 15], и построив один раз градуировочную зависимость  $I_R = f(C)$ , можно не только качественно, но и количественно определять содержание хрома в исходном сырье и сапфировых подложках.

**Рентгенолюминесценция (РЛ).** Сапфировые подложки хорошо люминесцируют при возбуждении ионизирующей радиацией, в том числе и рентгеновским излучением. При этом свечение происходит в нескольких областях спектра (рис. 3). В спектрах РЛ исходного сырья (кристаллов, полученных по методу Вернейля) в красной области помимо основного пика 694 нм ( $R$ -линии хрома) наблюдается несколько спутников (660, 670, 675, 709, 716, 730 нм), совпа-

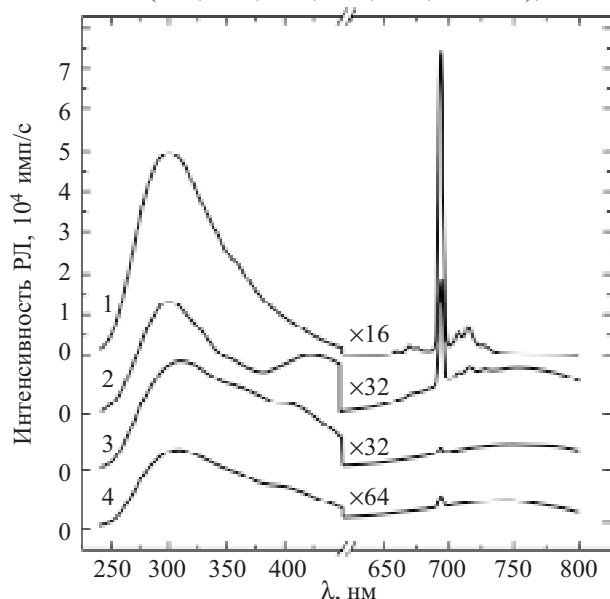


Рис. 3. Рентгенолюминесценция исходных кристаллов сафира, выращенных методом Вернейля (1 — ВЧ; 2 — ВК), и сапфировых подложек (3 — У; 4 — М)

дающих по энергетическому положению с таковыми в спектре ФЛ (кривые 1, 2 рис. 2). Учитывая, что для малых концентраций хрома, входящего в решетку  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  в виде ионов  $\text{Cr}^{3+}$ , справедливо приближение не взаимодействующих примесей [14], наблюдаемые спутники в спектре РЛ не связаны с парным взаимодействием ионов хрома.

Поглощение энергии ионизирующей радиации в основном зависит от полной концентрации ионов в рассматриваемом материале — независимо от того, являются они центрами окраски или нет. Поэтому, в отличие от ФЛ, рентгенолюминесценция в меньшей степени вызвана непосредственным возбуждением ионов  $\text{Cr}^{3+}$ , а в основном обусловлена передачей этим ионам энергии, поглощаемой решеткой  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ . В наших экспериментах при использованных мощностях дозы рентгеновского излучения в разрешенных зонах альфа-оксида алюминия может создаваться максимально  $10^{13}\text{—}10^{14}\text{ см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$  электронно-дырочных пар. Учитывая, что концентрация ионов хрома в исследуемых кристаллах сафира, по данным электронного парамагнитного резонанса, не превышала  $10^{16}\text{ см}^{-3}$ , а время возбуждения состояния  $\text{Cr}^{3+}$  примерно равно 3 мс, можно заключить, что в принципе все образующиеся в единицу времени электронно-дырочные пары могут прорекомбинировать на ионах хрома с излучением квантов света 1,84 эВ на  $R$ -линиях (рис. 3). Таким образом, любой процесс возбуждения люминесценции в кристаллах  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  при наличии примеси хрома всегда заканчивается излучательным переходом  ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$ . Разница заключается лишь в том, что в спектре ФЛ четко удается разделить  $R_1$ - и  $R_2$ -линии, а в спектре РЛ проявляется только одна линия.

Все спутники  $R$ -линий, наблюдаемые в спектрах ФЛ и РЛ, можно разбить на несколько групп [12]: 660 нм — неразделенные  $R_1'$ - и  $R_2'$ -линии; 670 нм —  $R_3'$ -линия; 650, 675, 680 и 684 — антистоксовы фоновые спутники  $R$ -линий, возникающие вследствие суперпозиции энергии электронных переходов  ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$  с энергией атомных колебаний; 705, 709, 713, 716, 725 и 730 нм — колебательные повторения  $R$ -линий, возникающие вследствие размена части энергии переходов  ${}^2E \rightarrow {}^4A_2$  на тепловые колебания решетки.

