

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОУ ВПО «СИБИРСКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АКАДЕМИЯ»

ГЕО-СИБИРЬ-2008

Т. 4

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ, МЕТРОЛОГИЯ, ТЕПЛОФИЗИКА, МИКРОТЕХНИКА

Ч. 2

Сборник материалов
IV Международного научного конгресса

Новосибирск
СГГА
2008

2008УДК 681.2:006:
С 26

Ответственные за выпуск:
координаторы направления
«Специализированное приборостроение, метрология,
теплофизика, микротехника»

Кандидат технических наук, профессор, директор
Института оптики и оптических технологий СГГА, г. Новосибирск
О.К. Ушаков

Доктор технических наук, профессор, зав. лабораторией лазерных
информационных систем Института лазерной физики СО РАН, г. Новосибирск
Б.В. Поллер

Доктор технических наук, зав. кафедрой метрологии, стандартизации
и сертификации СГГА, г. Новосибирск
В.Я. Черепанов

Доктор технических наук, профессор, зав. кафедрой физики СГГА, г.
Новосибирск
В.В. Чесноков

С 26 ГЕО-Сибирь-2008. Т. 4. Специализированное приборостроение,
метрология, теплофизика, микротехника. Ч. 2 : сб. матер. IV Междунар. научн.
конгресса «ГЕО-Сибирь-2008», 22–24 апреля 2008 г., Новосибирск. –
Новосибирск : СГГА, 2008. – 191 с.

ISBN 978-5-87693-280-8 (т. 4, ч. 2)
ISBN 978-5-87693-271-6

В сборнике опубликованы материалы IV Международного научного
конгресса «ГЕО-Сибирь-2008» направления «Специализированное
приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника».

Печатается по решению Редакционно-издательского совета СГГА
Материалы публикуются в авторской редакции

УДК 681.2:006:

ISBN 978-5-87693-280-8 (т. 4, ч. 2)
ISBN 978-5-87693-271-6

© ГОУ ВПО «Сибирская государственная
геодезическая академия», 2008

СОДЕРЖАНИЕ

Поллер Б.В., Косинов В.А., Косинов О.В., Бритвин А.В., Трушенко Д.Е. О характеристиках оптических полимерных пленок с нанопокровностями TiO_2	9
Чесноков Д.В., Чесноков А.Е., Никулин Д.М., Корнеев В.С., Чесноков В.В., Шергин С.Л. Самоформирование периодического рельефа в тонкопленочных структурах	14
Чесноков В.В., Чесноков Д.В., Никулин Д.М. Интерференционные светофильтры с перестраиваемой полосой пропускания	19
Каримов Б.Х., Рахимов Н.Р. Фоторефрактивный эффект в структурах АФН-пленка-сегнетоэлектрик.....	24
Поллер Б.В., Орлов С.Г., Трушенко Д.Е., Бритвин А.В., Алексеев Д.В. О свойствах полимерных планарных и волоконных оптических волноводов с микрочастицами и перетяжками	31
Никулин Д.М., Чесноков В.В., Чесноков Д.В. Электроуправляемая дифракционная решетка	37
Никулин Д.М., Чесноков В.В., Чесноков Д.В. Технологические аспекты разработки тонкопленочных микромеханических волноводов упругих волн	42
Поллер Б.В., Клементьев В.М., Трашкеев С.И., Бритвин А.В., Коняев С.И., Коломников Ю.Д., Трушенко Д.Е., Орлов С.Г. Перспективы использования систем с жидкими кристаллами и полимерными волноводами в терагерцовом диапазоне для информационных технологий	45
Поллер Б.В., Поллер А.Б. Об освещении земной поверхности с помощью «Солнечных парусов» и «Солнечных шаров» в околоземном пространстве	48
Бритвин А.В., Поллер Б.В., Алексеев А.В. О свойствах обратного рассеяния ультрафиолетовых сигналов для управления подвижными объектами	51
Айрапетян В.С. ИК-лидарное исследование ν_3 полосы поглощения спектра метана в атмосфере	58
Чесноков Д.В., Чесноков В.В., Шергин С.Л. Физические ограничения быстродействия микромеханических устройств управления световыми потоками.....	65
Каримов Б.Х., Рахимов Н.Р., Каримов Ш.Б. Оптоэлектронные приборы на основе нанокристаллических полупроводниковых (CdTe) АФН-пленок	72
Корнеев В.С. Исследование рабочих параметров микромеханических дефлекторов с электромагнитным управлением.....	76
Михайлова Д.С., Чесноков В.В., Чесноков Д.В. Проект приставки к спектрофотометру СФ-26 для исследования оптических характеристик тонких слоев металлоорганических соединений.....	81

Сырнева А.С., Чесноков В.В. Конструктивные особенности фильтров излучения терагерцового диапазона, использующих эффект нарушенного полного внутреннего отражения	86
Шергин С.Л., Никулин Д.М., Чесноков Д.В., Семёнов В.Ю. Экспериментальное исследование оптических характеристик тонких плёнок щелочных металлов	91
Карманов И.Н., Мещеряков Н.А. Исследование влияния дифракционного поля на интерференционную картину в зоне Фраунгофера	97
Батомункуев Ю.Ц., Мещеряков Н.А. Применение характеристической функции в расчетах схем записи голограммных оптических элементов	101
Карманов И.Н., Мещеряков Н.А. Исследование метрологических характеристик высокоточных оптических методов измерения размеров объектов.....	107
Вайсберг А.И. Двухслойный диэлектрик с переходным слоем.....	113
Крючков Ю.И. Применение метода количественной электронной оже-спектроскопии для определения относительных атомных концентраций сверхтонких поверхностных слоёв в технологии твёрдотельной электроники	116
Шувалов Г.В., Ясырова О.А., Жуков А.Ю. Исследование кондуктометрического метода и разработка на его основе прибора для определения содержания серы в нефтепродуктах	121
Шувалов Г.В., Ясырова О.А., Жуков А.Ю. Исследование метрологических характеристик приборов для определения плотности жидкости.....	125
Непочатова А.В., Черепанов В.Я., Ямшанов В.А. Влияние свойств датчиков теплового потока на погрешность измерений.....	129
Бродников А.Ф., Черепанов В.Я. Результаты исследований натрия в качестве новой реперной точки температурной шкалы.....	134
Могильницкий Б.С. Временная структура световых импульсов, прошедших интерферометр Фабри-Перо	138
Могильницкий Б.С. Интерферометр Фабри-Перо при импульсном освещении	142
Юданин А.Я., Могильницкий Б.С., Толстиков А.С. Уточнение орбит ИСЗ системы ГЛОНАСС/GPS	147
Макаров И.Е., Толстиков А.С. Исследования алгоритмов синхронизации пространственно-разнесённых часов по навигационным сигналам методами имитационного моделирования.....	152
Крылов В.С. Построение малобюджетных информационно-измерительных систем и систем автоматического регулирования на базе прецизионного многоканального измерителя температуры «Термоизмеритель ТМ-12»	158
Данилевич С.Б., Соловьева Т.М. Разработка эффективных методик многопараметрического контроля	162
Толстиков А.С., Стубарев Д.В. Задачи предварительной обработки данных безапросных траекторных измерений	168

Савелькаев С.В., Устюгов М.Б., Тапсиев А.П. Способ калибровки полоскового контактного устройства	171
Савелькаев С.В., Устюгов М.Б., Тапсиев А.П. Методы анализа устойчивости активных СВЧ-цепей и измерения их S-параметров ..	176
Плетнев П.М., Симонова Г.В., Рогов В.И., Степанова С.А. Зависимость светопропускания вакуумноплотных керамических материалов от спектрального состава излучения	181
Жуков В.Е., Павленко А.Н., Печеркин Н.И., Чехович В.Ю. Использование кремниевых диодов для исследования динамики формирования крупномасштабной температурной неравномерности внутри структурированной насадки дистилляционной колонны	186
Лизунов В.Д., Куликов А.В., Новоевский В.Т. Создание эталонного интерференционного компаратора для метрологического обеспечения средств измерения длины	192
Енин А.Н. Автоматизация проектирования процессов производства и измерительных процессов на основе метода последовательной оптимизации	196
Куликова Л.Г. Метрологическая служба СГГА	203

CONTENTS

Poller B.V., Kosinov V.A., Kosinov O.V., Britvin A.V., Trushenko D.E. About the characteristics of optical polymeric films with TiO ₂ nanocovering.....	9
Chesnokov V.V., Chesnokov A.E., Nikulin D.M., Korneev V.S., Chesnokov D.V., Shergin S.L. Self-formation of periodic relief in thin-film structures	14
Chesnokov V.V., Chesnokov D.V., Nikulin D.M. Interference colour filters with tunable passband	19
Karimov B.Kh., Rakhimov N.R. Photo refraction effect in structure APV-films-ferroelectric	24
Poller B.V., Orlov S., Trushenko D.E., Britvin A.V., Alexeev D.V. About properties of polymeric planar and fiber optical waveguides containing microparticles and bottlenecks.....	31
Nikulin D.M., Chesnokov V.V., Chesnokov D.V. Diffraction grating with electrical control.....	37
Nikulin D.M., Chesnokov V.V., Chesnokov D.V. Technological aspects of thin-film micromechanical elastic waveguides development	42
Poller B.V., Clement'ev V.M., Trashkeev S.I., Britvin A.V., Konyaev S.I., Kolomnikov Yu.D., Trushenko D.E., Orlov S.G. Perspectives of using of liquid crystals systems and TGZ polymeric waveguides for information technologies.....	45
Poller B.V., Poller A.B. About illumination of the Earth surface by «Solar sails» and «Solar spheres» in near-Earth space.....	48
Britvin A.V., Poller B.V., Alexeev A.V. About backscattering properties of ultrafiolet signals for mobile objects control	51
Ayrapetyan B.S. IK-lidar study ν_3 bands of the absorption of the spectrum of the methane in atmosphere.....	58
Chesnokov D.V., Chesnokov V.V., Shergin S.L. The quick-action physical limitations of a micromechanical light-processing devices.....	65
Karimov B.Kh., Rakhimov N.R., Karimov Sh.B. Investigation of photoelectric properties of APV CdTe films and development of optoelectronic devices on their basis.....	72
Korneyev V.S. Investigation of operational parameters of micromechanical deflectors with electromagnetic control.....	76
Mikhaylova D.S., Chesnokov V.V., Chesnokov D.V. Design of an attachment to spectrophotometer SF-26 for investigation of metalloorganic compounds thin films optical characteristics	81
Syrneva A.S., Chesnokov V.V. Design features of terahertz radiation filters using the effect of the broken total internal reflection.....	86
Shergin S.L., Nikulin D.M., Chesnokov D.V., Seme'nov V.Y. Experimental research of optical properties of thin films of alkali elements.....	91
Karmanov I.N., Mescheryakov N.A. Investigation of the influence of diffraction field on the interferential pattern in Fraunhofer zone	97

Batomunkuev Yu.Ts., Mescheryakov N.A. Application of the characteristic function in calculations of the recording schemes of the holographic optical elements.....	101
Karmanov I.N., Mescheryakov N.A. Investigation of metrological characteristics of precise optical methods for measuring of object sizes.	107
Weisberg A.I. Two-layer dielectric with transition layer	113
Kryuchkov Yu.I. Quantitative electronic auger-spectroscopy method application for determination of relative atomic percentage of superthin superficial layers in solid-state electronics	116
Shuvalov G.V., Jasirova O.A., Gukov A.J. Study conductometry method and designed instrument for determination of the sulphur to analysis oilproduct	121
Shuvalov G.V., Jasirova O.A., Gukov A.J. Study metrological characteristic instrument for determination the density of liquid.....	125
Nepochatova A.V., Cherepanov V.Ya., Iamshanov V.A. The influence of characteristics sensors of the heat flow on error of the measurements.....	129
Brodnikov A.F., Cherepanov V.Ya. The results of researches of sodium in quality as new constant point of a temperature scale.....	134
Mogilnizkii B.S. Temporal structures output impulses past of Fabry-Perot.....	138
Mogilnizkii B.S. Fabry-Perot interferometer by pulse illumination.....	142
Yudanin A.Ja., Mogilnizkii B.S., Tolstikov A.S. Accurate definition orbit satellite to system GLONASS/GPS.....	147
Makarov I.E., Tolstikov A.S. Researches of algorithms of synchronization of spatially carried hours on navigating signals methods of imitating modelling.....	152
Krulov V.S. Design of low-cost data acquisition systems and automatic control systems based on precise multi-channel temperature meter «Termoizmeritel TM-12».....	158
Danilevich S.B., Solovieva T.M. The development of the efficient methods of multivariable checking	162
Tolstikov A.S., Stubarev D.V. Tasks of data preprocessing for requestless trajectory measurements.....	168
Savelkaev S.V., Ustugov M.B., Tapsiev A.P. Way of calibration strip contact devices	171
Savelkaev S.V., Ustugov M.B., Tapsiev A.P. Methods of the analysis of stability of active microwaves circuits and measurements of their S-parameters..	176
Pletnev P.M., Simonova G.V., Rogov V.I., Stepanova S.A. The dependence of light-transparency vacuum-thick ceramic material from spectral composition of the radiation	181
Zhukov V., Pavlenko A., Pecherkin N., Chekhovich V. Application of silicon diodes for investigation of dynamics of large-scale maldistribution of temperature inside a structured packing in the distillation column	186
Lizunov V.D., Kulikov A.V., Novoyevsky V.T. Development of standard interference comparator for measurement assurance of length gauges	192

Yenin A.N. Computer-aided design of the production- and measuring processes on the basis of successive optimization method	196
Kylikova L.G. SSGA metrological service	203

УДК 621.396

Б.В. Поллер^{}, В.А. Косинов^{**}, О.В. Косинов^{**}, А.В. Бритвин, Д.Е. Трушенко*

^{*}ИЛФ СО РАН, ЗАО «СКБ», Новосибирск

^{**}Группа предприятий «Профиль», Новосибирск

О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК С НАНОПОКРЫТИЯМИ TiO₂

B.V. Poller^{}, V.A. Kosinov^{**}, O.V. Kosinov^{**}, A.V. Britvin, D.E. Trushenko*

ABOUT THE CHARACTERISTICS OF OPTICAL POLYMERIC FILMS WITH TiO₂ NANOCOVERING

About some characteristic of polymeric film with titanium oxide cover.

В настоящее время значительно расширяется область использования оптических полимеров, к которым относят оптически прозрачные диэлектрики, такие как полиметилметакрилат (ПММА), полистирол (ПС), поликарбонаты, поливиниловый спирт (ПВС), акриловые смолы и др. Оптические полимеры применяются для изготовления различных оптических деталей, в последние годы они начали использоваться в волоконной оптике и в качестве сенсорных элементов [1-2].

Диоксид титана TiO₂ является известным оптическим покрытием с коэффициентом преломления слоя от 1,9 до 2,6 и пропусканием в области 0,4 – 12,0 мкм [3]. Применение диоксида титана в качестве наполнителя для полимеров ведет к увеличению стабильности, химической, тепловой и водостойкости [4].

В группе предприятий «Профиль» освоена технология нанесения диоксида титана на стекла для окон [3].

Данная технология позволяет получать покрытия с высокой повторяемостью свойств, с толщиной покрытия в диапазоне 20 – 30 нм. Сейчас она используется для получения окон с новыми улучшенными характеристиками теплоотражающих покрытий.

В рамках данной технологии были произведены опытные покрытия диоксидом титана ряда полимерных пленок изготовленных в ЗАО «СКБ» и исследованы некоторые оптические характеристики пленок.

Проводился эксперимент по напылению оксида титана на полимеры пригодные для изготовления планарных волноводов.

Цель эксперимента: проверка влияния оксида титана на спектральные характеристики полимеров.

Для эксперимента были изготовлены 4 образца:

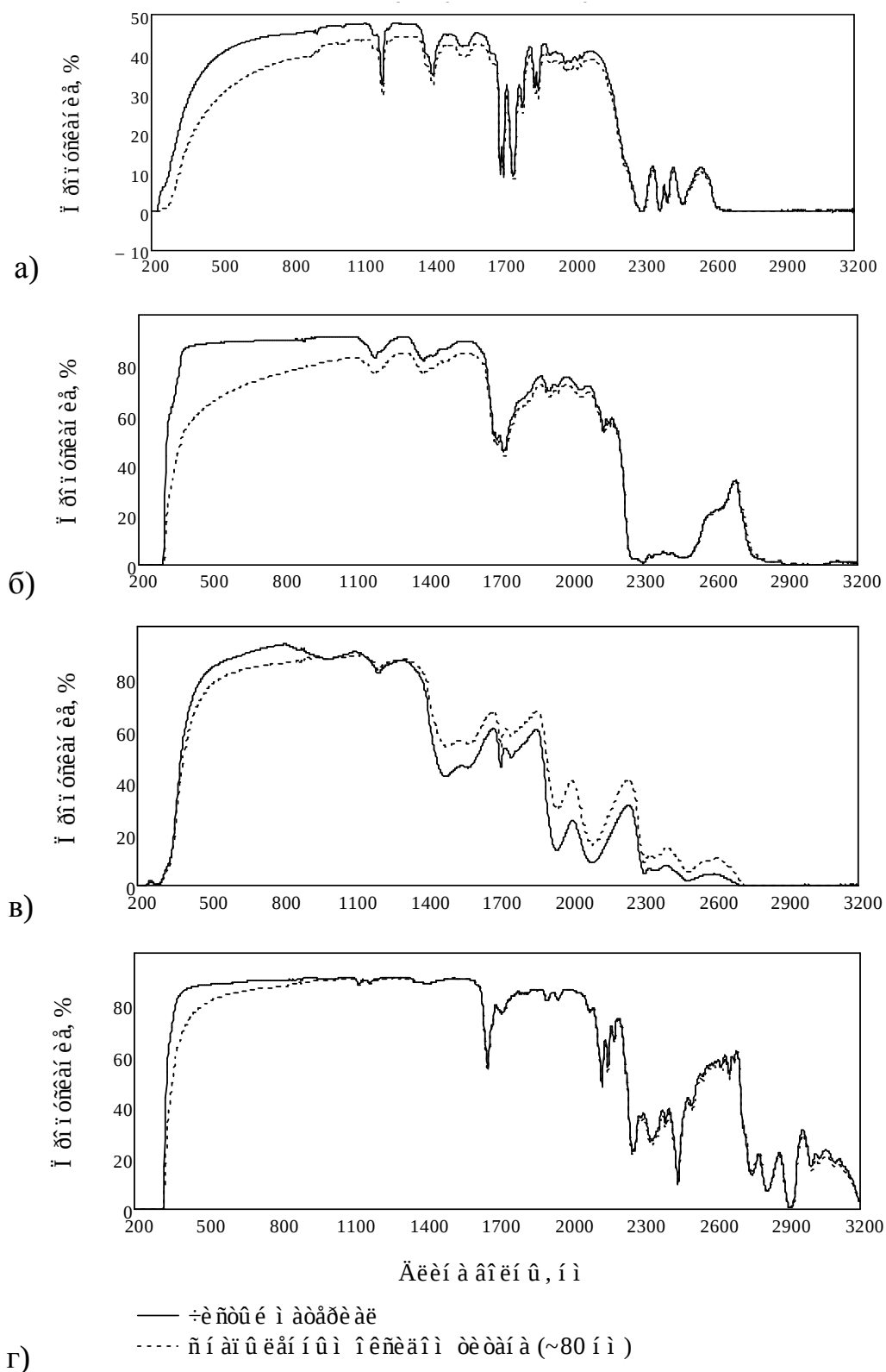
Образец № 1 – силиконовая резина ST 4 с добавлением металлических микрочастиц. Концентрация частиц ~ 400 ед/мм². Частицы распределены хаотично по всему объему полимера. Толщина образца 2,5 мм.

Образец № 2 – акриловая смола Акрилат 13. Образец изготовлен полимеризацией между двух стекол под УФ лампой, с предварительной дегазацией смолы. Толщина образца 1 мм.

Образец № 3 – пленка поливинилового спирта (ПВС). Пленка изготовлена высушиванием водного расплава полимера при комнатной температуре. Толщина образца 1 мм.

Образец № 4 – пленка ПЭТ толщиной 0,6 мм. После напыления пленка имеет равномерный изгиб.

На рис. 1 представлены графики пропускания образцов до и после напыления. Размер образцов 15×15 мм.



Как видно из графиков пленка оксида титана снижает пропускание материалов в области 200 – 1700 нм. На рис. 1в) видно, что у образца из ПВХ наступило просветление материала в области 900 – 2700 нм.

Поверхность образца из акрилата несет на себе равномерно расположенные царапины небольшой глубины ($\sim 1\text{--}2$ мкм), направленные в разные стороны. Пленка TiO_2 из-за гибкости образца разломана на куски различного размера (рис. 2). Средняя площадь элемента $5 - 10$ мкм².

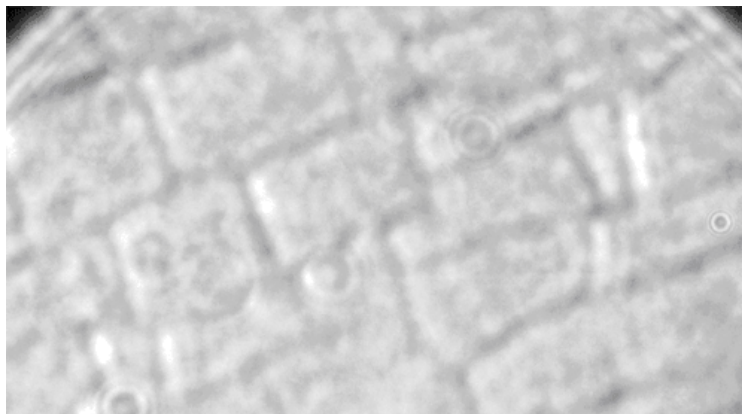


Рис. 2. Вид пленки оксида титана на образце из акрилата

Пленка ПЭТ имеет ровную поверхность без вкраплений и заметных царапин.

Образцы из ПВХ имеют ровную поверхность с неравномерно расположенными бугорками высотой до $5\text{--}7$ мкм.

Поверхность образцов из силиконовой резины имеет бугристую конфигурацию (рис. 3) со средней высотой неоднородностей до 10 мкм.



Рис. 3. Поверхности образцов из силиконовой резины

Исследовался характер отражения пленками луча He-Ne лазера. Дистанция до образца $L = 20$ см, угол падения $\alpha = 45^\circ$. Замер мощности производился на расстоянии 20 см от образца.

Покрытие TiO_2 значительно увеличило коэффициент отражения образцов (табл. 1).

Силиконовая резина с микрочастицами имеет диффузное отражение. При сканировании образца сильно изменяется конфигурация пучка. Отраженный пучок от образца с покрытием из оксида титана имеет прямоугольную форму, при сканировании образца изменяется соотношение сторон прямоугольника.

Таблица 1. Коэффициент отражения образцов

Материал образца	Без покрытия, %	С покрытием TiO_2 , %
Силиконовая резина с металлическими микрочастицами	3,08	13,24
Акрилат	3,08	6,32
Поливиниловый спирт	7,06	9,26
Пленка ПЭТ	7,79	13,97

Образцы из акриловой смолы имеют диффузное отражение, конфигурация пучка не изменяется.

Пленки из ПВХ имеют диффузное отражение. Из-за кривизны образцов появляется второе изображение, пучок вытягивается в эллипс.

Пленка ПЭТ имеет диффузное отражение, конфигурация пучка не изменяется. При освещении пленки ПЭТ с покрытием TiO_2 наблюдается интерференционная картина.

Как видно из измерений, наилучшей отражательной способностью обладает образец из пленки ПЭТ, до и после напыления оксида титана.

Также проводилось исследование влияния оксида титана на поляризацию излучения. Было определено влияние TiO_2 на поляризацию излучения в пленке ПЭТ относительно образца без напыления. Поворот вектора поляризации составил $5,6^\circ$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Справочник технолога – оптика / М.А. Окатов, Э.А. Антонов, А. Байгожин и др. – 2-е изд. – СПб.: Политехника, 2004. – 679 с.
2. Технические свойства полимерных материалов: учеб.-справ. пособие / В.К. Крыжановский, В.В. Бурлов, А.Д. Паниматченко, Ю.В. Крыжановская. – 2-е изд.- СПб.: Профессия, 2005. – 248 с.
3. Опыт разработки и эксплуатации компьютеризованной системы управления магнетронной установкой напыления на стекла для стеклопакетов / О.П. Кузнецов, М.М. Куниевский, Б.В. Поллер, В.А Косинов, О.В. Косинов, В.А. Васильев // Сб. матер. III Междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск, 2007. – Т. 4., ч. 1. – С. 231–232.
4. Перспективы использования магнетронного напыления TiO_2 в теплотехнике, оптике и нанооптике / О.П. Кузнецов, М.М. Куниевский, Б.В. Поллер, В.А Косинов, О.В. Косинов, В.А. Васильев // Сб. матер. III Междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск, 2007. – Т. 4., ч.1. – С. 233–234.

© Б.В. Поллер, В.А. Косинов, О.В. Косинов,
А.В. Бритвин, Д.Е. Трушенко, 2008

УДК 539.3;539.5;539.8

Д.В. Чесноков, А.Е. Чесноков, Д.М. Никулин, В.С. Корнеев, В.В. Чесноков, С.Л. Шергин
СГГА, Новосибирск

САМОФОРМИРОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО РЕЛЬЕФА В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ

V.V. Chesnokov, A.E. Chesnokov, D.M. Nikulin, V.S. Korneev, D.V. Chesnokov, S.L. Shergin
SSGA, Novosibirsk

SELF-FORMATION OF PERIODIC RELIEF IN THIN-FILM STRUCTURES

The work presents the results of the preliminary experimental investigation of a corrugated periodic structure self-formation. The effect was revealed while making two-layer free film consisting of the layers of metal and polymer.

Thin-film structure, periodic relief, well-ordered structure

Эффекты самоупорядочивания структуры широко исследуются в связи с потенциальными возможностями применения их в нано- и микротехнологиях [1], при изготовлении фотонных кристаллов из синтетических опалов [2], и др. Образование синусоидального гофра в тонкой свободной плёнке показано в работе [3]. Принц [4, 5] исследовал процесс самоформирования гофра в тонких напряженных плёнках, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, при их отсоединении от подложки.

В процессе разработки технологии изготовления тонкопленочных микромеханических волноводов упругих волн [6] авторами настоящего сообщения был обнаружен эффект образования периодического рельефа в виде гофра узкой полоски металла, нанесенного на поверхность свободной плёнки из нитроцеллюлозы. На рис. 1 приведена оптическая фотография такой структуры, на которой видна гофрированность металлической полоски.

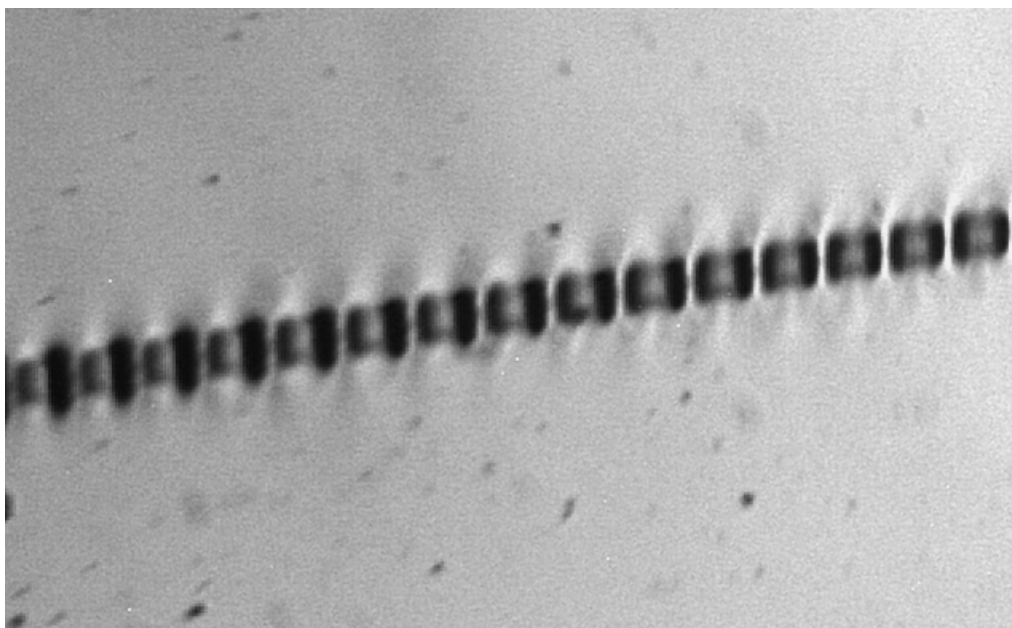


Рис. 1. Гофрированная металлическая полоска

На рис. 2 показана схематически образовавшаяся структура. Нитроцеллюлозную свободную плёнку получали известным методом из капли нитролака при ее растекании по поверхности воды. После отверждения и высыхания нитроцеллюлозную плёнку поднимали из жидкости на рамке 1 (рис. 2), формируя из нее тем самым натянутую мембрану. Узкую полоску 2 плёнки алюминия наносили на нитроцеллюлозную пленку методом вакуумного напыления через маску с отверстием в виде щели. Подогрев подложки специально не производили, однако нагрев структур осаждающимися парами алюминия было неизбежным. После выноса структур из вакуумной установки металлическая плёнка имела вид периодического гофра (рис. 1), шаг которого зависел от толщин плёнок алюминия и нитроцеллюлозы и лежал в диапазоне $7\div 20$ мкм. По сторонам алюминиевой полоски поверхность полимерной плёнки была деформирована, имела вид «долин», исходящих широкой стороной от элементов гофра; по мере удаления от алюминиевой полоски их глубина уменьшалась до нуля. На рис. 2б пунктиром условно показаны изолинии рельефа этих «долин», на рис. 2в (разрез A–A) изображено пространственное расположение полосок алюминия и полимерной мембраны в сечениях по дну долины (низ структуры) и по верхней части рельефа, соответствующей выпуклой части гофра полоски (верх структуры).

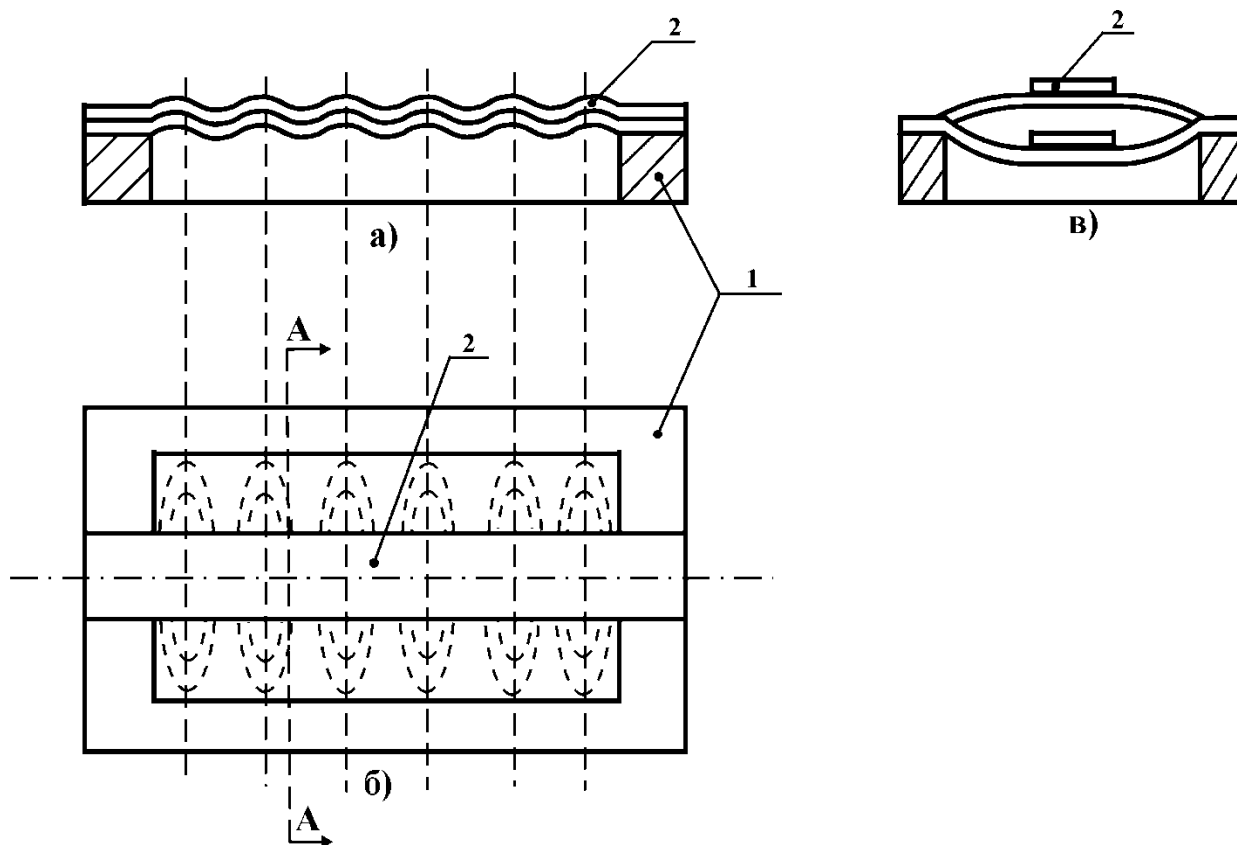


Рис. 2. Схема образования периодического рельефа в металлической полоске

Картина периодических гофр исчезала при напылении алюминия более широкой полосой (сотни мкм); напыление алюминия на нитроцеллюлозную мембрану без маски при малых толщинах алюминия (десятки нм) и нитроцеллюлозы (порядка 100 нм) приводило к образованию беспорядочного рельефа в виде случайно расположенных «горбов» и «впадин».

В табл. 1 приведены геометрические параметры напыленных слоев и полученных рельефных структур.

Таблица 1. Геометрические параметры исследованных структур

Номер образца	Толщина цапонлака, мкм	Толщина напыленного слоя, мкм	Ширина полоски из Al , мкм	Расстояние между максимумами, мкм	Количество максимумов на 1мм
1	0,06	0,038	15,8-23,7	23,4	42,7
2	0,05	0,038	23,7	15,8	63,3
3	0,049	0,0245	23,7-39,5	13,1	76,3
4	0,056	0,0245	23,7-31,6	13,1	76,3
5	0,06	0,02	23,7	7,9	126,6
6	0,049	0,02	15,8	4,9	204,0
7	0,028	0,07	23,7-55,3	12,1-13,1	80,0
8	0,051	0,07	31,6-39,5	21,1	47,5
9	0,027	0,045	31,6-39,5	7,2	138,0
10	0,04	0,045	31,6	11,3	88,5

Длина материала гофрированной полоски больше расстояния между краями удерживающей ее рамки; отсюда можно сделать предположение, что гофрированность возникает в процессе напыления металла на полимер.

К этому же выводу приводят и оценочные расчеты, основанные на значениях собственных напряжений в алюминиевых плёнках, напыленных на целлюлозную плёнку (напряжение $\sigma = 1,2 \cdot 10^8$ Па, имеет растягивающий характер [7, 8]) и термических напряжений охлаждения алюминия (при охлаждении на $\Delta T = 10$ К, $\sigma = 1,7 \cdot 10^7$ Па). Как показала оценка, термическое напряжение такой величины при наличии гофра создает момент изгиба, его распрямляющий.

Изучение обнаруженного эффекта будет продолжено в направлении построения физико-технической модели процесса образования гофрированных упорядоченных структур в тонкоплёночных свободных слоях.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Прогноз направления исследований / под ред. К. Роко, Р.С. Уильямс, П. Аливисатос; пер. с англ. А.В. Хапояна, Р.А., Андриевского. – М.: Мир, 2002. – 54 с.
2. Astratov V.N., Vlasov Yu.A., Karimov O.Z., et al. Photonic band gaps in 3D ordered fcc silica matrices / Phys. Lett. A. – 1996. – Vol. 222. – P. 349–353.
3. Conru, H.M. Measuring small-area Si/SiO₂ interface stress with SEM. // J. App. Phys. – 1976. – V. 47, № 5. – P. 2079.
4. Принц, В.Я. Трехмерные самоформирующиеся наноструктуры на основе свободных напряженных гетеропленок / В.Я. Принц // Изв. вузов: сер. физика. – 2003. – Т. 46, № 6. – С. 35.

5. Нанотехнологии в полупроводниковой электронике / отв. ред. А.Л. Асеев. – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2004. – С. 85–120.
6. Никулин, Д.М. Технологические аспекты разработки тонкопленочных микромеханических волноводов упругих волн / Д.М. Никулин, В.В.Чесноков, Д.В. Чесноков // здесь же.
7. Гофман, Р.У. Механические свойства тонких конденсированных плёнок / Р.У. Гофман; под общ. ред. Г. Хасса и Р.Э. Туна; пер. с англ.; под ред. В.Б. Сакдомирского //Физика тонких плёнок. III. – 1968. – М.: Изд-во «Мир». – С. 20–23.
8. Романов, А.С. Механические напряжения в тонких плёнках. Обзоры по электронной технике. Сер. 2. «Полупроводниковые приборы» / А.С. Романов, В.В. Щеглова.– М.: ЦНИИ «Электроника», 1981. – Вып. 6. – С. 798.

*© Д.В. Чесноков, А.Е. Чесноков, Д.М. Никулин,
В.С. Корнеев, В.В. Чесноков, С.Л. Шергин, 2008*

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СВЕТОФИЛЬТРЫ С ПЕРЕСТРАИВАЕМОЙ ПОЛОСОЙ ПРОПУСКАНИЯ

V.V. Chesnokov, D.V. Chesnokov, D.M. Nikulin
SSGA, Novosibirsk

INTERFERENCE COLOUR FILTERS WITH TUNABLE PASSBAND

The article presents a construction and calculations results as concerns macromechanical multiplex-colour filters tunable all over the band of the visible spectral range by control voltage less than 3 ± 5 V with design resolution of $10 \text{ \AA}^0$.

Multiplexer-colour filter, resonator, interference, spectrum, plate

Интерференционные светофильтры находят широкое применение в физических исследованиях, измерительной технике, промышленности [1, 2]. Их достоинством является простота и удобство в работе, высокая степень монохроматичности выделяемого светофильтром излучения. Дополнительные преимущества такие приборы могут получить, если будут способны перестраивать выделяемую полосу спектра, что может быть достигнуто при использовании микро- и нанотехнологий [3, 4]. В перестраиваемых интерференционных светофильтрах [3, 4] используется электроуправляемое регулирование воздушного зазора между зеркалами резонатора Фабри-Перо при величине зазора, соответствующего первому порядку интерференции. В этом случае перестраиваемая полоса пропускания в видимом диапазоне спектра может иметь значение $2\delta_\lambda \approx \frac{\lambda}{50}$, если в качестве зеркал применять металлические плёнки на стеклянных подложках.

В настоящем сообщении рассматриваются вопросы разработки и ожидаемые параметры перестраиваемых мультиплекс-светофильтров, в которых используется комбинация двух интерференционных светофильтров – с одним из высоких и с первым порядками интерференции.

За счет использования двух светофильтров – низкого и высокого порядков – можно повысить монохроматичность выделяемого из спектра источника излучения, сохраняя ширину перестраиваемого диапазона. Упрощенная схема такого светофильтра показана на рис. 1. Светофильтр первого порядка образован зеркалами 1 и 2 и воздушным зазором между ними. Светофильтр высокого порядка образован зеркалами 3 и 10 и прозрачной пластиной 5 между ними. Зеркало 1 нанесено на прозрачную пластину 8; корпус 6 поддерживает между зеркалами 1 и 2 воздушный зазор величиной ~

0,2÷0,4 мкм. Пластина 8 имеет форму диска с тремя расположенными радиально держателями 7. Управление величиной воздушного зазора электростатическое: управляющее напряжение U_0 подается между зеркалом 1 и электродом 9. Держатели 7 обеспечивают упругую поддержку подвижного зеркала: изгибаются при уменьшении зазора и выпрямляются при его увеличении.

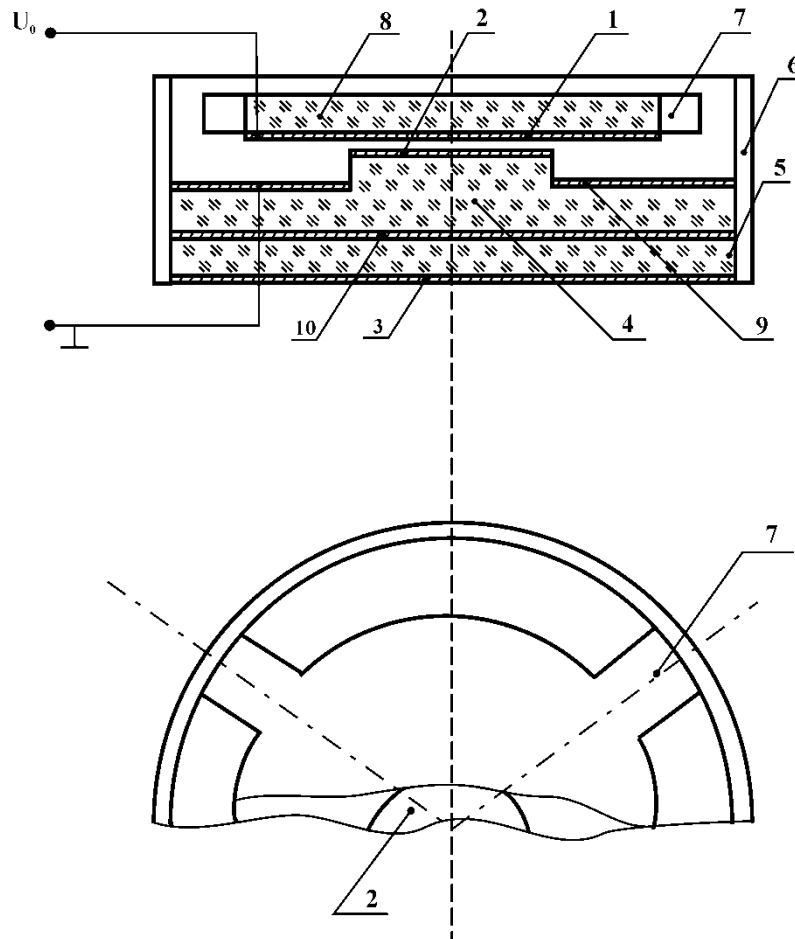


Рис. 1. Упрощенная схема управляемого мультиплекс-светофильтра

Определим возможные параметры микромеханического мультиплекс-светофильтра.

Сила электростатического притяжения зеркал 1 и 2 друг к другу равна

$$F = \frac{\epsilon_0 S E^2}{2} = \frac{\epsilon_0 S U_0^2}{2d_1^2}, \quad (1)$$

где S – площадь зеркала, E – напряженность электрического поля в воздушном зазоре, U – напряжение, приложенное к зазору, d_1 – величина зазора.

Изгиб держателей 7 при возникновении силы F определим по формуле изгиба балки, нагруженной сосредоточенной силой на конце [5]:

$$f = \frac{P\ell^3}{3E_{Ю}I}. \quad (2)$$

Здесь f – прогиб конца балки; $P = \frac{1}{3}F$ – сосредоточенная сила, нагружающая конец балки; ℓ – длина балки; $E_{Ю}$ – модуль Юнга ее материала; $I = \frac{hb^3}{12}$ – момент инерции сечения балки относительно оси симметрии сечения; b – толщина; h – ширина балки. Объединяя (1) и (2), получим

$$f = 2 \frac{\varepsilon_0 S E^2 \ell^3}{E_{Ю} \cdot hb^3}.$$

Рассмотрим оптические характеристики светофильтра. В мультиплекс-интерферометре при отношении оптических толщин интерферометров, кратном целому числу, область дисперсии определяется областью дисперсии тонкого интерферометра, а разрешение – толстым интерферометром.

Прозрачность мультиплекс-светофильтра аналогична прозрачности 4-х зеркального интерферометра и определяется формулой [1]:

$$T_M = \frac{T^4}{(1+R)^2 \left[(1-R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta_2}{2} \right]},$$

где $\frac{\delta_2}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} nL_2$ (без учета скачков фаз на отражающих поверхностях), T и

R – энергетические прозрачность и коэффициент отражения каждого зеркала. Порядок спектра определяется выражением:

$$q = \frac{2Ln}{\lambda_{cp}}, \quad (3)$$

где Ln – оптическая ширина расстояния между зеркалами; λ_{cp} – средняя длина волны области дисперсии интерферометра.

Область дисперсии мультиплекс-светофильтра примерно равна области дисперсии тонкого светофильтра [2]:

$$\Delta\lambda_M = \frac{\lambda_{cp}}{q_1},$$

где q_1 – порядок спектра тонкого светофильтра.

Разрешаемая разность длин волн в мультиплекс-светофильтре определяется выражением [2]:

$$\delta_\lambda = \frac{\lambda}{q_2} \cdot \frac{1-R}{\pi\sqrt{R}}.$$

Проведем количественную оценку достижимых параметров рассматриваемого устройства, в котором интерферометр с меньшим зазором имеет порядок $q_1 = 1$; регулируемый диапазон спектра $\Delta\lambda = 0,4 \div 0,8$ мкм; в

соответствии с (3) получим величину зазора L_1 в крайних точках диапазона перестройки: $L_1 = 0,2 \div 0,4$ мкм.

Аппаратная функция мультиплекс-светофильтра равна произведению аппаратных функций составных частей, светофильтр пропускает излучение с длинами волн, одновременно присутствующими в полосах пропускания обеих составляющих его светофильтров.

При перестройке (путем изменения зазора между зеркалами) светофильтра с первым порядком интерференции его полоса пропускания смещается по спектру, происходит выделение одной полосы дисперсии, затем другой второго светофильтра, то есть, «переключение» пропускаемых светофильтром с большим порядком интерференции диапазонов $\Delta\lambda_2$ этого светофильтра. Оптимальное сочетание спектральных характеристик светофильтров получим, приравняв ширину полосы пропускания светофильтра с меньшим зазором δ_{λ_1} к полосе дисперсии $\Delta\lambda_2$ второго: $\delta_{\lambda_1} \approx \Delta\lambda_2$.

Число M «переключаемых» полос дисперсии равно:

$$M = \frac{\Delta\lambda_1}{\Delta\lambda_2}.$$

Найдем полосу дисперсии второго интерферометра:

$$\Delta\lambda_2 = \frac{\lambda}{q_2}.$$

Соответствующее этой полосе расстояние L_2 между зеркалами второго интерферометра найдем по выражению:

$$nL_2 = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot q_2.$$

Здесь n – показатель преломления среды.

Результаты расчетов приведены в табл. 1 и 2. Результаты расчетов подтверждают, что мультиплекс-светофильтр может перестраиваться в диапазоне длин волн $0,4 \div 0,8$ мкм, управляющее напряжение не превышает $3 \div 4$ В; расчетная разрешаемая разность длин волн $\delta_\lambda \approx 7,5 \div 13$ Е .

Таким образом, показано, что микромеханический мультиплекс-светофильтр может работать, перекрывая весь видимый диапазон спектра с разрешением около $10 \text{ \AA}$. Управляющее электрическое напряжение по своей величине совместимо с рабочими напряжениями полупроводниковых микросхем.

Подобный светофильтр, по нашему мнению, может найти применение в системах экспресс-анализа химических веществ и различных промышленных жидкостей и газов, при исследованиях содержания вредных веществ в окружающей среде. Светофильтр может иметь модификации, работающие в ИК-диапазонах спектра.

Таблица 1. Расчетные геометрические и электрические параметры перестраиваемого мультиплекс-светофильтра (L_2 - расстояние между зеркалами 1 и 3 (рис. 1), $E_{ю} = 0,7 \cdot 10^{11}$ Па)

Параметры держателя				E , В/м	L_2 , мкм	$U = E \cdot d$, В	S , м ²
$f = \Delta L_1$, м	h , м	b , м	ℓ , м				
$0,2 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	3,4	$1 \cdot 10^{-4}$

Таблица 2. Расчетные оптические параметры микромеханического мультиплекс-светофильтра

R	q_1	q_2	$\Delta\lambda_M$, мкм	Δd_1 , мкм	δ_{λ_1} , мкм	$\delta\lambda_M$, мкм	$\Delta\lambda_2$, мкм	M	L_2 , мкм
0,85	1	20	0,4	0,2	0,015	$7,5 \cdot 10^{-4}$	0,015	27	2
0,8	1	15	0,4	0,2	0,02	$1,3 \cdot 10^{-3}$	0,02	20	1,5

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Скоков, И.В. Многолучевые интерферометры в измерительной технике / И.В. Скоков. – М.: Машиностроение, 1989. – 256 с.
2. Лебедева, В.В. Экспериментальная оптика. 3-е изд. / В.В. Лебедева – М.: МГУ, 1994. – 265 с.
3. Исследование физических проблем нано- и микроразмерных функциональных устройств информационных оптоэлектронных систем: отчет о НИР / СГГА; рук. Чесноков В.В.; исполн. Чесноков Д.В. – Новосибирск, 2003. – 71 с. – № ГР 0199.0010326. – Инв. №02200.1.03177.
4. Чесноков, А.Е. Исследование оптических характеристик многослойных структур управляемого резонатора Фабри-Перо / А.Е. Чесноков // Сб. матер. III Междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск, 2007. – Т. 4, ч. 1. – С. 167–170.
5. Писаренко, Г.С. Справочник по сопротивлению материалов.–2-е изд. / Г.С. Писаренко, А.П. Яковлев, В.В. Матвеев; под ред. Г.С. Писаренко. – Киев: Наукова думка, 1988. – 305 с.