Независимо от фирмы-производителя как исходного сырья, так и сапфировых подложек, в их спектре РЛ в синей области наблюдается широкая неэлементарная полоса с максимумом около 300—310 нм (рис. 3). Экспериментальные спектры РЛ были разложены на суперпозицию независимых гауссианов (модель линейной электрон-фононной связи), варьируя с помощью компьютера амплитуду, полуширину и положение максимума элементарных пиков и подгоняя суммарную кривую под экспериментальную до наилучшего визуального совпадения. При этом были получены три набора полос с максимумами при энергиях  $E_{\text{max1}}=4,26\text{ эВ}$ ,  $E_{\text{max2}}=3,8\text{ эВ}$  и  $E_{\text{max3}}=3,00\text{ эВ}$  (рис. 4), которые наиболее точно воспроизводят экспериментально наблюдаемую широкую асимметричную полосу.

Для идентификации полученных максимумов в спектре РЛ в синей области с конкретными центрами воспользуемся известными литературными данными. На основании сравнительного анализа наших резуль-

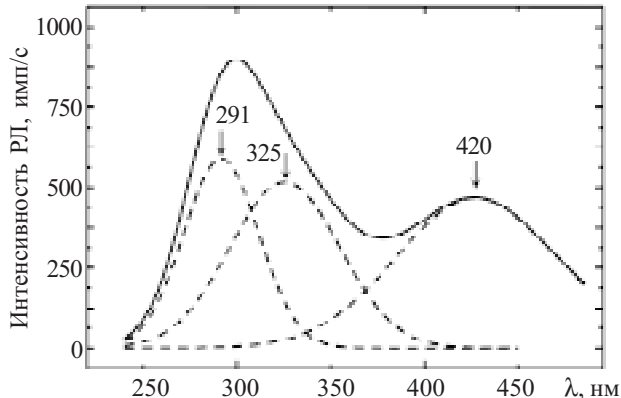


Рис. 4. Разложение спектра РЛ кристалла сапфира ВК на гауссианы

татов с многочисленными данными работ [4, 16—22] можно сделать следующие выводы. Наблюдаемые в спектрах РЛ всех кристаллов полосы излучения 3,8 и 3,0 эВ относятся к переходам в  $F^+$ - и  $F$ -центрах [4, 16—20]. Действительно, по данным измерения оптического поглощения, исследуемые нами сапфировые подложки содержали  $10^{16}$ — $10^{17}$  см<sup>-3</sup> анионных (кислородных) вакансий. Что касается природы центров свечения, ответственных за полосу 4,26 эВ в спектре РЛ, то в литературе до сих пор нет единого мнения о ее происхождении. Ее связывают с рекомбинациями в парах дефектов [20], с примесью титана [21], а в работе [22] — с примесью магния и приписывают рекомбинации дырок с  $F_{Mg}$ -центрами.

**Термостимулированная люминесценция.** При облучении кристаллов сапфира рентгеновским излучением, кроме рекомбинационных процессов неравновесных носителей заряда, происходит их захват центрами прилипания (происходит запасание энергии возбуждения на ловушках). Поскольку кристаллы  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> являются широкозонными диэлектриками ( $E_g = 9,6$  эВ), то наряду с центрами излучательной рекомбинации они содержат большое количество безизлучательных локальных центров, значительная часть которых играет роль центров прилипания для электронов и дырок, которые относительно легко и надежно можно выявить с помощью термостимулированной люминесценции (ТСЛ).

Типичные кривые ТСЛ для исходного сырья (кристаллов  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, полученных методом Вернейля, от различных фирм-производителей) и сапфировых подложек приведены на рис. 5, 6. Из сопоставления кривых ТСЛ следует, что форма кривых (количество максимумов и их температурное положение) определяется методом получения кристаллов и присутствующими в них остаточными (фоновыми) примесями. Так, в кристаллах ВК, облученных рентгеновским излучением, наблюдается термолюминесценция с доминирующим пиком при 460 К, т. е. дозиметрический пик [5—7]. Его интенсивность и светосумма коррелируют с дозой рентгеновского излучения. В кристаллах ВЧ дозиметрический пик не является элементарным, а состоит из двух, один из которых проявляется в виде плеча при  $T=460$  К, а второй — ярко выраженный при  $T=480$  К (кривая 1 рис. 5). Используя различные виды возбуждения, а именно,

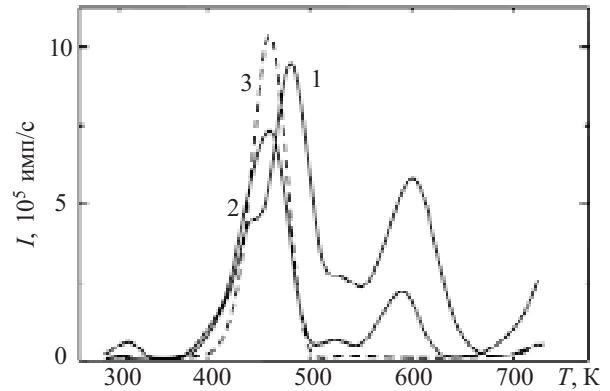


Рис. 5. Кривые ТСЛ кристаллов сапфира, выращенных методом Вернейля (1 — ВЧ, 2 — ВК) и Степанова (3)

фотовозбуждением излучением азотного лазера ( $\lambda=337$  нм) и рентгеновское излучение при исследовании ТСЛ анионно-дефектных кристаллов  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, авторам [7] на самом деле удалось разделить сложный пик на два элементарных с максимумами при 460 и 480 К, хотя сами авторы так и не констатировали факта существования двух пиков, считая, что пик при облучении исследуемого образца лазерным светом имеет температуру на 10—25 К выше, чем пик ТСЛ при рентгеновском облучении.

Длительное время считали, что дозиметрический пик ( $T_m=460$  К) обусловлен наличием углерода в кристаллах альфа-оксида алюминия ( $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:C) [23]. Действительно, на кривых ТСЛ профилированных кристаллов, выращенных по методу Степанова с использованием графитового теплового узла (кривая 3 на рис. 5), наблюдается хорошо разрешенный дозиметрический пик с  $T_m=460$  К. Согласно модели, предложенной в работе [24], термолюминесцентный процесс протекает путем освобождения дырок из ловушек, образованных ионами углерода, и их последующей рекомбинацией с электронами, локализованными на анионных вакансиях. Авторы [25] считают, что такая модель термолюминесцентного процесса является необоснованной. По их мнению, углерод как восстановительный реагент оказывает лишь каталитическое действие путем ослабления связей между ионами основной кристаллической решетки и способствует образованию нестехиометрического окружения вблизи анионных вакансий.

Учитывая это и принимая во внимание, что дозиметрический пик в кристаллах  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, выращенных по методу Вернейля, не является элементарным, а также тот факт, что в спектрах излучения обоих пиков (460 и 480 К) наблюдается свечение  $F$ - и  $F^+$ -центров и ионов Cr<sup>3+</sup>, вероятнее всего дозиметрический пик следует связать со сложным комплексным дефектом, образованным кислородными вакансиями в разных зарядовых состояниях и ионами хрома, которые одновременно выполняют роль ловушки носителей заряда и излучательного центра. К такому выводу ранее пришли также авторы [26] на основании анализа результатов исследования ТСЛ анионно-дефектных кристаллов.

О наличии ионов Cr<sup>3+</sup> в вернейлевых кристаллах свидетельствует также второй пик ТСЛ при 600 К (рис. 5). Температурное положение и форма этого

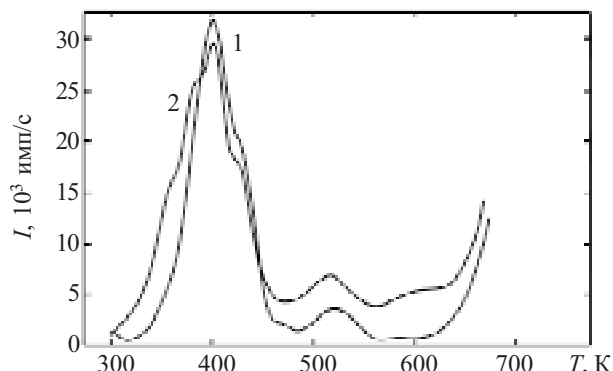


Рис. 6. Кривые ТСЛ сапфировых подложек (1 — У, 2 — М)

пика не зависит от дозы облучения, а его интенсивность пропорциональна концентрации примесных ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в матрице  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ , что хорошо согласуется с данными [5].