© В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, Д.М. Никулин, 2008

УДК 621.382:681.17

Б.Х. Каримов

ФерПИ, Фергана

Н.Р. Рахимов

СГГА, Новосибирск

ФОТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРАХ АФН-ПЛЁНКА-СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК

*B.Kh. Karimov, N.R. Rakhimov**

Fergana Polytechnic Institute (Fer PI); Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)*
10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

PHOTO REFRACTION EFFECT IN STRUCTURE APV-FILMS-FERROELECTRIC

In this work the results of research of structure, that consists of ferroelectric substrate and obliquely misted on it(her) a semi-conductor film from telluride cadmium - CdTe, generating an abnormal photovoltage are resulted. The change of two-refraction of ferroelectric under action of an abnormal photovoltage generated by a semi-conductor film CdTe (photo refraction effect in structure) was investigated.

Известно, что фотоэдс (или фотонапряжение) в полупроводниках независимо от их природы не может превышать ширины запрещенной зоны, то есть несколько вольт [1]. Например, в однородном полупроводнике демберовское (диффузионное) фотонапряжение для сколь угодно большой интенсивности возбуждающего света не превышает значения

$$V = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_1}{n_0} \ll \frac{kT}{q} \ln \frac{N_c}{n_0} = E_q, \quad (1)$$

где E_q - ширина запрещенной зоны полупроводника, n_1 и n_0 - соответственно неравновесная и равновесная концентрация носителей, N_c - плотность состояний. Другим примером может служить фотонапряжение, возникающее при освещении р-п- перехода [2],

$$V \leq \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n p_p}{n_0^2} = E_{Fn} - E_{Fp}, \quad (2)$$

которое также не превышает E_q . В формуле (2) n_n и p_p - соответственно концентрации электронов в п-области и дырок в р-области, E_{Fn} и E_{Fp} - энергии уровня Ферми в п- и р- областях.

До последнего времени исключение из этих правил составляли лишь полупроводниковые текстуры, в которых наблюдается эффект аномально

больших фотонапряжений (АФН-эффект), обусловленный сложением элементарных фотоэдс Дембера (1) или элементарных фотоэдс (2), развивающихся на отдельных р-п-переходах текстуры [3]. В текстурах из напыленных слоев, например CdTe, Si, Ge, GaAs, PbS, фотонапряжения могут достигать значений порядка нескольких сотен вольт на сантиметр длины в направлении сложения элементарных фотоэдс.

Сначала эффект аномально больших фотонапряжений наблюдался в ряде однородных монокристаллов сегнетоэлектриков [1-5]. Оказалось, что при равномерном освещении однородного сегнетоэлектрика с разомкнутыми электродами в собственной или примесной области возникает напряжение порядка 10^3 - 10^8 , превышающее величину E_q на два-четыре порядка.

К настоящему времени опубликовано несколько десятков экспериментальных работ по АФН-эффекту. Прежде всего следует сказать, что факт существования АФН-эффекта сейчас можно считать твердо установленным для многих типов полупроводниковых кристаллов.

1. Фоторефрактивный эффект (ФР - эффект) в сегнетоэлектриках. Известно [1], ФР - эффект в сегнетоэлектриках может быть обусловлен аномальным фотовольтаическим эффектом, существующим в самих сегнетоэлектриках. Как известно, воздействие электрического поля на кристалл вызывает изменение его оптических свойств, то есть показателя преломления, формы и ориентировки оптической индикатрисы. Воздействие электрического поля на сегнетоэлектрические кристаллы (в линейной области) описывается уравнением

$$\Delta\alpha_{ij} = r_{ijk}E_k, \quad (3)$$

где α_{ij} – компоненты тензора диэлектрической проницаемости $\alpha = 1/n^2$, n – показатель преломления, r_{ijk} – коэффициенты полярного тензора третьего ранга, E_k – компонента вектора напряженности поля E . Если коэффициенты r_{ijk} известны, определение поля E сводится к определению изменения показателя преломления Δn .

Обычно, при динамическом изменении двулучепреломления Δn используется два метода - голографический и поляризационно-оптический с компенсацией Δn [2, 3], позволяющие производить запись изменения Δn во времени. Голографический метод основан на измерении дифракционной эффективности η [4]

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi d |\Delta n|}{\lambda_0 \cos \theta_0} \right),$$

где d – толщина голограммы, λ – длина волны, θ_0 – угол Брэгга для λ_0 .

Этот метод обладает высокой чувствительностью, однако не позволяет определить знак Δn . Кроме того, при больших пространственных частотах записи диффузионный механизм может играть доминирующую роль [1] и, тем самым, вуалировать процесс изменения Δn , обусловленный АФН-эффектом.

В настоящей работе использовался поляризационно-оптический метод с компенсацией Δn .

Рассмотрим оптическую систему, которая состоит из источника монохроматического излучения, поляризатора, кристаллической пластинки и анализатора. Если на кристалл падает параллельный пучок света, то интенсивность прошедшего через такую систему света [5]

$$I = I_0 \cos^2(\alpha - \beta) - I \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin \frac{\Gamma}{2}, \quad (4)$$

где I_0 – интенсивность падающего на кристалл света; α – угол между направлением колебаний в поляризаторе и главной осью эллипса сечения индикатрисы, перпендикулярного направлению распространения; β – угол между направлением колебаний в анализаторе и той же осью эллипса; Γ – разность фаз между двумя волнами в исследуемой пластинке

$$\Gamma = \frac{2\pi d (n_1 - n_2)}{\lambda},$$

где d – толщина кристалла.

Современный уровень развития микроэлектроники требует получения и всестороннего изучения новых полупроводниковых соединений и структур. К таким новым структурам относятся структуры сегнетоэлектрик-полупроводник, в котором переполяризация сегнетоэлектрика может приводить к изменению фотоэлектрических свойств полупроводника (собственный эффект поля).

В рассматриваемой структуре АФН-пленка - сегнетоэлектрик фоторефрактивный эффект возникает под действием генерируемого АФН-пленкой.

В настоящей работе приводятся результаты исследования структуры, представляющей из себя сегнетоэлектрическую подложку ($\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$) (НБС) и косо напылённую на нее полупроводниковую пленку из теллурида кадмия - CdTe , генерирующую аномальные фотонапряжения (АФН-эффект). Выбор в качестве сегнетоэлектрической подложки кристаллов твердого раствора ниобата бария-стронция обуславливался как высокими электрооптическими коэффициентами, так и возможностью исследования поведения структуры в области размытого фазового перехода сегнетоэлектрика ($T_c=50^\circ\text{C}$). Исследовалось изменение двулучепреломления сегнетоэлектрика под действием аномального фотонапряжения, генерируемого полупроводниковой пленкой CdTe (ФР - эффект в структуре). Поле, обусловленное АФН-эффектом, генерировалось в направлении спонтанной поляризации (100).

Исследование фотоиндуцированного изменения двулучепреломления осуществлялось следующим образом. Система АФН-пленка - сегнетоэлектрик устанавливалась в оптической схеме так, чтобы главные оси эллипса составляли угол $\pm 45^\circ$ с направлениями колебаний в скрещенных поляризаторах, то есть в положении максимального просветления. В этом случае формула (4) принимает вид ($\beta - \alpha = 90^\circ$, $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 135^\circ$)

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\pi d (n_1 - n_2)}{\lambda}.$$

Если в эту систему поместить компенсатор, то можно скомпенсировать естественное двулучепреломление так, чтобы $I=0$. Изменение двулучепреломления приведет к изменению разности фаз между двумя волнами

$$I_{\text{инд}} = I_0 \sin^2 \frac{\pi d (n_1 - n_2)}{\lambda}.$$

С помощью компенсатора измерялась разность фаз Γ , рассчитывалась соответствующая величина $\Delta(n_1 - n_2)$, а затем по известным электрооптическим коэффициентам r_{ij} определялось поле $\vec{E}$.

2. Фоторефрактивный эффект в структурах АФН-плёнка-сегнетоэлектрик.

Система АФН-пленка - сегнетоэлектрик устанавливалась в кристаллодержатель и помещалась в криостат. Установка позволяла вести параллельную запись двулучепреломления и фототоков.

Известно, что ФР - эффект в сегнетоэлектриках может быть обусловлен аномальным фотовольтаическим эффектом, существующим в самих сегнетоэлектриках [1, 3]. В рассматриваемой структуре АФН-пленка - сегнетоэлектрик ФР - эффект возникает под действием генерируемого АФН-пленкой напряжения. Отличительной особенностью здесь является возможность создания различных геометрических конфигураций с использованием как поперечного, так и продольного электрооптических эффектов.

В качестве подложек использовались пластинки ($10 \times 5 \times 1 \text{ мм}^3$) монокристаллов твердого раствора ниобата бария - стронция ($\text{Ba}_{0,25}\text{Sr}_{0,75}\text{Nb}_2\text{O}_6$) (НБС). Поверхность пластинки соответствовала плоскости (010) и, таким образом, направление спонтанной поляризации P_s лежало в плоскости, на которую напылялась полупроводниковая пленка из теллурида кадмия - CdTe . Пленка CdTe наносилась в вакуумной камере методом термического испарения. Теллурид кадмия был первым материалом, в плёнках которого удалось генерировать фотонапряжения порядка 10^3 В/см [2].

Испарение порошкообразного материала производилось из тигля, покрытого окисью алюминия при температуре 750°C . Давление остаточных газов в процессе напыления пленок CdTe было 10^{-4} - 10^{-5} мм. рт. ст., угол напыления составлял 40 - 45° , температура подложки 225°C , толщина напыленных пленок не превышала 1 мкм . Поле, обусловленное АФН эффектом, генерировалось в направлении (001). Освещение структур АФН - пленка-сегнетоэлектрик производилось гелий - неоновым лазером на длине волны $\lambda = 6238 \text{ Å}$ в области плотности энергии до 80 мВт/см^2 . При освещении пленки гелий-неоновым лазером это поле составило 200 В/см . Для измерения поля и фотонапряжения в АФН пленке на ее конце в направлении генерируемого поля наносились контакты. С противоположной стороны подложки методом катодного распыления наносился прозрачный проводящий контакт из SnO_2 , который соединялся с одним из контактов АФН пленки. Общий вид структуры АФН-плёнка - сегнетоэлектрик изображен на рис. 1а.

Освещение производилось по всей площади со стороны пленки CdTe гелий-неоновым лазером. В соответствии с указанной на рис. 1а схемой генерируемое в направлении (010) фотонапряжение зависело от расстояния между зондируемой точкой и электродом АФН-пленки, соединенным проводящим контактом.

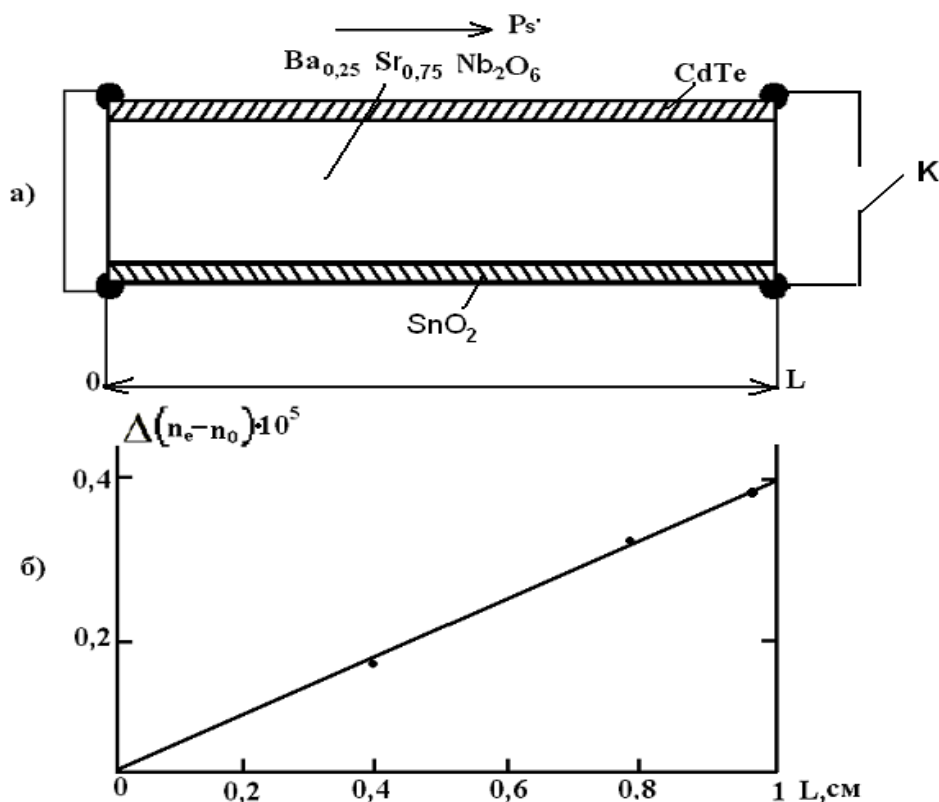


Рис. 1. а) Структура АФН-пленка-сегнетоэлектрик для исследования фоторефрактивного эффекта; б) Распределение фоторефрактивного эффекта по длине структуры

Для определения изменения двулучепреломления использовался компенсационный метод [1]. Распределение фоторефрактивного эффекта по длине структуры представлено на рис. 1б. Кроме изменения обусловленного АФН-эффектом, двулучепреломление изменяется также вследствие нагрева. Чтобы исключить влияние нагрева, измерялось изменение двулучепреломления при замыкании и размыкании контакта K (рис. 1а) при непрерывном освещении. Измеренный фоторефрактивный эффект для ниобата бария-стронция, несколько ниже оцениваемого по электрическим коэффициентам что, по-видимому, обусловлено частичной экранировкой поля в объеме сегнетоэлектрика.

Использование сегнетоэлектрика вблизи температуры фазового перехода позволяет увеличить фоторефрактивную чувствительность структуры, вследствие увеличения электрооптических коэффициентов. С другой стороны, с понижением температуры резко увеличивается величина генерируемого фотонапряжения. Сказанное выше отражено на рис. 2а, где представлены температурные зависимости АФН-эффекта в пленке CdTe и электрооптической

константы γ_{51} в ниобате бария - стронция, определяющей электрооптический эффект

$$\Delta n = \frac{1}{2} n_1^3 r_{51} E_1.$$

На рис. 2б приведены результаты непосредственных измерений температурной зависимости фоторефрактивного эффекта. Как и предполагалось, фоторефрактивная чувствительность увеличивается в области фазового перехода, также в области низких температур.

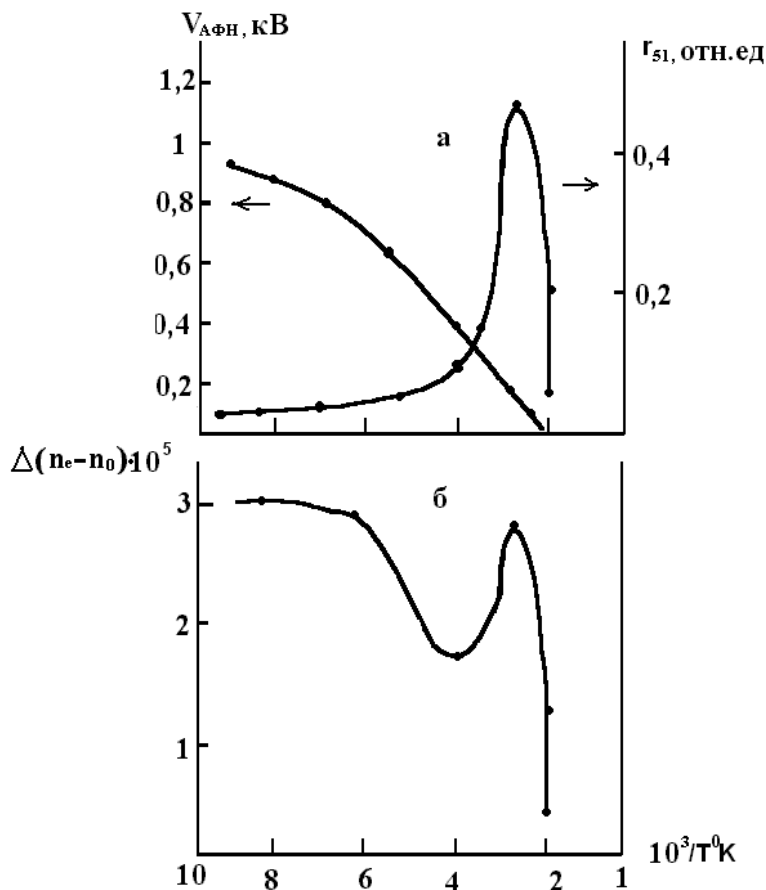


Рис. 2. а) Температурные зависимости АФН эффекта в пленке CdTe и электрооптические коэффициенты γ_{51} в ниобате бария – стронция. б) Температурная зависимость фоторефрактивного эффекта

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Фридкин, В.М. Фотосегнетоэлектрики / В.М. Фридкин. – М.: Наука, 1979. – 264 с.
2. Адирович, Э.И. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника / Э.И. Адирович. – Ташкент: Фан, 1972.
3. Леванок, А.П. Механизмы фоторефрактивного эффекта / А.П. Леванок, В.В. Осипов // Изв. РАН, сер. физ. – 1977. – Т. 41, № 4. – С. 752-769.
4. Kogelnik, H. Coupled wave theory for thick hologram gratings // The Bell Syst. Techn. J. – 1969. – V. 48, № 9. – P. 2909–2947.

5. Сонин, А.С. Электрооптические кристаллы / А.С. Сонин, А.С. Василевская. – М.: Атомиздат, 1971.– 328 с.

© Б.Х. Каримов, Н.Р. Рахимов, 2008

УДК 621.38,621.372

Б.В. Поллер, С.Г. Орлов, Д.Е. Трушенко, А.В. Бритвин, Д.В. Алексеев
ИЛФ СО РАН, ЗАО «СКБ», Новосибирск

О СВОЙСТВАХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛАНАРНЫХ И ВОЛОКОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ С МИКРОЧАСТИЦАМИ И ПЕРЕТЯЖКАМИ

B.V. Poller, S. Orlov, D.E. Trushenko, A.V. Britvin, D.V. Alexeev

ABOUT PROPERTIES OF POLYMERIC PLANAR AND FIBER OPTICAL WAVEGUIDES CONTAINING MICROPARTICLES AND BOTTLENECKS

There are some properties of planar and fiber polymers doped by microparticles are described. Methods of fabrication and properties of polymer waists are presented.

Для сенсорных систем и систем связи активно развивается использование волноводов с переменным сечением и пленок из полимеров с добавками, как пассивных элементов выполняющих прием, концентрацию, преобразование и канализацию излучения. Такие элементы объединяет простота изготовления и малые экономические затраты [1, 2, 3, 4].

Для производства «перетяжек» мы использовали волоконные световоды промышленного производства с диаметрами 0,5 мм, 1 мм с люминофором и без такового и изготовленные в ЗАО «СКБ» однокомпонентные планарные и круглые волноводы.

Волноводы круглого сечения вытягивались из раствора полиметилметакрилата (ПММА) в комбинации с люминофором родамин бж и металлическими микрочастицами. Исследованные волноводы имеют диаметры от 8 до 14 мкм и от 168 до 500 мкм при длинах от 15 до 40 см. Диаметр полученных волноводов имеет зависимость от скорости вытяжки и соотношения растворителя к растворенному веществу.

При вытягивании волноводов из раствора ПММА смешанного с металлическими частицами размерами от нескольких десятков микрон была обнаружена селекция частиц. В полученном волокне диаметром 10 мкм находились частицы металла с размерами 1–3 мкм со средним распределением 10 шт на 1 мм длины. Малая концентрация частиц позволяет изготовить перетяжки в «фокусе» которых будут располагаться одинарные микрообъекты.

Было изучено движение микрочастиц в вязком акрилате.

В кювету, наполненную акрилатом толщиной 2 мм, на поверхность полимера насыпался тонкий слой частиц алюминия. Средний размер частиц составил 10 мкм. Далее засекалось время, за которое дно кюветы достигнет первая частица. Измеренное минимальное время осаждения частиц составляет 215 сек. Через 320 секунд после начала процесс осаждения частиц значительно замедлился. При этом часть частиц осталась на поверхности. Измерение

размеров осевших частиц и размеров частиц, оставшихся на поверхности показало, что осевшие частицы имеют размеры менее 2 мкм. Траектория частиц имеет случайный характер, и не является прямолинейной. Повторные измерения размеров осевших частиц через 12 часов показали, что среди осевших частиц присутствуют частицы размерами до 3 мкм. В толще полимера присутствуют частицы, не достигшие дна кюветы.

Также изготавливались планарные волноводы на основе пленки из ПММА, поливинилового спирта, акриловой смолы (Акрилат-13). Для получения люминесцентных планарных волноводов применялись люминофоры РОРОР и Родамин 6g. Пленки из ПММА изготавливались из раствора полимера в дихлорэтаноле или ацетоне.

Применялся и другой метод, заключающийся в растворении в дихлорэтаноле небольшого количества ПММА (в соотношении 10:1). Этот раствор смешивался с водой и за счет разной плотности полимер собирался на поверхности «зеркала» воды. Сцепление молекул ПММА с молекулами воды и поверхностное натяжение заставляет равномерно распределяться каплю по поверхности. Полученная пленка имеет толщину в пределах 8 – 14 мкм.

Пленки из ПВС изготавливались высушиванием водного раствора полимера при комнатной температуре. Раствор ПВС получали растворением полимера в дистиллированной воде на водной бане.

Пленки из акриловой смолы изготавливались фотополимеризацией смолы под действием ультрафиолетового света. Для полимеризации необходимо исключить доступ воздуха к полимеру. Для этого смолу помещали между двух стекол или отвердевали в вакуумной камере. Как показали эксперименты, наилучшие образцы из акриловой смолы получались отверждением между двух стекол с предварительной дегазацией смолы. Образцы, изготовленные таким образом, имеют наименьшие потери на рассеяние и отражения излучения. Дегазация проводилась для исключения растворенного в смоле кислорода и снижения влияния кислородного тушения люминесценции.

Было замечено вымывание из окрашенных образцов акриловой смолы люминофора при применении иммерсионных жидкостей. Это говорит о том, что не происходит химического сцепления между красителем и матрицей. Молекулы люминофора находятся между молекулами матрицы и могут быть легко удалены из нее.

Однокомпонентные волноводы с круглым сечением и волоконные световоды растягивались при нагреве в 120 – 150°C. Перетяжки волоконных световодов имеют характерные размеры: длина 5 мм, диаметр порядка 10 – 14 мкм. Перетяжки имеют большую конусность, что увеличивает выход излучения через боковую поверхность. В области минимального размера перетяжки наблюдается отсутствие световых потерь.

Из планарного волновода, растяжением полосы ПММА толщиной 0,6 мм и шириной 1,5 мм при температуре $t = 120 - 150$ °C нами изготавливалась перетяжка. Она имела переменное сечение, переходящее от прямоугольного к круглому, что объясняется формированием формы перетяжки под действием сил поверхностного натяжения. Полученный конусный волновод имеет длину

сужающейся части 11 мм и длину постоянного сечения 3 мм при диаметре 5 мкм. Скорость изменения формы волновода тем выше, чем больше разница между стороной планарного волновода и диаметром перетяжки.

Для получения плавно меняющихся волноводов капля растворенного ПММА в дихлорэтано скатывалась под действием сил гравитации по вертикальной поверхности фольги из меди. Размеры представлены на рис. 1.

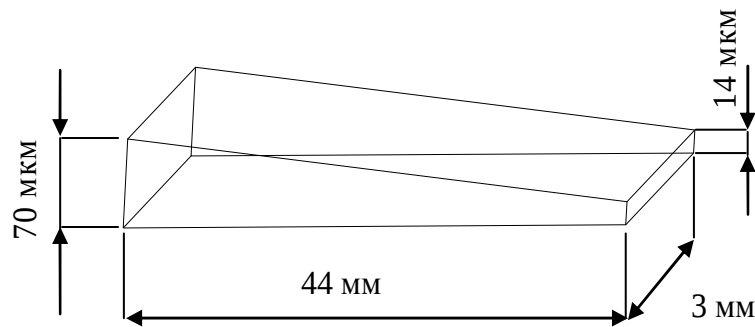


Рис. 1. Планарный волновод

Проведенные опыты по получению перетяжек показали что образцы, полученные из волокон и пленок с размерами сечения больше 100 мкм, обладают повышенной хрупкостью, тяжелее при изготовлении, так как силы поверхностного натяжения оказывают большое влияние на формирование и скорость перетяжки.

Полученные перетяжки проверялись на светопропускание и восприимчивость к акустическим полям. Перетяжки с диаметрами около 10 мкм с добавлением металлической частиц проявляют свои резонансные свойства при частоте 3 кГц. Наблюдение производилось по ультрафиолетовой тени конуса. Также этот факт подтверждался другим опытом, где происходило изменение ширины интерференционных полос на данной частоте. Светопропускание перетяжек «чистых» волоконных световодов с диаметром 0,75 мм представлено на рис. 2.

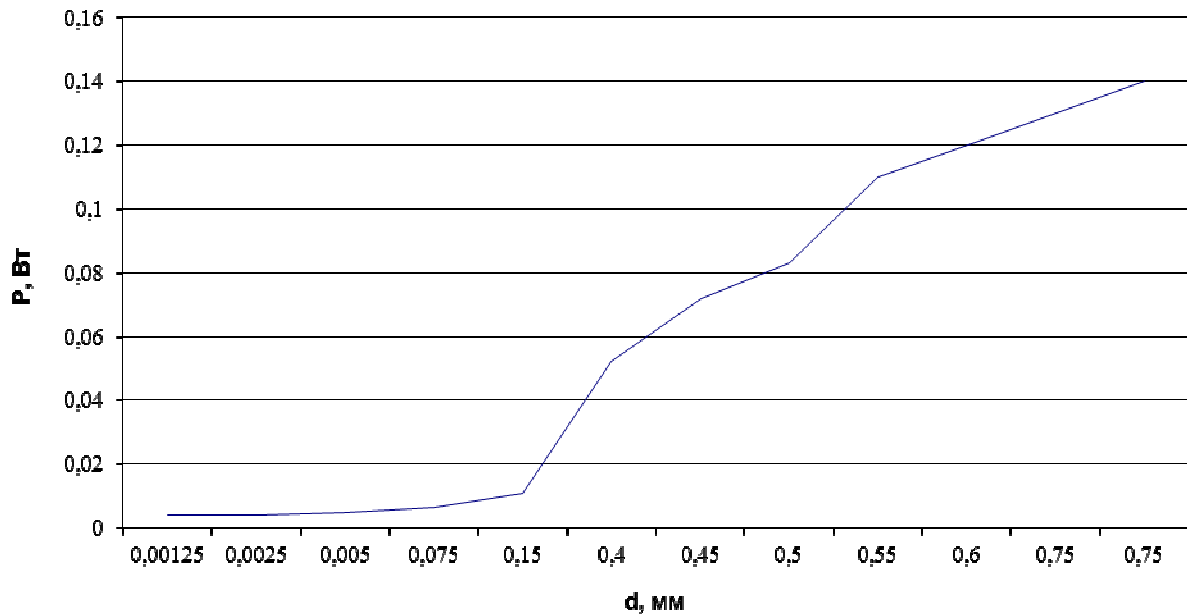


Рис. 2. Зависимость выходной мощности от диаметра перетяжки

Основное свойство перетяжек это концентрация излучения распространяющегося по волноводу радиусом a . Так как конусность волновода β вносит изменение в траекторию движения луча, то через число отражений N возможно высвечивание части лазерного излучения во внешнюю среду. Это происходит при условии, если длина конической части больше L [1].

$$L = \frac{a}{\operatorname{tg} \beta} \cdot \left(1 - \frac{\sin \varphi \cos \beta}{\sin[\varphi + (2N - 1)\beta]} \right),$$

где φ – угол ввода излучения.

Концентрация энергии при помощи перетяжки позволяет получить высокую плотность энергии в локальной области.

Прорыв в области генерации фемтосекундных импульсов позволяет с помощью перетяжек стеклянных волноводов получить и исследовать такой нелинейный эффект как генерация спектрального суперконтинуума основного на действии фазовой самомодуляции, образовании ударной волны, рамановского рассеяния. В работе [3] показано уширение спектра мод более чем на октаву под действием фемтосекундных импульсов в микро структурированных волокнах и волокнах с перетяжкой на основе кварцевого стекла. Также в волокнах с перетяжкой наблюдается эффект преобразования импульса накачки в отдельные солитонные компоненты [4].

Получение различных эффектов возможно и на полимерных перетяжках. За счет молекулярной дисперсии и анизотропной структуры влияющей на поляризацию возможна перекачка энергии от одной длины волны к другой, что выльется в изменение спектра излучения выходного сигнала. Ограничением является только тот факт, что деградация полимера начинается при меньших плотностях энергии, чем у кварцевого стекла.

Увеличение области применения полимерных перетяжек возможно за счет введения в них дополнительных микро- и нанодобавок. В частности применение люминофоров, микрозеркал, жидких кристаллов, создание проводящих структур.

Разнообразие полимеров и возможность формировать различную внутреннюю структуру [2] и форму, дает огромный потенциал для применения пленок, фоконов и других элементов на их основе как приемных, передающих и генерирующих оптических устройств. Вероятно использование не только в УФ, видимом и ИК диапазоне, но и в малоизученном терагерцовом диапазоне (ТГц). Одним из перспективных материалов для ТГц является полиэтилен имеющий до 80% пропускания в области до 1000 мкм (рис. 3).

Для увеличения чувствительности сенсорных устройств на основе перетяжек важно уменьшение минимального диаметра. Достижимы размеры перетяжек в сотни нанометров, что соответствует диаметрам десятков молекул. Такие структуры могут иметь высокую чувствительность в области резонанса. Поглощая свет, молекула полимера изменит амплитуду колебаний. Синхронное колебательное движение молекул, возможно, использовать для создания сенсора или микродвигателя.

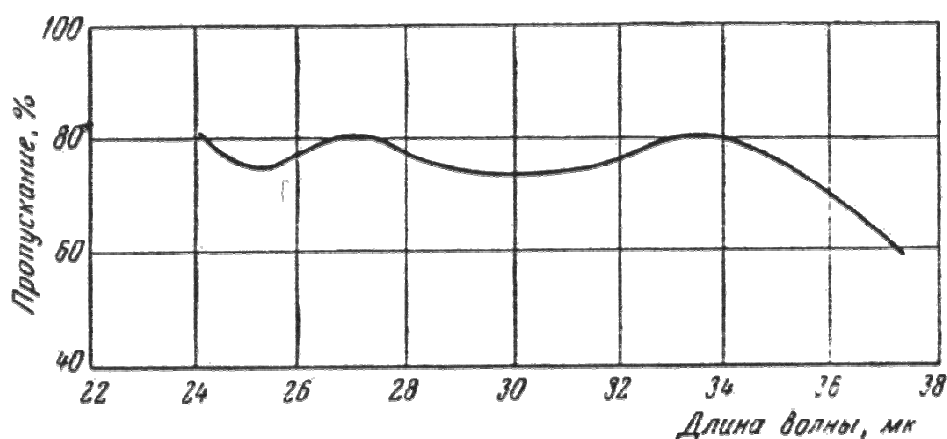


Рис. 3. Спектр пропускания полиэтилена

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Эггинс, Б. Химические и биологические сенсоры / Б. Эггинс. – М.: Техносфера, 2005. – 336 с.
2. Нано- и микросистемная техника. От исследований к разработкам: сб. науч. статей /под ред. П.П. Мальцева. – М.: Техносфера, 2005. – 592 с.
3. Орлов, С.Г. Обзор некоторых методов синтеза оптических волноводов с использованием нанотехнологий для информационных, сенсорных и вычислительных систем / С.Г. Орлов, А.Б. Поллер, Д.Е. Трушенко // Сб. матер. III Междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск, 2007. – Т. 4., ч. 1. – С. 199–200.
4. О характеристиках преобразователей солнечного света с полимерными волноводами / Б.В. Поллер, В.К. Попков, А.Б. Поллер, А.В. Бритвин, Ю.Д.

Коломников, Д.Е. Трушенко, С.Г. Орлов // Сб. матер. III Междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск, 2007. – Т. 4., ч. 1. – С. 151–154.

5. Гуляев, Ю.В. Чувствительность датчиков на основе волоконных световодов конического сечения / Ю.В. Гуляев, В.Т. Потапов, А.А. Соколовский, Н.Л. Чхартишвили // Радио. –1987. – № 2.

6. Корель, И.И. Исследование спектральных и шумовых характеристик последовательностей ультракоротких импульсов в нелинейно-оптических средах: автореф. дис. канд. физ.-мат. наук / Корель И.И. – Новосибирск, 2006.

7. Кукарин, С.В. Генерация суперконтинуума в биконических микросветоводах при накачке фемтосекундными импульсами: автореф. дис. канд. физ.-мат. наук / Кукарин С.В. – Новосибирск, 2006.

8. Геллер, Б.Э. Практическое руководство по фотохимии волокнообразующих полимеров / Б.Э. Геллер. – М.: Химия, 1996. – 432 с.

© Б.В. Поллер, С.Г. Орлов, Д.Е. Трушенко,
А.В. Бритвин, Д.В. Алексеев, 2008

УДК 539.3;534.;535.4

Д.М. Никулин, В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков
СГГА, Новосибирск

ЭЛЕКТРОУПРАВЛЯЕМАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ РЕШЕТКА

D.M. Nikulin, V.V. Chesnokov, D.V. Chesnokov
SSGA, Novosibirsk

DIFFRACTION GRATING WITH ELECTRICAL CONTROL

The article presents investigations results and calculations of micro-optical electromechanical system comprising 1D matrix of a strip waveguides on free films in which elastic flexural traveling or standing waves are induced. The waves relief adds diffraction grating properties to the structure.

Diffraction grating, elastic streamy waves to work on curve, fascia waveguide, piezoconverter.

Проводимые исследования являются продолжением наших работ, часть из которых опубликованы [1–5].

На рис. 1 показана схема исследуемой электроуправляемой дифракционной решетки с изменяемой постоянной решетки. Полоски микроволноводов 1 расположены в виде одномерной матрицы над поверхностью подложки 3, их концы 2 соединены с пьезопреобразователями 4, которые, в свою очередь, закреплены на подложке. В пьезопреобразователях упругие продольные колебания (колебание по толщине) возбуждаются переменными напряжениями $U_{1\sim}$ и $U_{2\sim}$; 5, 6, 7 и 8 – электроды преобразователей.

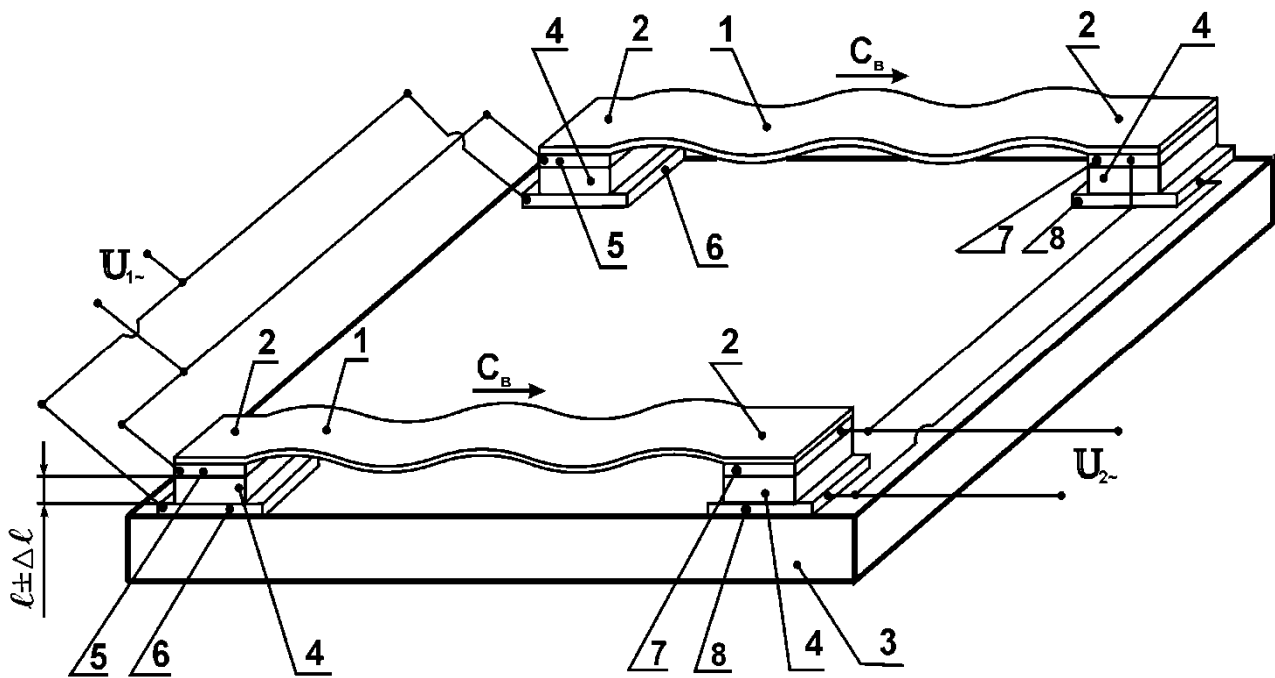


Рис. 1. Схема электроуправляемой дифракционной решетки

При включении переменного напряжения $U_{1\sim}$ пьезоэлемент (рис. 1) периодически изменяет свою толщину с частотой напряжения, изменяется расположение в пространстве конца полоски, закрепленной на элементе. В полоске возбуждается бегущая упругая волна, направление которой показано горизонтальной стрелкой. Амплитуда колебаний в волне равна $\Delta\ell$. Если не учитывать резонансные явления в пьезоэлементе, то амплитуду волны можно определить выражением:

$$\Delta\ell = \Delta\ell_n = \ell d_{33} E = d_{33} U_0, \quad (1)$$

где d_{33} – пьезомодуль материала пьезоэлемента, $\Delta\ell$ – деформация по толщине пьезоэлемента, E – амплитудное значение напряженности электрического поля в пьезоэлементе, U_0 – амплитуда переменного напряжения.

Толщину ℓ пьезоэлемента найдем из условия, что по его толщине должно расположиться не более четверти продольной длины упругой волны:

$$\ell = \frac{c_p}{4f_0}, \quad (2)$$

где c_p – скорость звука в пьезоэлементе, f_0 – частота подаваемого напряжения.

Если использовать для пьезоэлемента пьезокерамику ПКБ–590 (ЦТС_Т БС-1), у которой $c_p = 2,8 \cdot 10^3$ м/с, $d_{33} = 500 \cdot 10^{-12}$ Кл/Н, то при частоте $f_0 = 5 \cdot 10^6$ Гц и $E = 3 \cdot 10^5$ В/м получим: $\ell = 140$ мкм, $\Delta\ell = 0,02$ мкм, $U_{\sim} = 40$ В.

Длина волны изгибных деформаций свободно подвешенной полоски, обладающей собственной жесткостью, определяется выражением [6]:

$$\Lambda^2 = \frac{2\pi h}{f_0} \sqrt{\frac{E}{12\rho(1-\sigma^2)}}. \quad (3)$$

Здесь h – толщина полоски, E – модуль Юнга, ρ – плотность, σ – коэффициент Пуассона, f_0 – частота колебаний, равная частоте возбуждающего напряжения $U_{\sim}$.

При частоте возбуждения волн $f_0 = 5 \cdot 10^6$ Гц, использовании в качестве материала волновода полоски рения ($E = 2 \cdot 10^{11}$ Па, $\rho = 21 \cdot 10^3$ кг/м³, $\sigma \approx 0,3$) толщиной $0,2 \cdot 10^{-6}$ м, получим длину изгибной волны $\Lambda = 1,6 \cdot 10^{-5}$ м.

Если бегущая волна отразится от второго конца полоски, то упорядоченная картина рельефа изгибной волны нарушится. Чтобы уменьшить амплитуду отраженной волны, необходимо подать на электроды 7 и 8 пьезоэлементов переменное напряжение $U_{2\sim}$ с такой амплитудой и фазой, при которых пьезопреобразователь возбудит в полоске упругую волну, равную по амплитуде пришедшей, и противоположную ей по фазе. В результате интерференции волн они погасят друг друга, и в полосках реализуется режим бегущих волн. Возможно и такое включение указанных напряжений, при которых в полоске возбудится стоячая волна, амплитуда которой, как известно, в 4 раза больше амплитуды бегущей при равенстве интенсивностей волн.

Режим бегущей волны дает возможность плавного изменения длины волны в полоске путем непрерывного и плавного изменения частоты переменного напряжения, то есть плавного электроуправляемого изменения постоянной дифракционной решетки. Возможности плавной перестройки частоты способствует также пьезовозбуждение упругой волны непосредственно на конце полоски, так как благодаря этому не возникают резонансные эффекты при передаче мощности колебаний от источника переменного напряжения к упругой волне во всем диапазоне частот от нуля до той, при которой в пьезоэлементе не возникнет режим стоячей волны, то есть, пока по толщине пьезоэлемента не станет укладываться четверть длины волны. Перечисленные факторы обеспечат устройству возможность плавной и широкодиапазонной перестройки длины волны дифрагировавшего света.

В работе [7] представлен анализ дифракции пропускающей решетки с синусоидальным распределением пропускающей способности ее периода и показано, что угловое распределение интенсивности излучения в дальней зоне может быть представлено в виде:

$$\frac{I(\theta)}{I_m} = \text{sinc}^2 \left[\left(\theta + \frac{\lambda}{d} \right) \frac{\pi D}{\lambda} \right] + \text{sinc}^2 \left[\left(\theta - \frac{\lambda}{d} \right) \frac{\pi D}{\lambda} \right], \quad (4)$$

где $\frac{I(\theta)}{I_m}$ – отношение интенсивности дифрагировавшего под углом θ

излучение к интенсивности в максимуме дифракционной картины, d – шаг решетки,

D – полная ширина решетки. Как следует из (4), дифракционная картина содержит всего два главных максимума $+1$ и -1 порядков.

Аналогичная картина дифракции будет наблюдаться в случае фазовой решетки с синусоидальным рельефом. В случае фазовой (рельефной) дифракционной решетки, можно показать, используя [8]:

$$\frac{I_m}{I_0} \approx \left(\frac{2\pi A_0}{\lambda} \cos \theta \right)^2, \quad (5)$$

где I_0 – интенсивность падающего на решетку света, A_0 – амплитуда синусоидального рельефа.

Для волновода с представленными выше характеристиками при частоте возбуждения упругих волн $f_0 = 5 \cdot 10^6$ Гц и длине волны света $\lambda = 0,5 \cdot 10^{-6}$ м, считая $A_0 = \Delta \ell = 2 \cdot 10^{-8}$ м, получим: $\theta \approx \pm \frac{\lambda}{\Lambda} = 0,031$, $\frac{I_m}{I_0} \approx 0,063$.

Использование массива отдельных сравнительно узких полосок для увеличения светосилы дифракционной решетки вместо, например, одной широкой полоски диктуется тем, что при изменении температуры эксплуатации вследствие различных термических расширений полосок и подложки и собственных упругих напряжений в полосках возникает поперечное коробление поверхностей полосок, приводящее к нарушению их плоскостности и ухудшению дифракционных качеств устройства. Этот эффект не возникает в продольном направлении полосок, так как существуют возможности по поддержанию натяга полосок постоянным.

Рассматриваемая электроуправляемая дифракционная решетка может рассматриваться в качестве тонкопленочного аналога брэгговских акустооптических модуляторов. Приведенные результаты анализа и расчетов показывают преимущество в энергопотреблении и компактности в сравнении с брэгговскими акустооптическими модуляторами.

Изготовленные экспериментальные образцы электроуправляемых дифракционных структур имеют геометрические параметры: ширина и длина одной полосы 100 мкм и 5 мм, соответственно, число полосок в структуре – 50; одномерная матрица полосок имеет размеры 5×5 мм. Структура выполнена на кремниевой монокристаллической подложке.

Устройство может найти применение, например, в микромеханических акустооптических устройствах оптической обработки информации, в различных измерительных преобразователях, при создании малогабаритных спектроанализаторов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Исследование возбуждения и распространения упругих волн в тонкопленочных мембранах структур микромеханики: отчет о НИР (промежуточ.) / СГГА; рук. Чесноков В.В. – Новосибирск, 1996. – 25 с. – № ГР 0195.0007125. – Инв. № 0297.0002753.

2. Исследование физических проблем нано- и микроразмерных функциональных устройств информационных оптоэлектронных систем: отчет о

НИР / СГГА; рук. Чесноков В.В.; исполн. Чесноков Д.В. – Новосибирск, 2003. – 71 с. – № ГР 0199.0010326. – Инв. №02200.1.03177.

3. Чесноков, Д.В. Дифракция света на упругих волнах в тонкопленочных мембранных структурах / Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков, Д.М. Никулин // ГЕО-Сибирь-2007.: сб. материалов междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007», 25–27 апр. 2007 г., Новосибирск. – Новосибирск: СГГА, 2007. – С. 201–203.

4. Чесноков, Д.В. Электростатическое и лазерное возбуждение упругих волн в тонкопленочных полосковых волноводах / Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков, Д.М. Никулин // ГЕО-Сибирь-2007.: сб. материалов междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007», 25–27 апр. 2007 г., Новосибирск. – Новосибирск: СГГА, 2007. – С. 203–209.

5. Чесноков, Д.В. Лазерное возбуждение изгибных волн в мембранных полосковых волноводах / Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков, Д.М. Никулин // ГЕО-Сибирь-2007.: сб. материалов междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007», 25–27 апр. 2007 г., Новосибирск. – Новосибирск: СГГА, 2007. – С. 209–214.

6. Ландау, Л.Д. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1965. – 222 с.

7. Ахманов, С.А. Физическая оптика: учебник / С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин. – М.: МГУ, 1998. – 656 с.

8. Хаус, Х. Волны и поля в оптоэлектронике / Х. Хаус. – М.: Мир, 1988. – 333 с.

© Д.М. Никулин, В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, 2008

УДК 539.3;539.8

Д.М. Никулин, В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков
СГГА, Новосибирск

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ РАЗРАБОТКИ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ УПРУГИХ ВОЛН

D.M. Nikulin, V.V. Chesnokov, D.V. Chesnokov
SSGA, Novosibirsk

TECHNOLOGICAL ASPECTS OF THIN-FILM MICROMECHANICAL ELASTIC WAVEGUIDES DEVELOPMENT

The results of the preliminary experiments are presented as concerns development of thin-film micromechanical elastic waveguides. The authors have developed and investigated the waveguides in the form of aluminium film strips (0.5 μm thickness, 500 μm width) with their ends fixed over the substrate. The feature of the development is that the waveguides were produced on the free nitrocellulose film which was removed afterwards.

Waveguide, elastic waves, thin-film microwaveguides, aluminium film.

При создании измерительных устройств часто используются твердотельные акустические датчики, работа которых основана на использовании поверхностных акустических волн (ПАВ) и на принципе детектирования механических вибраций в твердых телах [1]. Особенностью распространения таких волн в материале является, то, что они формируются на поверхности относительно толстой подложки. Известны также датчики, работающие на упругих волнах изгиба, возникающих в тонкой мембране.

В данной работе исследуются принципы изготовления тонкопленочных микромеханических волноводов упругих волн. Работа является развитием исследований [2, 3].

Последовательность получения тонкопленочных микромеханических волноводов показана на рис. 1. На подготовленную (стандартными методами [4]) стеклянную шайбу с круглым отверстием в центре наносится нитроцеллюлозная пленка таким образом, что над отверстием она находится в свободном натянутом состоянии (рис. 1а). Подложка помещается на дно сосуда с дистиллированной водой, после чего на ее поверхность наносят каплю (0,10–0,15 мл) не растворяющегося в воде раствора нитроцеллюлозы в бутилацетате. После высыхания на поверхности воды образуется твердая пленка нитроцеллюлозы толщиной примерно 0,8–1,2 мкм [5]. Стеклянная подложка медленно вынимается из воды, нитроцеллюлозная пленка ложится на ее поверхность, образуя натянутую мембрану над отверстием шайбы. Далее образец подвергается сушке в термошкафу при температуре 80–100°C.