На рис. 6 приведены кривые ТСЛ сапфировых подложек, вырезанных из кристаллов, полученных видоизмененным методом Киропулоса с использованием в качестве сырья В-кристаллов от различных производителей. Независимо от происхождения сырья и производителя объемных кристаллов из расплава, на кривых ТСЛ сапфировых подложек доминирующим является пик при 400 К с одной (420 К) либо тремя (360, 380, 420 К) особенностями, проявляющимися в виде плеч на высокотемпературной и низкотемпературной сторонах пика. Аналогичные кривые ТСЛ, как по форме, так и по положению пиков, приведены в работах [27, 28] для кристаллов сапфира, выращенных методами Вернейля и Киропулоса. Таким образом, доминирующий пик ТСЛ в сапфировых подложках является неэлементарным. Он связан с термическим опустошением, как минимум, двух и — максимум — четырех ловушек. На кривых ТСЛ, кроме основного, проявляются также два слабых пика при 470 и 520 К. Авторы [28] пик при 400 К приписывают термическому разрушению двухдырочных центров, находящихся вблизи примесных ионов ( $V_M^-$ -центры), а генетически связанные с ними однодырочные центры ( $V_M^=$ -центры) термически разрушаются при 520 К [29]. Два пика с максимумами при 380 и 420 К обусловлены ионизацией двухдырочных  $V^-$ -центров и однодырочных  $V_{\text{OH}}^=$ -центров, соответственно [4, 16, 28].

В кристаллах сапфира, полученных по методу Вернейля, наблюдается еще один пик ТСЛ — при более низкой температуре (320 К), чем дозиметрический. Следует отметить, что температурное положение максимума этого пика существенно зависит от скорости нагрева образца — наблюдается смещение максимума в область высоких температур с увеличением скорости нагрева. Аналогичную зависимость для пика 320 К установили ранее авторы [25] и связали его с обычным электронно-дырочным механизмом ионизации ловушек.

Интенсивность пика ТСЛ при 600 К, связанного с  $\text{Cr}^{3+}$ -центрами, резко падает для сапфировых подложек в сравнении с исходными ВЧ- и ВК-кристаллами. Причиной этого, как отмечалось ранее, является

существенное уменьшение концентрации фоновой примеси в кристаллах, полученных из расплава, как за счет ее испарения с открытой поверхности расплава, так и вследствие отнесения примесей фронтом кристаллизации в нижний конец слитка. По этой причине на кривых ТСЛ сапфировых подложек, вырезанных из средней части объемного кристалла (наиболее чистой), пик при 600 К практически отсутствует, а у подложек, вырезанных из конца слитка, он проявляется.

### Выводы

Установлено, что люминесцентные и термолюминесцентные свойства кристаллов сапфира и сапфировых подложек определяются не только анионными и катионными вакансиями, но и такими сопутствующими примесями как хром и титан, которые влияют на форму кривой ТСЛ и спектр свечения кристаллов.

Учитывая высокую активность примесных центров  $\text{Cr}^{3+}$  в оптических процессах, неразрушающим экспресс-методом контроля остаточных примесей хрома в сапфировых подложках может выступить фотолюминесценция. Для ее возбуждения успешно можно использовать излучение сверхъярких голубого либо зеленого светодиодов, изготовленных на базе гетероструктур  $\text{InGaN/AlGaIn/GaN}$  с множеством квантовых ям, а также гелий-неонового лазера.

### ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Папков В. С., Цыбульников М. Б. Эпитаксиальные кремниевые слои на диэлектрических подложках и приборы на их основе. — М.: Энергия, 1979.
2. Bletskan D. I., Lukyanchuk O. R., Bletskan O. D. Effect of sapphire substrate on spectral emission features for LEDs based on  $\text{InGaN/AlGaIn/GaN}$  hetero-structures // *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*.— 2003.— Vol. 6, N 2.— P. 189—191.
3. Блецкан Д. И., Блецкан О. Д., Лук'ячук О. Р. та ін. Промислові вирощування монокристалів сапфіру видозміненим методом Кіропулоса // *Наук. вісн. Ужгородського університету. Сер. Фізика*.— 2000.— № 6.— С. 221—239.
4. Crawford J. H. Jr. A review of neutron radiation damage on corundum crystals // *J. Nucl. Mater.*— 1982.— Vol. 108—109.— P. 644—654.
5. Kortov V. S., Milman I. I., Kirpa V. I., Lesz J. Some features of  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  dosimetric thermoluminescent crystals // *Radiation Protection Dosimetry*.— 1994.— Vol. 55, N 4.— P. 279—283.
6. Kortov V. S., Milman I. I., Kirpa V. I., Lesz J. Thermal quenching of TL in  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  dosimetric crystals // *Ibid.*— 1996.— Vol. 65, N 1—4.— P. 255—258.
7. Кортвов В. С., Сюрдо А. И., Шарафутдинов Ф. Ф. Термолюминесценция анионодефектного корунда при ультрафиолетовом, лазерном и рентгеновском облучении // *ЖЭТФ*.— 1997.— Т. 67, № 7.— С. 72—76.
8. Блецкан Д. И., Блецкан О. Д., Лук'ячук О. Р. та ін. Механічна обробка кристалів сапфіра та виготовлення підкладок із них // *Наук. вісн. Ужгородського університету. Сер. Фізика*.— 2000.— № 7.— С. 161—172.
9. Евразийский пат. 001265. Способ резки кристаллов сапфира / Н. И. Блецкан, Б. А. Дороговин, А. Б. Дороговин и др.— 2000.
10. Misu A. Emissions of ruby // *J. Phys. Soc. Japan*.— 1964.— Vol. 19, N 12.— P. 2260—2270.
11. Kisliuk P., Moore C. A. Radiation from the  $^4T_2$  state of  $\text{Cr}^{3+}$  in ruby and emerald // *Phys. Rev.*— 1967.— Vol. 160, N 2.— P. 307—312.