Затем в вакуумной установке (ВУ-1А) из проволочного вольфрамового испарителя напыляется по диаметру шайбы узкая полоска алюминия, через маску со щелью (рис. 1б). Алюминий имеет низкую температуру испарения и, следовательно, низкую температуру паров, поэтому рост слоя металла не приводит к разрушению нитроцеллюлозной пленки. Подложка с нитроцеллюлозной пленкой при напылении дополнительному нагреву не подвергается.

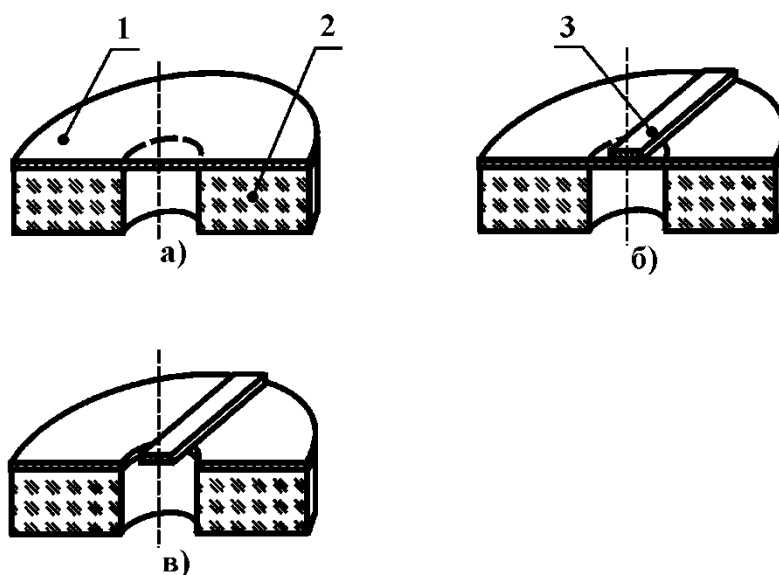


Рис. 1. Схема операций получения тонкопленочного микромеханического волновода:

1 – нитроцеллюлозная пленка; 2 – стеклянная подложка; 3 – алюминиевая полоска

После выноса напыленной структуры из вакуумной установки пленка нитроцеллюлозы удаляется. Полоска алюминия оказывается натянутой над отверстием стеклянной шайбы (рис. 1в).

Удаление нитроцеллюлозы производится в парах ацетона, так как в жидком ацетоне из-за неравномерности растворения нитроцеллюлозы полоска разрушается. Образец закрепляется над емкостью с ацетоном нитроцеллюлозной пленкой вниз. Расстояние от поверхности ацетона до шайбы составляет 80 мм. Емкость подогревается до температуры предзакипания ацетона. Пары ацетона, испаряясь, растворяют пленку нитроцеллюлозы. В начале процесса растворения наблюдалось сморщивание пленки нитроцеллюлозы, через некоторое время морщины расправлялись, а на следующем этапе в пленке нитроцеллюлозы появлялись разрывы в разных местах отверстия шайбы. Разрывы быстро разрастались, оставляя в конечном итоге полоску алюминия в свободном состоянии. Длительность процесса растворения пленки нитроцеллюлозы составляла в среднем 2-3 минуты. Начальный и конечный моменты процесса удаления нитроцеллюлозы иллюстрируются рис. 2а и 2б, соответственно.

Визуальное обследование образцов показало, что получаемый таким способом микроволновод находится в натянутом состоянии. Внешний вид полоски напоминает желоб. Выпуклость желоба образовывалась со стороны удаленной пленки нитроцеллюлозы. По мнению авторов, такая форма микроволновода вызвана внутренними напряжениями микроволновода, появившимися при его напылении. Изменение формы микроволновода означает его деформацию, вследствие которой в месте касания полоски с краем отверстия шайбы в теле микроволновода образуется ступенька. Высота ступеньки достигает десяти микрометров. Исследования предполагается продолжить с целью выявления факторов, способствующих уменьшению этих паразитных эффектов и определения физико-эксплуатационных характеристик микроволноводов.

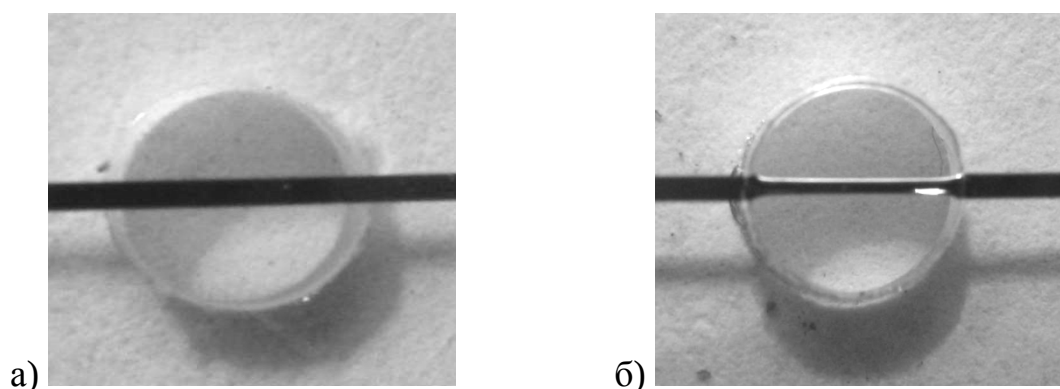


Рис. 2. Длина тонкопленочного микромеханического волновода – 4 мм, толщина – примерно 0,5 мкм, ширина в данном случае составила 0,5 мм

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Фрайден, Дж. Современные датчики: справочник / Дж. Фрайден. – М.: Техносфера, 2005. – 444 с.
2. Исследование возбуждения и распространения упругих волн в тонкопленочных мембранах структур микромеханики: отчет о НИР (промежуточ.) / СГГА; рук. Чесноков В.В. – Новосибирск, 1996. – 25 с. – № ГР 0195.0007125. – Инв. № 0297.0002753.
3. Исследование физических проблем нано- и микроразмерных функциональных устройств информационных оптоэлектронных систем: отчет о НИР / СГГА; рук. Чесноков В.В.; исполн. Чесноков Д.В. – Новосибирск, 2003. – 71 с. – № ГР 0199.0010326. – Инв. № 02200.1.03177.
4. Хасс, Дж. Физика тонких пленок. Т.7 / Дж. Хасс, М.Х. Франкомб, Р.У. Гофман. – М.: Мир, 1977. – 270 с.
5. Гугель, Б.М. Люминофоры для электровакуумной промышленности / Б.М. Гугель. – М.: Энергия, 1967. – 320 с.

УДК 532.783

Б.В. Поллер, В.М. Клементьев, С.И. Трашкеев, А.В. Бритвин, С.И. Коняев, Ю.Д. Коломников, Д.Е. Трушенко, С.Г. Орлов
ИЛФ СО РАН, СГГА, Новосибирск

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СИСТЕМ С ЖИДКИМИ КРИСТАЛЛАМИ И ПОЛИМЕРНЫМИ ВОЛНОВОДАМИ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

B.V. Poller, V.M. Clement'ev, S.I. Trashkeev, A.V. Britvin, S.I. Konyaev, Yu.D. Kolomnikov, D.E. Trushenko, S.G. Orlov

PERSPECTIVES OF USING OF LIQUID CRYSTALS SYSTEMS AND TGZ POLYMERIC WAVEGUIDES FOR INFORMATION TECHNOLOGIES

Терагерцовый диапазон в области 10 – 100 ТГц (30 – 300 мкм) представляет значительный интерес для построения различных информационных и диагностических систем. Элементная база для терагерцовых (ТГц) систем находится в стадии активного развития. Поэтому значительный интерес представляют генерирующие и волноводные структуры с использованием жидких кристаллов и полимерных волноводов.

Полимерные волноводы (планарные и волоконные) позволяют транспортировать ТГц сигналы в системе. При изменении размеров волноводов и при внесении в волновод наборов проводящих микрочастиц появляется возможность осуществлять также спектральные и фазовые преобразования ТГц сигналов.

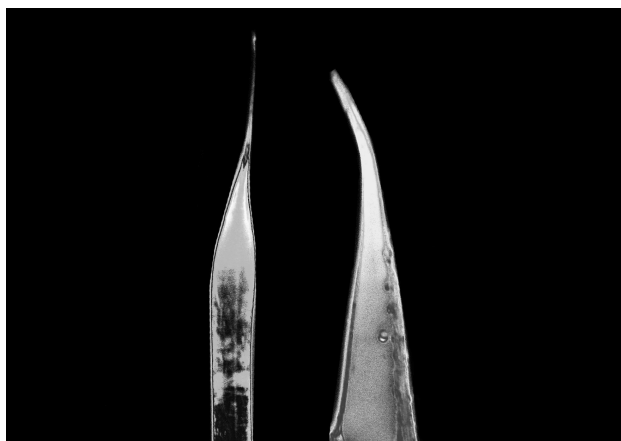


Рис. 1. Фото полимерных волноводов с перетяжкой, слева круглый волновод из полистирола (300 – 12) мкм, справа плоский волновод из ПММА (1400×560 - 24) мкм

Для полимеров типа ПММА, полиэтилен, акриловых смол, получены характеристики размещения проводящих микрочастиц со средним размером 7 – 10 мкм на стадии изготовления полимерной пленки, толщиной до 1000 мкм и длиной до 0,1 м. За счет направленного введения микрочастиц в полимерные пленки, создаются зоны с изменяемым коэффициентом преломления, влияющие на распространение и преобразование ТГц сигналов.

В ходе исследований были получены также полимерные волоконные и планарные волноводы

с плавными изменениями размеров волноводов от сотен мкм до единиц мкм. Фотография образца планарного волновода с перетяжкой 1:100 представлена на рис. 1.

Совместно с ЗАО «СКБ» и ГП «Профиль» получены образцы композитов в виде пленок окиси титана, нанесенных на различные полимерные волноводы путем магнетронного напыления. Эти покрытия могут значительно улучшить эксплуатационные параметры полимерных волноводов.

Для исследования взаимодействия ТГц излучения с планарными оптическими волноводами исследовалась задача резонансного возбуждения в волноводе ТГц излучения за счет нелинейной генерации разностных частот (от инфракрасного источника накачки) жидкокристаллическим упорядоченным нанокомпозитом. Решение этой задачи позволит в перспективе создать параметрический, волноводный лазер ТГц диапазона с управляемыми характеристиками. В результате исследований в этой области была теоретически обоснована и впервые экспериментально зарегистрирована квадратичная нелинейность нематического жидкого кристалла, на 5-6 порядков выше, чем максимальная аналогичная величина, зарегистрированная для органического кристалла NPP (N-(4-нитрофенил)-L-пролинол) [1]. Для наблюдения генерации разностных частот и подтверждения теоретических выводов о существовании в жидких кристаллах гигантской квадратичной нелинейности был поставлен предварительный эксперимент с использованием накачки аргоновым лазером, излучающим несколько частотных линий видимого диапазона. Генерируемые разностные частоты в этом случае попадали в инфракрасную область излучения ~ 10 мкм. На рис. 2 приведена поперечная картина полученного излучения, имеющая форму эллипса. На рис. 3 дано спектральное распределение того же излучения.

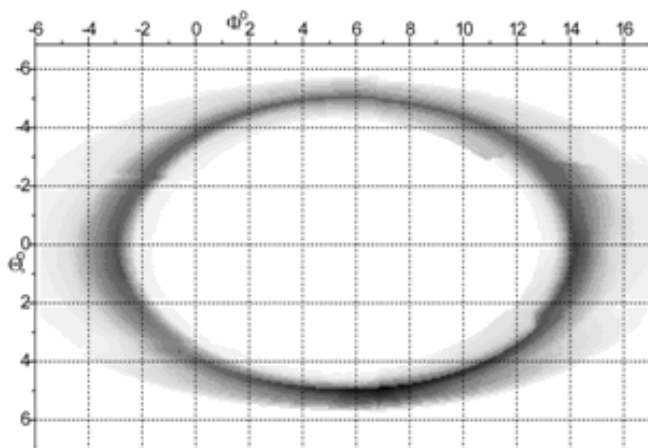


Рис. 2. Угловая зависимость вторичного излучения

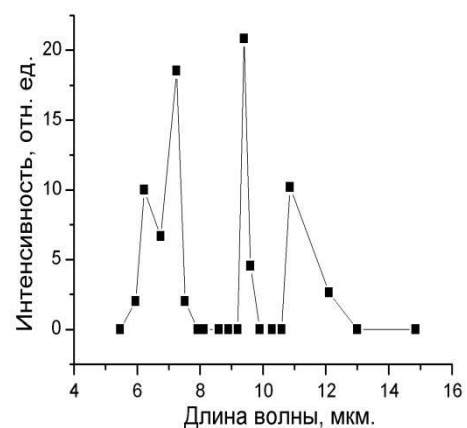


Рис. 3. Спектр вторичного излучения.

Учитывая, что полимерные волноводы имеют достаточно большую апертуру, они могут оптимально стыковаться с ЖК нанокомпозитом, одновременно осуществляя также функцию спектральной фильтрации ТГц

сигналов. Изменяя параметры лазеров накачки, можно соответственно менять параметры генерируемого ТГц излучения, создавая основу для построения миниатюрных анализаторов параметров окружающей среды. Данные элементы также перспективны для построения наземно-космических информационных систем [2].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Трашкеев, С.И. Высокоэффективная генерация разностных частот нематическим жидким кристаллом / С.И. Трашкеев, В.М. Клементьев, Г.А. Поздняков // Квантовая электроника (в печати).

2. Развитие лазерных информационно-сенсорных систем с планарными волноводами и элементами микрооптики для наземно-космических телекоммуникаций и локальных сетей связи и контроля: докл. на IX междунар. конфер. «Проблемы функционирования информационных сетей» / С.Н. Багаев, Б.В. Поллер, А.В. Бритвин, С.М. Игнатович, В.В. Чесноков, А.Ф. Ярославцев. – Новосибирск, 2006. – С. 22–25.

© Б.В. Поллер, В.М. Клементьев, С.И. Трашкеев, А.В. Бритвин,
С.И. Коняев, Ю.Д. Коломников, Д.Е. Трушенко, С.Г. Орлов, 2008

УДК 621.396

Б.В. Поллер, А.Б. Поллер

ЗАО «СКБ», Новосибирск

ОБ ОСВЕЩЕНИИ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ПОМОЩЬЮ «СОЛНЕЧНЫХ ПАРУСОВ» И «СОЛНЕЧНЫХ ШАРОВ» В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

B.V. Poller, A.B. Poller

ABOUT ILLUMINATION OF THE EARTH SURFACE BY «SOLAR SAILS» AND «SOLAR SPHERES» IN NEAR-EARTH SPACE

This paper is devoted to problem of illuminating areas by using refracted or accumulated Solar radiation. This approach make possible to decrease electrical power consumption.

Проблема освещения транспортных магистралей, городских и сельских районов в темное время суток за счет использования переотраженного или накопленного солнечного света достаточно актуальна, так как в этом случае может быть сэкономлена электрическая энергия, увеличена безопасность движения транспорта и людей.

Так в России планируется вывести на околоземную орбиту высотой 800 км пленочное зеркало отражатель – «Солнечный парус» («СП») [1]. Этот парус состоит из 6 управляемых надувных лепестков из зеркальной пленки. При повороте этих лепестков по отношению к падающему солнечному свету, удастся формировать пучок отраженного солнечного света с различными углами расходимости. При повороте плоскости «СП» происходит перемещение солнечного зайчика по поверхности Земли на расстояние до 3000 км влево и вправо от «СП». Таким образом, солнечный пучок может направляться на затемненную поверхность Земли, освещая заданные районы.

В США планируется также запускать шары на высоты до 150 км для расширения зон сотовой связи. В работе [2] предлагается также использовать для солнечных осветителей пленки с накоплением солнечного света на микрочастицах. Шар из такой пленки может иметь площадь в тысячи квадратных метров. Такой «солнечный шар» («СШ») может накапливать солнечный свет в дневное время и отдавать его в ночное время для освещения заданных районов на Земле. За счет использования специальных оптических концентраторов можно получать углы расходимости светового пучка от «СШ» в единицы градусов.

Для «Солнечного паруса» («СП») на высоте 800 км и площадью 600 м² примем угол поворота плоскости «СП», так, чтобы отраженное солнечное излучение от Солнца зашедшего за горизонт, направлялось вертикально вниз,

при этом угол расходимости солнечного пучка возьмем в 1 градус. Тогда площадь освещенной зоны на поверхности земли составит около 150 км^2 , а величина освещенности около 0,4 люкса (при условии освещенности СП в 10^5 люкс и коэффициенте отражения пленки около 1). Освещенность на высоте «СШ» составит около 0,6 люкса.

Для «Солнечного шара» («СШ») радиусом 18 м из пленки с накоплением солнечного света и с концентратором, формирующим угол расходимости пучка накопленного света в 1 градус, направленного от шара перпендикулярно к Земле, площадь освещенного пятна будет около $5,4 \text{ км}^2$. Если принять коэффициент преобразования солнечного излучения в 15%, что означает уменьшение излучающей площади от 1000 м^2 (половина площади шара радиусом 18 метров) до эквивалентной площади в 150 м^2 со светимостью 100 килолюкс. Тогда освещенность на Земле от «СШ» будет для пятна площадью $5,4 \text{ км}^2$ около 3 люкс, а для угла расходимости 5 градусов освещенность около 0,15 люкс на площадке в 134 км^2 . В первом случае освещенность в 3 люкса соответствует нормальной освещенности улиц и площадей при низкой интенсивности движения [3]. Во втором случае освещенность близка к освещенности создаваемой полной лунной ночью (0,2 люкс).

«Солнечные паруса» в отличие от «солнечных шаров» перемещаются по небосводу, так что время видимости космических аппаратов на высоте 800 км с наземного пункта составляет десятки минут [4]. Если принять время видимости в 20 минут, то для освещения заданных территорий Земли в течение 5 часов потребуется группировка из 15 «СП». Для освещения определенной зоны на Земле, необходимо управление плоскостью «СП» с учетом собственного движения и движения Солнца. «Солнечный шар» или система из нескольких «СШ» могут создавать такую же освещенность, что и «СП» на таких же площадях, без управления их ориентацией.

Следует отметить, что проекты по созданию «СШ» и «СП», рассматриваются и в интересах создания глобальных информационных сетей, работающих в оптическом и радиоволновом диапазонах [1]. Объединение функций передачи информации и солнечного света с помощью «солнечных парусов» и «солнечных шаров» увеличивают вероятность реализации данного проекта.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Проблемы построения глобальной лазерной сети связи с использованием отражателей сигналов, размещаемых на поверхности Луны или в околоземном космическом пространстве: тр. 9 междунар. НТК «Радиолокация, навигация, связь» / Багаев С.Н., Гребельский М.Д., Зубарев Ю.Б., Поллер Б.В., и др. – Воронеж: Сакное, 2003. – Т. 1. – С. 403–406.

2. О характеристиках преобразователей солнечного света с полимерными волноводами /Б.В. Поллер, В.К. Попков, А.Б. Поллер, и др. // Сб. матер. III Междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск, 2007. – Т. 4., ч. 1. – С. 151–154.

3. Кухлинг, Х. Справочник по физике / Х. Кухлинг. – М.: Мир, 1985. – 252 с.
4. Мещеряков, И.В. В мире космонавтики / И.В. Мещеряков.– Н. Новгород: Русский купец, 1996. – 386 с.

© Б.В. Поллер, А.Б. Поллер, 2008

УДК 535: 621.375.826.004.14

А.В. Бритвин, Б.В. Поллер, А.В. Алексеев

Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск

О СВОЙСТВАХ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ СИГНАЛОВ ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПОДВИЖНЫМИ ОБЪЕКТАМИ

A.V. Britvin, B.V. Poller, A.V. Alexeev

ABOUT BACKSCATTERING PROPERTIES OF ULTRAFIOLET SIGNALS FOR MOBILE OBJECTS CONTROL

This paper is devoted to some abilities of non line-of-sight optical communication systems.

Известны методы управления подвижными объектами при использовании оптического атмосферного канала, как для передачи информации, так и для дальнометрии и навигации [1, 2, 3]. Однако использование атмосферных оптических каналов ограничено требованием прямой видимости между объектами. В случае возникновения препятствия между объектами произойдет нарушение управления и передачи информации. Поэтому актуально исследование оптического канала связи с рассеянием в атмосфере, обеспечивающего управление и передачу информации без прямой видимости.

Теоретические зависимости уровня принимаемого сигнала от расстояния между приемником и передатчиком и углами подъема приемника и передатчика представлены в работах [4, 5, 6]. Однако в этих работах не рассматриваются характеристики канала для больших углов рассеяния в УФ-диапазоне. В работах агентства DARPA используются передатчики с большим углом расхождения излучения и приемники с большим углом поля зрения [7, 8].

Целью работы является исследование характеристик уровня принимаемого сигнала за препятствием и в удалении от него для одностороннего и двухстороннего канала.

Для канала с рассеянием наиболее целесообразно использовать ультрафиолетовый (УФ) диапазон спектра. В УФ-диапазоне коэффициент рассеяния значительно выше, чем в инфракрасном (ИК) диапазоне. Рассеяние в атмосфере разделяется на аэрозольное и молекулярное (релеевское). В ИК-диапазоне доминирующую роль играет аэрозольное рассеяние и молекулярным рассеянием можно пренебречь. В аэрозоле доминирует водяной пар, содержание которого сильно зависит от температуры воздуха [9]. Так при идентичной влажности количество аэрозоля при температуре +30 °С в 135 раз превышает количество водяных паров при температуре -35 °С. Молекулярное рассеяние задает минимальный рассеянный сигнал и позволяет организовывать оптический канал УФ-связи с рассеянием в атмосфере с малым содержанием

аэрозоля (в данном случае сложно построить канал с рассеянием в ИК-диапазоне). Следует отметить, что увеличение аэрозоля (приводящего к замутнению среды) в канале с рассеянием приводит к увеличению сигнала в отличие от канала с прямой видимостью [10]. В работе [2] рассматривается возможность определения координат объекта в условиях отсутствия прямой видимости по атмосферному оптическому каналу с рассеянием.

В случае использования лазерных источников с малым углом расхождения сечение луча на расстоянии несколько километров практически не изменяется и в сравнении с геометрией трассы мало, поэтому можно им пренебречь. Луч проходит от излучателя до точки рассеяния расстояние L_1 . Пусть в поле зрения приемника попадает участок луча от l_1 до l_2 протяженностью Δl (рис. 1). Предположим, что на данном участке за счет молекулярного рассеяния (по закону Бугера) будет рассеяна мощность $1 - \exp(-\sigma_m \Delta l)$. Где σ_m коэффициент молекулярного рассеяния. Принимаемая мощность зависит также от расстояния от точки рассеяния до приемника L_2 , от угла рассеяния излучения γ :

$$P_r = P_0 \int_{l_1}^{l_2} \frac{A_{np}}{\frac{3}{4}\pi \cdot L_2^2} [\sigma_m Jm(\gamma) + \sigma_a Ja(\gamma)] \cdot e^{-\alpha(L_1+L_2)} dl \quad (1)$$

где P_0 – излучаемая мощность, P_r – принимаемая мощность, A_{np} – площадь приемника, Jm – индикатриса молекулярного рассеяния, Ja – индикатриса аэрозольного рассеяния [8], σ_a – коэффициент аэрозольного рассеяния, σ_m – коэффициент молекулярного рассеяния, α – общий коэффициент ослабления (поглощение газами плюс рассеяние).

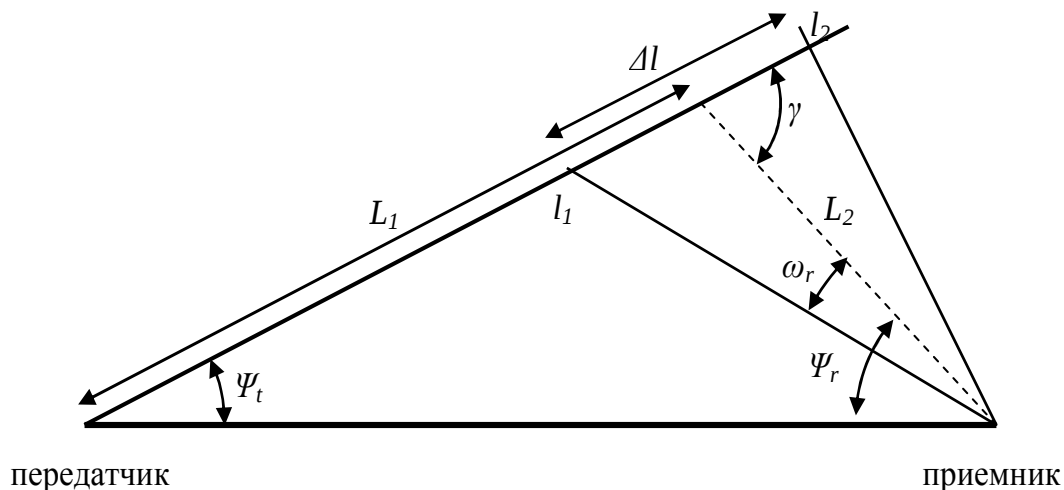


Рис. 1. Схема для расчета оптического канала с рассеянием

На рис. 2 представлена расчетная зависимость уровня принимаемого сигнала от угла подъема приемника при различных углах подъема передатчика. Как видно из рис. 2 при углах подъема более 90° (приемник направлен в противоположном направлении от излучателя) уровень принимаемого сигнала возрастает. Это вызвано формой индикатрисы молекулярного рассеяния. Таким образом, находясь непосредственно за препятствием наибольший сигнал можно

получить при направлении приемника в противоположную от передатчика сторону.

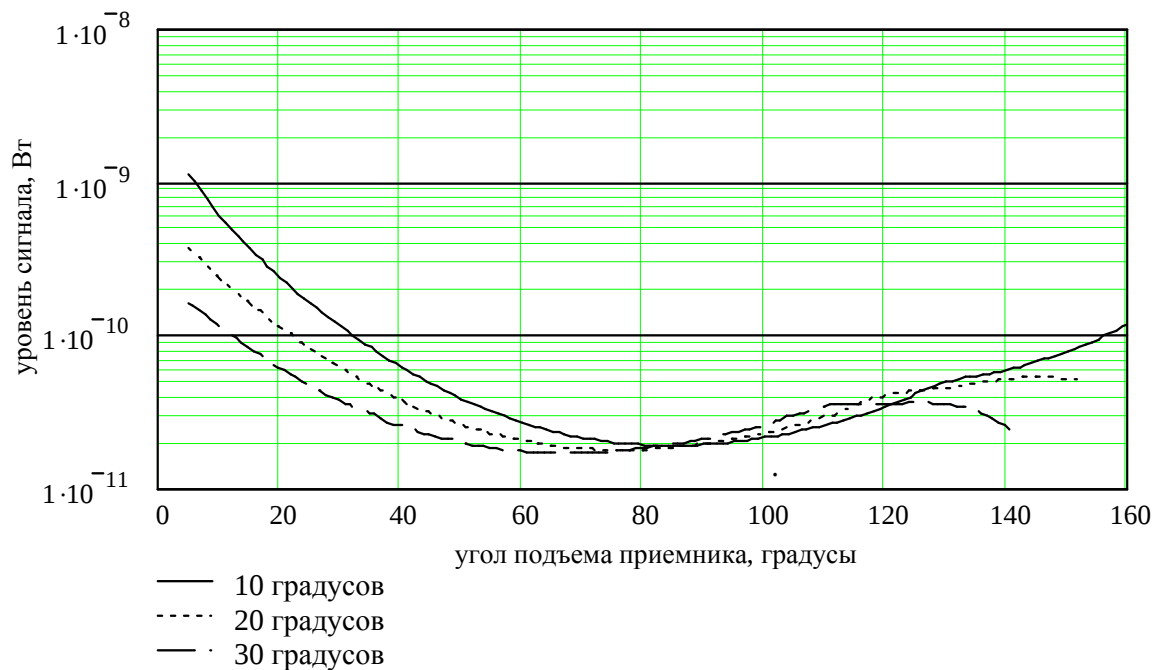


Рис. 2. Зависимость уровня принимаемого сигнала от угла подъема приемника

Данные зависимости не дают полного представления о характеристиках принимаемого сигнала при появлении препятствия и удалении приемника от оси направления передатчика.

Для оценки этих характеристик рассмотрим следующую задачу. На расстоянии L от передатчика расположено вертикальное протяженное препятствие высотой h , параллельно оси Y (рис. 3). Излучатель расположен в начале координат и направлен вдоль оси X под наименьшим возможным углом Ψ_t (т.е. непосредственно над препятствием).

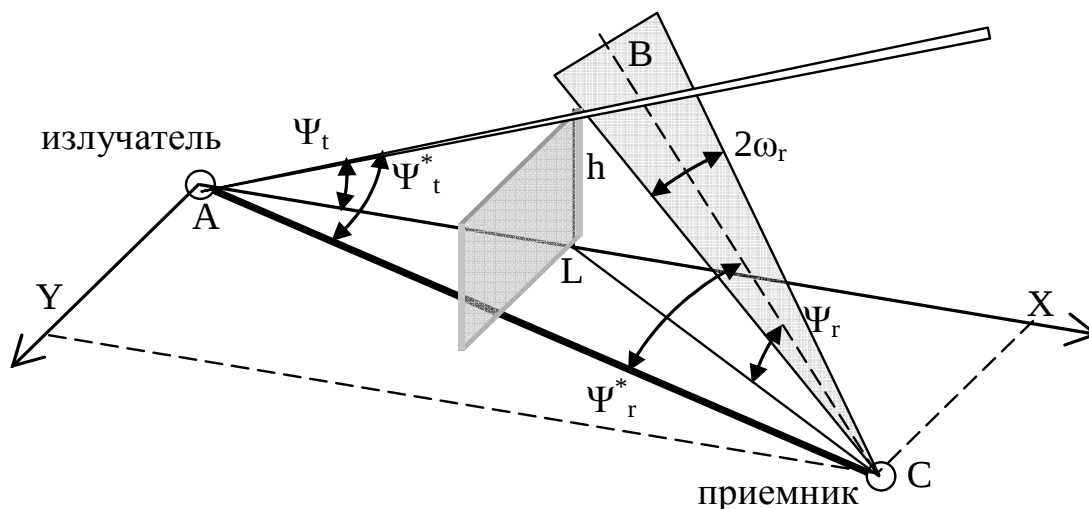


Рис. 3. Схема для расчета зоны связи

Приемник располагается в точке С с координатами (X,Y). Угол поля зрения приемника направлен непосредственно над препятствием. Оси излучателя и приемника пересекаются. Путем несложных математических операций находим эквивалентные углы подъема излучателя и приемника (Ψ^*_t , Ψ^*_r) для треугольника ABC:

$$\Psi^*_t = \arccos\left(\frac{AB^2 + AC^2 - BC^2}{2 \cdot AB \cdot AC}\right)$$

$$\Psi^*_r = \arccos\left(\frac{BC^2 + AC^2 - AB^2}{2 \cdot BC \cdot AC}\right) + \omega_r,$$
(3)

где $AB = \sqrt{L^2 + h^2}$, $AC = \sqrt{X^2 + Y^2}$, $BC = \sqrt{(X-L)^2 + Y^2 + h^2}$.

Форма индикатрисы молекулярного рассеяния не зависит от длины волны. Форма индикатрисы аэрозольного рассеяния зависит не только от длины волны излучения, но также и от характеристик аэрозоля. Так как нет характерных различий для аэрозольной индикатрисы от длины волны в УФ диапазоне, расчет производился не для конкретной длины волны, а для соотношения между коэффициентами молекулярного и аэрозольного рассеяния. Расчет производился для «солнечно-слепого» диапазона где можно не учитывать характеристики помех от солнца.

Расчет проводился для двух вариантов. В первом расчет проводится для минимально возможных углов подъема приемника и передатчика. При втором варианте находятся наилучшие параметры канала связи. Расчет производится для углов приемника от минимального возможного до максимального возможного и выбирается наилучший результат по уровню сигнала.

На рис. 4 представлены результаты расчета для препятствия высотой 15 метров на удалении 150 метров от передатчика. Отношение коэффициента аэрозольного рассеяния к молекулярному равно 1. Сплошными линиями показан уровень сигнала. Пунктирными – угол подъема подвижного приемника или передатчика. По оси абсцисс отложено расстояние от стационарного объекта. По оси ординат удаление от оси направления стационарного объекта.

В первом столбце представлены результаты по первому варианту расчета. Во втором столбце по второму варианту. На рисунке 4а представлены результаты расчета для стационарного передатчика и подвижного приемника. На рис. 4б представлены результаты расчета для стационарного приемника и подвижного передатчика. На рис. 4в представлены зоны связи для двухстороннего канала при жестком совмещении осей приемника и передатчика на стационарном и подвижном объекте.

Расчет зоны связи для двухстороннего канала производился путем перемножения коэффициентов передачи односторонних каналов.

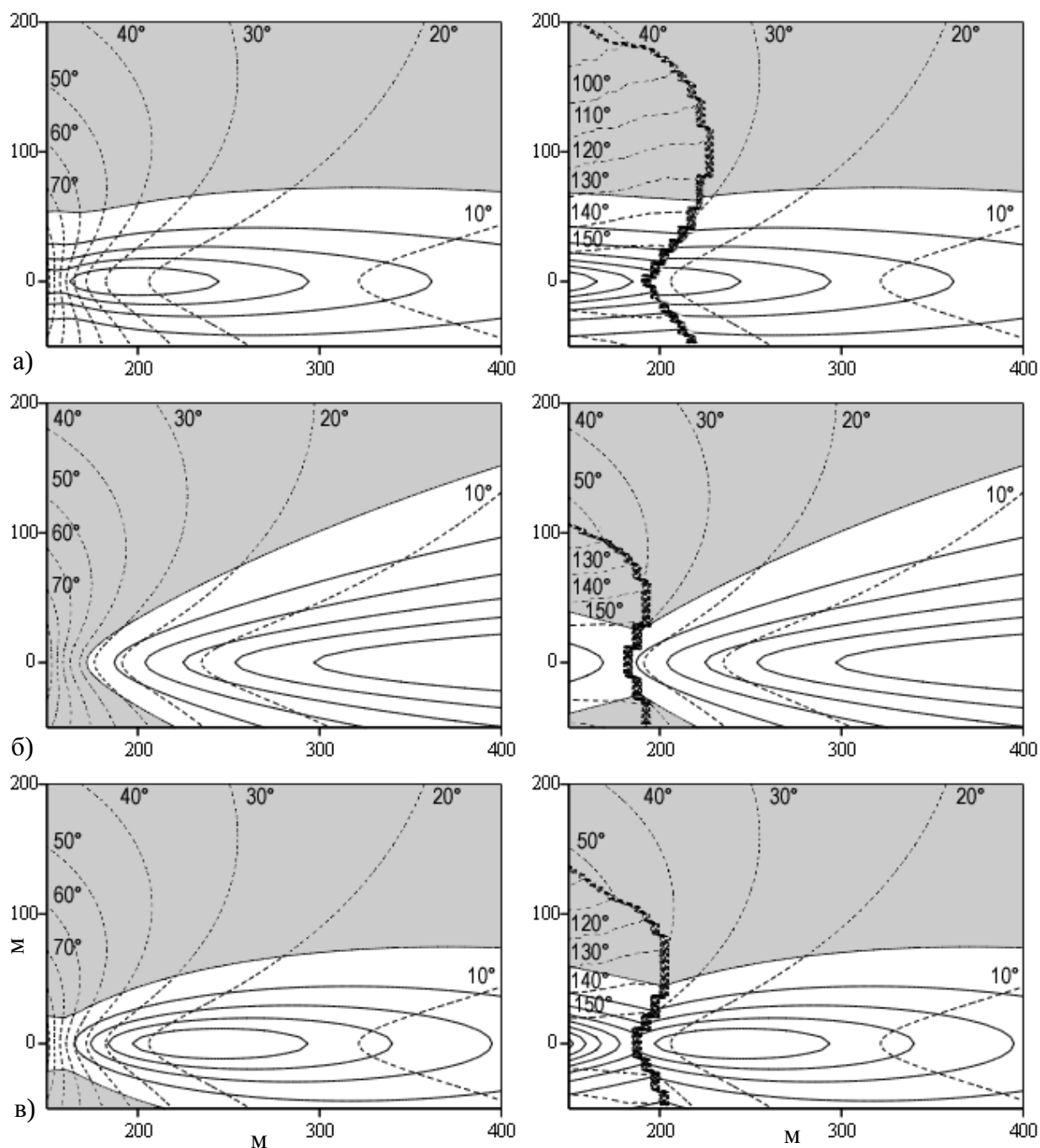


Рис. 4. Уровень принимаемого сигнала в зависимости от удаления от препятствия для трех случаев:

- а) односторонний канал со стационарным передатчиком;
- б) односторонний канал со стационарным приемником;
- в) двусторонний канал (оси приемника и передатчика совмещены).

Из результатов выполненных исследований можно сделать следующие выводы:

– Сравнение результатов расчета по варианту 1 и 2 показывает, что непосредственно за препятствием для управления и обмена информацией наиболее целесообразно использовать обратное рассеяние.

– Наименьший сигнал наблюдается при приеме излучения под углом рассеяния 90° . Это объясняется индикатрисой.

– Использование молекулярного обратного рассеяния УФ-сигналов в атмосфере позволяет реализовать оптический канал управления и связи без прямой видимости между объектами в близи препятствия.

На рис. 5 представлены теоретические и экспериментальные результаты по приему обратно рассеянного сигнала на расстоянии 75 м при различных углах подъема передатчика, полученные для области длин волн 0,25 – 0,35 мкм. Эксперимент достаточно хорошо подтверждает теоретические расчеты о возможности создания атмосферного канала связи с обратным рассеянием.

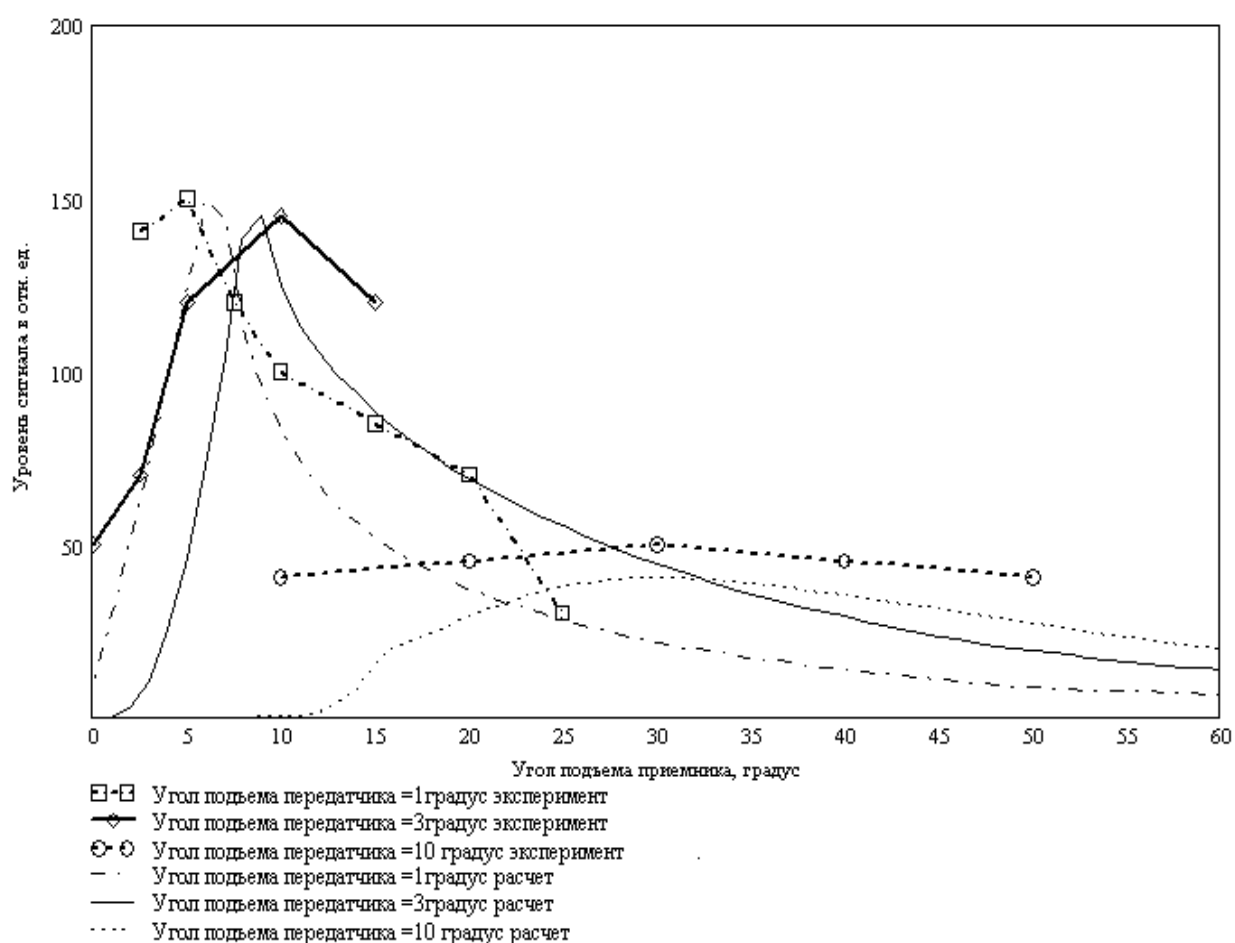


Рис. 5. Экспериментальные и теоретические результаты эксперимента по приему обратно рассеянного сигнала на расстоянии 75 м

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пратт, Вильям К. Лазерные системы связи / Вильям К. Пратт; пер. с англ. под. ред. А.Г. Шереметьева. – М.: Связь, 1972. – 232 с.
2. Поллер, Б.В. О применении ультрафиолетовых лазерных систем для определения координат объектов вне прямой видимости / Б.В. Поллер, А.В.

Бритвин, С.И. Коняев, Ю.И. Щетинин, Е.В. Удальцов // Сб. матер. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2005» – Новосибирск, СГГА, 2005. – Т. 6.– С. 130–133.

3. О построении локальных систем координатно-временного обеспечения на базе ультрафиолетовых лазеров и оптических часов. "Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение" (КВНО-2007) / С.Н. Багаев, В.М. Клементьев, Б.В. Поллер, А.В. Бритвин, С.И. Коняев, Е.В. Удальцов, Б.С. Могильницкий, Ю.И. Щетинин. – СПб., 2007.

4. Кеннеди, Р.С. Введение в теорию передачи сообщений по оптическим каналам с рассеянием / Р.С. Кеннеди.– ТИИЭР, 1970. – Т. 58, №10.– С. 264–278.

5. Хинрикус, Х.В. Шумы в лазерных информационных системах / Х.В. Хинрикус.– М.: Радио и связь, 1987. – 108 с.

6. Пожидаев, В. Н. Выбор длины волны для систем загоризонтной связи / В.Н. Пожидаев // Радиотехника и электроника.– 1977. – № 11. – С. 2265–2271.

7. Shaw G.A., Nischan M.L., Iyengar M., Kaushik S., and Griffin M.K. NLOS UV Communication for Distributed Sensor Systems / Proceedings SPIE. – 2000. – V. 4126. – P. 83.

8. Shaw G.A., Nischan M.L. Short-Range NLOS Ultraviolet Communication Test Bed and Measurements / Proceedings SPIE. – 2001. – V. 4396. – P. 16–20.

9. Хромов, С.П. Метеорологический словарь 3-е изд. / С.П. Хромов, Л.И. Мамонтова. – Л.: Гидрометеиздат, 1974. – 568 с.

10. Mooradian G.C., Geller M., Levine P. H. et all. Over-the-horizon optical propagation in a maritime environment. – Appl. Opt., 1980. – V. 19, № 1. – P. 11–30.

© А.В. Бритвин, Б.В. Поллер, А.В. Алексеев, 2008

УДК 535.33/.34

В.С. Айрапетян

СГГА, Новосибирск

ИК-ЛИДАРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ν_3 ПОЛОСЫ ПОГЛОЩЕНИЯ СПЕКТРА МЕТАНА В АТМОСФЕРЕ

B.S. Ayrapetyan

SSGA, Novosibirsk

10 Plakhotnogo St., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

IK-LIDAR STUDY ν_3 BANDS OF THE ABSORPTION OF THE SPECTRUM OF THE METHANE IN ATMOSPHERE

Automated differential lidar set for measurement of atmospheric gases small concentration is developed, created and tested on the bases of Optical Parametric Oscillator (OPO), tunable in middle infrared (IR) range. Measurable sensitivity accuracy obtained for atmospheric methane is not less than 1ppm. Being smoothly tunable in the wavelength range of $1.4\div 4.2\mu\text{m}$ with the spectral bandwidth of 3cm^{-1} (for $1.4\div 1.8\mu\text{m}$ and $2.9\div 4.2\mu\text{m}$) and pulse energy up to 30mJ, the OPO irradiation allows measurement of gas concentrations in an open atmosphere up to 5km. If required computer controlled Fabry-Perot etalon (FPE) insertion into the resonator is provided to narrow the bandwidth up to 0.6cm^{-1} . Construction of the OPO allows also radiation wavelength stepwise change (pulse to pulse) with a smooth regulation from 0 to 12nm that is necessary to carry out gas concentration measurement by the method of differential absorption with one laser. Lidar set is equipped with a self-regulated system, tuned at the absorption line of the gas under investigation that is initially installed into the system.

Современные методы и лазерные излучения различных частот широко применяются в дистанционном зондировании атмосферных газов. При этом максимальная информация о составе и строении молекул атмосферы, с высоким пространственно-временным разрешением и чувствительностью можно получить лишь методом дифференциального поглощения и рассеяния (ДПР), с использованием перестраиваемого по частоте лазера с узкой спектральной шириной линии и высокой мощностью излучения.

Напомним принцип действия метода ДПР, впервые использованным Счетлэндом (1964 г.) [1]. Сравниваются два обратно рассеянных лазерных импульса, которые приходят один – с максимума линии поглощения исследуемой молекулы, другой – с крыла линии поглощения.

Наилучшие практические результаты в определения концентрации газовых компонентов дает метод ДПР в коротковолновой части среднего ИК-диапазона длин волн ($2,5 - 14\text{ мкм}$).

Известно[2], [3], что основные колебательно – вращательные полосы поглощения, интенсивные комбинированные и изолированные частоты молекул практически всех атмосферных газов приходятся именно на ближний и средний ИК-диапазон спектра.

Для зондирования молекул атмосферных газов методом ДПР в работах, например [4], [5] были использованы несколько лазерных источников, перекрывающих широкий спектральный диапазон – от УФ до ИК-области, что усложняет реализацию такой системы. Кроме того, некоторые газы имеют очень узкие линии поглощения [6], поэтому для их зондирования методом ДПР требуются, с одной стороны, ИК – лидарные комплексы на основе специфического мощного перестраиваемого лазера с узкой линией излучения и высокой стабильностью генерации. Важной составляющей частью такого лидарного комплекса является большеапертурная приемно-передающая оптика с высокочувствительным узлом регистрации и обработки информации.

С другой стороны, для проведения измерений в открытой атмосфере необходимо соблюдать требования международных стандартов здравоохранения об использовании лазерного излучения безопасного для зрения и окружающей среды [7], [8].

ИК - лидарный комплекс. В последние десятилетия нами были разработаны импульсные ИК параметрические генераторы света (ПГС) на основе нелинейных кристаллов (НК) LiNbO_3 , КТР и др., накачкой которого является YAG:Nd^{3+} лазер ($\lambda=1,064$ мкм) [9], [10]. Такой ПГС способен плавно и/или дискретно перестраивать длину волны излучения в диапазон 1,41 – 4,2 мкм спектра, тем самым является основой ИК - лидарного комплекса [11], зондирующего молекулы атмосферных газов.

На рис. 1 приведен фотоснимок такого лидарного комплекса, а на рис. 2 – его оптическая схема.



Рис. 1. ИК лидар

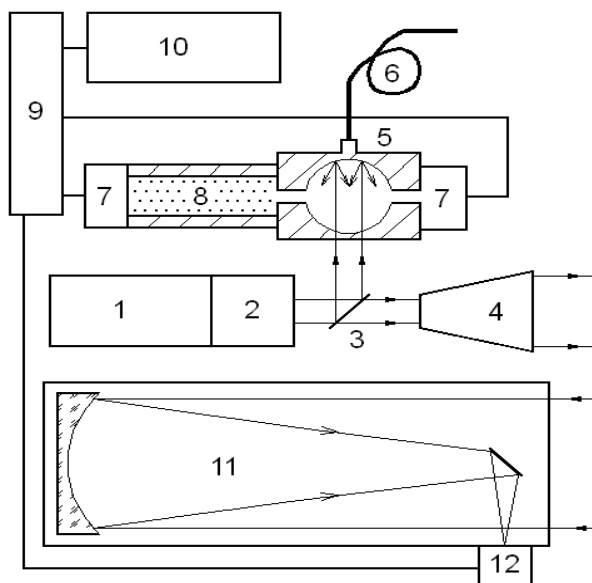


Рис. 2. Оптическая схема ИК лидара

ПГС (2) на кольцевом резонаторе с активным элементом из кристалла LiNbO_3 обеспечивает эффективное преобразование излучения импульсного YAG :Nd³⁺ - лазера (1) ($\lambda=1,06\text{мкм}$) в спектральный диапазон длин волн $\lambda=1,41\div 4,2\text{мкм}$. Плавная перестройка длины волны осуществляется высокоточным вращением столика с кристаллом LiNbO_3 в горизонтальной плоскости, управляемым персональным компьютером. Излучение ПГС можно также дискретно изменить электрическим способом, подавая на боковые поверхности кристалла LiNbO_3 постоянное напряжение от 0 до 5кВ, причем регулируемая ширина шага варьируется в пределах от 0 до 12 нм. Дискретный сдвиг длины волны излучения ПГС от импульса к импульсу реализуется одним лазером для осуществления измерения интенсивности поглощения газа на максимуме линии и на ее крыле. Смещение длины волны излучения ПГС за счет температурного нагрева кристалла LiNbO_3 , программно контролируется и компенсируется с точностью до 0,1⁰С. Для необходимости сужения ширины линии излучения, до 5 раз, предусмотрен ввод в резонатор ПГС ЭФП. Выходная суммарная энергия ПГС, при длительности импульса 10 нс, меняется в пределах 1÷ 40 мДЖ в зависимости от длины волны. Определение абсолютного значения измеряемой длины волны ($\lambda_{\text{изм.}}$) ПГС выполняется способом коррекции $\lambda_{\text{изм}}$ с известной линией поглощения газа. Для этого часть излучения ПГС (~ 4 %), отражаясь от плоскопараллельной CaF_2 пластинки (3), попадает в диффузно-рассеивающую сферу (5). Рассеянное излучение первого канала, проходя кювету (8) с известным газом (в данном случае метаном с чистотой 90%, при давлении 1 атм.), поступает на фотоприемник (7). Одновременно, рассеянное излучение второго канала поступает непосредственно на другой идентичный фотоприемник (7). Далее электрические сигналы от фотоприемников поступают на два входа аналого-цифрового преобразователя (АЦП) (9), выход которого соединен с п.к. (10). На экран монитора п.к. выводится колебательно-вращательный спектр поглощения ν_3 полосы метана, центральная Q - ветвь которой считается началом отсчета. Специальная компьютерная программа обрабатывает полученные данные, корректирует их с Q-ветвью и выдает на экран монитора истинное значение длины волны ПГС ($\lambda_{\text{изм.}}$). Для калибровки длины волны ПГС на рассеивающей сфере предусмотрена возможность установления ИК -световода (6), через который лазерное излучение подается на входную щель монохроматора.

Основная часть излучения ПГС после расширения и коллимирования (4) направляется на топографическую мишень по атмосферной трассе, газовый состав которой и исследуется. Конструктивно лазерный излучатель с приемным телескопом (11) установлены на компьютерно-управляемой двухкоординатной платформе. Микрометрическим винтом устанавливается высокоточное совпадение поля лазерного излучения с полем зрения приемного телескопа, контроль за которым осуществляется ССД камерой, закрепленной на боковой стороне телескопа. Изображение топографической мишени также выводится на экран монитора п.к. Рассеянное от топографической мишени излучение принимается 30см телескопом Ньютона (11), на фокальной плоскости которого помещается криогенный InSb фотоприемник (12). Поступающие на

фотоприемник сигналы обрабатываются в АЦП и на экран монитора п.к. выводится реальный спектр поглощения газов атмосферы.

Данный лидарный комплекс позволяет сканировать пропускание атмосферы в диапазоне $1,41 \div 4,2$ мкм, измеряя при этом концентрацию газов атмосферы.

Результаты экспериментальных измерений и их сравнение с расчетными. Первые экспериментальные измерения на этой лидарной установке проводились в открытой атмосфере г. Еревана, на средней высоте 50м в ясное, безветренное летнее дневное время. Измерения проводились по усреднению 10 импульсов на каждую точку, при частоте повторения импульсов лазера 20 Гц. В качестве экспериментально исследуемого и доступного загрязнителя была выбрана молекула метана (CH_4), содержание которой в атмосфере г. Еревана в среднем соответствует 1,7 ppm. Хорошо известно [12], что из четырех основных колебательно-вращательных полос поглощения метана, наиболее интенсивной считается валентная колебательная ν_3 полоса, с центральной Q-ветвью (3016 см^{-1}), что попадает в перестраиваемый диапазон параметрического лазера ($1,4 \div 4,2$ мкм). Для измерения концентрации метана с высокой точностью и чувствительностью необходимо было провести предварительные расчетные и экспериментальные работы по измерению спектра пропускания атмосферы в диапазоне длин волн $3,25 \div 3,45$ мкм с разрешением лучше, чем ширина отдельных линий P, Q и R ветвей ν_3 полосы поглощения метана.

На рис. 3 приведен расчетный спектр поглощения ν_3 полосы метана при концентрации 1,7 ppm, на 2 км и суммарный спектр поглощения CH_4 и H_2O соответственно, с учетом ширины излучения зондирующего лазера $3,0 \text{ см}^{-1}$ при постоянном сканировании с шагом $0,1 \text{ см}^{-1}$. На рис. 4 приведен экспериментально измеренный спектр ν_3 полосы метана и интегральный спектр поглощения атмосферы в диапазоне длин волн $3,25 \div 3,45$ мкм, соответственно (с шагом сканирования $0,1 \text{ см}^{-1}$). Основными поглотителями излучения в этом диапазоне считаются CH_4 и H_2O .

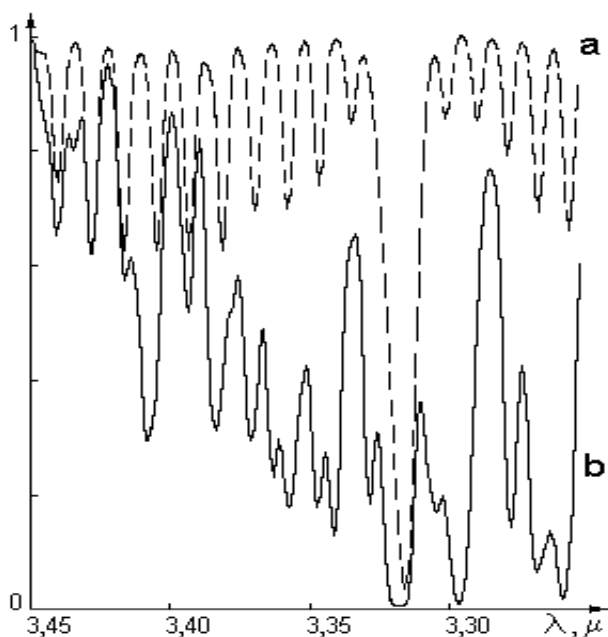


Рис. 3. Расчетные спектры пропускания CH_4 (a) и $\text{CH}_4+\text{H}_2\text{O}$ (b) для излучения ПГС с шириной линии 3cm^{-1}

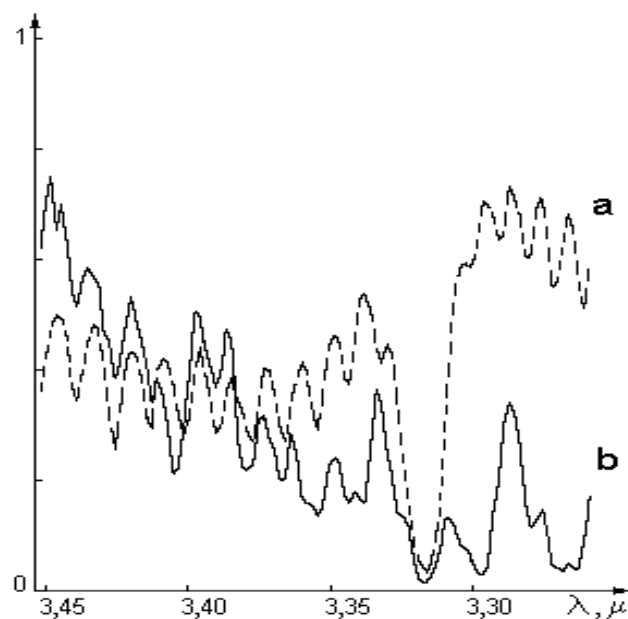


Рис. 4. Измеренные спектры пропускание CH_4 (a) и спектр атмосферы на расстоянии 2200м (b)

Из спектров видно, что полностью закрыта R ветвь ($< 3,30$ мкм), очень слабо проявлена Q ветвь ($3,312$ мкм) и большая часть линий P – ветви ($3,35\div 3,45$ мкм). Более-менее просматриваются лишь линии P7, P9 и атмосфера достаточно прозрачна лишь в области линии P10. Поэтому для измерения концентрации атмосферного метана длина волны первого импульса излучения ПГС устанавливается на максимум поглощения линии P10 ($\nu_{\max}$), а следующий импульс - дискретно перестраивается на нулевой уровень этой линии ($\nu_{\min}$). Обратно рассеянные сигналы этих частот поступают на фотодетектор, оцифровываются в АЦП и относительные сигналы выводятся на экран монитора п.к.

Результаты обработки экспериментального и расчетного спектров приведены в табл. 1.

Таблица 1. Расчетный и экспериментальный спектры пропускания атмосферы в диапазоне длин волн 3,25 – 3,45 мкм на расстояние до 2,2 км

Ветвь	$\Delta\nu_p$ см ⁻¹	$\Delta\nu_{\text{экс.}}$ см ⁻¹	$\Delta\nu_{\text{см.}}$ см ⁻¹	$\nu_0(\text{расч.})$ см ⁻¹	$\nu_0(\text{экс.})$ см ⁻¹	$I_{\text{расч., отн. ед.}}$	$I_{\text{экс., отн. ед.}}$
Q	5,2	7,79	2,59	3015,9	3014,6	0,91	0,63
P1	3,2	-	-	2999,76	3008,14	0,13	-
P2	4,46	-	-	2987,62	2995,3	0,24	0,075
P3	3,79	5,08	1,29	2976,19	2981,25	0,27	0,094
P4	3,78	3,785	0,05	2969,86	2970,49	0,27	0,074
P5	4,37	5,01	0,64	2957,35	2959,8	0,34	0,188
P6	3,11	6,21	3,10	2947,37	2948,61	0,34	0,014
P7	3,085	4,93	1,85	2937,47	2936,24	0,34	0,28
P8	3,67	-	-	2926,16	2931,31	0,34	0,19
P9	3,64	4,85	1,21	2914,82	2910,61	0,36	0,14
P10	3,62	4,83	1,21	2906,94	2905,77	0,19	0,19

Отметим высокое совпадение соответствующих центральных частот расчетного ($\nu_0(\text{расч.})$) и экспериментального ($\nu_0(\text{экс.})$) спектров, отдельных линий P, Q и R ветвей ν_3 полосы метана. Точность совпадения не хуже $\pm 0,13\%$.

Таким образом, спектральное смещения ν_3 полосы метана не наблюдается, что обусловлена в основном средней скоростью относительного движения молекул газа в атмосфере, а так как во время проведения измерений стояла тихая, безветренная погода, следовательно, и спектрального смещения не наблюдался. Вместе с тем из экспериментального спектра (рис. 4) видно, что Q - ветвь и отдельные линии P – ветви уширены. Это можно объяснить, как доплеровским уширением (температурное влияние), так и влиянием паров воды и аэрозольных частиц (столкновительное уширение). Последние факторы сказываются и на разбросе соответствующих значений относительных интенсивностей при сравнении расчетного $(I_P/I_Q)_{\text{расч.}}$ и экспериментального спектров $(I_P/I_Q)_{\text{экс.}}$.

По интенсивностям этих сигналов, согласно [13], можно вычислить среднюю концентрацию атмосферного метана.

На основании результатов, приведенных в данной статье, можно констатировать, что направление создания ИК лидаров на основе ПГС заслуживает дальнейшего развития. Выполненные исследования показывают, что с помощью ИК лидаров на ПГС можно получить достоверные данные о составе, строения и состояния параметров атмосферы. Отметим, что разработанная, созданная и испытанная нами ИК лидарный комплекс является многофункциональным, и на его основе можно реализовать целый ряд устройств, весьма необходимых в широких областях науки и техники ИК дистанционного зондирования молекул.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Scotland R.M. Some Observation of the Vertical Profile of Water Vapor by a Laser Optical Radar / Proc. 4th Symposium of Remote Sensing of the Environment 12 – 14 April 1966, Univ. of Michigan. – Ann Arbor, 1966. – P. 273–283.
2. Ельяшевич, М.А. Атомная и молекулярная спектроскопия / М.А. Ельяшевич. – М.;1962. – 892 с.
3. Межерис, Р. Лазерное дистанционное зондирование / Р. Межерис. – М.: Мир, 1987. – 550 с.
4. Кабанов, М.В. Мониторинг эмиссии антропогенного и природного метана: докл. II Международная конференция по сокращению эмиссии метана / М.В. Кабанов, Ю.М. Андреев, П.П. Гейко. – Новосибирск, 2000. – 800 с.
5. Takuya Nayuki, Tetsuo Fucuchi, et. all. Sum – frequency- generation system for differential absorption lidar measurement of atmospheric nitrogen dioxide // Appl. Opt. – 2000. – V. 41, № 18. – P. 3659–3664.
6. Лазерный контроль атмосферы / под ред. Э.Д. Хинкли. – М., 1979. – 416 с.
7. Lasers and Optical Radiation Environmental Health Criteria. Geneva (1982).
8. Koechner, W. Solid state laser engineering (Berlin: Springer-Verlag, (1999).
9. Apresyan G.M., Ayrapetyan V.S., Sargsyan T.K., Sargsyan K.R. Tunable OPO for Differential Absorbtion LIDARs. LAT 2002, Moscow(2002), 89.
10. ИК – ПГС с плавной и скачкообразной перестройкой длины волны: докл. на V междунар. конф. «Лазерная Физика – 2005», 11-14 окт., 2005 г. / В.С. Айрапетян и др. - Аштарак, Армения.
11. Ayrapetyan V.S., Hakobyan A.V., Apresyan G.M., Poghosyan., Sargsyan K.A., Sargsyan T.K. IR Lidar based on OPO. Twelfth Joint International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics / Atmospheric Physics. Proc. SPIE. – V. 6160. – P. 708–713.
12. Barnes W.L., Susskind F.J., Hunt R.H., and Plyler E.K. Measurement and Analysis of the ν_3 Band of Methane // The Journal of Chemical Physics. – 1972. – V. 56, No.10. – P. 5160–5172.
13. Murrey E.R., Byer R.L. Remote Measurements of Air Pollutants, SRI International Report. Jan. 1980.

© В.С. Айрапетян, 2008

УДК 621.376

Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков, С.Л. Шергин
СГГА, Новосибирск

ФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ УПРАВЛЕНИЯ СВЕТОВЫМИ ПОТОКАМИ

D.V. Chesnokov, V.V. Chesnokov, S.L. Shergin
SSGA, Novosibirsk

THE QUICK-ACTION PHYSICAL LIMITATIONS OF A MICROMECHANICAL LIGHT-PROCESSING DEVICES

The study of quick-action physical limitations of a micromechanical light-processing devices are presented. The value of heat's emission and mechanical tensions are estimated.

Micromechanics, light-processing, emission of heat, mechanical tensions

В настоящее время существуют электрооптические затворы с быстродействием до 0,1 нс (ячейки Керра), основанные на использовании наведенного двулучепреломления, однако они пригодны для управления только поляризованным излучением и требуют, к тому же, значительных управляющих напряжений [1]. Высоким быстродействием обладают также пассивные фототропные затворы, управляемые самим световым потоком, однако они являются узкополосными и работают на «просветление» – только на включение пропускания света [2], также исследуются ограничители мощности лазерного излучения, использующие нелинейные оптические свойства сред, содержащих фуллерены [3].

В нашей работе рассматриваются физические принципы функционирования микромеханических устройств с наносекундным быстродействием, предназначенных для модуляции светового излучения. В таких устройствах должно быть реализовано перемещение за 1÷10 нс некоторого конструктивного элемента, обладающего массой, на расстояние, необходимое для модуляции интенсивности, изменения направления, поляризации или фазы управляемого пучка электромагнитного излучения.

Ограничивающим фактором, препятствующим достижению скорости переключения, может быть тепловыделение в перемещающихся элементах микромеханизма, обусловленное превращением механической энергии перемещения в тепло при остановке элемента.

Удельная работа $A_{уд}$ по равноускоренному перемещению элемента с некоторым объемом V на расстояние x за время t равна:

$$A_{\text{уд}} = \frac{2\rho \cdot x^2}{t^2}, \quad (1)$$

где ρ – плотность вещества элемента.

Вся работа (1) превращается в тепло. Ниже на рис. 1 представлены результаты расчетов по этой формуле для двух методов модуляции интенсивности света: интерференционного ($x = 0,25\lambda$) и с перемещением шторки ($x = 10\lambda$), где λ – длина волны модулируемого светового потока ($\lambda = 0,5$ мкм). В качестве материала подвижного элемента затвора выбран алюминий.

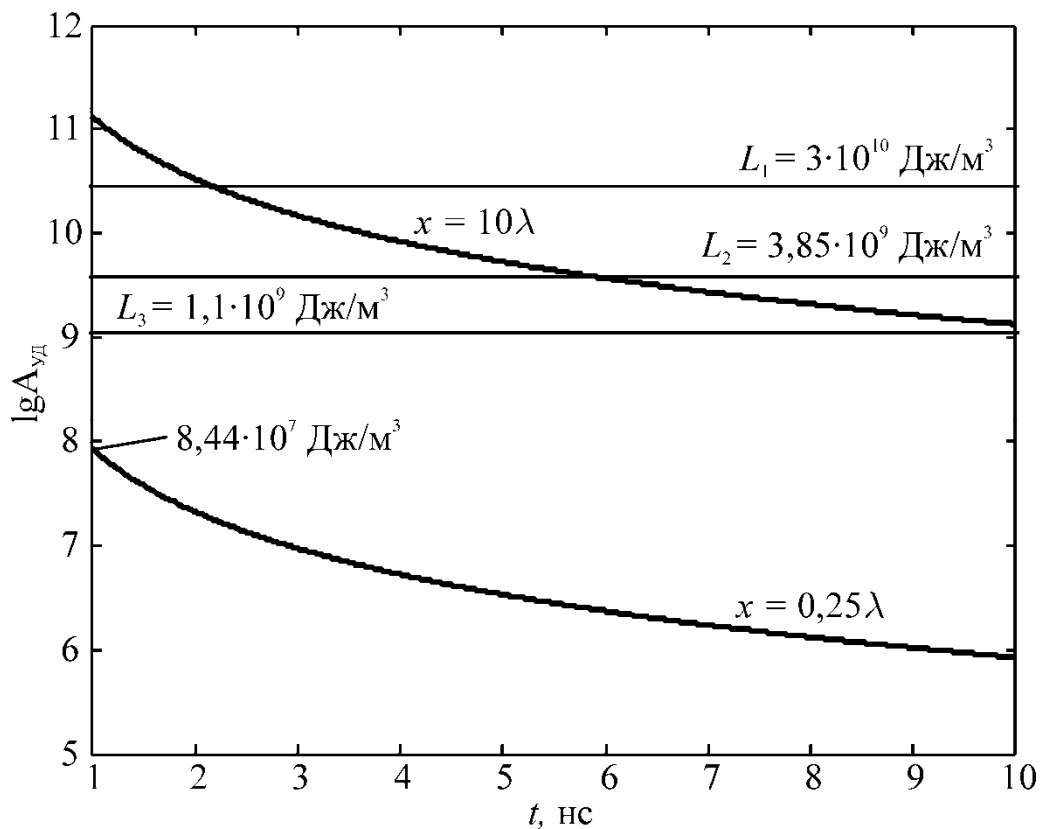


Рис. 1. Зависимость тепловыделения в элементе светового наномеханического клапана от времени срабатывания. L_1 – удельная теплота испарения алюминия, L_2 – удельная теплота плавления рения, L_3 – удельная теплота плавления алюминия

На рис. 1 показаны также уровни теплоты испарения и плавления алюминия и рения. Реальное тепловыделение при срабатывании клапана будет несколько больше, чем показано на рис. 1, если учесть, что эффективность получения работы в форме перемещения подвижного элемента обычно не высока.

Из рисунка 1 видно, что клапан в виде открывающейся-закрывающейся шторки (верхняя кривая, перемещение $x = 10\lambda$) не может быть реализован, тепловыделение при срабатывании превышает теплоты плавления и испарения материала подвижного элемента.

Меньшее тепловыделение соответствует интерференционному методу модуляции (нижняя кривая, перемещение $x = 0,25\lambda$). Недостатком метода является работа клапана на фиксированной длине волны управляемого светового потока.

Еще один ограничивающий фактор – механические напряжения в подвижном элементе, которые могут быть большими. Рассматривая перемещение тонкопленочного микромеханического зеркального элемента, отметим, что среди компонент тензора напряжений наибольшую величину будут иметь осевое напряжение σ_{zz} , перпендикулярное поверхности плёнки в центре пятна облучения и обусловленное ускоренным движением пленки, и радиальное напряжение σ_{rr} , параллельное поверхности плёнки [6].

Величина осевого механического напряжения σ_{zz} , при равноускоренном перемещении подвижного элемента может определяться по формуле:

$$\sigma_{zz} = 2\rho dx / t^2. \quad (2)$$

Для алюминиевого зеркала толщиной $d = 10^{-7}$ м, перемещаемого на $x = \lambda / 4$ (видимый спектр) за 1 нс, напряжение равно: $\sigma_{zz} \approx 3,4 \cdot 10^7$ Па. Это значение близко к пределу текучести алюминия $(1 \div 2) \cdot 10^8$ Па при комнатной температуре, но может превышать этот предел при температурах, развиваемых при работе в элементе наномеханического клапана. Ниже будет показано, что радиальные напряжения в перемещаемых мембранах и близкие к ним по величине азимутальные напряжения могут быть в десятки – сотни раз больше осевых, вызванных ускорением.

Таким образом, вещество элементов наномеханического клапана при наносекундных временах срабатывания неизбежно находится в экстремальных условиях, что требует определенных технических решений для обеспечения надежной эксплуатации этих устройств.

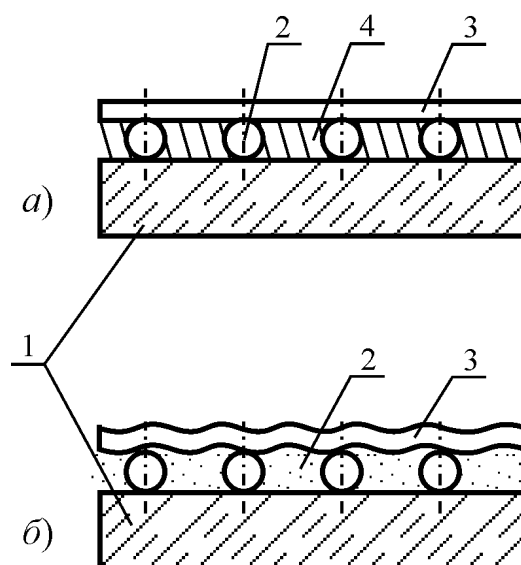


Рис. 2. Наноструктура с возможностью термоиндуцированной деформации зеркальной поверхности

Рассмотрим в качестве модели возможные принципы работы наномеханических оптических затворов, использующих рассеяние света на термоиндуцированных деформациях зеркальных поверхностей. При этом отраженный свет может испытывать значительное рассеяние даже при малых деформациях поверхности порядка сотых-десятых долей мкм (нижняя кривая на рис. 1) и можно пренебречь тепловыделением торможения при срабатывании затвора. Источником тепловой энергии, необходимой для приведения затвора в действие, может быть излучение как управляемого светового потока, так и вспомогательного; возможен также электронагрев.

Схема наноструктуры с управляемой деформацией поверхностной зеркальной пленки показана на рис. 2.

На подложке 1 размещены в один слой на небольших расстояниях друг от друга наноразмерные шарики 2, которые удерживают зеркальную мембрану 3 над подложкой с зазором порядка 10–100 нм. Пространство между шариками заполнено легко испаряющимся веществом 4. При импульсном нагревании всей структуры или её участка давление пара деформирует мембрану, создавая на ней сферические выступы (рис. 2,б), что приводит к рассеянию падающего на зеркало светового потока.

При внезапном повышении температуры на ΔT возросшее давление p_s насыщенного пара вещества полости приведет к ударному воздействию на мембрану и к ее деформации.

Оценим эффективность рассеяния света на возникшем множестве выпуклостей, пренебрегая высокими порядками дифракции. Типичные значения угловой расходимости излучения лазеров составляют $\beta_0 = 1\text{--}10$ мрад. Если на купол падает параллельно оси симметрии пучок света, то полный угол рассеяния пучка равен 4β , и изменение интенсивности пучка после отражения от «сработавшего» нанозеркала выражается коэффициентом:

$$K_{pac} = \frac{16\beta^2}{\beta_0^2} = \frac{32h^2}{\beta_0^2 a^2}, \quad (3)$$

где h – прогиб мембраны; t – время действия давления; ρ и d – плотность и толщина мембраны. Задаваясь значением $K_{pac} \approx 1 \cdot 10^2$, размером основания купола $2a = 1 \cdot 10^{-6}$ м, можно найти необходимую высоту купола: $h = 1,7 \cdot 10^{-8}$ м при $\beta_0 = 10$ мрад. При использовании титанового мембранного слоя толщиной $d = 6 \cdot 10^{-8}$ м, времени воздействия пучка $\tau \approx 10^{-9}$ с, прогибе мембран $h = 1,7 \cdot 10^{-8}$ м, требующееся для срабатывания значение давления внутри купола: $p = 1 \cdot 10^6$ Па.

Важным является возможность упругого восстановления плоской формы мембранного слоя после окончания воздействия.

Помимо растягивающих радиального и азимутального напряжений, вызванных давлением p пара в ячейке, нагретый участок мембранного слоя может термически расширяться, что приводит к сжимающим напряжениям в нём.

Механическое радиальное напряжение в зеркальном слое, вызванное растягивающим его давлением p , определяется формулой [5]:

$$\sigma_r = \frac{a \cdot p}{2d\sqrt{6\alpha\Delta T}}. \quad (4)$$

Вычисления по уравнению (4) ($\alpha = 10^{-5}$, 600 К, $d = 6 \cdot 10^{-8}$ м, $2a = 1 \cdot 10^{-6}$ м, $p = 1 \cdot 10^6$ Па) показывают, что механическое напряжение $\sigma \geq 10^7$ Па в зеркальном слое может быть близко к разрушающему (для титанового сплава ВТ8 предел текучести $1 \cdot 10^9$ Па при обычных температурах) при временах срабатывания структуры порядка $10^{-9} \div 10^{-8}$ с. После деформации слоя (срабатывания затвора) рост давления может не прекратиться, если это обусловлено условиями применения затвора. Неограниченное увеличение времени t существования под зеркальным слоем давления p может привести структуру к механическому разрушению.

Определим тепловую мощность, необходимую для срабатывания единицы поверхности зеркала. Передний фронт лазерного импульса представим в виде прямоугольной ступеньки. Тогда плотность поглощенной мощности лазерного пучка, при которой устройство работает за время t , прошедшее с момента прихода излучения, равно:

$$P = \frac{Q_s}{t}, \quad (5)$$

где Q_s – энергия излучения, поглощенная единицей поверхности зеркала за время срабатывания. Здесь с целью упрощения не учитывается, что процессы накопления поглощенной энергии и нагревание структур происходят одновременно, поэтому результаты носят оценочный характер. За время t до температуры T срабатывания ячейки на ΔT нагреется мембранный слой, рабочее вещество затвора и часть подложки на глубину, определяемую длиной тепловой волны ℓ_T в ней

$$\ell_T = \sqrt{a_T \cdot t}, \quad (6)$$

где a_T – температуропроводность подложки.

Можно записать:

$$Q_s = Q_1 + Q_3 + Q_2 \approx \Delta T (c_1 \cdot d_1 \cdot \rho_1 + c_2 \cdot \rho_2 \cdot l_{T2}) + L_3 \cdot \rho_3 \cdot d_3, \quad (7)$$

где значки 1, 3 и 2 относятся к мембранному слою, рабочему веществу и подложке, соответственно; Q и c – количество теплоты на единицу поверхности и удельная теплоемкость; ρ – плотность; L_3 – удельная теплота испарения рабочего вещества.

Плотность мощности падающего излучения определяется выражением

$$P_{\text{пад}} = \frac{P}{1 - R_{\text{отр}}}. \quad (8)$$

Здесь $R_{\text{отр}}$ – коэффициент отражения зеркальной поверхности наномеханического затвора.

Сводные результаты выполненных расчетов возможных параметров наномеханического оптического затвора приведены в табл. 1. При расчетах

использованы справочные данные из [7], а также принято, что мембранный слой титановый ($c_1 = 0,74 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$, $d_1 = 6 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, $\rho_1 = 4,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$), подложка выполнена из плавленого кварца ($c_2 = 1,25 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$, $\rho_2 = 2,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\ell_{T2} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ при $\tau = 10^{-9} \text{ с}$), рабочим веществом является вода ($L_3 = 2 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$, $\rho = 1 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $d_3 = 1 \cdot 10^{-8} \text{ м}$), $R_{\text{отр}} = 0,8$, среднее расстояние между наночастицами $2a = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

Таблица 1. Расчетные параметры наномеханического затвора

$h, \text{ м}$	$R_M, \text{ м}$	$4\beta, \text{ рад}$	$t, \text{ с}$	$\Delta p, \text{ Па}$	$\Delta T, \text{ К}$	$Q_s, \text{ Дж/м}^3$	$Q_{\text{под}}, \text{ Дж/м}^3$	$P_{\text{пад}}, \text{ Вт/см}^2$
10^{-9}	$0,25 \cdot 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	10^{-9}	$9 \cdot 10^5$	160	63	315	$3,15 \cdot 10^7$
10^{-8}	$0,25 \cdot 10^{-4}$	0,16	10^{-9}	$9 \cdot 10^6$	300	210	1050	$\approx 1 \cdot 10^8$

Из табл. 1 видно, что при плотности мощности падающего излучения в диапазоне $(3 \div 10) \cdot 10^7 \text{ Вт/м}^2$ температура облучаемой области увеличивается не более, чем на 160–300 К за время порядка наносекунды срабатывания наноповреждения, образуются нанокупола высотой 10–100 нм; массив этих образований обеспечивает рассеяние падающего на структуру света в пределах углов $\pm 0,1 \text{ рад}$.

Результаты проведенного нами анализа, изложенные выше, позволяют сделать следующие выводы.

Существуют определенные физические ограничения на создание наномеханических устройств с быстродействием в наносекундном диапазоне. К основным следует отнести экстремальные условия, в которых находятся подвижные элементы, что обусловлено тепловыделением в перемещающихся элементах наномеханизмов при прекращении движения элементов; механические напряжения в элементах, достигающие пределов разрушения. Показано, однако, что возможно создание наномеханических устройств для управления интенсивностью оптических излучений с наносекундным быстродействием. Такая возможность обеспечивается за счет уменьшения величины перемещений подвижных элементов до 1–10 нм и предельного уменьшения их массы, то есть, благодаря переходу к наномасштабу их размеров.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пространственные модуляторы света / А.А. Васильев, Д. Касасент, И.Н. Компанец, А.В. Парфенов. – М.: Радио и связь, 1987. – 320 с.
2. Шен, И. Р. Принципы нелинейной оптики / пер. с англ.; под ред. С.А. Ахманова. – М.: Наука, 1989. – 557 с.

3. Каманина, Н.В. Фотофизика фуллереносодержащих сред: ограничители лазерного излучения, дифракционные элементы, диспергированные жидкокристаллические модуляторы света / Н.В. Каманина // Нанотехника. – 2006. – № 1. – С. 86–98.
4. Взаимодействие лазерного излучения с металлами / А.М. Прохоров, В.И. Конов, И. Урсу, И.Н. Михэилеску. – М.: Наука, 1988. – 543 с.
5. Справочник по сопротивлению материалов / Г.С. Писаренко, А.П. Яковлев, В.В. Матвеев. – Киев: Наукова думка, 1988. – 465 с.
6. Действие излучения большой мощности на металлы / С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко. – М.: Наука, 1970. – 179 с.
7. Ефимов, А.Н. Свойства неорганических соединений: справочник / А.Н. Ефимов. – Л.: Химия, 1983. – 393 с.

© Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков, С.Л. Шергин, 2008

УДК 621.382:530.93:365.2

Б.Х. Каримов, Н.Р. Рахимов, Ш.Б. Каримов*

СГГА*, Новосибирск

ФерПИ, Фергана

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ (CDTE) АФН- ПЛЕНОК

B.Kh. Karimov, N.R. Rakhimov, Sh.B. Karimov*

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)*

Fergana polytechnic institute (Fer PI)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

INVESTIGATION OF PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF APV CDTE FILMS AND DEVELOPMENT OF OPTOELECTRONIC DEVICES ON THEIR BASIS

The photoelectrical properties of anomalous photovoltaic (APV) CdTe, films have been investigated. On the basis of these films the self-contained optical radiation receivers and photo electronic transformers for sensitive control of coordinates of moving objects have been developed.

Преобразования электрического сигнала в световой и светового сигнала в электрический осуществляются в оптоэлектронике на основе различных функциональных принципов. В излучателях, например, инжекционных светодиодах, лазерах, электролюминесцентных ячейках, свет генерируется за счет энергии электрического сигнала. В качестве приемника оптического излучения (ПОИ), главным образом применяются, полупроводниковые ПОИ. Полупроводниковые ПОИ уступают по отдельным параметрам фотоэлектронным ПОИ, но использование их в условиях производства предпочтительнее благодаря малым габаритам, высокой надежности и небольшим рабочим напряжениям.

К этому классу ПОИ относятся: фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры, приборы с зарядовой связью (ПЗС), полупроводниковые болометры.

В этих ПОИ, электрический сигнал формируется не за счет энергии света, а в результате вызываемого световым сигналом перераспределения энергии от независимого источника электрического питания. Иначе говоря, излучатель представляет собой световой генератор с электрическим питанием, а фотоприемник – электрический ключ со световым управлением. Исходя из идеи дуальности электрических и оптических связей, естественно поставить задачу создания оптического ключа с электрическим управлением и электрического

генератора со световым питанием. Такие элементы открывают новые функциональные возможности как при раздельном применении, так и в качестве компонентов оптронной пары [1-4].

Электрическими генераторами со световым питанием являются вентильные фотоэлементы, нанокристаллическая полупроводниковая плёнка и пьезо-, пиро-, сегнетоэлектрические полупроводники создающие аномально большие фотонапряжения (АФН).

Однако, фотоэлемент не пригоден, для использования в качестве приемника света в оптоэлектронных устройствах, так как в вентильном режиме (в отличие от фотодиодного) р-п- переход мало чувствителен к свету. Напротив, нанокристаллическая полупроводниковая АФН-плёнка и пьезо-, пиро-, сегнетоэлектрические полупроводники, фотовольтаическая чувствительность которых высока, представляют собой перспективные для оптоэлектроники ПОИ автономного типа.

На базе нанокристаллической полупроводниковой АФН-плёнки и пьезо-, пиро-, сегнетоэлектрических полупроводников можно создать оптоэлектронный трансформатор напряжения.

Задача создания трансформатора напряжения, аналогичного по своим свойствам трансформатору с электромагнитной связью, то есть, сочетающего преобразование напряжения с электрической развязкой входа и выхода, не имеет решения в твердотельной электронике. Необходимость реализации этих функций привела к идее оптрона с прямой оптической связью, положившей начало развитию оптоэлектроники. Однако передача напряжения в оптроне осуществляется не путем непосредственной трансформации входного сигнала в выходной с помощью внутренних связей, а по релейному принципу. Напряжение, подаваемое во входную цепь, изменяет через канал оптической связи проводимость фотоприемника во вторичной цепи, работающего как реостат, управляемый светом. Поэтому для получения сигнала на выходе в выходной цепи оптрона должен находиться автономный источник питания.

В оптроне с прямой оптической связью, действующего на базе АФН-эффекта, нанокристаллических полупроводниковых плёнок и в пьезо-, пиро-, сегнетоэлектрических полупроводниках эта трудность снимается. Такой оптрон представляет собой оптоэлектронный трансформатор напряжения, функционально подобный трансформатору с электромагнитной связью. Входное напряжение (1-5В) определяется порогом свечения инжекционного полупроводникового излучателя. При освещении от инжекционных излучателей полупроводниковые плёнки и пьезо-, пиро-, сегнетоэлектрические полупроводники создают на выходе напряжение порядка 10-1000В. Поэтому рассматриваемая система работает как повышающий трансформатор, причем формирование сигнала на выходе происходит в результате непосредственной трансформации входного сигнала через оптическую связь, играющую здесь роль индуктивной связи в обычном трансформаторе.

Экспериментально, разработка оптоэлектронного трансформатора напряжение базировалась на наиболее эффективных существующих

полупроводниковых инжекционных светодиодах – GaAs, GaP, GaAs_xP_{1-x} и Ga_xAl_{1-x}As и АФН- пленках [2].

Анализ характеристик АФН-плёнок с позиций спектрального согласования со светоизлучателями, быстродействия и величины генерируемого фотонапряжения приводит к заключению, что наиболее подходящими являются плёнки теллурида кадмия с разными примесями, селенида кадмия и трёхселенистой сурьмы.

В качестве фотоприемников для оптоэлектронных трансформаторов напряжения показывают хорошее спектральное согласование оптронных пар GaP- CdTe и GaAs – Sb₂Se₃.

Для реальных условий работы оптоэлектронного трансформатора напряжения необходимо определить значения $V_{\text{АФН}}$, создаваемые АФН-фотоприёмниками при импульсном возбуждении в режиме холостого хода.

АФН эффект в нанокристаллических полупроводниковых плёнках и пьезо-, пиро-, сегнетоэлектрических полупроводник может быть применен как новый тип элементов – фотовольтаических преобразователей энергии.

КПД преобразования световой энергии в электрическую на основе фотовольтаического эффекта пока низок (0,1%). Однако, нанокристаллическая полупроводниковая АФН-плёнка и пьезо-, пиро-, сегнетоэлектрические полупроводники могут использоваться для генерации опорных напряжений низкой мощности. При этом спектральная чувствительность этих элементов варьируется в широкой области: от вакуумной ультрафиолетовой до красной видимой области.

Имеются возможности применения этих процессов в бессеребряной фотографии и в видеконах в качестве источника сигнала.

Таким образом, исследование рабочих характеристик излучателей на основе полупроводниковых соединений GaAs, GaSb, InSb, PbS, PbTe, PbSe, GaAs:Zn, GaAs:Fe, GaP:N, GaAs:Te, InAs, ZnS и получение фоточувствительных АФН-пленок (приемников) на основе CdSe, CdTe, CdTe:Ag, Sb₂Se₃ представляет научный и практический интерес. Их освоение связано с исследованием физико-технологических основ АФН-пленок, изучением особенностей протекающих в них физических процессов и разработкой на базе найденных новых технических решений многофункциональных систем неразрушающего контроля (мониторинга) физико-химических, эксплуатационных и потребительских параметров веществ, материалов и конструкций.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Рахимов, Н.Р. АФН-пленки и их применение / Н.Р. Рахимов, А.Н. Серьёзов. – Новосибирск: СибНИА, 2005. – 64 с.
2. Рахимов, Н.Р. / Н.Р. Рахимов, Л.К. Мамадалиева // Изв. вузов. Сер. Приборостроение. – 2004. – Т. 47, № 8. – С. 53–56.
3. Пат. РУз IAP 02610. Способ получения фотогенераторов / Рахимов Н.Р., Касымахунова А.М., Усманов Ш.Ю.; заявл. 25.02.2003.

4. Фридкин, В.М. Фотосегнетоэлектрики / В.М. Фридкин. – М.: «Наука», 1979. – 264 с.

5. Адирович, Э.И. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника. – Ташкент: Фан, 1972.

© Б.Х. Каримов, Н.Р. Рахимов, Ш.Б. Каримов, 2008

УДК 621.376.

В.С. Корнеев

СГГА, Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ МИКРОМЕХАНИЧЕСКИХ ДЕФЛЕКТОРОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ УПРАВЛЕНИЕМ

V.S. Korneyev

SSGA, Novosibirsk

INVESTIGATION OF OPERATIONAL PARAMETERS OF MICROMECHANICAL DEFLECTORS WITH ELECTROMAGNETIC CONTROL

The paper presents a micromechanical deflector with electromagnetic control. The device can be used as a light beam deflector. The micromechanical deflectors can be applied in laser scanning, passive optical communication network, spectrum analyzers and angular rotation sensors.

Deflector of light beams, MEMS (micro-electromechanical systems), micro-mirror, thin ferromagnetic films, diffraction grating

В статье сообщается о микромеханическом устройстве с электромагнитным управлением, которое предполагается использовать как дефлектор световых лучей, кратко описана методика измерения параметров устройства и результаты экспериментальных исследований.

В последнее десятилетие микромеханика, как одна из наиболее перспективных отраслей современной технологии, получила большое развитие в промышленных странах. Достигнутая в настоящее время совместимость технологий микроэлектроники и микропрофилирования кремния позволяет создавать микроприборы и функционально интегрированные с микромеханическими структурами микросистемы, применение которых наиболее перспективно в электронно-вычислительных устройствах, оптоэлектронике, а также в сенсорных микроэлектронных системах регулирования и управления. Современные микромеханические устройства получили название MEMS (microelectromechanical systems) [1]. Хотя термин MEMS не ограничивается только кремниевыми микроустройствами, большая часть производимых на сегодняшний день устройств изготовлена из кремния. Подложки из монокристаллического кремния обладают хорошей комбинацией свойств, от идеальной упругости (отсутствие остаточной деформации или гистерезиса) до хорошей теплопроводности, от малого коэффициента термического расширения до стабильности при высоких температурах. Наиболее важно, что кремниевые подложки производятся и используются в больших масштабах в микроэлектронике. Кроме того (с определенными

технологическими ограничениями), кремниевые подложки позволяют реализовать монолитную интеграцию механических и электронных функций в одной и той же микросхеме. Поэтому большая часть MEMS устройств изготовлена с использованием кремниевых подложек [2], [3], [4].

Большой интерес вызывает использование MEMS устройств, для управления положением оптических лучей в пространстве. Примером такого устройства является микромеханический дефлектор световых потоков, подробно описанный в работе [5]. В настоящей работе, как и в [5], чип устройства (рисунок 1) представляет собой матрицу кремниевых микрозеркал с нанесенными на нерабочую поверхность участками тонкой ферромагнитной пленки. Каждое микрозеркало, длиной 5мм, толщиной 3 мкм и шириной 100 мкм, закреплено обоими концами в общей кремниевой раме и способно вращаться вокруг своей продольной оси под действием переменного магнитного поля. Массив микрозеркал обладает свойствами отражательной дифракционной решетки, параметр которой d , равен шагу расположения микрозеркал.

В отличие от [5], ферромагнитная пленка, имеющая ось легкого намагничивания (О.Л.Н.) вдоль поверхности пленки, приобретает магнитный момент $M_{\text{вр}}$, под действием внешнего управляющего магнитного поля с индукцией B_0 , направленного под углом 45° к поверхности пленки (рис. 1).

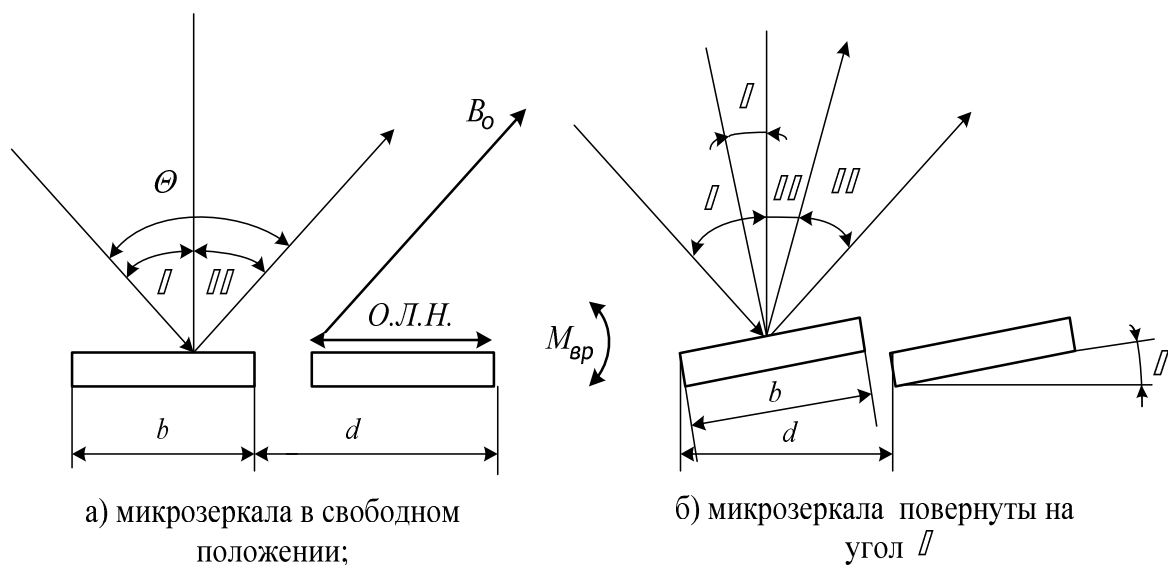


Рис. 1. Принцип работы и основные параметры микромеханического дефлектора:

- φ, φ^* - углы падения и отражения;
- $\Theta = \varphi + \varphi^*$ - максимальный угол отклонения луча;
- b, d - ширина микрозеркала и параметр дифракционной решетки;
- δ - угол поворота микрозеркала;
- $\Delta\alpha = 2\delta$ - амплитуда угла отклонения отраженного луча при повороте микрозеркала;
- $M_{\text{вр}}$ - момент вращения;

- B_0 - вектор магнитной индукции;
- О.Л.Н.- ось легкого намагничивания

В последние два года автором статьи была проделана необходимая конструкторская и технологическая работа по изготовлению опытных образцов подобных микромеханических устройств и исследованию их функциональных характеристик. На рис. 2 представлена экспериментальная установка для исследования параметров микромеханических дефлекторов.

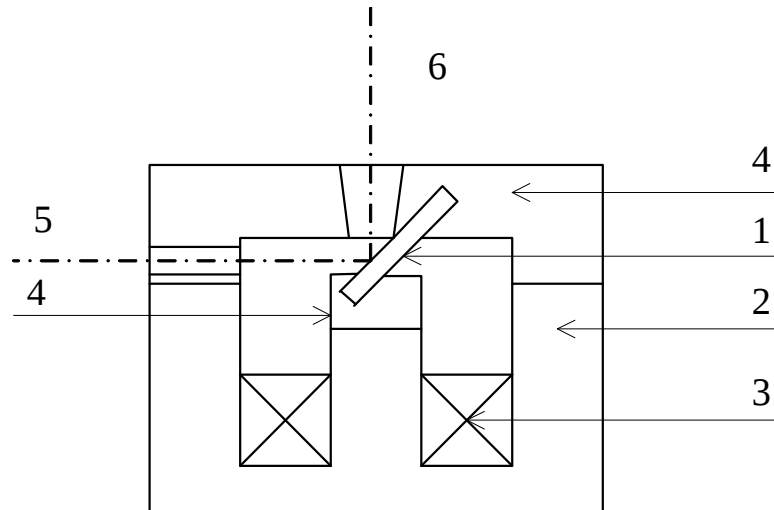


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

- 1– Чип дефлектора;
- 2 – Ш-образный сердечник;
- 3 – Катушка;
- 4 – Полюсные наконечники;
- 5 – Оптическая ось падающего пучка;
- 6 – Оптическая ось отраженного пучка

Магнитное поле в зазоре между полюсными наконечниками 4, создается с помощью катушки 3, намотанной на среднюю часть Ш-образного ферритового сердечника 2 и измерено баллистическим методом. Для управления положением микрозеркал величина индукции внешнего поля B_0 могла изменяться в пределах 0,01-0,1 Т. Направление вектора магнитной индукции B_0 показано на рис. 1. Такое взаимное расположение вектора B_0 и оси легкого намагничивания (О.Л.Н.), приводит к одновременному намагничиванию ферромагнитной пленки, и к созданию вращающего момента $M_{вр}$, поворачивающего микрозеркало. По терминологии, принятой при описании электрических устройств, ферромагнитная пленка может быть названа якорем. Чип дефлектора 1 расположен в средней части зазора, под углом 45° оптической оси 5 лазерного пучка. Отраженный пучок 6 выходит вертикально вверх через отверстие и создает дифракционную картину на экране.

Для исследования были взяты образцы, изготовленные по описанной выше технологии, но с различной формой микроякорей:

- а) Микроякори нанесены на всю нерабочую поверхность микрозеркал;
- б) Микроякори нанесены в виде двух тонких поперечных полосок миллиметровой ширины.

Эксперименты проводились в старт-стопном режиме, когда микрозеркала, после поворота на угол δ остаются неподвижными. Результаты экспериментов приведены в таблице.