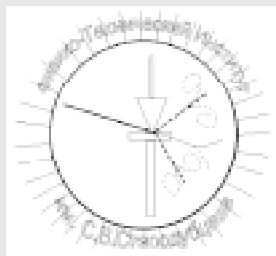
12. Nelson D. F., Sturge M. D. Relation between absorption and emission in the region of the R lines of ruby // *Phys. Rev. A.*— 1965.— Vol. 137, N 4.— P. 1117—1130.
13. Sugano S., Tanabe Y. Absorption spectra of  $\text{Cr}^{3+}$  in  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Part A. Theoretical studies of the absorption bands and lines // *J. Phys. Soc. Japan.*— 1958.— Vol. 13, N 8.— P. 880—899.
14. Антипова-Кортова И. И., Грум-Гржимайло С. В. О возможности использования люминесцентного анализа для контроля состава примесей в корунде // *Тр. Ин-та кристаллографии.*— 1953.— Вып. 8.— С. 139—144.
15. Schawlow A. L., Wood D. L., Clogston A. M. Electronic spectra of exchange-coupled ion pairs in crystals // *Phys. Rev. Letters.*— 1959.— Vol. 3, N 6.— P. 271—273.
16. Lee K. H., Crawford J. H. Electron centers in single-crystal  $\text{Al}_2\text{O}_3$  // *Phys. Rev. B.*— 1977.— Vol. 15, N 8.— P. 4065—4070.
17. Lee K. H., Crawford J. H. Jr. Luminescence of the  $F$  center in sapphire // *Ibid.*— 1979.— Vol. 19, N 6.— P. 3217—3221.
18. Evans B. D., Stapelbroek M. Optical properties of the  $F^+$  center in crystalline  $\text{Al}_2\text{O}_3$  // *Ibid.*— 1987.— Vol. 18, N 12.— P. 7089—7098.
19. Springis M. J., Valbis J. A. Visible luminescence of colour centres in sapphire // *Phys. Stat. Solidi (b).*— 1984.— Vol. 123, N 1.— P. 335—343.
20. Кулис П. А., Рачко З. А., Спрингис М. Е. и др. Рекомбинационная люминесценция неактивированной окиси алюминия // *Электронные процессы и дефекты в ионных кристаллах.*— Рига: Изд-во Латвийского госуниверситета, 1985.— С. 85—123.
21. Surdo A. I., Kortov V. S., Sharafutdinov F. F. Luminescence of anion-defective corundum with titanium impurity // *Radiat. Prot. Dosim.*— 1999.— Vol. 84, N 1—4.— P. 261—263.
22. Kulis P. A., Springis M. J., Tale I. A. et al. Impurity associated color centers in Mg and Ca-doped  $\text{Al}_2\text{O}_3$  single crystals // *Phys. Stat. Solidi (b).*— 1981.— Vol. 104, N 2.— P. 719—725.
23. Аксельрод М. С., Кортов В. С., Мильман И. И. и др. Профилированные легированные углеродом монокристаллы окиси алюминия для термолюминесцентных дозиметрических детекторов // *Изв. АН СССР. Сер. Физическая.*— 1988.— Т. 52, № 10.— С. 1981—1985.
24. Аксельрод М. С., Кортов В. С., Мильман И. И. Рекомбинационные процессы в легированном анионнодефектным корунде // *Укр. физ. журнал.*— 1983.— Т. 28, № 7.— С. 1053—1056.
25. Бессонова Т. С., Гимадова Т. И., Тале И. А. и др. Особенности термолюминесценции монокристаллов корунда с дефектной структурой // *ЖПС.*— 1991.— Т. 54, № 3.— С. 433—437.
26. Кортов В. С., Мильман И. И. Термостимулированная люминесценция дозиметрических кристаллов  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  // *Изв. вузов. Физика.*— 1996.— № 11.— С. 145—160.
27. Бессонова Т. С., Забара А. С. Радиационно-стимулированные явления в корунде с примесью титана // *ЖПС.*— 1989.— Т. 50, № 3.— С. 440—444.
28. Грицына В. Т., Войцень Т. И., Корнеева Т. И. Изменение структуры и зарядовых состояний дефектов в кристаллах корунда при рентгеновском облучении.— *Укр. физ. журнал.*— 1984.— Т. 29, № 9.— С. 1398—1403.
29. Lee K. H., Holmberg G. E., Crawford J. H. Jr. Optical and ESR studies of hole centers  $\gamma$ -irradiated  $\text{Al}_2\text{O}_3$  // *Phys. Stat. Solidi (a).*— 1977.— Vol. 39, N 2.— P. 669—674.

## ВЫСТАВКИ. КОНФЕРЕНЦИИ

НПО «Физика-Солнце» АН РУз им. С. А. Азимова

## Конференция

## «ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ»



Сентябрь 2006  
Ташкент

## Контактная информация:

Телефон: (8-371)-133-12-71.

Факс: (8-371)-135-42-91.

E-mail: lupt@uzsci.net

Конференция посвящена широкому спектру проблем, связанных с актуальными фундаментальными и прикладными вопросами современной физики.

Представляются работы по следующим направлениям:

1. Физика ядра и элементарных частиц, ее прикладные аспекты. ([olimov@uzsci.net](mailto:olimov@uzsci.net))
2. Физика полупроводников и твердого тела, ее прикладные аспекты. ([erkin1@uzsci.net](mailto:erkin1@uzsci.net))
3. Возобновляемые источники энергии и гелиоматериаловедение, их прикладные аспекты. ([sultan@uzsci.net](mailto:sultan@uzsci.net), [trukhov@uzsci.net](mailto:trukhov@uzsci.net))

К участию в конференции принимаются работы, выполненные за последние 3 года, а также обзорные доклады.

Срок подачи работ до 15 августа 2006 г.

## НОВЫЕ КНИГИ

**Виноградов Б. А., Мещерякова Г. П., Перепелкин К. Е. Действие лазерного излучения на полимерные материалы.— СПб: Наука, 2006.— 50 с.**

Монография посвящена рассмотрению структуры и физических (термических, оптических) свойств полимерных материалов, исследованию воздействия на них лазерного излучения различной интенсивности в ИК, видимом и УФ диапазонах, лазерным методам изучения их микро- и макроструктуры, научным основам лазерного нагрева, термической обработки, сварки, поверхностной и размерной обработки.

Для специалистов в области применения лазерных методов при изучении и обработке полимерных материалов, для преподавателей, аспирантов, студентов.