Таблица. Экспериментальных и теоретических параметров микромеханических дефлекторов

Параметр	Теория	форма а)	форма б)
Амплитуда угла отклонения	$\pm 5^\circ$	$\pm 3,2^\circ$	$\pm 2,5^\circ$
Число дискретных положений отраженного луча	20	12	10
Угловая расходямость выходящего пучка	$0,06^\circ$	$0,1^\circ$	$0,1^\circ$
Угловое расстояние между соседними положениями	$1,1^\circ$	$0,53^\circ$	$0,53^\circ$
Быстродействие*	$5 \cdot 10^{-6}$ с	-	-
Оптические потери**	15%	-	-
Отношение индукции B_0 к величине угла отклонения*	$(1 \div 5) \cdot 10^{-2}$ Т/град.	$0,7 \cdot 10^{-2}$ Т/град.	$3,5 \cdot 10^{-2}$ Т/град.

Примечания: *-по данным [5]; **-по данным [6].

Анализ данных таблицы показывает близость экспериментальных параметров исследуемых устройств к расчетным теоретическим. Для исследования параметров быстродействия, необходимо усовершенствовать экспериментальную установку. Следует отметить наблюдаемый эффект увеличения угловой расходямости отраженного светового пучка при увеличении угла отклонения микрозеркал, что приводит к ухудшению качества наблюдаемой дифракционной картины. Возможная причина увеличения расходямости - это ухудшение механического натяга полотна микрозеркал после нанесения ферромагнитной пленки. Тем не менее, проведенное исследование можно считать первым экспериментальным исследованием, подтверждающим правильность концепции создания микромеханических дефлекторов с составным зеркалом и электромагнитным управлением.

Предполагаемые направления применения микромеханических дефлекторов:

- Лазерные локационные системы со скоростями сканирования $5 \cdot 10^3$ рад/с;
- Оптоволоконные системы связи, с временем переключения до 5 мкс;

- Экспресс анализаторы спектра излучения;
- Датчики угловых перемещений быстро движущихся объектов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ayazi F., Najafi K. Design and fabrication of a high-performance polysilicon vibrating ring gyroscope // Micro Electro Mechanical Systems Workshop. – 1998. – P. 621-626.
2. Jiang F., K., Tai Y.C. A surface micromachined Shear stress Imager // Proc. MEMS. – 1996. – P. 110-115.
3. Petersen, K.E. Silicon Torsional Scanning Mirror // IBM Y. Res. Develop. – 1980. – V. 24. – № 5. – P. 631-637.
4. Чесноков, В.В. Микромеханические модуляторы света / В.В. Чесноков // Изв. вузов. Сер. Приборостроение. – 1990. – № 6. – С. 82.
5. Чесноков, Д.В. Микромеханический дефлектор световых потоков. / Д.В.Чесноков, В.С. Корнеев // Сб. тр. VII Междунар. конф. «Прикладная оптика-2006». – СПб., 2006. – Т. 1.
6. Корнеев, В.С. Оптические характеристики микромеханических модуляторов и дефлекторов / В.С. Корнеев // Сб. матер. III Междунар. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск, 2007. – Т. 4, ч.1. – С. 214-220.

© В.С. Корнеев, 2008

УДК 535.3.53.082.539

Д.С. Михайлова, В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков
СГГА, Новосибирск

ПРОЕКТ ПРИСТАВКИ К СПЕКТРОФОТОМЕТРУ СФ-26 ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ СЛОЕВ МЕТАЛЛООРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

D.S. Mikhaylova, V.V. Chesnokov, D.V. Chesnokov
SSGA, Novosibirsk

DESIGN OF AN ATTACHMENT TO SPECTROPHOTOMETER SF-26 FOR INVESTIGATION OF METALLOORGANIC COMPOUNDS THIN FILMS OPTICAL CHARACTERISTICS

The article describes the design of the device developed for spectrophotometer to be used for decacarbonyl-dirhenium deposited layers investigation. The principle of its operation is based on the effect of the broken total internal reflection.

Broken complete internal reflection effect, optical fiber, fiber numerical aperture, radiating power.

В настоящее время металлоорганические соединения (МОС) довольно широко используются в различных отраслях науки и производства. Более полное использование потенциальных возможностей МОС возможно только при изучении свойств этих материалов.

Цель данной работы заключается в создании экспериментальной установки исследования спектра поглощения тонких слоев металлоорганических соединений, в частности карбонила рения $\text{Re}_2(\text{CO})_{10}$.

Принцип работы приставки основан на эффекте нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО), при этом осажденные молекулы карбонила рения располагаются на поверхности оптоволокон. Главной особенностью метода измерений является возможность прохождения светового пучка не поперек, а вдоль осажденного слоя карбонила рения. Для этого в качестве основания осаждаемого слоя было использовано оптоволокно, со снятой оболочкой.

Рассчитаем апертурный угол оптоволокон по формуле (1) для случаев:

- а) Апертурный угол на входе оптоволокон;
- б) Апертурный угол для оптоволокон с удаленной оболочкой [1]

$$A = \sin \sigma_A = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}, \quad (1)$$

где A – номинальная апертюра, σ_A – апертурный угол, n_1 и n_2 – показатель преломления сердцевин и оболочки оптоволокон.

Исходные данные необходимые для расчета работоспособности разрабатываемой установки: диаметр сердцевины оптоволоконна, $d = 62,5$ мкм; показатель преломления сердцевины оптоволоконна, $n_1 = 1,46$; показатель преломления оболочки, $n_2 = 1,45$; расстояние от щели до конца световода, $S = 70$ мм; ширина щели, $h = 0,5$ мм.

В результате проведенных расчетов (табл. 1) видно, что апертура оптоволоконна в случае б) значительно больше, из этого следует, что все излучение попавшее в оптоволоконно продолжает свой путь внутри него, за исключением френелевского отражения.

Используя формулы геометрической оптики, рассчитаем, соответствует ли апертурный угол источника излучения апертурному углу оптоволоконна. Расчет проведем с учетом заданных размеров щели (предмета) и диаметра оптоволоконна (изображения). Воспользуемся формулой:

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = \frac{1}{f},$$

где a – расстояние от передней главной точки до осевой точки предмета, b – расстояние от задней главной точки до осевой точки изображения, f – переднее фокусное расстояние [2].

Расположение входного конца оптоволоконна выбрано исходя из конструктивных особенностей кюветного отделения спектрофотометра, $S = a + b$, (S – расстояние от щели до входного конца оптоволоконна).

Так как конец оптоволоконна находится в фокусе линзы $b = f$, а апертурный угол равен:

$$\operatorname{tg} \alpha = h/2a, \quad (2)$$

где α – апертурный угол оптической системы, h – ширина щели.

С помощью формулы (2) определена апертура оптической системы.

Из расчетов видно (табл. 1), что в световод попадает все излучение от источника, так как α в несколько раз меньше σ_A .

В рассматриваемом случае потерями излучения вследствие микроизгибов оптоволоконна можно пренебречь, так как выполняется следующее равенство [3]:

$$\sqrt{n_1^2 - 1} / (1 + d_f / 2r) \geq 1,$$

где d_f – диаметр сердцевины оптоволоконна, r – радиус изгиба, n_1 – показатель преломления сердцевины оптоволоконна.

Часть световой энергии, которая рассеивается на границе преломления или отражения, определяется коэффициентом отражения ρ . Расчет потерь излучения за счет отражения света от торцов оптоволоконна проведем по формуле Френеля:

$$\rho = (n_1 - n_2)^2 / (n_1 + n_2)^2,$$

где ρ – коэффициент отражения от одного конца оптоволоконна [4].

Тогда коэффициент пропускания с учетом отражения от двух концов оптоволоконна, равен:

$$\tau = (1 - 2\rho), \quad (3)$$

где τ – светопропускание от концов оптоволоконна [5].

Светопропускание, рассчитанное по формуле (3) составляет 93%.

Из-за маленькой величины коэффициента затухания потерями мощности излучения внутри световода можно пренебречь.

Рассчитаем мощность излучения, проходящего через осажденный монослой декакарбонила дирения.

Основываясь на эффекте полного внутреннего отражения, рассчитаем глубину проникновения излучения равную расстоянию от поверхности, на котором амплитуда электрического поля уменьшается в e раз, по сравнению с поверхностью [6]

$$d_p = \lambda / \left(2 \cdot \pi \cdot n_1 \left(\sin^2 \theta - (n_{cp}/n_1)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \right), \quad (4)$$

где d_p – глубина проникновения излучения, λ – длина волны, θ – угол падения излучения, $\theta = 85^\circ$, n_1 – показатель преломления сердцевины оптоволоконна, n_{cp} – показатель преломления среды вокруг оптоволоконна.

Рассчитанная по формуле (4) величина глубины проникновения излучения равна 82,9 нм, для длины волны излучения 550 нм.

Рассмотрим фронт волны АВ. Пусть скорость распространения волны в точке А равна скорости v_1 . Точка В движется со скоростью v_2 . Фронт волны будет наклоняться, вследствие разности скоростей (рис. 1).

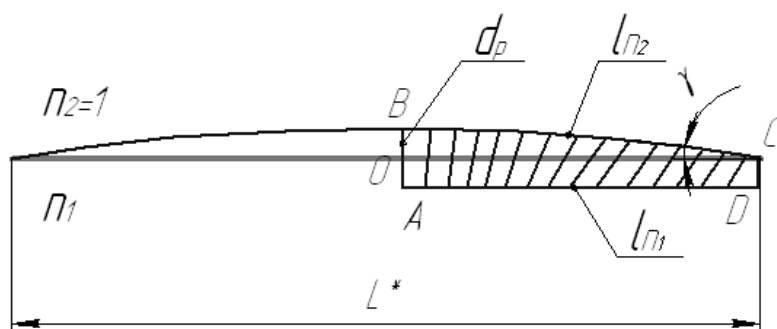


Рис. 1. Ход лучей вне волокна

Скорость фронта в оптоволоконне и в среде соответственно равны:

$$v_1 = c/n_1, \quad v_2 = c/n_{cp}, \quad (5)$$

где c – скорость света, n_1 – показатель преломления сердцевины оптоволоконна, n_{cp} – показатель преломления воздуха.

С учетом формулы (5) найдем расстояние, пройденное каждой точкой:

$$l_{n_1} = c \cdot t / n_1, \quad l_{n_2} = c \cdot t / n_{cp}. \quad (6)$$

Из формулы (6) получим:

$$\cos \gamma = n_{cp} / n_1. \quad (7)$$

С учетом формулы (7) получим:

$$L^* = 2d_p / \tan \gamma,$$

где L^* – длина участка выхода лучей за поверхность.

Число областей, выхода излучения, рассчитаем по формуле (8):

$$N = (L - p) / L^*, \quad (8)$$

где $p = 0,16$ м – длина оптоволоконна находящегося, за пределами камеры, L – общая длина оптоволоконна.

Рассчитаем поглощение тонким слоем карбонила рения. Так как на поверхности оптоволоконна расположен монослой, то можно использовать следующую формулу:

$$P_{ng} = P_{y\partial} \cdot N_m \cdot S_m, \quad (9)$$

где P_{ng} – мощность поглощенного излучения, $P_{y\partial}$ – удельная мощность падающего излучения, N_m – число молекул находящихся на поверхности оптоволоконна длиной L^* , S_0 – площадь сечения молекулы $S_0 = 5,26 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$ [7],

$$P_n = P_{y\partial} \cdot S, \quad (10)$$

где P_n – мощность падающего излучения, S – площадь сечения световода.

В табл. 1 приведены значения рассчитанных величин.

Таблица 1. Результаты расчетов

Технические характеристики	Численные значения
Апертура на входе световода A_1	0,1705
Апертура на входе световода A_2 с удаленной оболочкой	1,064
Апертурный угол на входе световода σ_A , градус	9,8
Апертурный угол на входе оптической системы α , градус	2,3
Светопропускание τ_2 , %	99
Глубина проникновения излучения d_p , нм	82,9
Длина участка поверхности выхода луча L^* , м	$0,156 \cdot 10^{-6}$
Количество областей выхода излучения N	$5,34 \cdot 10^6$
Коэффициент поглощения излучения K_{nog}^*	0,22

Из формул (9) и (10) получим выражение для коэффициента поглощения:

$$K_{nog} = P_{ng} / P_n = \left(3L^* \cdot S_0 \right) / \left(d_m \cdot d_p \right), \quad (12)$$

где d_m – диаметр молекулы.

С учетом формул (8) и (11) найдем коэффициент поглощения для всего оптоволоконна:

$$K_{nog}^* = K_{nog} \cdot N.$$

На рис. 2 представлена схема разрабатываемой приставки.

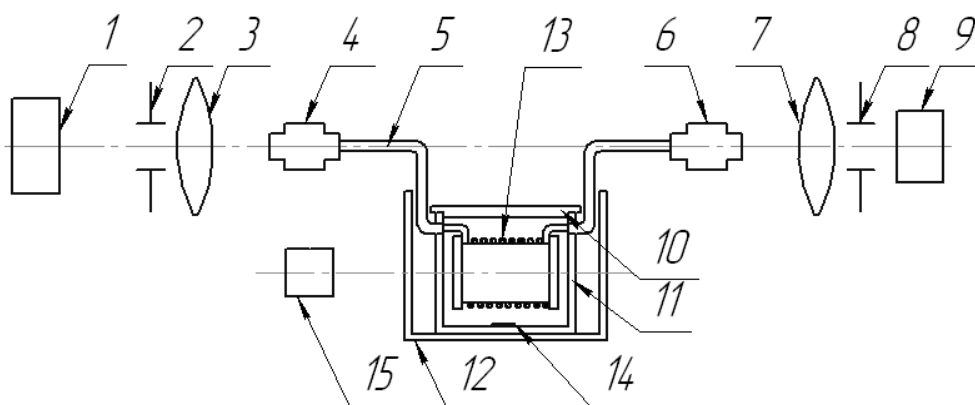


Рис. 2. Схема разработанной приставки

Излучение монохроматора 1, пройдя выходную щель 2, попадает на собирающую линзу 3. Сфокусированное излучение попадает в оптоволоконно 5, закрепленное в разьеме 4. С целью уменьшения габаритов приставки оптоволоконно 5 намотано на катушку 13, помещенную в камеру 11 для реагента 14. В свою очередь камера помещена в корпус печи 12, который нагревается под действием нагревателя 15. Во время нагревания камеры 11 реагент 14 испаряется и осаждается на оптоволоконно. Излучение, вышедшее из оптоволоконна попадает на собирающую линзу 7 и, пройдя выходную щель 8, попадает на фотоприемник 9.

Из проведенных расчетов видно, что коэффициент поглощения достаточно мал и на фотоприемник будет поступать излучение достаточной мощности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чео, П.К. Волоконная оптика: Приборы и системы / П.К. Чео. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 280 с.
2. Заказнов, Н.П. Прикладная геометрическая оптика / Н.П. Заказнов. – М.: Машиностроение, 1984. – 184 с.
3. Тидекен, Р. Волоконная оптика и ее применение / Р. Тидекен. – М.: Мир, 1975. – 240 с.
4. Бегунов, Б.Н. Геометрическая оптика / Б.Н. Бегунов. – М.: МГУ, 1966. – 210 с.
5. Сатаров, Д.К. Волоконная оптика / Д.К. Сатаров. – Л.: Машиностроение, 1973. – 280 с.
6. Эггинс, Б. Химические и биологические сенсоры / Б. Эггинс. – М.: Техносфера, 2005. – 336 с.
7. Чесноков, В.В. Лазерные наносекундные микротехнологии / В.В. Чесноков, Е.Ф. Резникова, Д.В. Чесноков; под общ. ред. Д.В. Чеснокова. – Новосибирск: СГГА, 2003. – 300 с.

КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФИЛЬТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ ЭФФЕКТ НАРУШЕННОГО ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ

A.S. Syrneva, V.V. Chesnokov

SSGA, Novosibirsk

DESIGN FEATURES OF TERAHERTZ RADIATION FILTERS USING THE EFFECT OF THE BROKEN TOTAL INTERNAL REFLECTION

The article considers the design features of the filter, consisting of silicon prisms. The authors present analysis and calculation of optical properties of the THz electromagnetic radiation filters using the effect of the broken total internal reflection.

Filter, broken complete internal reflection, silicon prisms, silicon plate, reflection factor, transmission factor.

В статье рассматриваются конструктивные особенности и приведены анализ и расчет оптических свойств фильтра электромагнитного излучения терагерцового диапазона спектра, использующих эффект нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Работа является продолжением нашей статьи [1], в которой произведен анализ оптических свойств фильтров, использующих кремниевые призмы. Схема рассматриваемого варианта светофильтра с нарушенным полным внутренним отражением изображена на рис. 1. Две призмы I и II наложены друг на друга гипотенузными гранями. Между двумя кремниевыми призмами I и II с показателями преломления n расположена кремниевая пластинка с показателем преломления n . Пластина толщиной h отделена от призм зазорами h_1 . По периметру гипотенузной грани призмы проложена полиэтиленовая пленка, толщиной h_1 , создающая зазор. Кремниевая пластина является резонатором Фабри-Перо, зеркалами которого служат зазоры h_1 . Угол падения θ_0 излучения на гипотенузную грань кремниевой призмы равен 23° (то

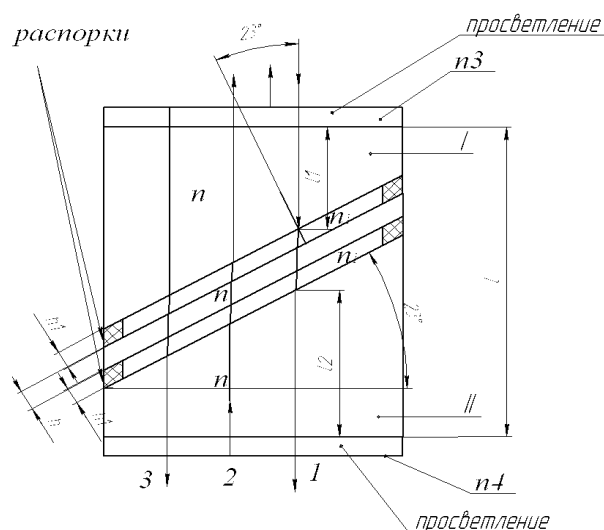


Рис. 1. Схема фильтра терагерцового диапазона с НПВО

есть больше угла полного внутреннего отражения).

Рассмотрим ход лучей в устройстве. Падающий луч 1 частично отражается на катетной поверхности призмы, проходит в призме расстояние l_1 до гипотенузной грани, проходит далее через многослойную структуру, являющейся фильтром оптического излучения, основанным на эффекте НПВО, выходит из области фильтра (многослойной структуры), далее проходит расстояние l_2 до катетной грани второй призмы и выходит из устройства, испытывая на последней грани частичное отражение.

Коэффициент отражения и пропускания на катетной грани призмы определяется по формулам Френеля для случая нормального падения излучения [2]:

$$R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2, \quad T = \frac{4n_2 n_1}{(n_2 + n_1)^2},$$

где R , T – коэффициенты отражения и пропускания, n_1 и n_2 – показатели преломления первой и второй сред.

Отражение и пропускание излучения многослойной структурой определяется формулой [3]:

$$\frac{R}{D} = \frac{\text{sh}^2 2\gamma \cos^2(\alpha + v_1)}{\sin^2 \zeta \cos^2 v_1},$$

где R и D – коэффициенты отражения и пропускания фильтра, причем $D = 1 - R$; $\gamma = kh_1 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}$ – набег фазы на зазоре h_1 , ζ – изменение фазы при полном внутреннем отражении; $\alpha = k \cdot n \cdot h \cdot \cos \theta$ – набег фазы при прохождении лучом средней пластины; v_1 – изменение фазы волны на границе между пластиной и зазором, вычисляемое по формуле: $\text{tg} v_1 = \text{th} \gamma \text{tg} \zeta$.

Величина ζ определяется по формуле:

$$\text{tg} \left(\frac{\zeta_{\parallel}}{2} \right) = \frac{\text{sh} 2\beta}{\sin 2\theta_0}, \quad \text{tg} \left(\frac{\zeta_{\perp}}{2} \right) = \text{th} \beta \tan \theta_0,$$

где $\text{ch} \beta = n \sin \theta$, $\zeta_{\parallel}$ – изменение фазы при полном внутреннем отражении для параллельной поляризации, $\zeta_{\perp}$ – изменение фазы при полном внутреннем отражении для перпендикулярной поляризации.

Ширина полосы пропускания рассчитывалась по формуле:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \left| \frac{\sin \zeta \cos v}{\alpha \text{sh} 2\gamma} \right|.$$

Направление излучения отраженного от выходной грани призмы II, на рис. 1 показано лучом 2. Этот луч может иметь значительную интенсивность. Он проходит многослойную структуру и на входной грани призмы I испытывает частичное отражение, давая луч 3. Между лучами 1 и 3 возникает интерференция, что может вызвать ухудшение спектральной характеристики всего устройства.

Для уменьшения интенсивности луча 3 целесообразно на входной грани призмы I и выходной грани призмы II расположить просветляющие слои с

показателями преломления n_3 и n_4 . Их показатель преломления n_3 в оптимальном случае должен быть равен:

$$n_3 = \sqrt{n_1 \cdot n} = \sqrt{1 \cdot n} = \sqrt{n}. \quad (1)$$

Оптическая толщина просветляющего слоя равна четверти длины волны λ излучения:

$$n_3 d_3 = \lambda/4. \quad (2)$$

Рассчитанные по формулам (1) и (2) показатель преломления и толщина просветления равны: $n_3=1,844$, $d_3=13,56$ мкм.

Поглощение излучения в светофильтре на длинах волн, соответствующих пропусканию многослойной структуры определяется выражением:

$$K = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \cdot K_4 \cdot K_5,$$

где K_1 – коэффициент пропускания входной грани призмы I; K_2 – коэффициент пропускания излучения толщиной кремния l_1 ; равный $K_2=1-\alpha \cdot l_1$, K_3 – коэффициент пропускания многослойной структуры, K_4 – коэффициент пропускания излучения толщиной кремния l_2 ; равный $K_4=1-\alpha \cdot l_2$, K_5 – коэффициент пропускания выходной грани.

Пропускание входной и выходной поверхности равны между собой. Учет также, что в случае максимумов спектральной характеристики многослойной структуры $K_3 = 1$.

Коэффициенты пропускания призмы можно объединить:

$$K_2 \cdot K_4 = 1 - \alpha (l_1 + l_2).$$

Получим:

$$K = K_1^2 [1 - \alpha (l_1 + l_2)] = K_1^2 (1 - \alpha l).$$

Разработанная конструкция светофильтра представлена на рис. 2.

В табл. 1 приведены расчетные данные для фильтра терагерцового диапазона.

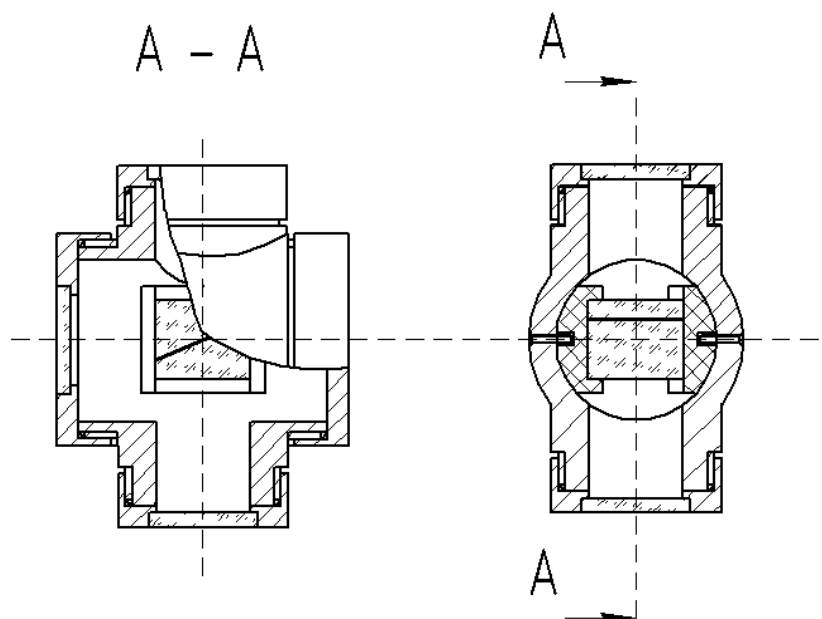


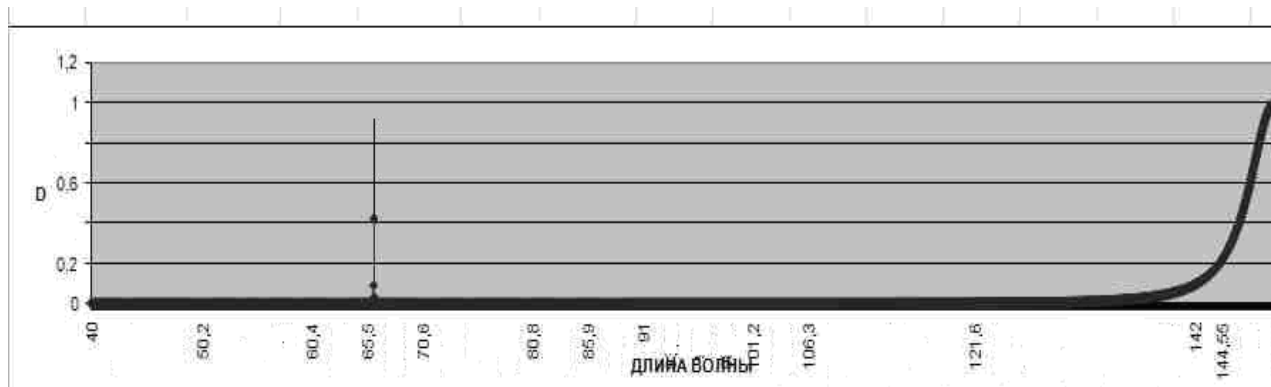
Рис. 2. Конструкция фильтра терагерцового диапазона

Таблица 1. Расчетные параметры фильтра излучения терагерцового диапазона

Длина волны	100 мкм
Показатель преломления кремния	3,4
Угол падения излучения на выходную грань кремниевой призмы	23^0
$\Delta\lambda/\lambda$ для параллельной поляризации для $\lambda = 66,15$ мкм при $h_1=50$ мкм	$2,8 \cdot 10^{-5}$
$\Delta\lambda/\lambda$ для параллельной поляризации для $\lambda = 149,475$ мкм при $h_1=50$ мкм	$6,8 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\lambda/\lambda$ для перпендикулярной поляризации для $\lambda = 101,8$ мкм при $h_1=50$ мкм	$6,6 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\lambda/\lambda$ для параллельной поляризации для $\lambda = 66,14$ мкм при $h_1=100$ мкм	$6,9 \cdot 10^{-9}$
$\Delta\lambda/\lambda$ для параллельной поляризации для $\lambda = 148,1$ мкм при $h_1=100$ мкм	$1,54 \cdot 10^{-4}$
$\Delta\lambda/\lambda$ для перпендикулярной поляризации для $\lambda = 101,9$ мкм при $h_1=100$ мкм	$3,02 \cdot 10^{-6}$
Коэффициент пропускания в максимуме спектральной характеристики	0,61

Результаты расчетов зависимости коэффициента пропускания D от длины волны λ приведены на рис. 3 и 4, по вертикальной оси отложены значения коэффициента пропускания D светофильтра; по горизонтальной оси отложена длина волны λ излучения в микронах.

Параллельная поляризация



Перпендикулярная поляризация

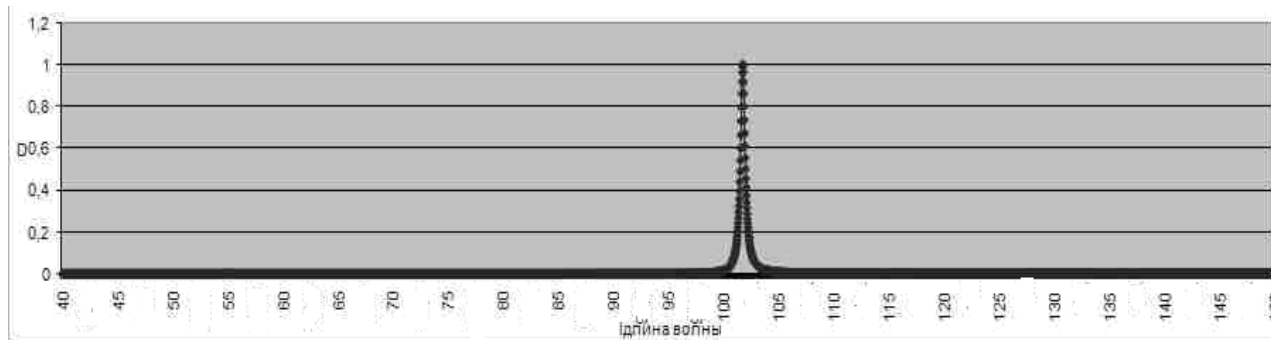
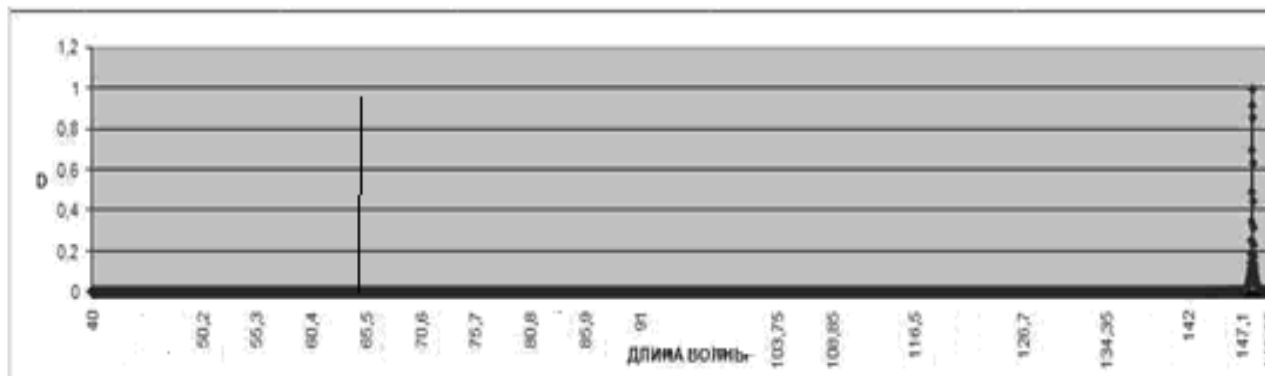


Рис. 3. Зависимости коэффициента пропускания D от длины волны λ

Параллельная парализация



Перпендикулярная поляризация

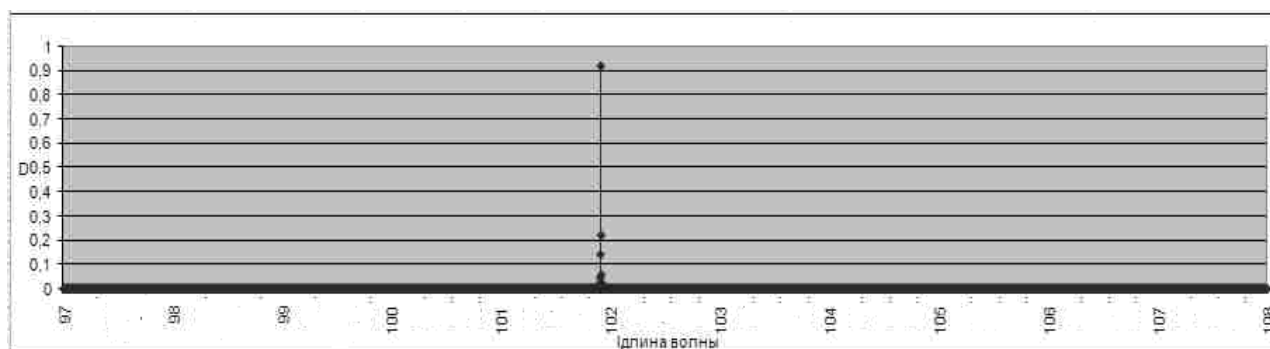


Рис. 4. Зависимости коэффициента пропускания D от длины волны λ

Результаты расчетов, приведенные в работе, показывают, что использование эффекта НПВО в фильтрах излучения терагерцового диапазона дает возможность получить фильтры с высокими спектральными характеристиками. Показано, что недостатком использования кремния для призм фильтра является значительное отражение на гранях призм, что может ухудшить разрешающую способность.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чесноков, В.В. Расчетные характеристики узкополосного фильтра терагерцового диапазона спектра / В.В. Чесноков, Е.Н. Чесноков, А.С. Сырнева. // Сб. матер. III Междунар. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск, 2007 – Т. 4, ч. 1. – С. 214-220.
2. Моделирование физических явлений на ЭВМ [Текст]: метод. пособие / А.А. Краснов и др. – Новосибирск, 2000. – 43 с.
3. Кард, П.Г. Анализ и синтез многослойных интерференционных пленок / П.Г. Кард. – Таллин.: Валгус, 1971. – 233 с.

УДК 535

С.Л. Шергин, Д.М. Никулин, Д.В. Чесноков, В.Ю. Семёнов
СГГА, Новосибирск

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТОНКИХ ПЛЕНОК ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

S.L. Shergin, D.M. Nikulin, D.V. Chesnokov, V.Y. Seme'nov
SSGA, Novosibirsk

EXPERIMENTAL RESEARCH OF OPTICAL PROPERTIES OF THIN FILMS OF ALKALI ELEMENTS

The results of experimental research of optical properties of thin films of alkali elements are presented. The data of spectral dependence of reflectivity of thin metal films are obtained.

Metal film, alkali elements, reflectivity, light absorption.

Использование тонких пленок металлов в оптике многообразно – их используют в качестве зеркальных, интерференционных, проводящих, защитных и декоративных покрытий. Особый интерес представляет использование тонкопленочных зеркальных покрытий в лазерных техниках и технологиях, где учет эффектов взаимодействия мощного лазерного излучения с тонким слоем металла позволяет получить новые сферы применения. Например, в работе [1] испарение тонкого слоя алюминия, нанесенного на полимерную мембрану, приводит к увеличению крутизны переднего фронта излучения в лазерной системе.

Процесс испарения тонкой металлической пленки под действием короткого лазерного импульса в общем случае зависит как от параметров самого излучения (длины волны, длительности, энергии и временной формы импульса, распределения интенсивности по сечению пучка), так и от физических характеристик металлической пленки – теплофизических и оптических. Теплофизические характеристики отвечают за скорость прогрева пленки и величину энергии, которую должна поглотить пленка для полного испарения. С другой стороны, чем выше отражательная способность пленки, тем меньшая доля падающего излучения перейдет в тепловую форму и пойдет на разогрев пленки. Соотношение теплофизических и оптических характеристик, таким образом, определяет пороговую плотность мощности лазерного излучения, при которой произойдет испарение пленки. Наибольший интерес с этой точки зрения представляют щелочные металлы, однако их химические свойства не позволяют в полной мере воспользоваться их преимуществами. Их оптические свойства исследованы, в особенности в тонких пленках, слабо. Некоторые данные об

оптических свойствах этих металлов в массивном виде и в виде тонких пленок приведены в работах [2, 3].

Разработанная авторами методика экспериментального исследования оптических характеристик тонких пленок щелочных металлов имеет ряд особенностей, обусловленных высокой химической активностью этих металлов. Взаимодействие с кислородом и влагой воздуха приводит к практически мгновенному разрушению тонких плёнок из щелочных металлов при выносе их на воздух, а легкая испаряемость этих металлов вынуждает создавать определенные условия с целью получения, хранения и исследования пленок из щелочных металлов. Было решено производить нанесение пленок на подложки и их помещение в некий герметизированный корпус в одном технологическом цикле и в вакууме, а герметизированный корпус должен быть вакуум-плотным и сохранять вакуум в течение всего срока исследований.

Щелочные металлы имеют плохую адгезию к стеклянным поверхностям. Но известно, что щелочные металлы обладают хорошей адгезией к некоторым другим металлам, например к хрому. Хром, в свою очередь, обладает в тонких пленках хорошей адгезией к стеклу и технология его вакуумного напыления хорошо отработана. Поэтому было принято решение создать двухслойную структуру – сначала на стеклянную шайбу основания герметизированного корпуса наносится тонкая пленка хрома так, чтобы ее поглощательная способность не превышала 1-2 % (согласно расчетам, толщина должна составить примерно 1 нм), а затем уже осаждается пленка цезия, калия или натрия.

Герметизированный корпус представлен на рис. 1. Основой его конструкции является цилиндрическая трубка 1, к торцам которой герметично приварены плоские полированные стеклянные шайбы 2 и 3. Внутри образовавшегося корпуса на электрических вводах 4 и держателях 5 закреплены ампула 7 с испаряющимся металлом – калием, натрием или цезием, и источник хрома 8. Камера откачивается через штенгель, не показанный на рисунке, который после откачки отпаивается от откачного поста. На первом этапе производится напыление полупрозрачной пленки хрома на внутреннюю сторону рабочего окна 2. На следующем этапе нагревается ампула 7 и на тонкий подслой хрома напыляется плёнка зеркального слоя 6. Толщина слоев контролируется в процессе напыления по их прозрачности. Были получены пленки из щелочных металлов с пропусканием 0,1 на длине волны 0,532 мкм.

Рассмотренный корпус со встроенным испарителем имеет особенность, которая заключается в возможности оптического контроля коэффициентов отражения и пропускания напыляемой тонкой пленки щелочного металла и адгезионного подслоя за счет особого размещения испарителей и использования плоских прозрачных окон. Габариты конструкции: диаметр 40 мм, длина 60 мм.

На рис. 2 представлена фотография герметизированного корпуса с напыленной на одну сторону пленкой цезия.

Отражательная способность пленок металлов находилась путем измерения зависимости интенсивности отраженного излучения от поверхности тонкой пленки исследуемого металла от длины волны падающего излучения.

Измерения проводились на установке, структурная схема которой приведена на рис. 3.

Измерительная установка состояла из нескольких элементов: 1 – коллимированный источник излучения в диапазоне спектра 0,4...1,2 мкм; 2 – измеряемый образец или калибровочное зеркало; 3 – спектроанализатор обеспечивающий возможность измерения интенсивности входного излучения в диапазоне 400...1200 нм, с шагом не более 10 нм и шириной линии спектра не более 5 нм. Погрешность установки длины волны не более 5 нм; 4 – цифровой вольтметр с классом точности 0,5.

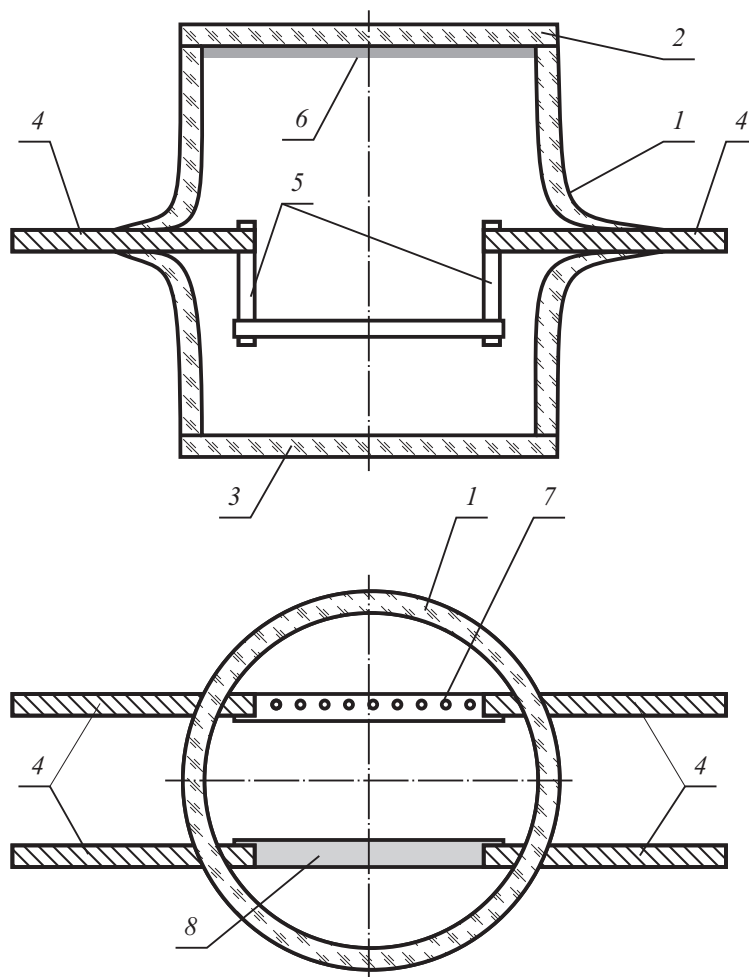


Рис. 1. Автореакторный герметизированный корпус

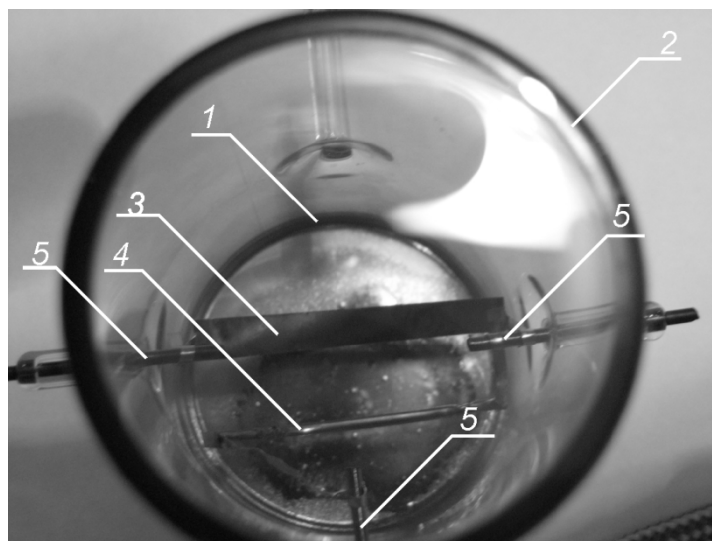


Рис. 2. Фотография пленки цезия, сделанная сквозь тыльную сторону герметизированного корпуса:

1 – рабочее окно герметизированного корпуса с напыленной пленкой щелочного металла, 2 – прозрачное окна герметизированного корпуса, 3 – вольфрамовая пластина – испаритель хрома, 4 – ампула с солью испаряемого щелочного металла, 5 – электрические вводы

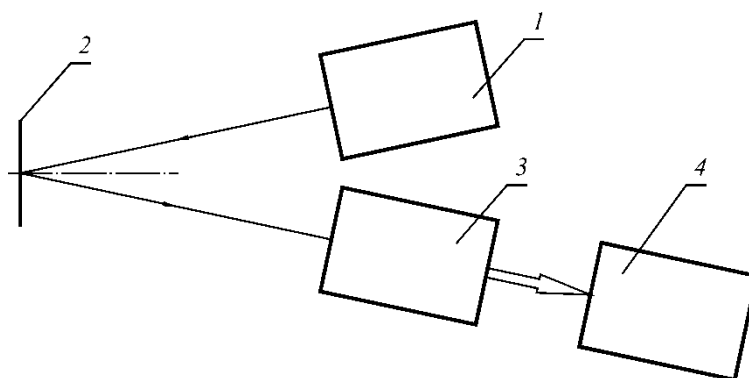


Рис. 3. Схема измерения отражательной способности металлов

Измерения производились стандартным методом сравнения с калибровочным зеркальным образцом с известным коэффициентом отражения.

Экспериментальная кривая отражательной способности тонкой пленки калия приведена на рис. 4.

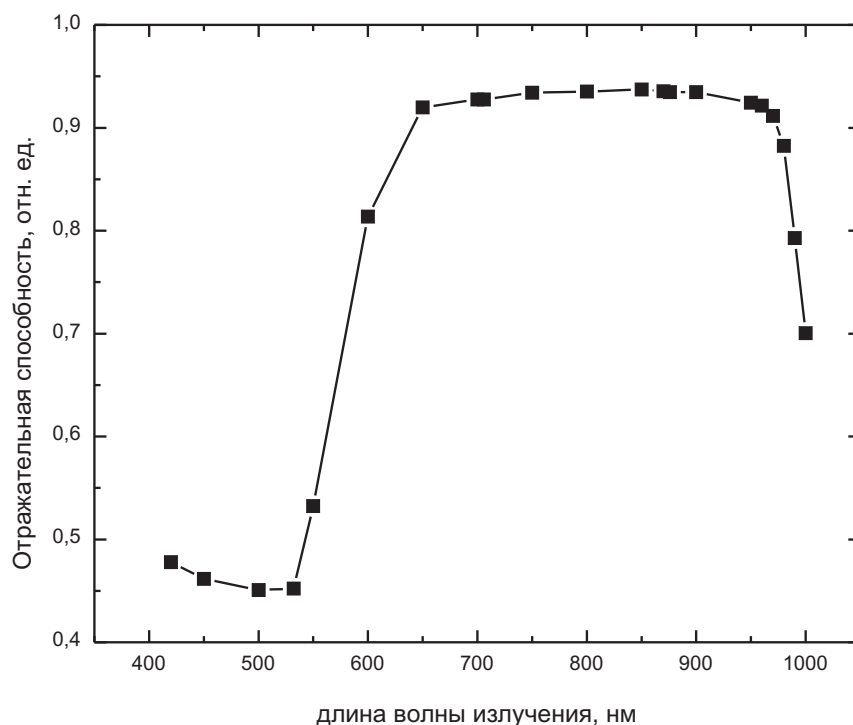


Рис. 4. Относительная отражательная способность тонкой пленки К, полученная как отношение интенсивностей излучения, отраженного от исследуемой пленки к отраженному от калибровочного алюминиевого зеркала

На графике показана кривая распределения отражательной способности тонкой пленки калия. Видно, что в диапазоне от 400 нм до 540 нм кривая отражательной способности плавно падает от 50 % до 45 %. Далее наблюдается лавинообразный скачок вверх на диапазоне длин волн от 540 нм до 650 нм, где отражательная способность увеличивается от 45 % до 92 %. Затем, на длинах волн от 650 нм до 960 нм отражательная способность не меняется и составляет порядка 93 %, и лишь на диапазоне длин волн от 960 нм до 1000 нм отражательная способность резко падает с 93 % до 70 %. В общем, отражательная способность калия, как представителя щелочных металлов, довольно высока по сравнению с другими группами металлов. Кривая построена на основе данных, полученных в результате эксперимента.

Полученные экспериментальные данные являются предварительными и отражают только качественную картину спектральной зависимости отражательной способности тонких пленок щелочных металлов, более точные измерения требуют более тщательной подготовки как технологической базы, так и измерительной оптико-электронной системы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ванюков, М.П. Формирование мощных импульсов с крутым передним фронтом в лазерной системе с пассивными нелинейными элементами / Ванюков, М.П. // Квантовая электроника. – 1971. – №1. – С. 140.
2. Соколов, А.Н. Оптические свойства металлов / А.Н Соколов. – М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1961. – 54 с.

3. Розенберг, Г.В. Оптика тонкослойных покрытий / Г.В. Розенберг. – М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1958. – 74 с.

© С.Л. Шергин, Д.М. Никулин, Д.В. Чесноков, В.Ю. Семёнов, 2008

УДК 535.4

И.Н. Карманов, Н.А. Мещеряков

СГГА, Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИФРАКЦИОННОГО ПОЛЯ НА ИНТЕРФЕРЕНЦИОННУЮ КАРТИНУ В ЗОНЕ ФРАУНГОФЕРА

I.N. Karmanov, N.A. Mescheryakov

SSGA, Novosibirsk

INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF DIFFRACTION FIELD ON THE INTERFERENTIAL PATTERN IN FRAUNHOFER ZONE

The paper is devoted to consideration of phase characteristics of wave fields of interferential pattern, occurring while moving narrow coherent light beam on the surface of cylindrical string placed into one of the branches of counteracting light beams interferometer. The objectives of interferential pattern analysis in this case are: obtaining of phase values of wave front and estimation of the influence of light intensity distribution in the diffracted beam on the interferential pattern visibility. The task is to synthesize noise-stable treatment operators using reverse trigonometric functions. Different algorithms for determination of phase difference using interferential patterns can be divided into two groups: the analysis of one interferogram for detecting of strip centers or separating of frequency components; the analysis of several interferograms, obtained at different positions of laser beam on the string. Complex amplitude of unknown field is determined by varying of base wave while object wave field remains constant. Interferential methods of measurement have phase ambiguity. Besides that, the corruption of interferential pattern by diffraction effects takes place, especially in distant zone. In this case mathematical and experimental simulation is necessary. Forming of the diffraction pattern is considered using Huygens-Fresnel principle. Having definite signal/noise value, one can determine the quantity of effective extreme points for obtaining of demanded accuracy of registration.

При перемещении когерентного узкого светового пучка диаметром ~ 10 мкм по поверхности цилиндрической нити диаметром ~ 500 мкм, помещаемой в одно из плеч интерферометра на встречных световых пучках [1,3], возникает интерференционная картина с различными фазовыми характеристиками. При интерференционных измерениях этой картины интенсивность оптического сигнала определяется по формуле

$$I(x, y) = I_0(x, y) \left(1 + V(x, y) \cos \left[\varphi_p(x, y) - \varphi_r(x, y) \right] \right), \quad (1)$$

где $I_0(x, y)$ - средняя интенсивность;

$V(x, y)$ - модуляция интенсивности или видность;

$(\varphi_p - \varphi_r)$ - разность фаз между объектной и опорной волнами.

Задача анализа интерференционной картины в этом случае - определение фазовых значений волнового фронта и оценка влияния на видность интерференционной картины световых распределений дифракции пучка от поверхности цилиндрической нити.

Существует два подхода к цифровой обработке интерференционных картин: 1 - предположение об интерференционном сигнале как о реализации случайного процесса; 2 - предположение о детерминированности интерференционных измерений. В итоге, задача сводится к синтезу операторов обработки, реализующих обратные тригонометрические функции и устойчивых к вносимым помехам.

Различные алгоритмы определения разности фаз по интерференционным картинкам можно разделить на две группы: 1 - анализ одной интерферограммы с целью выделения центров полос или разделения частотных составляющих в спектральной плоскости; 2 - анализ нескольких интерферограмм, каждая из которых получена при различных положениях луча лазера на цилиндрической нити подвеса. Комплексная амплитуда неизвестного поля определяется путем изменения опорной волны при неизменном объектном волновом поле. В этом случае уравнение (1) может быть преобразовано к виду

$$I(x, y) = I_0(x, y) \left(1 + V(x, y) \cos \left[\varphi_p(x, y) - \varphi_r(x, y) - f \right] \right), \quad (2)$$

где f - некоторая известная фазовая добавка.

Поскольку косинус в этом уравнении - периодическая функция, значения фаз могут быть восстановлены только в пределах периода. Отсюда следует, что интерференционные методы измерений обладают фазовой неоднозначностью, т.е. необходимо увеличить либо область однозначного определения фазовых значений, либо устранить фазовую неоднозначность в необходимом диапазоне.

Наилучшая реализация этих условий - внесение отдельных значений фазового сдвига и соответствующих алгоритмов для быстрых вычислений на основе пошагового фазового сдвига. Для уменьшения влияния линейных ошибок при задании фазового сдвига можно реализовывать две серии измерений и усреднять результирующие фазовые значения. В этом случае необходимо учитывать такие факторы: количество регистрируемых интерферограмм и соответствующую точность алгоритмов при быстрых вычислениях.

Если уменьшить число интерферограмм, то можно использовать алгоритмы со сдвигом на $\pi/2$. В этом случае последовательные сдвиги фаз могут быть близкими к 0, π , 2π . Тогда сдвиг фаз можно определить по следующим формулам:

$$\operatorname{tg} \alpha = \left[\frac{3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)}{(I_1 - I_4) + (I_2 - I_3)} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где I_1, I_2, I_3, I_4 - амплитуда сдвига фаз с различным числом сдвига (в данном случае четыре).

При этом угол сдвига находится усреднением по полю, и после подстановки в выражение

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{(I_1 - I_4) + (I_2 - I_3)}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)} \operatorname{tg} \alpha, \quad (4)$$

находится искомая фаза. В этом случае реализуются простые схемы устранения фазовой неоднозначности, особенно вблизи точек перехода через 2π .

Попадание в тот или иной минимум зависит от выбора начальных значений. Тогда возможна коррекция только небольших, в пределах нескольких градусов, фазовых ошибок. Обычно находится разница между максимальным и минимальным значениями. В таком случае в какой-либо точке делаются четыре измерения при фазовых сдвигах $0, \delta_1, \delta_2, \delta_3$. В результате, в окрестностях этой точки будем иметь значения экстремумов сдвигов фаз минимаксной функции в виде следующего математического выражения:

$$R(0, \delta_1, \delta_2, \delta_3) = \frac{1}{N_{x,y}} \sum_1^4 \frac{|\max \psi(x, y) - \min \psi(x, y)|}{1/4 \sum_1^4 \psi(x, y)}, \quad (5)$$

где сумма находится по четырем значениям фазы по N точкам окрестности.

В итоге, для определения действительных сдвигов фаз реализуется следующий алгоритм:

$$\psi = \arctg \frac{(I_2 - I_4) \sin \delta_1 + (I_3 - I_1) \sin \delta_2 + (I_4 - I_2) \sin \delta_3 + (I_1 - I_3) \sin \delta_4}{(I_4 - I_2) \cos \delta_1 + (I_1 - I_3) \cos \delta_2 + (I_2 - I_4) \cos \delta_3 + (I_3 - I_1) \cos \delta_4}. \quad (6)$$

В этом случае необходимо математическое и экспериментальное моделирование. Но, помимо фазовой неоднозначности в интерференционной картине, имеет место ее искажение эффектами дифракции, в особенности в дальней зоне, зоне Фраунгофера. Рассмотрим формирование дифракционной картины, используя принцип Гюйгенса-Френеля.

В этом случае расчетные зависимости распределения интенсивности и положения дифракционных максимумов и минимумов в зависимости от диаметра d цилиндрической нити будут иметь вид

$$d = \frac{n\lambda \sqrt{L^2 + l^2}}{l} \quad (7)$$

или

$$l = \frac{n\lambda L}{\sqrt{d^2 - n^2 \lambda^2}}, \quad (8)$$

где n - порядок или номер экстремума дифракционной картины;

λ - длина волны когерентного излучения;

L - расстояние до изображения дифракционной картины;

l - расстояние между экстремумами.

Из зависимости (8) видно, что при уменьшении d от некоторого значения l увеличивается сначала медленно, а при $d \rightarrow \lambda$ начинает возрастать. В таком случае, в малоугловом диапазоне Фраунгоферовой зоны, где направления на максимум и минимум дифракционной картины определяются известной зависимостью [2]:

$$d \sin \alpha = \pm n \lambda, \quad (9)$$

где $\sin \alpha = n \frac{\lambda}{d}$ - направления, по которым разность хода равна нулю или целому числу n .

Наибольшее n , которому удовлетворяет уравнение (9), определяется как

$$1 + 2 \frac{d}{\lambda} = n. \quad (10)$$

Задаваясь определенным соотношением сигнал/шум при анализе изображения интерференционной картины, зависимость (10) дает возможность определить количество эффективных экстремумов для получения требуемой точности регистрации.

Определено, что для небольших углов наблюдения

$$\alpha_{набл} = 2(2\lambda/d)^{1/3},$$

где λ - длина волны излучения лазера, угловые положения минимумов α_{min}^* дифракционной картины Фраунгофера определяются выражением

$$\alpha_{min}^* = n\lambda/d,$$

где n - порядковый номер минимума.

В этом случае α_{min}^* соответствует нормальному отражению света от поверхности цилиндра, добавка за счет отраженной компоненты от поверхности цилиндра под углом $\alpha_{доб} = 0,3(\lambda/d)^2 n^{3/2}$. В результате в дальней зоне картина дифракции описывается выражением

$$\alpha_{min} = \alpha_{min}^* - \alpha_{доб} = n\lambda/d - 0,3(\lambda/d)^2 \sqrt[3]{n^2}.$$

В таком случае, для $d \gg \lambda$ значение d , вычисленное исследуемым дифракционным методом, определяется из соотношения

$$d = n\lambda / \alpha_{min} - 0,3\lambda n^{1/2}.$$

На практике применение вышеуказанных уточнений позволяет повысить точность измерений почти в 60 раз.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пат. 2094759 РФ, МПК G01J3/26. Оптический способ измерения микронеоднородностей прозрачных сред и устройство для его реализации; 93050731/25 / Мещеряков Н.А., Подъяпольский Ю.В. – Заявл. 1996; опубл. 27.10.97.
2. Горелик, Г.С. Колебания и волны / Г.С. Горелик. - М.: ГИЗ ФМЛ, 1959. – 572 с.
3. Карманов, И.Н. Влияние дифракционного поля на интерференционную картину в зоне Фраунгофера / И.Н. Карманов, Н.А. Мещеряков // 220 лет геодезическому образованию в России (24-29 мая 1999 г.): тез. докл. междунар. научно-техн. конф., посвящ. 220-летию со дня основания МосГУГиК (МИИГАиК). – М., 1999. – С. 140.

© И.Н. Карманов, Н.А. Мещеряков, 2008

УДК 535.417

Ю.Ц. Батомункуев, Н.А. Мещеряков

СГГА, Новосибирск

ПРИМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЙ ФУНКЦИИ В РАСЧЕТАХ СХЕМ ЗАПИСИ ГОЛОГРАММНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Yu.Ts. Batomunkuev, N.A. Mescheryakov

SSGA, Novosibirsk

APPLICATION OF THE CHARACTERISTICAL FUNCTION IN CALCULATIONS OF THE RECORDING SCHEMES OF THE HOLOGRAPHIC OPTICAL ELEMENTS

This a review report is devoted to calculations of the recording schemes of the holographic optical elements (HOE). The known facts are considered as consequences of the characteristical function. The recording schemes are considered for a nonaxial HOE, an axial HOE and an axial volume HOE. The expressions are presented for calculation of the original coordinates of the two spherical waves. It is shown, that the spherical aberration and coma (or another aberration of the third order) can be to correct by a choice of the coordinates of the point sources. It is noted, that a slope of the axial HOE allows to correct in addition one aberration of the third order.

Holography, holographic optical element, aberrations of the holograms, characteristical function.

Введение. Расчетам изображающих и абберационных характеристик голограммных оптических элементов (ГОЭ) посвящено много работ, например [1-8]. В этих работах используется, как правило, метод характеристической функции или его модификация. Удобство метода характеристической функции заключается в возможности разложения этой функции в ряд по типам аббераций и получении выражений, позволяющих рассчитать условия возникновения изображений и все типы имеющих место аббераций. В то же время, очень важному с практической точки зрения вопросу, а именно, расчетам схем записи ГОЭ посвящено сравнительно мало работ, например [7-11]. Хотя выбор схемы записи определяет изображающие и абберационные свойства ГОЭ, изготовленных голографическим методом.

Целью работы является обзор известных результатов расчета схем записи двумя сферическими волнами тонкого ГОЭ. Известные факты, изложенные в работе, рассмотрены с единой точки зрения как следствия применения метода характеристической функции.

Метод характеристической функции. Рассмотрим тонкий ГОЭ, оптическая ось которого совпадает с осью Oz декартовой системы координат, а

центр находится в точке О. Известно [7], что характеристическую функцию $V(x,y)$ тонкого ГОЭ можно разложить в ряд и представить в виде

$$V(x,y) = V_0(x,y) + V_1(x,y) + V_3(x,y) + \dots,$$

где (x,y) – координаты произвольной точки тонкого ГОЭ,

$V_0(x,y) = -x B_1^x - y B_1^y$ – характеристическая функция для вычисления aberrации увеличения,

$V_1(x,y) = (x^2 + y^2) F_2 / 2$ – характеристическая функция для вычисления дефокусировки,

$$V_3(x,y) = -(x^2 + y^2)^2 S_4 / 8 + (x^3 / 2) C_3^x + (y^2 x / 2) C_3^x + (x^2 y / 2) C_3^y + (y^3 / 2) C_3^y - \\ - (x^2 / 2) A_2^x - x y A_2^{xy} - (y^2 / 2) A_2^y - (x^2 / 4) E_2^x - (y^2 / 4) E_2^y + (x / 2) D_1^x + (y / 2) D_1^y -$$

– характеристическая функция для вычисления aberrаций третьего порядка.

Аберрационные коэффициенты в характеристических функциях $V_0(x,y)$, $V_1(x,y)$, $V_3(x,y)$ представлены во многих работах [2-11] и соответствуют следующим типам элементарных aberrаций первого и третьего порядков: B_1^x , B_1^y – aberrациям увеличения, F_2 – дефокусировке, S_4 – сферической aberrации, C_3^x , C_3^y – коме, A_2^x , A_2^{xy} , A_2^y – астигматизму, D_1^x , D_1^y – дисторсии.

Расчет схемы записи тонкого ГОЭ. Рассмотрим, аналогично работам [7, 9], расчет схемы записи тонкого ГОЭ, регистрируемого в голографической среде с изотропной усадкой. Из условий отсутствия дефокусировки ($F_2 = 0$) и сферической aberrации ($S_4 = 0$), получаются выражения, связывающие координаты z_c , z_i осевых точек предмета и изображения, с координатами z_r , z_o точечных источников опорной и объектной волн [9-10]:

$$1/z_r - 1/z_o = (1/z_c \pm 1/z_i) m^2 / k\mu, \\ 1/z_r^3 - 1/z_o^3 = (1/z_c^3 \pm 1/z_i^3) m^4 / k\mu, \quad (1)$$

где m – коэффициент усадки, k – порядок дифракции, μ – отношение рабочей длины волны λ_c к длине волны записи λ_o ($\mu = \lambda_c / \lambda_o$).

Решая систему (1) относительно координат z_r , z_o точечных источников, получаем:

$$z_r = 2k\mu F / [(-1/3 + 4k^2\mu^2/3m^2 \pm 4k^2\mu^2 F^2/m^2 z_i z_c)^{1/2} - 1] m^2, \\ z_o = -2k\mu F / [(-1/3 + 4k^2\mu^2/3m^2 \pm 4k^2\mu^2 F^2/m^2 z_i z_c)^{1/2} + 1] m^2. \quad (2)$$

Для существования действительных значений координат z_r , z_o выражение $-1/3 + 4k^2\mu^2/3m^2 \pm 4k^2\mu^2 F^2/m^2 z_i z_c$, должно быть положительным.

Получаем, что выбором оптимальных координат z_r , z_o точечных источников записывающих волн может быть исправлена сферическая aberrация как для пропускающего, так и для отражающего тонкого ГОЭ. В формулах (1) и (2) верхний знак плюс соответствует отражающим ГОЭ, а нижний знак минус – пропускающим ГОЭ.

Из условия отсутствия в изображении aberrации увеличения ($B_1^x = 0$) и комы ($C_3^x = 0$) для сагиттальной плоскости тонкого ГОЭ может быть записана известная система уравнений:

$$x_r/z_r - x_o/z_o = (m/k\mu)(x_c/z_c \pm x_i/z_i), \\ x_r/z_r^3 - x_o/z_o^3 = (m^3/k\mu)(x_c/z_c^3 \pm x_i/z_i^3).$$

Решая ее получаем выражения, позволяющие определить координаты x_r и x_o точечных источников опорной и объектной волн

$$\begin{aligned} x_r &= -z_r[z_o^2(m^3/k\mu)(x_c/z_c \pm x_i/z_i^3) - (m/k\mu)(x_c/z_c \pm x_i/z_i)]/(1 - z_o^2/z_r^2), \\ x_o &= z_o[z_r^2(m^3/k\mu)(x_c/z_c \pm x_i/z_i^3) - (m/k\mu)(x_c/z_c \pm x_i/z_i)]/(1 - z_r^2/z_o^2). \end{aligned} \quad (3)$$

Аналогичным образом можно получить выражения для расчета координат y_r , y_o точечных источников опорной и объектной волн в меридиональной плоскости, отличающиеся от (3) лишь тем, что вместо координат x_c , x_i в них присутствуют координаты y_c , y_i соответствующих точек предмета и изображения.

Рассмотрим расчет схемы записи тонкого ГОЭ, у которого отсутствует наклон относительно оптической оси. В этом случае для координат точки предмета и его изображения выполняется равенство [11-12]:

$$x_c = x_i, \quad y_c = y_i. \quad (4)$$

Подставляя (4) в формулы (2) и (3) можно получить координаты точечных источников опорной и объектной волн.

Таким образом, выбором координат источников опорной и объектной волн можно исправить сферическую aberrацию и кому для пропускающих и отражающих тонких ГОЭ. Вместо исправления этих двух aberrаций могут быть исправлены любые две другие aberrации третьего порядка, например кома и астигматизм. Астигматизм может быть значительно снижен оптимальным выбором значения длины волны записи [7,11].

Расчет схемы записи осевого тонкого ГОЭ. В случае осевого тонкого ГОЭ расчетные формулы значительно упрощаются [7-12], так как точечные источники опорной и объектной волн находятся на оптической оси (координаты x_r , y_r , x_o , y_o равны нулю). Координаты (x_c, y_c) точек предмета и соответствующих им (x_i, y_i) точек изображения могут быть вычислены из соотношений [7,12]:

$$x_c/z_c - x_i/z_i = 0,$$

$$y_c/z_c - y_i/z_i = 0.$$

При этом выборе исправляется дисторсия изображения. Координаты z_r , z_o источников опорной и объектной волн могут быть определены из формул (2).

Аберрационные коэффициенты C_3^x и C_3^y комы осевого тонкого ГОЭ будут равны нулю при линейном коэффициенте увеличения равном плюс-минус единице соответственно в меридиональной и саггитальной плоскостях. Действительно,

$$C_3^x = x_c/z_c^3 - x_i/z_i^3 = (x_c/z_c)(1/z_c^2 - 1/z_i^2) = 0,$$

$$C_3^y = y_c/z_c^3 - y_i/z_i^3 = (y_c/z_c)(1/z_c^2 - 1/z_i^2) = 0,$$

$$\text{при } z_i/z_c = \pm 1.$$

В отличие от комы астигматизм и кривизна поверхности осевого тонкого ГОЭ не могут быть исправлены ни при каких увеличениях, кроме простого случая, когда изображение совпадает с предметом $z_c = z_i$. Эти aberrации могут быть лишь уменьшены до приемлемых значений выбором размеров (диаметра) ГОЭ. Выбор длины волны записи, коэффициентов усадок влияет только на сферическую aberrацию.

Возникает вопрос, нельзя ли уменьшить полевые aberrации осевого ГОЭ его наклоном? В этом случае точечные источники опорной и объектной волн

также находятся на одной оси. Угол наклона этой оси относительно оптической оси равен углу наклона ГОЭ. Не теряя общности будем считать, что угол наклона лежит в плоскости xOz , тогда координаты x_r , x_o источников опорной и объектной волн могут быть вычислены из двух условий, например, отсутствия аберрации увеличения и комы:

$$\begin{aligned} x_r/z_r - x_o/z_o &= 0, \\ x_r/z_r(1/z_r^2 - 1/z_o^2) &= (m^3/k\mu)(x_c/z_c)(1/z_c^2 \pm 1/z_i^2). \end{aligned} \quad (5)$$

Из системы (4) получаем величины координат x_r и x_o опорной и объектной волн в виде

$$\begin{aligned} x_r &= z_r(m^3/k\mu)(x_c/z_c)(1/z_c^2 \pm 1/z_i^2)/(1/z_r^2 - 1/z_o^2), \\ x_o &= z_o(m^3/k\mu)(x_c/z_c)(1/z_c^2 \pm 1/z_i^2)/(1/z_r^2 - 1/z_o^2). \end{aligned}$$

Отметим, что при выполнении условия отсутствия аберраций увеличения исправляется дисторсия. Координаты z_r , z_o источников опорной и объектной волн могут быть определены как и в случае осевого ГОЭ из формул (2).

Таким образом, наклоном осевого тонкого ГОЭ может быть исправлена дополнительно одна из аберраций третьего порядка: кома или астигматизм. Кривизна поверхности может быть исправлена выбором радиуса кривизны поверхности изображения и предмета. Очевидно, что радиусы кривизны связаны формулой тонкого ГОЭ [11].

Расчет схемы записи осевого объемного ГОЭ. Рассмотрим расчет схемы записи осевого объемного ГОЭ аналогично работе [10]. Известно, что учет толщины ГОЭ может быть осуществлен введением дополнительной характеристической функции, которая складываясь с характеристической функцией тонкого ГОЭ и образует собственно характеристическую функцию объемного ГОЭ [7]. Разложением дополнительной характеристической функции в ряд может быть получена зависимость элементарных аберраций от толщины ГОЭ, то есть объемные аберрации [4]. Из условий отсутствия дефокусировки третьего порядка и объемной дефокусировки в работе [10] были выведены формулы для вычисления координат z_r , z_o точечных источников при записи объемного ГОЭ с заданным фокусным расстоянием F и линейным увеличением β :

$$\begin{aligned} 1/z_r &= m^2(P_c + 1)/2\mu F, \\ 1/z_o &= m^2(P_c - 1)/2\mu F, \end{aligned} \quad (6)$$

где F – фокусное расстояние объемного ГОЭ,

$P_c = \pm\mu(\beta + 1)/m(\beta - 1)$ - для объемного пропускающего ГОЭ,

$P_c = \pm[2(\beta^2 + 1)/(\beta - 1)^2 - 1]^{1/2}$ - для объемного отражающего ГОЭ.

Для отражающих объемных ГОЭ должно выполняться условие: $\mu = m$. Для существования действительных значений координат z_o и z_r в случае отражающего ГОЭ должно выполняться еще дополнительное условие: значение выражения $2(\beta^2 + 1)/(\beta + 1)^2$ не может быть меньше единицы. Выбором длины волны записи или коэффициента усадки может быть исправлена сферическая аберрация [10]. Формулы (6) получены для первого положительного порядка дифракции ($k=1$). Отметим, что оптимальные координаты z_o и z_r существенно различаются для отражающих и пропускающих объемных ГОЭ с одинаковыми

фокусными расстояниями и одинаковыми линейными коэффициентами увеличения β . Известно, что оптимальные схемы записи тонких отражающих (рельефных) ГОЭ рассчитываются по формулам для тонких пропускающих ГОЭ [7,11]. Следовательно, осевой отражающий тонкий и осевой отражающий объемный ГОЭ с одинаковыми фокусными расстояниями и увеличением β регистрируются в разных схемах записи. Кома будет равна нулю при линейном коэффициенте увеличения равном плюс-минус единице соответственно в меридиональной и сагиттальной плоскостях.

Заключение. Таким образом, в работе представлен обзор известных результатов расчета координат точечных источников опорной и объектной волн ГОЭ. Показано, что выбором положений этих источников волн в схеме записи могут быть исправлены сферическая aberrация и дополнительно еще одна из полевых aberrаций третьего порядка осевого и внеосевого тонкого ГОЭ. Кривизна поверхности и дисторсия могут быть исправлены искривлением плоскости изображения и плоскости предмета. Радиусы кривизны плоскостей предмета и изображения связаны формулой тонкого ГОЭ. Отмечено, что наклон осевого ГОЭ позволяет исправить одну из полевых aberrаций. Однако, для исправления aberrаций объемного ГОЭ требуются дополнительные параметры коррекции, например, длина волны записи или коэффициент усадки. К сожалению, жесткие требования к объему публикации вынудили авторов ограничиться рассмотрением только нескольких схем записи плоских ГОЭ, что коснулось и списка цитируемой литературы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Денисюк, Ю.Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю.Н. Денисюк // Оптика и спектроскопия. – 1963. – Т. 15, № 4. – С. 522–532.
2. Meier, R.W. Magnification and third-order aberration in holography // JOSA. – 1965. – V. 55. – P. 987.
3. Champagne, E. B. Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography // JOSA. – 1967. – V. 57. – P. 51.
4. Forshaw, M.R.B. The imaging properties and aberrations of thick transmission holograms // Opt. Acta. – 1973. – V. 20, № 9. – P. 669–686.
5. Мустафин, К.С. Абerrации тонких голограмм, изготовленных на сферической подложке / К.С. Мустафин // Оптика и спектроскопия. – 1974. – Т. 37. – С. 1158–1162.
6. Михайлов, И.А. Геометрический анализ толстых голограмм / И.А. Михайлов // Оптика и спектроскопия. – 1985. – № 3. – С. 612–617.
7. Ган, М.А. Теория и методы расчета голограммных и киноформных оптических элементов / М. А. Ган. – Л.: ГОИ, 1984.–140 с.
8. Батомункуев, Ю.Ц. Абerrации объемных голограмм / Ю.Ц. Батомункуев, Е.А. Сандер, С.А. Шойдин // Тез. Всесоюз. Семинара "Автоматизация проектирования опт. систем". – М., 1989. – С. 101–112.

9. Грейсух, Г.И. Голографическое формирование зонной структуры дифракционных линз с заданными оптическими характеристиками / Г.И. Грейсух, С.А. Степанов // Голографические оптические элементы и системы. – С-Пб., 1994. – С. 98–103.

10. Батомункуев, Ю.Ц. Особенности расчета схем записи объемных осевых голографических оптических элементов с неизотропной усадкой / Ю.Ц. Батомункуев // Автометрия. – 2002. – № 2. – С. 108–114.

11. Миллер, М. Голография / М. Миллер. – Л.: Машиностроение, 1979. – 207 с.

12. Кольер, Р. Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. – М.: Мир, 1973. – 686 с.

© Ю.Ц. Батомункуев, Н.А. Мещеряков, 2008

УДК 535.42

И.Н. Карманов, Н.А. Мещеряков

СГГА, Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОТОЧНЫХ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ РАЗМЕРОВ ОБЪЕКТОВ

I.N. Karmanov, N.A. Mescheryakov

SSGA, Novosibirsk

INVESTIGATION OF METROLOGICAL CHARACTERISTICS OF PRECISE OPTICAL METHODS FOR MEASURING OF OBJECT SIZES

The paper concerns features of forming of Fresnel's images of objects, depending on the spatial non-uniformity extent of incident wave. Non-uniform illumination of the object causes distortion of its Fresnel's image profile and displacement of its geometrical edges being determined by standard threshold algorithm. Calculations of Fresnel's diffraction field were made for a semi-plane, illuminated by the wave with spatially non-uniform amplitude. Simulation of non-uniform wave was made for a case of harmonic distribution. Two of the basic components of measurement error of Fresnel's method were estimated analytically: the error, caused by the influence of non-uniformity of incident wave, and the error, related with integrating properties of the multielement photodetector due to finite element size. Precision algorithms were developed for restoring of geometrical sizes of objects being investigated, considering the influence of these factors. Investigation of measurement range of Fresnel's method is conducted. To significantly increase the accuracy of measurements (by an order and more) for objects, having sizes about the size of Fresnel's zone, a new algorithm for measurement information treatment is proposed, considering features of diffraction patterns in the intermediate area (between Fresnel and Fraunhofer zones). Calculations and analysis were made for Fraunhofer's diffraction on one-dimensional objects of screen type, illuminated by diverging spherical light wave. A high-precision method is proposed for obtaining sizes of objects under control, based on the analysis of their diffraction image contrast.

Существующий парк контрольно-измерительных систем и средств, основанных на дифракционном, теневом проекционном и сканирующем методах, не в полной мере отвечает требованиям современного научно-технического производства. Актуальны разработка и создание новых высокоточных систем измерения с упрощенными схмотехническими решениями на основе дифракции света в свободном пространстве.

В [1] приведены результаты моделирования и расчета дифракционных полей Френеля на одномерных щелях и экранах применительно к их размерному контролю при когерентном и частично-когерентном освещении. Исследован эффект интерференции дифракционных изображений краев щели. Выполнен расчет френелевского дифракционного поля для полуплоскости при освещении ее волной с неравномерной (по пространству) амплитудой гармонического типа.

Изучены особенности формирования френелевских изображений объектов в зависимости от степени пространственной неравномерности освещающей объект волны. Моделирование неравномерной волны при расчете дифракционного поля выполняется на примере гармонического распределения вида:

$$E_{ex}(x_1) = E_0[1 + \alpha \cos(\omega x_1 + \varphi)], \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi/T$ – угловая пространственная частота колебаний (T – период); φ – начальная фаза колебаний. Параметр α определяет амплитуду «шума», который накладывается на однородное поле E_0 , и, таким образом, задает степень неравномерности освещающей объект волны ($0 \leq \alpha \leq 1$). Выбором φ можно смещать «шумовую» составляющую вдоль оси x . Так, например, при $\varphi=0$ ($\varphi=\pi$) эта составляющая имеет косинусоидальный вид: $E(x_1) = E_0(1 \pm \cos \omega x_1)$, а при $\omega=\pi/2$ ($\omega=3\pi/2$) – синусоидальный: $E(x_1) = E_0(1 \pm \sin \omega x_1)$. Исследованы два случая неравномерности: высокочастотного типа ($T \ll \sqrt{\lambda z}$) и низкочастотного ($T \gg \sqrt{\lambda z}$).

При освещении объекта в виде полуплоскости неравномерной волной вида (1) распределение интенсивности света в дифракционной картине Френеля имеет вид:

$$I(x_2) = I_0 \left| \tilde{Y}(x_2) + 0.5\alpha e^{-i-\varpi^2/2k} [e^{i(\varphi+\varpi x_2)} \tilde{Y}(x_2 - \beta) + e^{-i(\varphi+\varpi x_2)} \tilde{Y}(x_2 + \beta)] \right|^2, \quad (2)$$

где $\beta = z\omega/k$.

Видно, что выходное поле (2), кроме полезной составляющей, соответствующей дифракционному изображению края при его равномерном освещении, содержит две дополнительные «шумовые» составляющие с амплитудой α . Эти два дополнительных дифракционных изображения края смещены относительно центра на величину $\beta = \pm \alpha z/T$ и сдвинуты по фазе $e^{-i-\varpi^2/2k}$ по отношению к основному члену. Интерференция этих трех полей и определяет структуру и отличительные особенности дифракционного изображения края полуплоскости при освещении ее распределением (1).

Неравномерное освещение объекта приводит к искажению профиля его френелевской картины и смещению его геометрических краев при определении их стандартным пороговым алгоритмом ($I_{nop}=0.25I_0$). Так, при неравномерности высокочастотного типа ($T \ll \sqrt{\lambda z}$) имеет место смещение $\bullet x_{нер}$ геометрического края объекта, не превышающее величины $\bullet x_{нер} \sim 0.5T$. Эту составляющую погрешности можно заметно снизить при использовании

частично-когерентного освещения, а также путем низкочастотной фильтрации френелевского изображения.

Аналитически оценены две из основных составляющих погрешностей измерения френелевского метода, обусловленные влиянием степени неравномерности освещающей объект волны (низкочастотного типа) и интегрирующими свойствами многоэлементного фотоприемника вследствие конечных размеров его элементов [2-5]. Разработаны высокоточные алгоритмы восстановления геометрических размеров исследуемых объектов с учетом влияния этих факторов. Проведено исследование диапазона измерений френелевского метода.

При неравномерном освещении полуплоскости волной (1) использование стандартного порогового алгоритма при обработке ее френелевской картины приводит к систематической погрешности определения положения края:

$$\tilde{\Delta x}_{\text{нер}} = \frac{\alpha \cos \varphi \cos(\pi / N^2) - \sqrt{2} \alpha N^{-1} \sin \varphi \cos(\pi / N^2) + 0.5 \alpha^2 \cos^2 \varphi}{1 + \alpha(1 + \cos \varphi) - 2\sqrt{2} \alpha N^{-1} \sin \varphi}, \quad (3)$$

где $\tilde{\Delta x}_{\text{нер}} = \bullet x_{\text{нер}} / \sqrt{2 \lambda z}$, $N = T / \sqrt{\lambda z}$.

Например, при $\varphi=0$, $\lambda=0.63$ мкм, $z=10$ мм, $T = 5\sqrt{\lambda z}$ и $\alpha=10\%$ значение $\bullet x_{\text{нер}}$ составляет 6 мкм. Установлено, что поведение смещения $\bullet x_{\text{нер}}$ зависит от значения начальной фазы колебания φ . Так, в случае $\varphi=\pi/2$ значение величины $\bullet x_{\text{нер}}$ в N раз меньше, чем при $\varphi = 0$.

При соответствующем выборе порога $\tilde{I}_{\text{нор}}$ в виде поправки

$$\mu = \tilde{I}_{\text{нор}} / I_{\text{нор}} = 1 + 2\alpha \cos \varphi \cos(\pi / N^2) - 2\sqrt{2} \alpha N^{-1} \sin \varphi \cos(\pi / N^2) + \alpha^2 \cos^2 \varphi$$

к стандартному порогу $I_{\text{нор}}=0.25I_0$ смещение $\bullet x_{\text{нер}}$ может быть заметно снижено. При увеличении N остаточная погрешность δx резко падает и, например, при $\alpha=0.1$ и $N=5$ она не превышает $1.3 \cdot 10^{-3} \sqrt{\lambda z}$, что при $z=10$ мм и $\lambda=0.63$ мкм составляет 0.1 мкм. Из сравнения остаточной погрешности δx с погрешностью $\tilde{\Delta x}_{\text{нер}}$ (3) следует, что введение корректирующего порога позволяет в десятки и более раз снизить погрешность определения положения края (при $\alpha=0.1$ и $N=10$ она уменьшается в 40 раз).

Часто на практике освещающий объект пучок имеет слабую неравномерность, когда $\bullet I / I_{\text{max}} \ll 1$ ($\bullet I$ - изменение интенсивности в пределах рабочего поля). В этом случае пороговый алгоритм высокоточного определения положения истинных границ объекта предусматривает выбор порога следующего вида:

$$\tilde{I}_{\text{нор}} = 0.25 I_{\text{ex}}(0) \left[1 + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{\Delta i}{I_{\text{ex}}(0)} \right], \quad (4)$$

где $\bullet i$ – степень неравномерности освещающего пучка в пределах зоны Френеля: $\bullet i = I'(0) \sqrt{\lambda z}$.

Видно, что влияние неравномерности освещения на структуру френелевского изображения полуплоскости носит локальный характер. Более

того, это влияние определяется степенью неравномерности пучка в пределах зоны Френеля.

Изучен характер искажения френелевского изображения объекта при регистрации его многоэлементным линейным фотоприемником – ПЗС линейкой в окрестности геометрического края объекта. Вследствие фильтрации оптического сигнала $I(x_2)=0.25+x/\sqrt{\lambda z}+x^2/\lambda z$ ($|x_2| \ll \sqrt{\lambda z}$), имеющего линейную и квадратичную составляющие, происходит искажение исходного профиля регистрируемого распределения. Это ведет к проявлению систематической погрешности $\delta_{см}$ определения положения истинных границ контролируемого объекта. При симметричном положении пикселя фотоприемника (с размером d) относительно геометрического края погрешность $\delta_{см} = \frac{d}{6\sqrt{2}n}$, где $n = \sqrt{\lambda z}/d$. Например, при $n=5$ и $d=14$ мкм она

равна 0.3 мкм. Данная составляющая погрешности измерения в значительной степени может быть снижена адекватным выбором параметров измерительной системы или путем использования освещения в виде расходящихся сферических волн.

Исследован измерительный диапазон метода и предложены способы снижения его нижней границы. Верхняя граница определяется размерами регистрирующей части ПЗС линейки и может составлять десятки миллиметров, а нижняя граница диапазона - размером зоны Френеля $D_{нижн} \cdot \sqrt{\lambda z}$ (при $z=1$ мм значение $D_{нижн}=25$ мкм). Однако, при измерении размеров в окрестности $D \sim D_{нижн}$ имеет место значительное увеличение погрешности измерения (до 10-20%), обусловленное интерференцией дифракционных изображений краев объекта. Уровень этой погрешности заметно снижается при использовании предложенного корректирующего порогового алгоритма:

$$\tilde{I}_{пор} = I_0[0.25 - \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\tilde{T}}{\tilde{D}}} \cos(\pi \frac{\tilde{D}}{\tilde{T}} + \pi/4)], \quad (5)$$

где $\tilde{T} = \sum_{k=1}^k T_i / K = \lambda z / \tilde{D}$ - средний период модуляции, $\tilde{D}$ - размер объекта,

определяемый согласно стандартному пороговому алгоритму.

Данный алгоритм учитывает как особенности дифракционной картины Френеля, так и дифракционные эффекты Фраунгофера, возникающие при $D \sim \sqrt{\lambda z}$. Его применение позволяет снизить уровень погрешности до 1-2%.

При дальнейшем снижении нижней границы измерения (например, уменьшение параметра z) возникают трудности согласования параметров ПЗС-линейки с размерами дифракционного изображения. Их можно преодолеть при освещении объекта расходящимися сферическими волнами, формирующими увеличенное в μ раз френелевское изображение объекта ($D \gg \sqrt{\mu \lambda z}$), где коэффициент геометрического увеличения $\mu = (z + r)/r = L/r$ (r – расстояние от источника света до объекта, а L – расстояние от источника до плоскости регистрации). Однако, в этом случае необходимо иметь информацию о

параметре μ , значение которого изменяется при смещении объекта вдоль оптической оси.

Исследованы и предложены два метода определения параметра μ . Первый из них предполагает использование дополнительного ортогонального канала на базе стандартного френелевского звена, которое позволяет по положению центра дифракционной картины объекта определить искомый параметр. Второй подход основан на анализе расстояния между максимумами дифракционного изображения. Искомый размер D может быть определен согласно следующей формуле:

$$D = \tilde{D} / [1 + (\tilde{D} - x)^2 / 3\lambda L], \quad (6)$$

где $\tilde{D}$ - увеличенное изображение объекта, x – расстояние между главными максимумами дифракционной картины.

В этом случае значение нижней границы, например, при $r=0.1$ мм может составлять $D_{\text{нижн}} \sim 9$ мкм.

Рассмотрены результаты теоретических и экспериментальных исследований дифракционного фраунгоферовского метода измерения малых непрозрачных объектов (3-100 мкм) с использованием для освещения сферических волн.

Идея данного метода заключается в использовании для измерения непрозрачных объектов малого размера их дифракционных картин Фраунгофера, формируемых на расстоянии $z \gg D^2/\lambda$. Регистрируемое дифракционное изображение можно представить в виде суперпозиций двух полей, одно из которых соответствует проходящей сферической волне света, а второе – волне, дифрагировавшей на объекте, дополнительном к исходному (щелевого типа).

Распределение интенсивности света $I(x_2)$ в дифракционной картине Фраунгофера для одномерного экрана с амплитудным пропусканием имеет вид:

$$I(x_2) = 1 + \frac{D^2 \mu \sin^2(kDx_2/2z)}{\lambda z (kDx_2/2z)^2} - \frac{2D\sqrt{\mu}}{\sqrt{\lambda z}} \cos\left(\frac{kx_2^2}{2z\mu} - \pi/4\right) \frac{\sin(kDx_2/2z)}{kDx_2/2z}. \quad (7)$$

Предложен и разработан высокоточный алгоритм определения размеров объектов на основе анализа контраста их дифракционных изображений в центре поля. Согласно ему искомый размер объекта вычисляется по формуле:

$$D = \Delta I \frac{X}{2\sqrt{5}b} \left(1 + \frac{X^2}{5\lambda L} \right)^{-1}, \quad (8)$$

$$\text{где } \Delta I = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} - \text{контраст картины; } x=X/2; \quad b = 1 - \frac{25\pi^2}{24} \frac{D^2}{X^2} \left(1 + \frac{X^2}{5\lambda L} \right)^2.$$

Данный алгоритм снимает ограничения на пространственные перемещения контролируемого объекта в измерительном объеме.

Исследован диапазон измерений метода. Для обеспечения высокой точности измерения (погрешность не более 0.5%) верхняя граница не должна

превышать величины $D_{\text{верх}} \cdot 0.3\sqrt{\lambda L}$, что может составлять 100 мкм ($L=200$ мм, $\mu=2$, $\lambda=0.525$ мкм). Нижняя граница метода определяется точностью определения контраста регистрируемого дифракционного изображения и составляет $D_{\text{нижн}} \cdot 6 \cdot 10^{-3}\sqrt{\lambda L}$. Например, при $L=200$ мм, $r=L/7$ и $\lambda=0.525$ мкм значение $D_{\text{нижн}} = 2$ мкм.

В результате экспериментальных исследований установлено, что погрешность измерения диаметров калиброванных цилиндрических объектов в диапазоне 5-100 мкм не превышает 0.05-0.1 мкм.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Карманов, И.Н. Высокоточное измерение размеров объектов оптическими методами / И.Н. Карманов, Н.А. Мещеряков // Сб. материалов междунар. науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». Т. 4. – Новосибирск: СГГА, 2007. – С. 252-255.
2. Карманов, И.Н. Влияние дифракционного поля на интерференционную картину в зоне Фраунгофера / И.Н. Карманов, Н.А. Мещеряков // 220 лет геодез. образованию в России (24-29 мая 1999 г.): междунар. научно-техн. конф., посвящ. 220-летию со дня основания МосГУГиК (МИИГАиК). Ст. представл. Сиб. гос. геодез. акад. – М., 2002. – С. 52-54.
3. Ялуплин, М.Д. Оптические методы высокоточного измерения геометрических размеров объектов на основе дифракции света: автореф. дис. канд. физ.-мат. наук / М.Д. Ялуплин. – Краснодар, 2006. – 19 с.
4. Горелик, Г.С. Колебания и волны / Г.С. Горелик. – М.: ГИЗ ФМЛ, 1959. – 572 с.
5. Пат. 2094759 РФ, МПК G01J3/26. Оптический способ измерения микронеоднородностей прозрачных сред и устройство для его реализации; 93050731/25 / Мещеряков Н.А., Подъяпольский Ю.В. – Заявл. 1996; опубл. 27.10.97.

© И.Н. Карманов, Н.А. Мещеряков, 2008

УДК 621.319.4
А.И. Вайсберг
СГГА, Новосибирск

ДВУХСЛОЙНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК С ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ

A.I. Weisberg
SSGA, Novosibirsk

TWO-LAYER DIELECTRIC WITH TRANSITION LAYER

The article considers the model of a capacitor with two-layer dielectric taking into account the change in permittivity depending on the thickness of the transition layer between dielectrics. It is shown that the capacitance of the capacitor with transition layer is always greater than that of the one with sharp interface between dielectrics. It has been found out that the relative increase in the capacitor capacitance in order of magnitude is proportionate to transition layer thickness - combined layers thickness ratio and grows with the increase of layers permittivity ratios.

Capacitor, two-layer диэлектрик, electric capacity.

В работе Сканава Г.И. [1] рассмотрен конденсатор с двухслойным диэлектриком, но при этом предполагалось, что толщина переходного слоя много меньше толщины диэлектрика так, что ею можно пренебречь. Для тонкопленочного конденсатора это несправедливо и связано с тем, что при последовательном напылении слоёв молекулы второго диэлектрика достаточно глубоко проникают в первый слой. Прежде, чем рассчитывать ёмкость конденсатора необходимо предложить модель изменения диэлектрической проницаемости ε по толщине переходного слоя, образующегося в процессе напыления. Характер изменения ε по толщине диэлектрика, в основном, определяется проникновением второго диэлектрика в уже напыленный первый слой. Попадающие на поверхность ранее осаждённой диэлектрической пленки молекулы второго диэлектрика внедряются в толщу первого слоя и их движение происходит как в вязкой жидкости, а сила сопротивления, действующая на молекулу, пропорциональна её скорости. В этом случае глубина проникновения пропорциональна скорости налетающих молекул, а так как для неё справедливо распределение Максвелла, можно принять, что вероятность распределения $dP(x)$ внедрённых молекул по толщине x слоя подчиняется закону:

$$dP(x) = p(x)dx = \alpha \exp(-\beta x^2)dx,$$

где $p(x)$ – плотность вероятности, α – нормировочный множитель, β – коэффициент, определяющий глубину проникновения. Коэффициенты α и β определяются свойствами материалов, зависят от температуры подложки и распыляемого материала. Количество напылённого диэлектрика оценивается толщиной его слоя. Полагаем, что при напылении второго слоя уплотнения

слоёв не происходит, и общая толщина диэлектрика равна сумме толщин слоёв первого и второго диэлектриков, получившихся бы при напылении на подложку однородных слоёв из данных диэлектриков.

Переходный слой можно рассматривать как последовательность слоёв смеси, в которых ε меняется от ε_1 до ε_2 . В процессе напыления второго слоя диэлектрическая проницаемость для данного значения координаты x меняется, во-первых, за счет проникновения материала второго диэлектрика, во-вторых, за счет смещения слоя диэлектрика, вызванного тем, что второй диэлектрик проникает в более глубокие слои, при этом общая толщина диэлектрика увеличивается и слой смещается. Смещение слоя, имевшего в начальный момент координату x_1 , обозначим как $\Delta(x_1, x_2)$, где x_2 – толщина второго напыленного слоя. Истинная координата слоя x равна:

$$x = x_1 + \Delta(x_1, x_2).$$

Если напыляется дополнительный слой второго диэлектрика толщиной dx_2 , то смещение слоя Δ изменяется на величину $d\Delta$, равную:

$$d\Delta(x_1, x_2) = dx_2 \int_{-d_1}^{x_1 + \Delta(x_1, x_2)} p(y - x_2) dy,$$

где d_1 – толщина первого слоя, следовательно, Δ можно определить из интегрально-дифференциального уравнения:

$$\frac{\partial \Delta}{\partial x_2} = \int_{-d_1}^{x_1 + \Delta(x_1, x_2)} p(y - x_2) dy, \quad (1)$$

с начальным условием $\Delta(x_1, 0) = 0$. Для определения ε можно воспользоваться логарифмическим законом Лихтенекера [1]:

$$\ln \varepsilon = q \ln \varepsilon_2 + (1 - q) \ln \varepsilon_1,$$

где q – концентрация второго диэлектрика. Для определения ε получается дифференциальное уравнение:

$$\frac{\partial \ln \varepsilon(x_1, x_2)}{\partial x_2} = - \frac{\partial \ln \varepsilon(x_1, x_2)}{\partial x} * \frac{\partial \Delta}{\partial x_2} + [\ln \varepsilon_2 - \ln \varepsilon(x, x_2)] p(x - x_2), \quad (2)$$

с начальным условием: $x \leq 0$, $\varepsilon(x, 0) = \varepsilon_1$; $x > 0$, $\varepsilon(x, 0) = \varepsilon_2$. Решения уравнений (1), (2) могут быть найдены численными методами. Численные решения для ε хорошо аппроксимируются функцией:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) [1 - \exp(-\zeta x_2)] [1 + \exp(-\mu(x - x_0))]^{-1}. \quad (3)$$

Параметр ζ характеризует процесс образования переходного слоя, μ – толщину переходного слоя, x_0 – смещение переходного слоя. Границы переходного слоя определяются условием:

$$|\mu(x - x_0)| \leq 1,$$

поэтому толщина переходного слоя $h = 2\mu$. При достаточно большой толщине второго диэлектрика $\exp(-\zeta x_2) \ll 1$, $x_0 \ll d_2$ для ε вместо (3) можно воспользоваться формулой:

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) (1 + \exp(-\mu x))^{-1} \quad (4)$$

Формула (4) положена в основу расчета ёмкости конденсатора.

На основании условия

$$\varepsilon_0 \varepsilon(x) E(x) = \eta,$$

где η – поверхностная плотность заряда (ε_0 – электрическая постоянная), для ёмкости C конденсатора обычными методами [1] найдём выражение

$$C = \varepsilon_0 S / f_\varepsilon, \quad (5)$$

где S – площадь обкладок конденсатора, а

$$f_\varepsilon = \int_{-d_1}^{d_2} \varepsilon^{-1}(x) dx = \varepsilon_1^{-1} d_1 + \varepsilon_2^{-1} d_2 + \mu^{-1} (\varepsilon_2^{-1} - \varepsilon_1^{-1}) * \ln[(\varepsilon_2 + \varepsilon_1 \exp(-\mu d_2))(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 \exp(-\mu d_1))^{-1}] \quad (6)$$

Первые два слагаемых в выражении (6) соответствуют случаю конденсатора с четкой границей раздела диэлектриков, третье слагаемое – поправка, учитывающая наличие переходного слоя между диэлектриками. Если $\mu d_1 \gg 1$, $\mu d_2 \gg 1$, то для поправки получаем приближённое выражение:

$$\Delta_\varepsilon = \mu^{-1} (\varepsilon_2^{-1} - \varepsilon_1^{-1}) \ln(\varepsilon_2 \varepsilon_1^{-1}). \quad (7)$$

Значение поправки всегда отрицательно.

Таким образом, ёмкость конденсатора с переходным слоем между диэлектриками всегда больше ёмкости конденсатора с резкой границей раздела. Относительное увеличение ёмкости, как следует из (5)-(7), по порядку величины равно:

$$\frac{\Delta C}{C} \approx 0,5 h(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \ln(\varepsilon_2 / \varepsilon_1) / ((d_1 + d_2) \varepsilon_{\text{эф}}), \quad \partial \varepsilon_{\text{эф}} / \partial \varepsilon = (\varepsilon_1 d_1 + \varepsilon_2 d_2) / (d_1 + d_2),$$

то есть увеличение ёмкости конденсатора пропорционально отношению толщины перехода к общей толщине диэлектрика и растёт с увеличением отношения $\varepsilon_2 / \varepsilon_1$.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Сканави, Г. И. Физика диэлектриков / Г.И. Сканави. – М; Гостехиздат, 1949. – 489 с.

© А.И. Вайсберг, 2008

УДК 535.3:621.382

Ю.И. Крючков

СГГА, Новосибирск

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ АТОМНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ СВЕРХТОНКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ В ТЕХНОЛОГИИ ТВЁРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Yu.I. Kryuchkov

SSGA, Novosibirsk

QUANTITATIVE ELECTRONIC AUGER-SPECTROSCOPY METHOD APPLICATION FOR DETERMINATION OF RELATIVE ATOMIC PERCENTAGE OF SUPERTHIN SUPERFICIAL LAYERS IN SOLID-STATE ELECTRONICS

The technique of carrying out quantitative auger - electronic spectroscopy is developed. High efficiency of a technique for the control of structures of solid-state electronics is shown. The given technique can be applicable with success also in technologies of integrated optics and nanoelectronics.

Auger - electronic spectroscopy, solid-state electronics, integrated optics, nanoelectronics.

В технологии твёрдотельной электроники для успешной разработки и проведения процессов нанесения диэлектрических, полупроводниковых и металлических слоёв, а также при анализе причин возникновения брака необходимо знание относительных атомных концентраций и толщины поверхностных плёнок структур на основе кремния. Анализ литературных данных показал, что применение строгой теории для количественной электронной оже - спектроскопии для реальных объектов исследования является чрезвычайно сложной задачей.

Поэтому в основу исследования возможности определения относительной атомной концентрации элементов и толщины поверхностного слоя рабочих структур были положены идеи, предложенные Гореликом В.А., Протопоповым О.Д. (НИТИ, г. Рязань) и другими.

В результате проведена разработка способа исследования поверхности кремния и арсенида галлия, а также определения относительных атомных концентраций элементов и толщины поверхностной плёнки твёрдотельных структур с использованием электронной оже - спектроскопии.

Исследования проводились на вакуумной установке, в которую был встроен оже - спектрометр ИОС - 003.

Для расчета толщины поверхностной пленки и относительных атомных концентраций в пленке и подложке разработаны алгоритм и программа на алгоритмическом языке Fortran.

При проведении исследований методом количественной электронной оже - спектроскопии в зависимости от типа структуры использовалась либо модель пленочной системы, предполагающая, что исследуемый объект состоит из гомогенной пленки, находящейся на гомогенной полубесконечной подложке, либо модель гомогенной системы, предполагающая, что исследуемый объект состоит из равномерно распределенных химических элементов.

В табл. 1–5 приведены результаты количественной оже - спектроскопии кремния, алюминия на кремнии, бора в кремнии и титана на арсениде галлия. Количественная оже - спектроскопия проводилась в предположении модели «однокомпонентная подложка - пленка».

Как видно из табл. 1, наибольшая толщина поверхностной пленки у кремниевой структуры с базовой областью, полученной ионной имплантацией бора (кремний с и/л базой) после пяти часов хранения. По-видимому, это связано с тем, что при ионной имплантации существует аморфный слой в отличие от диффузионной базы, в которой этот слой отсутствует. Наличие же аморфного слоя способствует захвату свободными связями кремния атомов кислорода.

Таблица 1. Результаты количественной оже - электронной спектроскопии кремния для различных технологических режимов

Образец	Относительная атомная концентрация элементов в пленке, %					Толщина пленки, А
	SiO _x	SiO ₂	C	N	O	
Кремний исходный	0	0	60,15	17,35	22,50	39
Кремний с и/л базой (20 мин хранения на атмосфере)	23,81	0	58,59	0	17,60	38
Кремний с и/л базой (5 час хранения на атмосфере)	0	3,82	29,56	4,83	61,80	87
Кремний с диффузионной базой (5 часов хранения на атмосфере)	0	8,35	50,89	6,81	33,94	60

Таблица 2. Результаты количественной оже - электронной спектроскопии алюминия

Образец	Относительная атомная концентрация элементов в пленке, %					Толщина пленки, А
	Al ₂ O ₃	Ag	C	N	O	
Алюминий исходный	0	0	86,90	0	13,10	90
Травление аргоном алюминия	37,28	4,62	19,96	8,30	31,84	61
Химическая обработка алюминия	24,66	02	8,69	18,72	47,93	46

Таблица 3. Результаты определения толщины и относительных атомных концентраций элементов в пленке на поверхности боросиликатного стекла (БСС) и титана

Образец	Относительная атомная концентрация элементов в пленке, %			Толщина пленки, А
	C	N	O	
БСС	13,57	12,05	74,38	105
Титан	85,16	0	14,84	200
Титан отожженный	25,97	0	74,03	153

Таблица 4. Результаты определения относительных атомных концентраций элементов в структурах PtSi, SiO₂, GaAs, а также в пленке на их поверхности

Образец		I концентрация элементов, %				Толщина, А
		Подложка	пленка			
			С	N	O	
PtSi	Pt	33,83				88
	Si	66,17	36,01	6,75	57,24	
SiO ₂	O	38,79				21
	Si	61,21	100	0	0	
GaAs исходный	Ga	42,44				33
	As	57,56	68,01	0	31,99	
GaAs хим. Травление	Ga	42,55				22
	As	57,45	48,74	0	57,26	

Из табл. 3 видно, что процесс травления, а затем химическое травление приводят к уменьшению толщины поверхностной пленки. Травление аргоном

приводит, по-видимому, к «вбиванию» атомов аргона в поверхностную пленку, а затем к удалению (после химического травления). Обратим внимание на изменение относительной концентрации азота (N) в сторону увеличения. По-видимому, это связано, с одной стороны, с тем, что химическое травление поверхности приводит к удалению азота, с другой стороны, поскольку азот отсутствовал в исходной поверхностной пленке алюминия, есть все основания предполагать, что азот является «встроенным» в глубокие слои алюминия.

Таблица 5. Количественная оже-спектроскопия структуры GaAs - Ti –Au в зависимости от времени травления

Гомогенная подложка, время травления, мин		Концентрация элементов, %			
		подложка	пленка		Толщина, A
			C	O	
Au (t=0)		100	88,27	11,73	47
(Au, Ti) t=5	Au	73,20	53,44	46,56	51
	Ti	26,80			
(Au,Ti)t=10	Au	51,09	43,85	56,15	65
	Ti	48,91			
(Au,Ti)t=15	Au	30,25	49,89	50,11	68
	Ti	69,75			
Ti, t=20		100	55,98	44,02	72
(Ti, Ga) t=25	Ga	46,58	62,44	37,56	57
	Ti	53,42			
GaAs, t=30	Ga	45,74	84,08	15,92	28
	As	54,26			

Появление в оже - спектре линии с энергией 58 эВ, связанной, по-видимому, с наличием окисной пленки Al_2O_3 непосредственно под пленкой, состоящей из углерода и кислорода на поверхности алюминия. На это же указывает и увеличение относительной атомной концентрации кислорода с 13,1% до 31,84%. Дальнейшее химическое травление приводит к ее уменьшению с 37,28% до 24,66%.

В табл. 3 приведены результаты количественной оже - спектроскопии бора (образец получен вжиганием боросиликатного стекла в кремний), а также исходной пленки титана и отожженной. Видно, что отжиг приводит к удалению углерода, что выражено в изменении относительной атомной концентрации с 85,16% до 25,97%, а также в уменьшении толщины поверхностной пленки. Кроме того, уменьшение поверхностной пленки, по-видимому, можно связать с ее уплотнением при отжиге. Следует отметить, что, несмотря на то, что пленки Al и В находятся на кремнии с Ti на GaAs, отсутствие в оже - спектрах линий SiKVV с $E = 92$ эВ, а также Ga ($E = 1070$ эВ) и As ($E = 1228$ эВ) дает все основания для оже - анализа использовать модель «однокомпонентная подложка - пленка».

С помощью методики количественной оже - спектроскопии нами были исследованы структуры такие, как силицид платины (PtSi), двуокись кремния

(SiO₂) и арсенид галлия (GaAs). В этом случае для количественной оже - спектроскопии была использована пленочная модель «двухкомпонентная подложка - пленка». В табл. 4 приведены результаты определения относительных атомных концентраций и толщины поверхностной пленки.

Из приведенных результатов видно, что на реальной поверхности PtSi за 30 минут после проведения технологического процесса, нарастает пленка 88А. На поверхности SiO₂ через 10 минут после технологического процесса появляется углеродная пленка толщиной 21 А. Проведение химической обработки привело к уменьшению толщины поверхностной пленки на 10 А (с 33 до 22 А), что, по-видимому, связано с удалением углеродных загрязнений, поскольку относительная атомная концентрация углерода изменилась с 68,01% до 48,74%.

В таблице 5 приведены результаты послойного количественного анализа структуры GaAs - Ti - Au при травлении ионами аргона в течение разного времени (t).

Как видно из приведенной таблицы, минимум относительной атомной концентрации углерода и максимум - кислорода наблюдается для пленки (C, O) на гомогенной подложке (Au, Ti) при времени травления структуры GaAs - Ti - Au ионами аргона в течение 10 минут, максимальная толщина пленки (C, O) достигается на подложке Ti при времени травления 20 минут.

Применение послойной количественной спектроскопии позволяет установить причины плохой адгезии пленок золота и титана и установить причины возникновения больших переходных сопротивлений при многоуровневой металлизации в технологии твердотельной электроники.

Таким образом, разработанный способ исследования структур технологии твердотельной электроники на основе метода электронной оже - спектроскопии является эффективным средством для контроля качества химических обработок полупроводниковых и диэлектрических структур.

Данная методика может быть с успехом применима также в технологиях интегральной оптики и нанoeлектроники.

© Ю.И. Крючков, 2008

УДК 621

Г.В. Шувалов, О.А. Ясырова, А.Ю. Жуков

СГГА, Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНДУКТОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА И РАЗРАБОТКА НА ЕГО ОСНОВЕ ПРИБОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ СЕРЫ В НЕФТЕПРОДУКТАХ

G.V. Shuvalov, O.A. Jasirova, A.J. Gukov

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

STUDY CONDUCTOMETRY METHOD AND DESIGNED INSTRUMENT FOR DETERMINATION OF THE SULPHUR TO ANALYSIS OILPRODUKT

Using conductometry method of the measurements is considered In report for determination of the contents of the sulphur in organic material. On concrete example is shown that given method possible to use for determination of the contents of the sulphur in oilprodukt (the diesel oils). The Designed instrument for determination of the sulphur within the range of 0,01 - 1 %, with inaccuracy not more than 10 %.

При испытании нефтепродуктов определение содержания серы в дизельном топливе является обязательным видом анализа, предусмотренным ГОСТ 305-82 «Топливо дизельное».

Основным методом анализа сернистых соединений в органических материалах в настоящее время является метод адсорбционного поглощения, который заключается в сжигании пробы материала с последующим определением образующегося сернистого ангидрида SO_2 . Методика измерения предусматривает сжигание строго дозированной навески вещества, улавливание сернистого газа и поглощение его адсорбирующим веществом, а также количественное определение SO_2 одним из физико-химических методов [1]. Растворение сернистого ангидрида в воде сопровождается образованием сернистой кислоты, которая является слабой кислотой, неустойчивой в водных растворах. Ввиду нестабильности сернистой кислоты, она не может использоваться для количественных определений, так как легко разлагается под действием различных влияющих факторов (свет, температура, электрический ток). Поэтому, для анализа сернистых соединений сернистую кислоту доокисляют до сильной и устойчивой серной кислоты H_2SO_4 , применяя различные химические методы. В этом случае, именно концентрация H_2SO_4 в растворе будет пропорциональна содержанию серы в определяемом материале. Для ее количественного определения чаще всего используют реакцию осаждения сульфата бария. Однако этот метод пригоден лишь для лабораторных исследований, и к тому же не обладает достаточной чувствительностью.

Увеличения чувствительности определения серы можно достигнуть, если измерять электропроводность образовавшейся серной кислоты. Таким образом, кондуктометрический метод представляется весьма перспективным, в связи, с чем потребовалось провести исследования по возможности его применения для определения содержания серы в органических веществах, в частности в дизельном топливе.

Зависимость удельной электропроводности водного раствора серной кислоты от ее концентрации до концентрации 10 % линейна и может быть использована для аналитических определений [2].

Ранее было установлено, что вода как поглощающая жидкость в отношении SO_2 обладает конечной сорбционной способностью, поэтому для полного поглощения сернистого ангидрида необходим определенный дистиллированный объем воды в измерительной ячейке. В [3] приведены результаты исследований по растворимости различных газов в дистиллированной воде. Установлено, что для SO_2 при давлении 105 кПа растворимость составляет 32,8 объемов SO_2 на один объем воды или соответственно 9,4 % массовых. Однако, нами было установлено, что в условиях динамического поглощения (при интенсивном барботировании SO_2 через измерительную ячейку) поглощающая способность воды значительно уменьшается и составляет 50 объемов H_2O на один объем SO_2 . С другой стороны для обеспечения необходимой чувствительности анализа объем сжигаемой пробы органического материала, в частности дизтоплива, должен составлять не менее $1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$, как было показано ранее в [4].

Приняв эту величину за основу расчета, можно определить необходимый объем поглощающей жидкости в измерительной кондуктометрической ячейке, а также концентрацию серной кислоты, образующейся при поглощении SO_2 этим объемом воды. С учетом максимально допустимого содержания серы в дизельном топливе (согласно ГОСТ 305-82 – не более 0,5% масс.), для полного поглощения SO_2 необходимо $0,15 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$ дистиллированной воды. Концентрация серной кислоты при этом составит 0,03 %. Это означает, что при выбранном объеме поглощающей жидкости измерение электропроводности будет происходить на линейном участке концентрационной зависимости H_2SO_4 .

Измерение электропроводности растворов на практике осуществляется как измерение сопротивления кондуктометрической ячейки. В настоящей работе для измерений использовалась кондуктометрическая ячейка, состоящая из двух электродов в виде параллельных цилиндрических стержней из графита диаметром 2 мм, так называемая ячейка со свободно перемещающейся системой электродов.

Для определения сопротивления измерительной ячейки была использована схема трансформаторного моста с тесной индуктивной связью между элементами, образующими плечи отношений.

Измерения проводились в неуравновешенном режиме работы моста с измерением разбаланса моста в его диагонали. Сопротивление кондуктометрической ячейки не является только активным, а содержит и емкостную составляющую, определяемую геометрией ячейки и процессами на

электродах, поэтому всегда существует частотная зависимость сопротивления кондуктометрической ячейки. Для установления частотной зависимости сопротивления используемой ячейки проводились его измерения в диапазоне частот 25-10000 Гц. Изменение сопротивления ячейки от частоты при различных содержаниях серы в исследуемых образцах топлива незначительно изменяется в исследуемом диапазоне (не более 10 %). В этой связи, для последующих измерений использовалась частота 50 герц. Выбор этой частоты обусловлен тем обстоятельством, что в этом случае наиболее просто решается вопрос с питанием трансформаторного моста путем подачи на первичную обмотку сетевого напряжения 50 Гц.

На частоте 50 Гц была экспериментально исследована электропроводность дистиллированной воды при поглощении ею сернистого ангидрида SO_2 от сжигания проб топлива с разным содержанием серы. Для этого в специально изготовленной горелке проводилось постепенное (в течение 30-40 минут) сжигание 1 миллилитра дизельного топлива при постоянном контролируемом расходе топлива $(0,03-0,05) \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{мин}$. Величина расхода регулировалась таким образом, чтобы сгорание топлива происходило в виде спокойного ровного пламени высотой 5-7 мм без образования копоти. Соблюдение указанных условий необходимо для того, чтобы исключить неполное сгорание топлива, которое приводит к потере SO_2 в продуктах сгорания и возникновению погрешности измерений.

Окислять сернистый ангидрид было предложено озоном, постоянно подаваемым в определенном количестве в реакционную зону.

Для этого озон вводился непосредственно в дистиллированную воду и благодаря своей хорошей растворимости (при 20°C – 0,688 г/л) насыщал ее. В присутствии воды происходит быстрое окисление сернистого газа озоном до серной кислоты, что позволило рекомендовать данный способ подготовки пробы для практического применения. Приняв во внимание, что в рассматриваемом случае в реакцию вступает $8 \cdot 10^{-3}$ г SO_2 , получим расход озона в количестве $2 \cdot 10^{-3}$ г с учетом того, что на полный цикл измерения при сгорании требуется $1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$.

С использованием разработанного метода было установлено, что при измерении серы в нефтепродуктах в диапазоне $(0,08-1,4) \cdot 10^3 \text{ г/м}^3$ окисление сернистого ангидрида озоном в водном растворе происходит по линейному закону. Погрешность определения серы в этом случае не превышает 10 %.

Используя полученные результаты была разработана методика определения серы в нефтепродуктах с использованием кондуктометрического метода, а также прибор с использованием этого метода. Прибор включает в себя следующие основные элементы:

- Кондуктометрическая ячейка с электродами;
- Безфитильная горелка для сжигания определенного объема масла;
- Дозатор сжигаемого топлива;
- Генератор озона;
- Схема измерения со схемой управления.

В качестве поглотительного раствора в ячейке используется дистиллированная вода, в которую от генератора озона через компрессор подается воздушно-озоновая смесь. В измерительной ячейке происходит образование серной кислоты по описанному выше механизму. Изменение проводимости поглотительного раствора регистрируется измерительной схемой, пересчитывается в конкретное значение и выдается на жидкокристаллический индикатор.

Еще к одной особенности прибора следует отнести безфитильную горелку с оригинальным дозатором, которая представляет собой стеклянный капилляр с внутренним диаметром 0,8 мм. Сгорание топлива происходит на кончике капилляра при испарении топлива за счет его нагрева в верхней части капилляра. Это исключает применение капиллярного тканевого фитиля, что обеспечивает стабильное пламя с полным сгоранием топлива в виде паров и отсутствие накопления серы на фитиле.

Исследования показали, что разработанный метод можно использовать для надежного определения серы, в нефтепродуктах начиная с концентрации 0,01 %. В этом случае погрешность определения серы не превышает 10 %.

Таким образом, в результате экспериментальных исследований установлено, что для определения содержания серы в органических веществах можно эффективно использовать кондуктометрический метод. Практическая реализация данного метода позволила на его основе разработать прибор анализа серы в нефтепродуктах.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Худякова Т.Н., Крешков А.П. Теория и практика кондуктометрического и хромо-кондуктометрического анализа. – М.: Химия, 1976.
2. Ваня Я. Анализаторы газов и жидкостей. – М.: Энергия, 1970.
3. Мюллер Г., Гнаук Г. Газы высокой чистоты. – М.: Мир, 1969.
4. Шувалов Г.В. прибор для определения соединений серы в нефтепродуктах // Материалы 6 международной конф. “Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП –2002”: Сб.тр. – Т.3. – Новосибирск, 2002. – С. 135-137.

© Г.В. Шувалов, О.А. Ясырова, А.Ю. Жуков, 2008

УДК 532.082.73

Г.В. Шувалов, О.А. Ясырова, А.Ю. Жуков

СГГА, Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИБОРОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЖИДКОСТИ

G.V. Shuvalov, O.A. Jasirova, A.J. Gukov

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

STUDY METROLOGICAL CHARACTERISTIC INSTRUMENT FOR DETERMINATION THE DENSINY OF LIGUID

Analisiert barbotage method determination the densiny of liguid. The Designed instrument for determination of the densiny of ligui within the range of 0,6 – 1,0 g / sm, with inaccuracy not more than 0,06 %.

Плотность является одной из основных физических величин, характеризующих свойства веществ. Измерение плотности веществ играет существенную роль при осуществлении контроля технологических процессов, качества продукции и в организации правильной системы количественного учета жидких веществ при их приемке, хранении и отпуске, когда масса жидкостей (например, горюче-смазочных) не может быть измерена непосредственным взвешиванием. Плотность является одним из важнейших показателей качества нефтепродуктов, так как определяет его основные эксплуатационные характеристики.

В настоящее время существует множество методов определения плотности. Широко известны такие виды плотномеров как поплавковые, весовые, гидростатические, радиоизотопные, ультразвуковые, вибрационные и т.п., но каждый из них имеет свои недостатки [1]. Многие из этих методов связаны с большими затратами труда и времени, кроме того, их можно использовать только в лабораторных условиях. В то же время часто возникает необходимость измерений вне лаборатории за короткое время. Это обуславливает создание современных экспресс-методов определения плотности.

Разработке и исследованию новых принципов измерения плотности, созданию конструкций плотномеров, основанных на этих принципах, освоению и расширению промышленного производства плотномеров уделяется все большее внимание.

Перспективными являются гидростатические плотномеры, мерой плотности в которых служит разность давлений двух столбов жидкости разной высоты: $\Delta p = \rho g \Delta h$, где ρ – плотность исследуемой жидкости, g – ускорение свободного падения, Δh – разность высот столбов жидкостей. Значение Δp

измеряется либо непосредственно датчиками давления, либо как разность давлений, необходимых для выдавливания пузырьков газа (воздуха) в жидкость на разной глубине – барботажный метод. В работах [2,3] исследованы возможности барботажного метода для измерения некоторых физических величин (вязкости, плотности, поверхностного натяжения жидкостей). Наиболее информативным является режим одиночных пузырей. Но измерение разности давлений – довольно сложная процедура, из-за применения высокоточных манометров.

Авторами предлагается метод, в котором информация о разности гидростатических давлений снимается не в виде показания манометра, а в виде количества пузырьков воздуха, выходящих из измерительных трубок. При этом разность давлений эквивалентна количеству пузырьков. Преимуществом этого метода является преобразование непрерывной неэлектрической величины – разности давлений – в последовательность дискретных значений. Для этой цели следует осуществить барботаж воздуха через исследуемую жидкость пузырьков газа.

Рассмотрим действующие на пузырек силы:

$$F_1 = mg = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho_g g - \text{сила тяжести,}$$

R – радиус пузырька, м; ρ_g – плотность газа, кг/м³; g – ускорение свободного падения, м/с²;

$$F_2 = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho g - \text{сила Архимеда,}$$

ρ – плотность жидкости, кг/м³;

$$F_3 = \pi d \sigma - \text{сила поверхностного натяжения,}$$

d – диаметр выходного отверстия трубки, м; σ – поверхностное натяжение жидкости, Н/м.

Радиус пузырька определяется из условия равновесия сил, действующих на него в момент отрыва от трубки:

$$F_1 + F_3 = F_2,$$

$$R = \left(\frac{3d \sigma}{4(\rho - \rho_g)g} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Это выражение подтверждает, что размер пузырька в случае работы барботажной системы в режиме одиночных пузырей зависит от диаметра выходного отверстия, поверхностного натяжения, плотностей жидкости и газа, ускорения свободного падения.

Давление газа в пузырьке на конце трубки в момент отрыва (рис. 1).

$$P_i = P_a + \rho g h_i + \frac{2\sigma}{R_i}$$

P_a – атмосферное давление; σ – поверхностное натяжение жидкости; R_i – радиус пузырька из трубки; h_i – глубина погружения трубки

Изменение давления газа в пузырьке:

$$\Delta P_i = P_i - P_0,$$

P_0 – давление подаваемого газа, Па.

С другой стороны:

$$\Delta P_i = \alpha_i V_n \nu_i$$

α_i – коэффициент расхода газа; V_n – объем пузырька газа, м³; ν_i – частота следования пузырьков, с⁻¹.

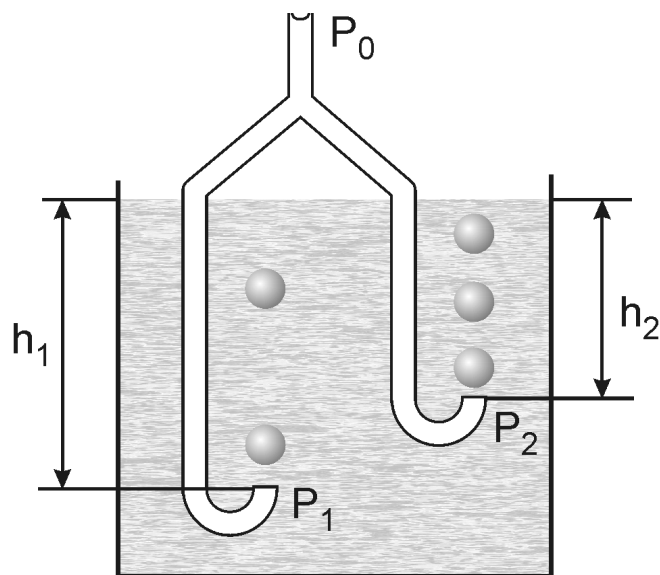


Рис. 1. Принцип измерения

Для ламинарного течения газа коэффициент расхода определяется по формуле [2]:

$$\alpha = \left(\frac{\pi d^4}{128 \mu_g l} \right)^{-1},$$

где μ_g – вязкость газа, Па·с; l – длина трубки, м.

Таким образом, для двух трубок погруженных в жидкость на разную глубину имеем:

$$\nu_i = \frac{1}{\alpha_i V_n (R_i)} \left[P_a + \rho g h_i + \frac{2\sigma}{R_i} - P_0 \right]$$

$$R_i = \left(\frac{3 d_i \sigma}{4 (\rho - \rho_g) g} \right)^{\frac{1}{3}}$$

Решив совместно уравнения для двух трубок, приняв, что $d_1 = d_2$ и $\rho \gg \rho_g$, получим:

$$\rho = \frac{\alpha_2 \nu_2 - \alpha_1 \nu_1}{g (h_2 - h_1)} V_n,$$

$$\text{Учитывая, что } V_n = \frac{4}{3} \pi R^3 = \frac{d \sigma}{\rho g},$$

$$\rho = \left(\frac{(\alpha_2 \nu_2 - \alpha_1 \nu_1) d\sigma}{g^2 (h_2 - h_1)} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Таким образом, получена зависимость плотности исследуемой жидкости от числа пузырьков газа (воздуха), выпускаемых в нее в одиночном режиме и разности глубин погружения измерительных трубок. Из окончательной формулы видно, что на результат влияет величина поверхностного натяжения жидкости, измерение которой также представляет большой интерес. По полученной формуле проведены оценочные расчеты, по результатам которых можно сделать вывод, что при разработке конструкции прибора экспресс-контроля плотности нефтепродуктов можно использовать предложенный метод измерения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гаузнер, С.И. Измерение массы, объема и плотности / С.С. Кивилис, А.П.Осокина, А.Н. Павловский. – М.: Издательство стандартов, 1972. – 624 с.
2. Лаптев, В.И. Барботажно-пьезометрические методы контроля физико-химических свойств жидкостей. – М.: Наука, 1984. – 68 с.
3. Бондарев, Г.С. Использование явления барботажа в измерительной технике / В.Ф.Романов // Измерительная техника. – 1972, № 12. – С. 64–66.

© Г.В. Шувалов, О.А. Ясырова, А.Ю. Жуков, 2008

УДК 681.1:006

А.В. Непочатова, В.Я. Черепанов, В.А. Ямишанов

СГГА, Новосибирск

ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ ДАТЧИКОВ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА НА ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЙ

A.V. Nepochatova, V.Ya. Cherepanov, V.A. Iamshanov

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

Siberian State Institute of Metrology

4 Dimitrov Ul., Novosibirsk, 630004, Russian Federation

THE INFLUENCE OF CHARACTERISTICS SENSORS OF THE HEAT FLOW ON ERROR OF THE MEASUREMENTS

The basic sources of errors of measurements of density of a heat flux are considered by contact sensors. Dependence of an error on a heat capacity, heat conductivity and heat expansion of heat flux sensors is established.

Прямые измерения тепловых потоков находят все большее применение в теплоэнергетике, стройиндустрии, оборонной промышленности и при научных исследованиях. Эти измерения в области низких и средних значений плотности (до 10 кВт/м^2) осуществляют с помощью контактных датчиков теплового потока (ДТП) и соответствующих измерительных приборов, отображающих измеренные значения.

В данной работе рассматривается вопрос о влиянии основных теплофизических свойств ДТП на погрешность измерений плотности теплового потока.

Теплопроводность. При размещении ДТП на поверхности объекта измерений (рис. 1) тепловой поток плотностью q , как известно [1], связан с параметрами среды, объекта и ДТП соотношением

$$q = \frac{T_0 - T_{CP}}{\frac{1}{\alpha_0} + \frac{d}{\lambda} + \frac{h}{\lambda_T} + \frac{1}{\alpha_{CP}}}, \quad (1)$$

где T_0 , α_0 – температура и коэффициент теплоотдачи внутренней среды;

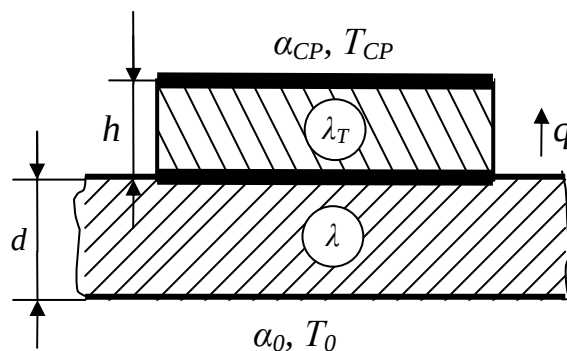


Рис. 1. Схема измерений теплового потока контактными датчиками

T_{CP} , α_{CP} – температура и коэффициент теплоотдачи внешней среды;

d , λ – толщина и теплопроводность объекта;

h , λ_T – толщина и эффективная теплопроводность ДТП.

При отсутствии датчика на поверхности объекта ($h = 0$) плотность q_0 теплового потока равна

$$q_0 = \frac{T_0 - T_{CP}}{\frac{1}{\alpha_0} + \frac{d}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_{CP}}} \quad (2)$$

Следовательно, расположение ДТП на поверхности объекта искажает первоначальный тепловой поток. Это искажение можно оценить в виде относительной погрешности δ_λ измерения, обусловленной дополнительным тепловым сопротивлением, вносимым ДТП

$$\delta_\lambda = \frac{q - q_0}{q_0} = \frac{h}{\lambda_T \left(\frac{1}{\alpha_0} + \frac{d}{\lambda} + \frac{h}{\lambda_T} + \frac{1}{\alpha_{CP}} \right)} \quad (3)$$

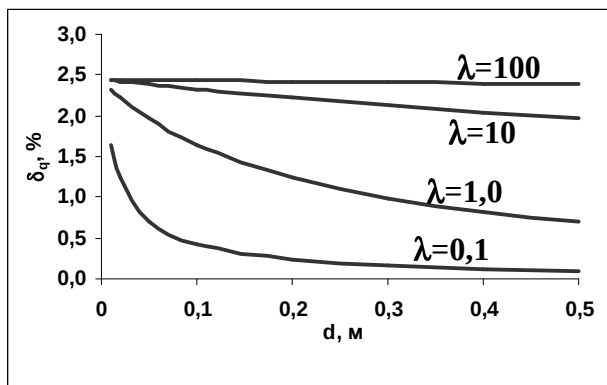
В табл. 1 в качестве примера приведены рассчитанные по формуле (3) значения (в процентах) этой погрешности для случая, когда $h=2$ мм; $\lambda_T = 0,4$ Вт/(м·К); $\alpha_o = \alpha_{cp} = 10$ Вт/(м²·К).

Таблица 1

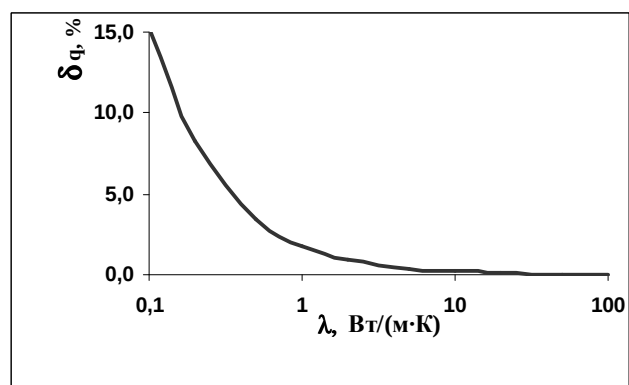
λ , Вт/(м·К) \ d , м	0,01	0,05	0,1	0,3	0,5
0,1	1,64	0,71	0,42	0,16	0,10
1,0	2,33	1,96	1,63	0,99	0,71
10	2,43	2,34	2,32	2,13	1,96
100	2,44	2,43	2,43	2,40	2,38

Из табл. 1 видно, что, например, для толстых стен зданий ($d = 0,5$ м) с достаточно низкой теплопроводностью ($\lambda = 0,1$ Вт/(м·К)) рассматриваемая погрешность измерений плотности теплового потока, обусловленная влиянием свойств ДТП, сравнительно невелика (0,7%), если ее соотносить с инструментальной погрешностью самих ДТП, которая, чаще всего, составляет более 2% [2]. А вот для изделий из стекла ($\lambda = 1$ Вт/(м·К)) с толщиной менее 1 см эта погрешность становится равной 2,3 %.

Анализ зависимости (3) показывает также, что погрешность, обусловленная теплопроводностью ДТП, наиболее заметна при измерениях теплового потока на металлических поверхностях ($\lambda > 10$ Вт/(м·К)) и при более высоких значениях коэффициента теплоотдачи, равного, например, при $\alpha_{CP} = 100$ Вт/(м²·К). Характер этой зависимости представлен на рис. 2 б).



а)



б)

Рис. 2: а) зависимость погрешности δ_q от толщины d стенки объекта;
б) зависимость погрешности δ_q от эффективной теплопроводности ДТП при измерениях на поверхности тонких металлических стенок $d = 0,01$ м

Теплоёмкость. Нагревание или охлаждение ДТП происходит с дополнительным поглощением или выделением теплоты, количество которой пропорционально скорости v изменения средней температуры и его объемной теплоемкости C . Дополнительный тепловой поток Q_v , обусловленный этим обстоятельством, связан с указанными величинами соотношением [3]

$$Q_v = Cv = cMv = c\rho Vv = \frac{c\rho\pi D^2 h v}{4}. \quad (4)$$

Здесь c , ρ , M , V , D – соответственно, удельная теплоемкость, плотность, масса, объем и диаметр ДТП.

В табл. 2 приведены результаты расчета значений Q_v для ДТП, тепловое сопротивление которых в виде сплошного диска толщиной h соответствует различным материалам. Кроме этого приведены аналогичные данные Q_v^0 для ДТП, тепловое сопротивление которых выполнено в виде кольца с внутренним диаметром D_o (рис. 3).

Таблица 2

Материал ДТП	D , мм	D_o , мм	h , мм	v , К/с	Q_v , мВт	Q_v^0 , мВт
Винипласт	30,0	-	1,0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	2,8	-
Фторопласт	30,0	-	1,0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	3,8	-
Кварц	30,0	-	1,0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	2,9	-
Кварц	30,0	29,0	1,0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	-	0,19
Нерж. сталь	30,0	29,0	1,0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	-	0,42
Никель	30,0	29,0	1,0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	-	0,47

Масса этих ДТП рассчитывается по формуле

$$M = \rho h \left(\frac{\pi D^2}{4} - \frac{\pi D_o^2}{4} \right). \quad (5)$$

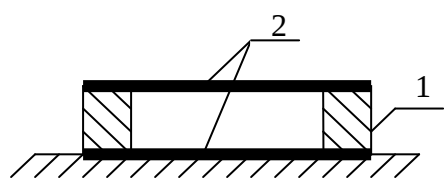


Рис. 3. Пустотелый (кольцевой) ДТП:

1 – тепловое сопротивление, 2 – контактные пластины

Из таблицы видно, что тепловой поток, обусловленный изменением средней температуры ДТП, для кольцевой конструкции теплового сопротивления практически на порядок меньше традиционной дисковой конструкции датчиков. Например, при измерении теплового потока плотностью 10 Вт/м^2 отношение к нему значений Q_v и Q_v^0 , представленных в таблице, составит соответственно почти 50% для традиционных ДТП и около 5% для ДТП кольцевой конструкции. Это обстоятельство необходимо учитывать при проектировании и эксплуатации датчиков, применяемых в условиях

нестационарного теплового потока.

Температурный коэффициент линейного расширения. Влияние этого свойства материалов приводит к деформации контактных ДТП, так как при прохождении теплового потока в них неизбежно возникает градиент температуры. При этом поверхность ДТП, контактирующая с нагретым

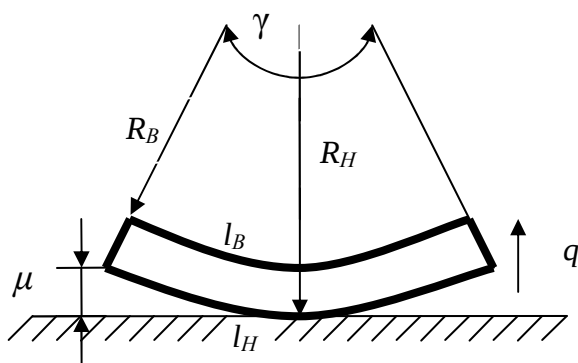


Рис. 4. Деформация ДТП при прохождении через него теплового потока

объектом, имеет более высокую температуру, чем другая его поверхность, контактирующая со средой. Так как, чаще всего, ДТП изготавливают из твердых, неэластичных материалов, то происходит его деформация (рис. 4), нарушающая качество теплового контакта ДТП с поверхностью объекта.

Разность длин Δl окружностей диаметрального сечения плоского ДТП зависит от температурного коэффициента линейного расширения α и от разности ΔT значений температуры

нижней и верхней поверхностей ДТП:

$$\Delta l = l_H - l_B = \alpha \Delta T l_B. \quad (6)$$

Возникающий при деформации зазор между нижней кромкой ДТП и поверхностью объекта равен стреле μ изгиба, который согласно [4] определяется по формуле

$$\mu = R_H \left(1 - \cos \frac{\gamma}{2} \right), \quad (7)$$

где R_H – радиус изгиба нижней поверхности ДТП.

Центральный угол γ (в градусах) и значение R_H можно найти по соотношениям

$$l_H = \frac{2\pi R_H \gamma}{360}, \quad l_B = \frac{2\pi R_B \gamma}{360}. \quad (8)$$

Отсюда, с учетом (6), следует:

$$\gamma = \frac{360\Delta l}{2\pi h}, \quad R_H = \frac{360l_H}{2\pi\gamma}. \quad (9)$$

Для значений $\alpha = 50 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ (полимерный материал), $l_B = 30 \text{ мм}$, $\Delta T = 1 \text{ К}$, $h = 2 \text{ мм}$ расчет по формулам (9) дает $\gamma = 0,043^\circ$, $R = 40 \text{ м}$, $\mu = 2,8 \text{ мкм}$.

Появление такого зазора увеличивает тепловое сопротивление между ДТП и объектом. Для его уменьшения необходимо заполнять зазор теплопроводной смазкой или покрывать контактные пластины эластичным материалом. В этом случае погрешность измерения теплового потока заметно снижается.

Другим источником погрешности измерений, связанным с деформацией ДТП, является его неоднородность, обусловленная локальным расположением его чувствительных элементов вблизи контактных поверхностей. Для уменьшения этой погрешности необходимо снабжать ДТП контактными пластинами из материала с высокой теплопроводностью, например, из меди или алюминия.

Рассмотренные факторы влияния теплофизических свойств ДТП на погрешность измерений создают теоретические основы разработки конструкции ДТП, выбора материалов для их изготовления, а также разработки методик измерений, обеспечивающих их выполнение с гарантированной точностью.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Кутателадзе, С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление // Справочное пособие. – М.: Энергоиздат. – 1990. – 367 с.
2. МИ 1855-88. Государственная поверочная схема для средств измерений поверхностной плотности теплового потока в диапазоне $10 \dots 2000 \text{ Вт/м}^2$. – М.: Изд-во стандартов, 1988. – 5 с.
3. Черепанов, В.Я. Методы и средства определения метрологических характеристик контактных преобразователей теплового потока // Измерительная техника. – 2004. – № 8. – С. 17–21.
4. Бронштейн, Н.Н., Семендяев, К.А. Справочник по математике. – М.: Наука. – 1965. – 608 с.

© А.В. Непочатова, В.Я. Черепанов, В.А. Ямианов, 2008

УДК 536.5

А.Ф. Бродников, В.Я. Черепанов
ИЯФ СО РАН, СГГА, Новосибирск

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ НАТРИЯ В КАЧЕСТВЕ НОВОЙ РЕПЕРНОЙ ТОЧКИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ШКАЛЫ

A.F. Brodnikov, V.Ya. Cherepanov
Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)
10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

THE RESULTS OF RESEARCHES OF SODIUM IN QUALITY AS NEW CONSTANT POINT OF A TEMPERATURE SCALE

The results of experimental researches of sodium are given, as a constant point of a temperature scale on samples of small weight (1g and 3.5g).

Принятая в 1990 г. и действующая по настоящее время Международная температурная шкала (МТШ-90) отодвинула ещё дальше в историю традиционную (когда-то бывшую основной [1]) реперную точку – температуру кипения чистой воды. Значение температуры этой реперной точки сильно зависит от атмосферного давления и, кроме того, по МТШ-90 оно составляет $99,974^{\circ}\text{C}$ при нормальном давлении.

В связи с этим достаточно широкий и наиболее востребованный на практике диапазон температуры от тройной точки воды ($0,01^{\circ}\text{C}$) до температуры затвердевания олова ($231,928^{\circ}\text{C}$) оказался «оголённым». Поэтому в МТШ-90 для этого диапазона были введены две новые реперные точки: температура плавления галлия ($29,7646^{\circ}\text{C}$) и затвердевания индия ($156,5985^{\circ}\text{C}$) [2].

Однако проблемы энергосбережения в странах, не имеющих достаточных энергетических ресурсов, и в России, имеющей наиболее суровый климат, предъявляют всё более высокие требования к точности приборов и систем учёта тепла, в частности, к каналам измерения температуры [3]. В связи с этим является актуальной задача поиска новой реперной точки в диапазоне между температурой плавления галлия и температурой затвердевания индия, то есть в диапазоне, наиболее важном для метрологического обеспечения измерений количества теплоты в системах теплоснабжения.

В данной работе приведены результаты исследований фазового перехода плавления-затвердевания натрия, значение температуры которого находится вблизи 100°C . Очевидно, что положительный исход этих исследований открывает дополнительные перспективы повышения точности в этом важном диапазоне значений температуры.

Исследования проводились на экспериментальной измерительной установке, содержащей тепловой блок – калибратор температуры (печь) 1 с

измерительной ячейкой 2 и измеритель температуры МИТ8.10. с персональным компьютером (рис. 1).

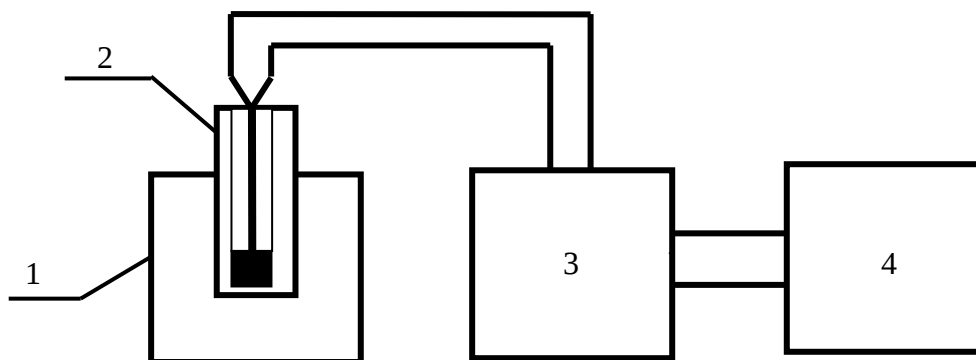


Рис. 1. Экспериментальная измерительная установка:

1 - калибратор (печь), 2 – измерительная ячейка, 3 – измеритель температуры, 4 - компьютер

Измерительная ячейка была выполнена в двух вариантах:

- В кварцевой пробирке диаметром 18 мм, длиной 250 мм, содержащей 3,5 г натрия;
- В пробирке из стали 12X18 Н10Т диаметром 7 мм, длиной 340 мм, содержащей 1 г натрия.

Температура навески натрия измерялась медь-константановой термопарой (МК) с диаметром термоэлектродов 0,1 мм, защищённых от контакта с натрием тонкой фторопластовой трубкой диаметром 1 мм. Пробирки были заполнены аргоном и герметизированы.

На установке проведено несколько серий измерений, целью которых было выявление основных закономерностей, отражающих влияние различных факторов на характер зависимостей температуры навесок натрия от времени при их нагревании и охлаждении в области плавления и затвердевания. Анализ полученных экспериментальных кривых позволяет сделать следующие выводы.

Основным фактором, определяющим длительность фазового перехода плавления и затвердевания, является скорость изменения температуры навески.

При этом достаточно строго соблюдается обратная пропорциональная зависимость между длительностью фазового перехода («площадки» на кривой) и значениями скорости изменения температуры вблизи перехода (рис. 2). Это подтверждает выводы, сделанные в [4].

При нагревании внешним нагревателем навески натрия (1 г) в стальной пробирке, которая была помещена в воздушную среду (рис. 3а), а затем - в силиконовое масло ПМС-100 (рис. 3б), фазовый переход плавления оказался более чётко выраженным в воздушной среде.

При уменьшении мощности нагревателя, а, соответственно, скорости нагрева (рис. 3в), длительность фазового перехода увеличивается с 250 с до 450 с.

Из этого следует, что при разработке миниатюрных измерительных ячеек для реализации реперных точек необходимо увеличивать контактное тепловое сопротивление между ампулой с навеской металла и стенками внешнего нагревателя.

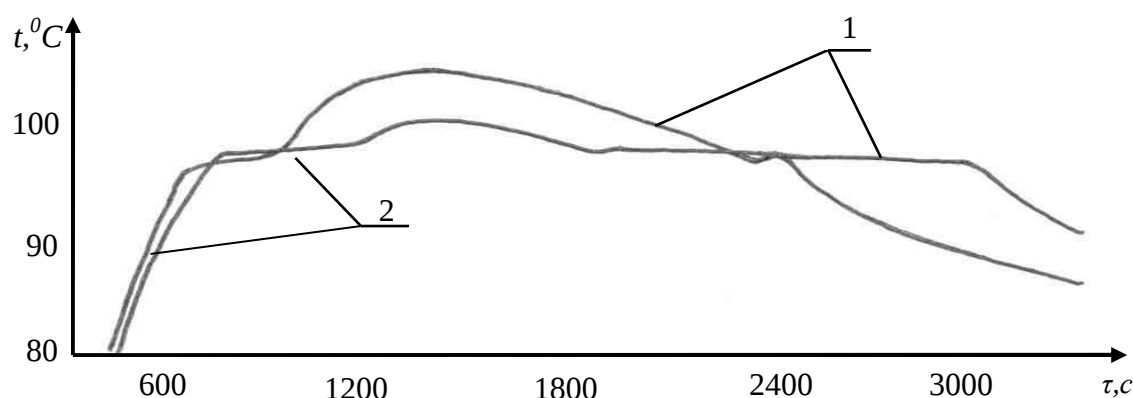


Рис. 2. Кривые плавления и затвердевания навесок натрия массой 1 г (1) и массой 3,5 г (2) при одновременном нагревании в печи

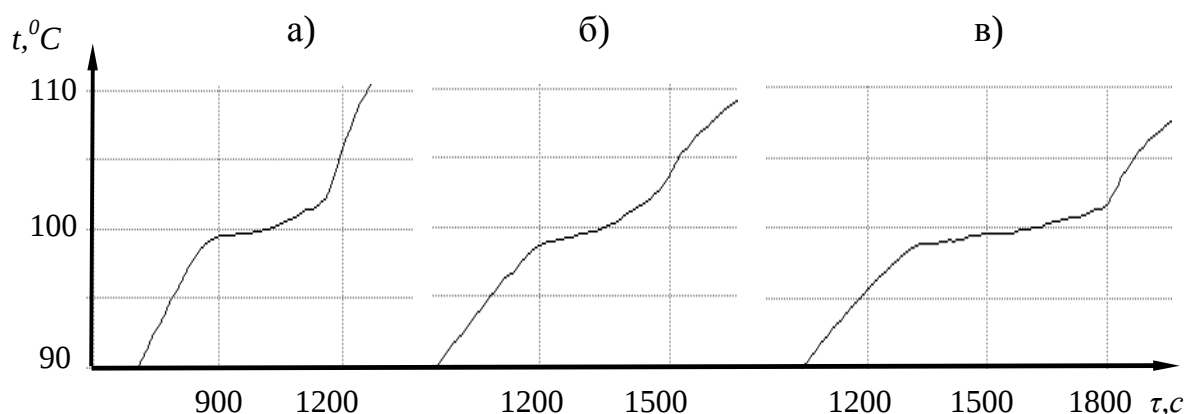


Рис. 3. Выбор температурных режимов измерительной ячейки с 1г Na:

- а) нагрев мощностью 11 Вт на воздухе; б) нагрев мощностью 11 Вт в жидкости ПМС-100;
в) нагрев мощностью 8,5 Вт на воздухе

Кроме этого, для увеличения длительности перехода необходимо подбирать режим, при котором скорость нагрева непосредственно перед переходом по возможности минимальна.

При выполнении этих условий характер кривых плавления и, особенно, затвердевания натрия становится чётко выраженным и уже позволяет воспроизводить эту важную реперную точку температурной шкалы с погрешностью около 0,10С (рис. 4).

Дальнейшее повышение точности воспроизведения может быть достигнуто путём доработки конструкции измерительной ячейки и системы управления её температурным режимом.



Рис. 4. Кривые плавления и затвердевания Na (1г), позволяющие воспроизводить температуры с погрешностью $0,1^{\circ}\text{C}$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Куинн, Т. Температура. – М.: Мир, 1985. – 448 с.
2. Брянский, Л.Н., Дойников, А.С., Крупин, Б.Н. Метрология. Шкалы, эталоны, практика. – М.: ВНИИФТРИ, 2004. – 222 с.
3. Черепанов, В.Я. Вопросы метрологического обеспечения измерений температуры в системах учёта количества теплоты. – Приборы. – 2002. – № 6. – С. 63–66.
4. Бродников, А.Ф., Черепанов, В.Я. Анализ возможностей создания новых реперных постоянных точек температурной шкалы. – Приборы. – 2007. – № 8. – С. 15–19.

© А.Ф. Бродников, В.Я. Черепанов, 2008

ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ, ПРОШЕДШИХ
ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО

B.S. Mogilnizkii

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRIM)

4 Dimitrova Ul., Novosibirsk, 630004, Russian Federation

TEMPORAL STRUCTURES OUTPUT IMPULSES PAST OF FABRY-PEROT

The time response of a Fabry-Perot interferometer (FPI) to the short optical pulses has been studied. The transmitting pulse from the FPI has been analytically expressed in series of sub-pulses. Under certain circumstances, the sub-pulses merge together resulting in a broadened output pulse, and the temporal difference between the peaks of the output and input pulses may not equal to the double-way traverse time of light inside the FPI.

При освещении интерферометра Фабри - Перо импульсным когерентным светом, возникает некоторый временной интервал между входным и выходным импульсами, определяемый как время задержки импульса. Этот интервал времени необходим для осуществления многолучевой интерференции. Он равен времени двойного прохождения светом базы ИФП $t_z = 2t_0$, где $t_0 = L/c$, L – геометрическая длина резонатора ИФП, c – скорость света. Время задержки, определяет динамический процесс формирования интерференции в эталоне. Рассмотрение временной динамики прохождения ИФП световыми импульсами дает информацию о форме, длительности и интенсивности прошедшего импульса. Это важные параметры для процесса привязки базы эталона к стабильной лазерной генерации в виде регулярной последовательности сверхкороткой длительности [1]. Кроме этого, интерес к ИФП в качестве оптического анализатора (фильтра) импульсного излучения, сильно вырос в последнее время в связи с впечатляющим прорывом в области генерации сверхкоротких импульсов и использования их в различных областях науки и техники [2].

Анализ времени задержки импульса света в ИФП проведем согласно [3], используя Фурье-преобразования. Падающий на ИФП гауссов импульс представим в виде

$$E_1(t) = A \exp[-(t/\tau)^2/2] \exp[i(\omega_0 t - at^2)], \quad (1)$$

где A – максимальная амплитуда импульса, ω_0 – центральная частота импульса, a – параметр, описывающий линейный чирп импульса, $\Delta t = \tau \sqrt{2 \ln 2}$ – ширина импульса.

Функция передачи ИФП имеет вид

$$\chi(\omega) = k \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^m \exp(i 2 m \omega t_0) \exp(-i \omega t_0), \quad (2)$$

где r_1, r_2 – коэффициенты отражения зеркал ИФП, ω – угловая частота излучения, а

$$k = A \sqrt{(1 - r_1^2)(1 - r_2^2)} \quad (3)$$

$$t_0 = \mu L / c, \quad (4)$$

где μ – показатель преломления среды, t_0 – время однократного прохождения импульса через ИФП.

Используя Фурье-преобразование к выражению (1), описывающее временное изменение электрической напряженности светового поля входного импульса, найдем $E_1(\omega)$ - частотное распределение напряженности. Затем используя функцию передачи ИФП, определим $E_2(\omega)$ в виде $E_2(\omega) = E_1(\omega) \chi(\omega)$ – представляющее собой частотное распределение напряженности светового поля прошедшего импульса. И, наконец, используя Фурье-преобразование к $E_2(\omega)$ во временной области, находим временную форму выходного импульса

$$E_2(t) = k' \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^m \exp\{-(1 - 4a^2 \tau^4)[t - t_0 - 2mt_0 - (2a\omega_0/4a^2 \tau^4)]^2/2\tau^2\} \exp(i\psi_m), \quad (5)$$

где

$$k' = k \exp\{-\omega_0^2 \tau^2 / [2(1 - 4a\tau^2)]\} \exp[i\omega_0^2 a \tau^4 / (1 - 4a\tau^2)], \quad (6)$$

$$\psi_m = -2a[2mt_0 - t_0 - \omega_0/(4a)] + \omega_0^2/(8a). \quad (7)$$

Интенсивность выходного импульса пропорциональна произведению $E_2(t) \cdot E_2^*(t)$ и в случае отсутствия чирпа ($a = 0$) имеет вид

$$I(t) = k^2 \sum_{m=0}^{\infty} (r_1 r_2)^{2m} \exp[-(t - t_0 - 2mt_0)^2/\tau^2] + k^2 \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0, n \neq m}^{\infty} r_1 r_2^{(m+n)} \exp[-(m-n)^2 \tau_0^2/\tau^2] \cdot \exp\{-(t - t_0 - (m+n)t_0)^2/\tau^2\} \cos[2\omega_0 t_0(m-n)]. \quad (8)$$

Как видно из (8) выходное излучение из ИФП состоит из последовательности Гауссовых субимпульсов периодически следующих через время задержки t_3 . Для случая резонанса когда $\Delta\phi = (\omega_0 - \omega_p)t_0 = K\pi$ (K, M – целые числа, $\omega_p = 2\pi Mc/(\mu L)$ – резонансная частота ИФП,) коэффициент при косинусе в (8) равен единице и многолучевая интерференция максимальна (рис. 1а).

В случае когда $\Delta\phi = (\omega_0 - \omega_p)t_0 = K(1/2 + \pi)$ интерференция отсутствует (рис. 1б). Таким образом, расстройка центральной частоты входного импульса относительно резонансной частоты ИФП определяет выходные параметры импульсного излучения: форму импульса, время задержки и др. На рис. 2 представлена зависимость времени задержки ИФП от длительности падающего импульса для $A = 1, r_1 = r_2 = 0.9, t_0 = 1\text{ps}$.

Из рисунка видно, что время задержки для импульсов длительностью $\Delta t < t_3$ равно 1ps . Это результат того, что многолучевая интерференция в этих условиях мала. Для входных импульсов $\Delta t > t_3$ выходной импульс расщепляется на несколько пиков, длительность первого из них равна $2t_0$ – времени задержки. С ростом длительности входного импульса, взаимодействие субимпульсов

усиливается что неизбежно влияет на время задержки. При $\Delta\varphi = (\omega_0 - \omega_p) t_0 = 0$ (рис. 2а) многолучевая интерференция эффективна и время задержки велико (~ 20 ps). Когда $\Delta\varphi = (\omega_0 - \omega_p) t_0 = \pi/2$ (рис. 2д) интерференция отсутствует и время задержки равно нулю.

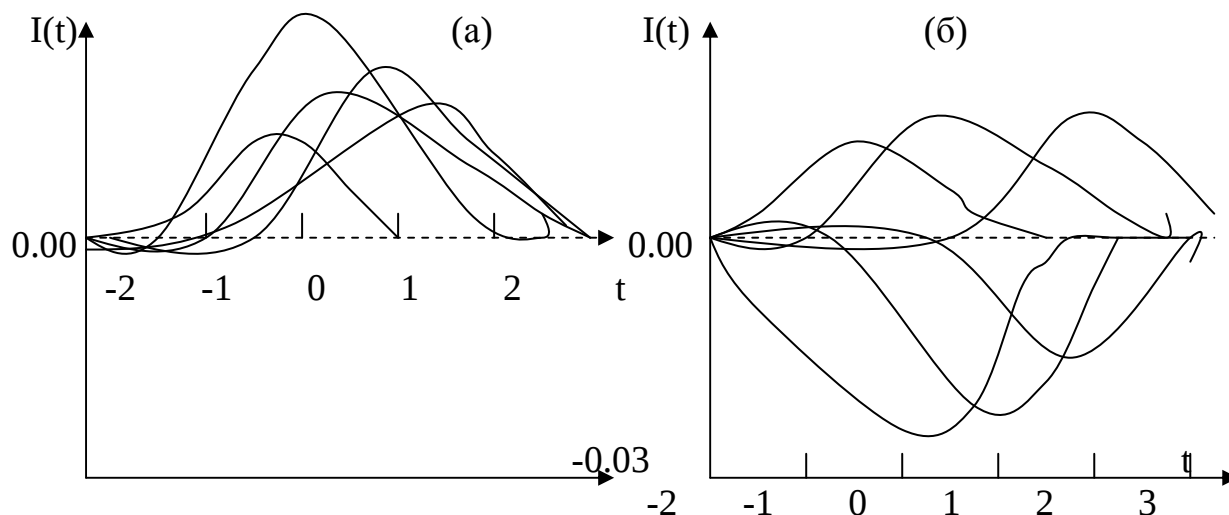


Рис. 1. Суб-импульсы на выходе оптического фильтра (ИФП) для $\Delta\varphi = 0$ (а) – интерференция максимальна, и $\Delta\varphi = \pi/2$ (б) – интерференция отсутствует

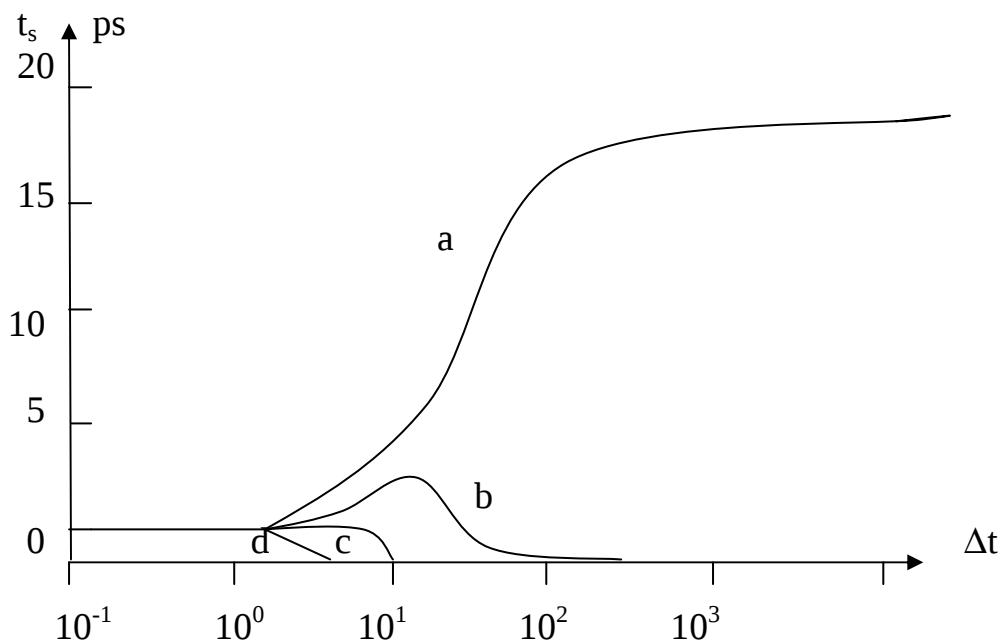


Рис. 2. Зависимость времени задержки ИФП t_0 от длительности входного импульса δt : а - $\Delta\varphi = 0$, б - $\Delta\varphi = \pi/8$, с - $\Delta\varphi = \pi/4$, д - $\Delta\varphi = \pi/2$

Здесь необходимо отметить некоторые особенности формы выходного импульса в зависимости от соотношения времени задержки t_3 (времени кругового обхода резонатора ИФП) и длительности входного импульса Δt :

- В случае когда $\Delta t > t_z$ (входной импульс «большой») прошедший через ИФП импульс представляет собой совокупность перекрывающихся субимпульсов (рис. 1а) образующих, по существу, сильно уширенный входной импульс;
- В случае когда $\Delta t = t_0$ выходной импульс остается уширенным только в случае освещения фильтра регулярной последовательностью синхронизованных импульсов, при освещении одним импульсом выходной импульс эквивалентен входному, т.к. интерференция отсутствует;
- В случае когда $\Delta t \ll t_z$ выходной импульс эквивалентен входному, т. к. в этом случае временная задержка отсутствует из-за отсутствия интерференции [4]. Таким образом, временная задержка t_z определяет ширину выходного импульса.

Для входных импульсов фемтосекундного диапазона такое рассмотрение не имеет смысла, поскольку время задержки, определенное как время кругового обхода резонатора ИФП, должно быть исчезающе малой величиной. Условие эффективной интерференции $\Delta t > t_z$ – длительность входного импульса больше времени задержки - в свою очередь, определяет длину резонатора ИФП. Так, для входного импульса $\Delta t = 1\text{фс}$, время задержки должно быть не более этой же величины, что дает геометрическую длину резонатора ИФП $L = 0.15\text{ мкм}$. Этот масштаб меньше неопределенности длины, вызванной неоднородностями отражающей поверхности зеркал, оцениваемой величиной в $\lambda/4$, что для видимого диапазона составляет 0.3 мкм (для двух зеркал). Другими словами, такой резонатор практически не реализуем из-за неопределенности положения отражающих плоскостей зеркал ИФП.

В случае регулярной последовательности импульсов фемтосекундной длительности жесткость условия эффективной интерференции снимается [4] и фильтр Фабри-Перо становится резонансно прозрачным для таких импульсов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Могильницкий, Б.С. Прецизионные измерения длин на основе импульсного лазера / Б.С. Могильницкий, А.С. Толстиков, В.Я. Черепанов // Измерительная техника. – 2004. – № 8. – С. 9.
2. Шапиро, С. Сверхкороткие световые импульсы / С. Шапиро // Мир. – 1981.
3. Guangqiong Xia et al. Time Delay of Fabry-Perot Filters to Syjrt Optical Pulses. J.Opt.Comm. v. 22. – № 3. – P. 87. – 2001.
4. Chandrasekhar Rouchoudhuri. Response of Fabry-Perot interferometers to light pulses of veri short duration. J.Opt. Soc. Am. v. 65, 1975. – № 12. – P. 1418.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ОСВЕЩЕНИИ

B.S. Mogilnizkii

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRIM)

4 Dimitrova Ul., Novosibirsk, 630004, Russian Federation

FABRY-PEROT INTERFEROMETER BY PULSE ILLUMINATION

In this paper, the temporal response of Fabry-Perot interferometers to pulse of light of various length and kinds is considered and inferences are drawn regarding how to estimate the pulse lengths and how to carry out the spectral analysis of such pulses.

I. ИФП В РЕЖИМЕ ОПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

В режиме фильтра (луч коллимирован и нормален поверхности зеркал: $\cos\theta=1, (\theta=0)$ где θ – угол между направлением луча и нормалью к поверхности зеркал) взаимодействие ИФП с импульсным излучением характеризуется некоторым временем задержки t_0 светового импульса внутри интерферометра (откликом ИФП). Время задержки – это время кругового обхода резонатора ИФП $t_0 = 2d/c$, d – расстояние между зеркалами, c – скорость света. Оно определяет временное запаздывание волновых фронтов многократно отраженных лучей.

Время разрешения ИФП t_r , необходимое для производства интерференционной картины когерентными лучами между зеркалами интерферометра, определим как $t_r = Mt_0$, где M – число эффективно интерферирующих лучей, когда уже незаметен вклад M -го луча в полную интенсивность (силу) интерференции. Формирование аппаратной функции ИФП (функции Эйри) определяется экспоненциально убывающим вкладом последующих отраженных лучей по сравнению с первыми. M -й отраженный луч вносит ничтожный вклад в формирование силы интерференции.

По порядку величины значение M сопоставимо с величиной разрешающей силы ИФП как $M \cong 2N = 2\Delta\phi/\delta\phi$, где $\Delta\phi$ – область дисперсии (расстояние между максимумами интерференционной картины), $\delta\phi$ – полуширина аппаратной функции. Эффективное число интерферирующих лучей (фактор резкости) определяется как

$$N = \pi\sqrt{R} / (1 - R), \quad (1)$$

а разрешение ИФП соответственно

$$\mathfrak{R} = q\pi\sqrt{R}/(1-R), \quad (2)$$

где q – порядок интерференции, R – коэффициент отражения зеркал.

Ширина аппаратной функции $\delta\phi$ ИФП связана с областью его дисперсии $\Delta\phi$ посредством фактора резкости как $\delta\phi = \Delta\phi / N$, где $\Delta\phi = 2\pi$, а $\delta\phi = 2(1-R)/\sqrt{R}$.

В терминах частоты область дисперсии ИФП определяется как $\Delta\phi = c/2d$, c – скорость света, d – расстояние между зеркалами (база) ИФП.

Пропускание ИФП равно квадрату модуля аппаратной функции $A = \sum_{n=0}^{\infty} TR^n e^{in\phi} = T/(1-Re^{i\phi})$ многолучевого интерферометра [1]

$$I = A^2 = J/[1+F\sin^2(\phi/2)], \quad (3)$$

где $J = [T/(1-R)]^2$ и $F = 4R/(1-R)^2$, а n – число отражений от зеркал.

Таким образом, для анализа работы ИФП в импульсном режиме вводится понятие длительности импульса $\delta\tau$ падающего света, времени задержки светового импульса в ИФП или время отклика $t_0 = 2d/c$ и время разрешения ИФП $t_r = Mt_0$. Соотношение этих времен описывает все возможные варианты работы ИФП как в режиме оптического фильтра, так и в режиме спектрометра.

1. При освещении ИФП монохроматическим когерентным непрерывным ($\delta\tau = \infty$) светом параллельных m лучей, вследствие процесса многолучевой интерференции в ИФП, на выходе его наблюдается интерференционная картина в виде светлых и темных колец (полосы равного наклона). Условие появления светлого кольца (максимума интерференции) $q\lambda = 2d$, а темного (минимума интерференции) $(q + 1/2)\lambda = 2d$. Наблюдение стационарной во времени картины возможно при медленном изменении длины (сканировании) базы ИФП.

2. При освещении ИФП когерентным импульсом «большой» длительности $\delta\tau > t_r = mt_0$ происходит возрастание интенсивности прошедшего света, сформированной m первыми последовательными лучами, в соответствии с [1]

$$I_m = \left| \sum_{n=0}^{m-1} TR^n e^{in\phi} \right|^2 = J_m \cdot \{ [1 + F_m \sin^2(m\phi/2)] / [1 + F \sin^2(\phi/2)] \}, \quad (4)$$

где $J_m = [T(1-R^m)/(1-R)]^2 < J$, $F_m = 4R^m/(1-R^m)^2 < F$.

Параметры аппаратной функции – высота максимума и его ширина – будут изменяться в сторону ухудшения с уменьшением длительности «большого» импульса (уменьшение m) вплоть до исчезновения интерференции ($m=1$).

3. При освещении ИФП «коротким» импульсом – импульсом, длительность которого меньше времени двойного обхода резонатора ИФП: $\delta\tau < t_0$, прошедший через ИФП свет состоит из серии прошедших импульсов уменьшающейся амплитуды, разделенных временем t_0 . Поскольку они не перекрываются, то интерференция отсутствует и ИФП теряет статус оптического фильтра.

4. Иная ситуация при освещении ИФП серией когерентных «коротких» импульсов когда период следования их Δt равен времени t_0 . Причем по прежнему $\delta\tau < t_0$. В этом случае происходит перекрытие «коротких» импульсов когда предыдущий заканчивает обход на входном зеркале резонатора, а последующий в этот же момент появляется на входном зеркале.

Интенсивность прошедшего света пропорциональна времени взаимодействия импульсов и их интенсивности, и по порядку величины равна

произведению их длительности δt на число импульсов. Такие импульсы генерируют лазеры, работающие в режиме синхронизации мод. Их число определяется параметрами резонатора лазера через частоту следования импульсов в единицу времени. Например, для метрового резонатора лазера частота следования синхронизованных импульсов есть $f=c/2d$ и равна 150 МГц, при периоде следования $\Delta t = 1/f \cong 7$ нс. Число таких импульсов, освещающих ИФП, составляет $1.5 \cdot 10^8$ в сек. Длительность синхронизованных импульсов, при этом, может составлять тысячную и менее часть периода следования (пикосекундный и фемтосекундный диапазон). Взаимодействие ИФП с синхронизованными импульсами имеет ряд особенностей. Максимальная прозрачность ИФП в этом случае реализуется при условии «частотного» резонанса – центральная частота каждого синхронизованного импульса совпадает с собственной частотой соответствующей моды (аппаратной функции) ИФП. Это означает выполнение условий оптического фильтра $(\omega_{\phi} - \omega_{\text{л}})t_0 = 0$, где ω_{ϕ} – резонансная частота моды ИФП, $\omega_{\text{л}}$ – центральная частота импульса лазера. Эта ситуация представлена на рис. 1.

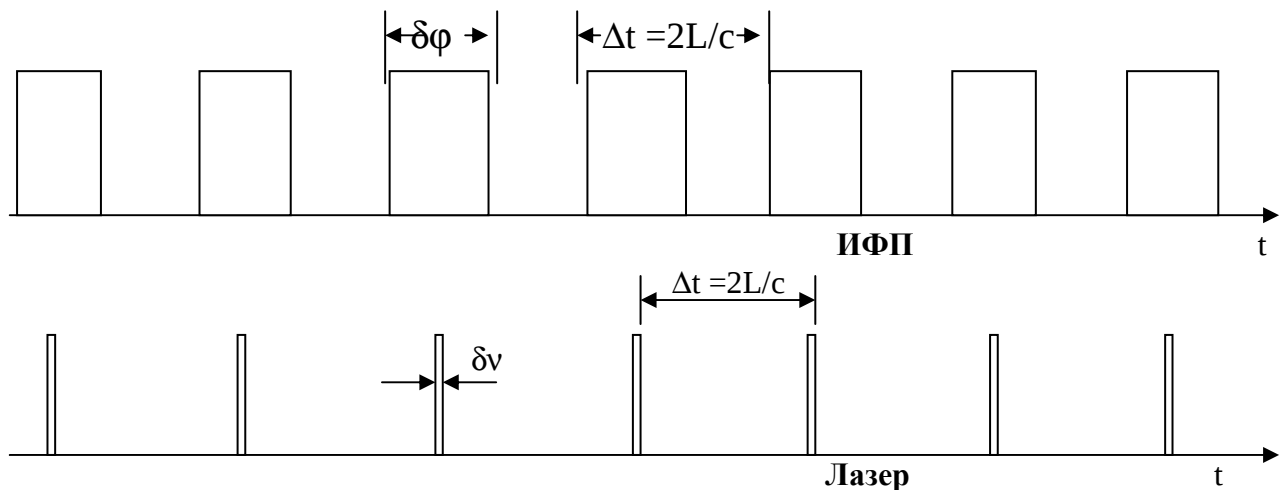


Рис. 1. Верхний ряд – моды резонатора ИФП:

$\delta\phi$ – полуширина аппаратной функции ИФП, Δt – период следования «холодных» мод резонатора ИФП. Нижний ряд – синхронизованные моды генерации лазера: Δt – период следования «горячих» мод, $\delta\nu$ – полуширина каждой синхронизированной моды. Случай эквивалентности длин резонаторов ИФП и лазер

Поскольку ширина каждой «горячей» моды лазера, сформированной в резонаторе, в точности эквивалентном резонатору ИФП, значительно меньше «холодной», соответствующей резонанса пропускание, ИФП будет максимальным.

Для выполнения функции оптического фильтра необходимо чтобы в ИФП реализовались условия интерференции – взаимодействие, по крайней мере, хотя бы двух когерентных лучей. Это обстоятельство накладывает определенные требования на длины резонаторов ИФП и лазера. Ситуация, представленная на рисунке 1, соответствует режиму «синхронизации» длин резонаторов лазера и ИФП, когда их области дисперсии (число мод) идентичны. Возможна также

ситуация, когда период следования синхронизованных импульсов больше (меньше) времени двойного обхода резонатора ИФП ($\Delta t < > t_0$), что соответствует неравенству длин резонаторов лазера и ИФП. Интенсивность света, прошедшего ИФП, в этом случае, определяется, как и раньше, с помощью соотношения (3).

II. ИФП В РЕЖИМЕ СПЕКТРОМЕТРА

В этом случае время задержки определяется как $\tau_{0\theta} = 2d\cos\theta/c = t_0\cos\theta$, а время разрешения $t_{r\theta} = Nt_0\cos\theta = t_r \cos\theta$. Разрешение ИФП определим по критерию Релея как $\mathfrak{R} = \lambda/\delta\lambda \cong qM = (M \cdot 2d\cos\theta)/\lambda$, где $q = 2d\cos\theta/\lambda$ - порядок интерференции, а $M = 0.97N$ - действующее число интерферирующих лучей [2].

Разрешение можно записать в виде $\mathfrak{R} = \lambda/\delta\lambda = v/\delta v = vMt_0\cos\theta$, где $Mt_0\cos\theta = 1/\delta v$ - промежуток времени между первым и последним интерферирующими волновыми фронтами, образованными падающим импульсом длительностью $\delta\tau$, а $\delta v = c/2d\cos\theta$ - область свободной дисперсии ИФП. С другой стороны область свободной дисперсии выражается через длину волны падающего света как $\Delta\lambda = \lambda^2/2d\cos\theta = \lambda/q$ и будет равна расстоянию между первым и последним интерферирующими волновыми фронтами, что для метрового ИФП составляет величину $2 \cdot 10^{-13}$ м. Ширина аппаратной функции ИФП $\delta\lambda = (\lambda/q) \cdot [(1-R)/\pi\sqrt{R}] = \Delta\lambda/M$ - область свободной дисперсии отнесенная к числу эффективно интерферирующих лучей. При $M = 100$ она будет равна $\delta\lambda = 2 \cdot 10^{-15}$ м. Разрешение ИФП связано с порядком интерференции q , который для метрового ИФП, освещаемого светом с длиной волны $\lambda = 0,6 \cdot 10^{-6}$ м, составляет величину $q \cong 3 \cdot 10^6$, а разрешение соответственно $\mathfrak{R} = \lambda/\delta\lambda \cong qM \cong 3 \cdot 10^8$.

Как было отмечено выше, при длительностях падающего импульса $\delta\tau$ равном времени отклика t_0 (двойного прохождения импульсом длины резонатора ИФП), интерференция исчезает. Поэтому при длительностях $\delta\tau$ равных либо меньших t_0 интерференция в ИФП отсутствует и он не является спектральным прибором ($\mathfrak{R} = 0$). Кроме этого разрешение спектрального прибора подчиняется фундаментальному соотношению неопределенности $\delta v \delta\tau \geq 1$ что требует для очень коротких импульсов, таких что $\delta\tau < t_0$ выполнения условия $\cos\theta \leq 1$, что является абсурдом. Таким образом, очень короткие некогерентные импульсы такие что $\delta\tau \leq t_0$ ИФП не разрешаются.

Иная ситуация в случае освещения ИФП последовательностью когерентных синхронизованных импульсов очень короткой длительности $\delta\tau \ll t_0$.

В этом случае надо рассматривать соотношение ширин аппаратных функций лазера и ИФП. При идентичности параметров их резонаторов (длин, коэффициентов отражения зеркал и т.д.) ширины аппаратных функций их «холодных» резонаторов равны.

В режиме генерации ширина генерируемой моды значительно меньше ширины аппаратной функции «холодного» резонатора лазера (соответственно резонатора ИФП). В этом случае ИФП можно представить как совокупность множества элементарных ИФП (ЭИФП), равных числу генерирующих мод

лазера (мод ИФП). В ЭИФП область свободной дисперсии – это ширина аппаратной функции резонатора ИФП $\delta\nu$ а ширина аппаратной функции ЭИФП – это ширина моды лазерной генерации $\mu\nu$. Разрешение каждого ЭИФП определим как $\mathcal{R}_3 = \delta\nu/\mu\nu$. Для метровых длин резонаторов ИФП и лазера и длины волны генерации $\lambda = 0,6 \cdot 10^{-6}$ м $\mathcal{R}_3 = \delta\nu/\mu\nu \approx 10^3$.

Понятие «разрешения» спектра в этом случае не имеет практического смысла, т.к. спектр генерации синхронизированного лазера однородно уширен, а при однородном уширении все спектральные компоненты (моды) равноправны.

Модель прохождения синхронизированного импульса через ИФП может быть следующей: сверхкороткий когерентный импульс $\delta\tau \ll t_0$ при входе в ИФП «распадается» на n когерентных непрерывных источников света, соответствующих числу синхронизированных мод лазера в соответствии с теорией интеграла Фурье $\delta\nu\delta\tau \geq 2\pi$. Каждый такой непрерывный источник света проходит через свою полосу пропускания резонатора ИФП. На выходе ИФП происходит процесс обратного преобразования всех непрерывных источников в один сверхкороткий импульс, в соответствии с преобразованием Фурье. Вышедший из ИФП импульс дополняется серией последующих, через время отклика ИФП, сверхкоротких импульсов уменьшающиеся амплитуды.

ВЫВОДЫ

При освещении ИФП импульсным светом наблюдается ряд особенностей. Для реализации ИФП как оптического фильтра необходимо выполнение определенных условий – длительность импульсов падающего света должна быть больше времени кругового обхода светом резонатора ИФП, или, в частном случае, равна периоду следования световых импульсов. Это накладывает определенные условия на базу ИФП при прохождении очень коротких некогерентных импульсов света. В случае последовательности синхронизированных импульсов ИФП имеет статус оптического фильтра при произвольных длительностях импульсов и согласованных длинах резонаторов ИФП и лазера. Это важное обстоятельство для использования ИФП в качестве стабильной меры длины [3].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Chandrasekhar Roychoudhuri. Response of Fabry-Perot interferometers to light of very short duration. Journal of the Optical Society of America. – v. 65. – № 12. – 1975.
2. Борн, М. Принципы оптики / М. Борн, Е.Вольф. – М: 1970.
3. Могильницкий, Б.С. Прецизионные измерения длин на основе импульсного лазера / Б.С. Могильницкий, А.С. Толстиков, В.Я. Черепанов // Измерительная техника. – 2004. – № 8. – С. 9.

УТОЧНЕНИЕ ОРБИТ ИСЗ СИСТЕМЫ ГЛОНАСС/GPS

A.Ja. Yudanin, B.S. Mogilnizkii, A.S. Tolstikov

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRIM)

4 Dimitrova Ul., Novosibirsk, 630004, Russian Federation

ACCURATE DEFINITION ORBIT SATELITE TO SYSTEM GLONASS/GPS

In the work presents method accurate definition orbites artificial satellite Earth to base information pseudorange to navigation satellites.

Точность вычисления эфемерид НС (навигационных спутников) – основной фактор, определяющий эффективность работы систем глобального позиционирования. Поэтому задача уточнения элементов орбит (совместно с ПВЗ, а также, возможно, другими параметрами модели навигационных измерений) является весьма актуальной. В связи с бурным развитием координатно-временных технологий обеспечения системы ГЛОНАСС в последнее время появилась возможность решения этой задачи на основе массивов данных беззапросных измерений псевдодальностей.

НС регулярно излучает сигналы, содержащие информацию о моменте излучения, которые принимаются беззапросными измерительными станциями (БИС), расположенными на поверхности Земли. Псевдодальностью D называется геометрическое расстояние между точкой пространства, в которой находился НС в момент излучения сигнала ($t_{\text{изл}}$) и положением БИС в момент приема ($t_{\text{пр}}$). В идеальном случае

$$D \equiv |\mathbf{r}_{\text{нс}}(t_{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}(t_{\text{пр}})| = c * (t_{\text{пр}} - t_{\text{изл}}), \quad (1)$$

где $\mathbf{r}_{\text{нс}}(t_{\text{изл}})$ – положение НС в момент излучения сигнала, $\mathbf{R}_{\text{бис}}(t_{\text{пр}})$ – положение БИС в момент приема сигнала, c – скорость света.

Однако в реальности уравнение измерений имеет более сложный вид:

$$D = c * (t_{\text{пр}} - t_{\text{изл}} + \Delta_t) - d_{\text{атм}} + v, \quad (2)$$

где Δ_t – расхождение часов БИС и бортовых часов НС;

$d_{\text{атм}}$ – запаздывание сигнала в атмосфере;

v – случайная (немоделируемая) ошибка.

Расхождение часов на небольшом мерном интервале (7–15 суток) можно считать линейной функцией времени, а влияние атмосферы на прохождение сигнала в зависимости от времени суток, температуры воздуха, высоты НС над горизонтом и т. п. определяется по известным общепринятым моделям [1].

Координаты фазового центра антенны БИС в квазиинерциальной системе отсчёта (ИСК 2000) находятся по формуле [2]

$$\mathbf{R}_{\text{БИС}}(t) = \mathbf{P} * \mathbf{N} * \mathbf{Z} * \mathbf{P} * \mathbf{R}_0, \quad (3)$$

где $\mathbf{R}_0$ – постоянные координаты БИС в земной (гринвичской) системе;

$\mathbf{P}$ и $\mathbf{N}$ – матрицы прецессии и нутации с известной зависимостью от времени.

Матрица звёздного времени $\hat{\mathbf{Z}}$ и матрица движения полюса $\mathbf{P}$ также известны как функции времени и ПВЗ.

Вектор положения БИС в ИСК 2000 на произвольную эпоху t равен:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{R}}_{II}(t) &= \hat{\mathbf{P}} \cdot \hat{\mathbf{N}} \cdot \hat{\mathbf{Z}}_0 \cdot \left\{ \hat{\mathbf{E}} + \alpha \cdot \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + x_p \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} + y_p \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \right\} \bar{\mathbf{R}}_{\text{ПЕ}} \equiv \\ &\equiv \bar{\mathbf{R}}_{\text{П}0}(t) + \alpha(t) \cdot \bar{\mathbf{R}}_{\text{П}\alpha}(t) + x_p(t) \cdot \bar{\mathbf{R}}_{\text{П}x}(t) + y_p(t) \cdot \bar{\mathbf{R}}_{\text{П}y}(t), \end{aligned} \quad (4)$$

где явно выделены малые параметры (α , x_p , y_p) подлежащие оцениванию.

Зависимость ПВЗ от времени целесообразно представлять в виде суммы небольшого числа базисных функций с минимальными коэффициентами, подлежащими оценке:

$$\alpha(t) = \sum_k a_k * P_{k\alpha}(t); \quad x_p(t) = \sum_k b_k * P_{kx}(t); \quad y_p(t) = \sum_k c_k * P_{ky}(t). \quad (5)$$

Движение центра масс НС по орбите описывается векторным дифференциальным уравнением второго порядка [1]

$$\mathbf{r}'' + \mu * \mathbf{r} / r^3 = \mathbf{w}(t, \mathbf{r}(t)), \quad (6)$$

где μ – константа, а $\mathbf{w}$ – вектор « возмущающих » сил, обусловленных тяготением Луны и Солнца, нецентральностью гравитационного поля Земли, а также радиационным давлением на панели солнечных батарей НС.

Уравнение (6) можно преобразовать в систему уравнений первого порядка:

$$\mathbf{r}' = \mathbf{v}; \quad \mathbf{v}' = -\mu * \mathbf{r} / r^3 + \mathbf{w}, \quad (7)$$

и решать численными методами (например, методом Адамса) с достаточно высокой точностью. Однако точность вычисления эфемерид НС можно существенно повысить, перейдя к переменным

$$\mathbf{x} = \mathbf{r} / r, \quad \mathbf{M} = [\mathbf{r} \times \mathbf{v}], \quad \boldsymbol{\lambda} = [\mathbf{v} \times \mathbf{M}] - \mu * \mathbf{x} \quad (8)$$

и соответствующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}' &= \mathbf{M}^2 * [\mathbf{x} \times \mathbf{w}] / (\mu + (\boldsymbol{\lambda} * \mathbf{x})) \\ \mathbf{r} &= \mathbf{x} * \mathbf{M}^2 / (\mu + (\boldsymbol{\lambda} * \mathbf{x})) \\ \boldsymbol{\lambda}' &= [\mathbf{w} \times \mathbf{M}] + [\mathbf{v} \times \mathbf{M}^t] \\ \mathbf{v} &= [\mathbf{M} \times (\boldsymbol{\lambda} + \mu * \mathbf{x})] / \mathbf{M}^2 \\ \mathbf{x}' &= [\mathbf{M} \times \mathbf{x}] * (\mu + (\boldsymbol{\lambda} * \mathbf{x}))^2 / \mathbf{M}^4 \end{aligned} \quad (9)$$

Правые части первых двух векторных дифференциальных уравнений (9) пропорциональны малому возмущению $\mathbf{w}$, поэтому $\mathbf{M}$ и $\boldsymbol{\lambda}$ изменяются медленно, что уменьшает общую погрешность интегрирования. Формально в системе (9) девять скалярных переменных, однако они связаны тремя соотношениями:

$$(\mathbf{M} * \boldsymbol{\lambda}) = 0; \quad (\mathbf{M} * \mathbf{x}) = 0; \quad \mathbf{x}^2 = 1. \quad (10)$$

В процессе численного интегрирования (тем же методом Адамса) значения $\mathbf{M}$, $\boldsymbol{\lambda}$ и $\mathbf{x}$ на каждом шаге можно “ подправлять ” с помощью (10). Предположим, что на начало мерного интервала ($t = 0$) известны приближённые значения

координат и скорости НС. Тогда реальную орбиту $\mathbf{r}(t)$ можно представить в виде суммы « опорной » орбиты $\mathbf{r}_0(t)$, которая рассчитывается по формулам (7) или (8), исходя из неточных начальных условий, и шести “частных производных орбиты по начальным условиям“, $\mathcal{E}_j(t)$, с неизвестными весами (δ_j). Аналогии частных производных орбиты определяются как разности между опорной орбитой и вариативными орбитами, которые вычисляются так же, но с небольшими отклонениями по каждой компоненте начальных координат и скоростей НС. Таким образом, уравнение измерений можно записать в виде:

$$\left| \mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) + \sum_1^6 \delta_j * \mathcal{E}_j(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) - \alpha(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^\alpha(t_i^{\text{пп}}) - x(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^x(t_i^{\text{пп}}) - y(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^y(t_i^{\text{пп}}) \right| - \Delta_i - \Delta_0 + d_{\text{атм}} = v_i, \quad (11)$$

где $\Delta_i = c * (t_i^{\text{пп}} - t_i^{\text{изл}})$ – фактически полученные псевдодальности;

Δ_0 – смещение псевдодальностей за счёт расхождения часов.

Предполагая, что случайная ошибка v имеет нормальное несмещённое распределение (возможное смещение ошибки эквивалентно Δ_0), приходим к методу наименьших квадратов:

$$H \equiv \sum_1^N \left\{ \left| \mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) + \sum_1^6 \delta_j * \mathcal{E}_j(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) - \alpha(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^\alpha(t_i^{\text{пп}}) - x(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^x(t_i^{\text{пп}}) - y(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^y(t_i^{\text{пп}}) \right| - \Delta_i - \Delta_0 + d_{\text{атм}} \right\}^2 = \min \quad (12)$$

Суммирование производится по всем сигналам, принятым в обработку (НС должен находиться в зоне видимости БИС и не слишком низко над горизонтом).

Выражение в фигурных скобках преобразуем к виду:

$$\left| \mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) + \sum_1^6 \delta_j * \mathcal{E}_j(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) - \dots \right| - \Delta_i - \Delta_0 + d_{\text{атм}} = \quad (13)$$

$$\left| \mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) + \sum_1^6 \delta_j * \mathcal{E}_j(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) - \dots \right|^2 - (\Delta_i + \Delta_0 - d_{\text{атм}})^2 = \frac{\left| \mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) + \sum_1^6 \delta_j * \mathcal{E}_j(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) - \dots \right| + \Delta_i + \Delta_0 - d_{\text{атм}}}{\approx}$$

$$\frac{\left\{ \mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) \right\}^2 + 2 * \left\{ \mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) \right\} * \left\{ \sum_1^6 \delta_j * \mathcal{E}_j(t_i^{\text{изл}}) - \alpha(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^\alpha(t_i^{\text{пп}}) - x(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^x(t_i^{\text{пп}}) - y(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^y(t_i^{\text{пп}}) \right\} + \left\{ \sum_1^6 \delta_j * \mathcal{E}_j(t_i^{\text{изл}}) - \alpha(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^\alpha(t_i^{\text{пп}}) - \dots \right\}^2 - (\Delta_i - d_{\text{атм}})^2 - 2 * (\Delta_i - d_{\text{атм}}) * \Delta_0 - (\Delta_0)^2}{2 * (\Delta_i - d_{\text{атм}})} \approx$$

Возводя это выражение в квадрат и располагая слагаемые числителя в порядке возрастания степени параметров минимизации, получаем:

(14)

$$\left\{ \left(\mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) \right)^2 - (\Delta_i - d_{\text{атм}})^2 \right\}^2 + 4 * \left\{ \left(\mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) \right)^2 - (\Delta_i - d_{\text{атм}})^2 \right\} * \left\{ \left[\mathbf{r}_0(t_i^{\text{изл}}) - \mathbf{R}_{\text{бис}}^0(t_i^{\text{пп}}) \right] * \left[\sum_1^6 \delta_j * \mathcal{E}_j(t_i^{\text{изл}}) - \alpha(t_i) * \mathbf{R}_{\text{бис}}^\alpha(t_i^{\text{пп}}) - \dots \right] - 2 * (\Delta_i - d_{\text{атм}}) * \Delta_0 \right\} + \dots$$

$$H = \sum \frac{\dots}{4 * (\Delta_i - d_{\text{атм}})^2}$$

«Невязка» N является полиномом четвертой степени по параметрам минимизации δ_j , a_k , b_k , c_k , (см. (7)) и Δ_0 . Первое приближение δ_j^0 , a_k^0 , ... получаем, учитывая только члены до второй степени включительно, и минимизируя квадратичную форму стандартным образом. Затем представляем искомые параметры в виде $\delta_j = \delta_j^0 + \delta_j^1$, $a_k = a_k^0 + a_k^1$, ..., подставляем во все слагаемые (14) и образуем новую квадратичную форму по переменным δ_j^1 , a_k^1 и т.д. Двух-трех итераций, как правило, вполне достаточно. Компьютерное моделирование показывает, что неточность орбиты НС данным способом можно сократить с десятков и сотен метров до сантиметров с помощью только одной БИС.

Программа моделирования вышеописанного способа уточнения орбит НС системы ГЛОНАСС на основе беззапросных измерений псевдодальностей включает в себя следующие элементы:

- а) Точное аналитическое вычисление положения НС в любой момент времени, как эталон для проверки численного метода;
- б) Численный метод (Адамса) интегрирования уравнений движения НС с достаточно большим (50 сек) шагом, а также “разгонный” алгоритм;
- в) Метод вычисления положений НС в промежуточных точках (шаг две сек) излучения сигнала;
- г) Имитация измерений псевдодальностей с учётом вращения Земли и неустойчивости ПВЗ;
- д) Задание случайных отклонений начальных параметров орбиты от истинных, вычисление опорной орбиты, производных орбиты по начальным параметрам и коэффициентов невязки;
- е) Нахождение уточнённых параметров орбиты НС и ПВЗ путём минимизации невязки.

Для проверки состоятельности предлагаемого способа уточнения орбит задача решалась в упрощённом варианте: орбита НС считалась строго эллиптической, без возмущений; влияние атмосферы на прохождение сигнала, прецессия и нутация Земли, а также смещение полюса не учитывались; динамика ухода времени принималась линейной. Случайные ошибки «измерения» псевдо-дальностей имитировались в двух вариантах: равномерно распределённые в интервале $(-0.5\text{ м}, 0.5\text{ м})$ и нормально распределённые с такой же дисперсией и (СКО = 0.3 м). Имитация измерения псевдодальностей базируется на уравнении

$$c * \Delta_i = |\mathbf{R}(t_i^{\text{изл}} + \alpha(t_i) + \Delta_i) - \mathbf{r}(t_i^{\text{изл}})|, \quad (15)$$

которое мы решаем относительно Δ_i с учетом (3) и (4). Далее к Δ_i добавлялась случайная ошибка и в таком виде псевдодальность запоминалась (вместе с моментом излучения) для каждого принятого сигнала. Аналитический расчёт истинной орбиты, численное интегрирование уравнений движения НС и имитация измерений псевдодальностей проводились в одном цикле по мерному интервалу. Во втором цикле производилось вычисление опорной орбиты, производных орбиты по начальным условиям и насчитывались коэффициенты

невязки. Число этих коэффициентов равно $(n + n^2 + n^3 + n^4)$, где n – количество оцениваемых параметров (в нашей модели $n = 6+2=8$). Затем в каждой итерации минимизировалась квадратичная форма, элементы которой каждый раз пересчитывались в соответствии с предыдущим решением. Результаты моделирования подтверждают возможность существенного уточнения орбит НС системы ГЛОНАСС предлагаемым способом на основе данных измерений зашумлённых псевдодальностей.

Выявлено ограничение этого метода: он эффективен только в тех случаях, когда период обращения НС с неточной орбитой совпадает с истинным периодом. С другой стороны, влияние Луны и Солнца на орбиту НС не меняет период его обращения вокруг Земли, хотя форму и ориентацию орбиты может менять. Все вычисления производились с двойной точностью. Матрица системы линейных уравнений оказалась сильно вырожденной. Моделирование показало, что метод наименьших квадратов рассчитан на нормальный закон распределения ошибок.

При нормальном законе итерации улучшают первое приближение, а при равномерном распределении случайных ошибок результаты итераций были, как правило, существенно хуже первого приближения.

Разработанная оригинальная методика уточнения параметров орбит ИСЗ, на основе использования псевдодальностей, позволяет существенно повысить точность определения орбит с десятков и сотен метров до сантиметров, используя информацию всего от одного НС. Увеличение числа НС приведет к дальнейшему снижению погрешности в определении параметров орбит навигационных систем ГЛОНАСС/GPS.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Абалкин, В.К. и др. Справочное руководство по небесной механике и астродинамике / В.К. Абалкин, Г.Н. Дубошина. – М.: Наука. – 1971.
2. Шебшаевич, В.С. и др. Сетевые спутниковые радионавигационные системы / В.С. Шебшаевич. – М.: Радио и связь. – 1993.

© А.Я. Юданин, Б.С. Могильницкий, А.С. Толстиков, 2008

УДК 621.396.2

И.Е. Макаров, А.С. Толстиков
ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЯ АЛГОРИТМОВ СИНХРОНИЗАЦИИ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗНЕСЁННЫХ ЧАСОВ ПО НАВИГАЦИОННЫМ СИГНАЛАМ МЕТОДАМИ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

I.E. Makarov, A.S. Tolstikov

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRIM)
4 Dimitrova UI., Novosibirsk, 630004, Russian Federation

RESEARCHES OF ALGORITHMS OF SYNCHRONIZATION OF SPATIALLY CARRIED HOURS ON NAVIGATING SIGNALS METHODS OF IMITATING MODELLING

In work the analysis of algorithms of synchronization spatially carried hours on channels of navigating satellites is resulted, with the purpose of definition of optimum characteristics of algorithms of synchronization. The estimation of accuracy of synchronization of hours with use of methods of imitating modelling is carried out.

Существует большое количество задач научно – технического плана, требующих высокой согласованности моментов шкал пространственно – разнесенных хранителей времени (часов). Сюда могут быть отнесены задачи диспетчеризации, связи, геодезии и геофизики, космической и наземной навигации, баллистики и эфемеридной астрономии. Главным образом это задачи, решаемые на основе применения сети пространственно – разнесенных измерительных станций, синхронно фиксирующих развивающиеся во времени процессы. Особенно высокие требования к синхронности работы таких станций возникают в случаях линейно – угловых измерений, приводящих к измерениям длительности интервалов времени. Для обеспечения качества таких измерений требуется, чтобы измеренные интервалы времени отсчитывались от согласованных моментов шкал времени часов, применяемых в составе указанных измерительных станций.

В связи с переходом спутниковой навигационной системы (СНС) ГЛОНАСС на беззапросные технологии формирования ЭВО, создается сеть беззапросных измерительных станций (БИС), оснащенных прецизионными измерителями псевдодальностей и высокостабильными часами. Требования к синхронности хода часов пространственно разнесенных БИС особенно высокие.

В настоящей работе описываются методы синхронизации пространственно-разнесенных высокостабильных часов и соответствующие этим методам алгоритмы, ориентированные на применение их для

синхронизации часов сети БИС СНС ГЛОНАСС. При этом информация о расхождении шкал времени часов БИС формируется на основе обработки принятых в БИС навигационных сигналов ГЛОНАСС.

Существующие подходы и синхронизации пространственно – разнесенных часов в основном сводятся к оцениванию теми или иными методами отклонений моментов шкал времени синхронизируемых часов от шкалы опорных часов. Далее, по измеренным отклонениям рассчитываются характеристики долговременной нестабильности часов. При этом погрешности такого оценивания (достаточно больше по уровню) являются наследственными по отношению к погрешностям оценивания расхождений моментов шкал времени.

В работе [1] был произведён анализ методов синхронизации, позволяющих одновременно оценивать расхождения моментов шкал времени опорных и синхронизируемых часов, а также характеристики долговременной и кратковременной нестабильностей генератора синхронизируемых часов. На основе уравнений для погрешностей синхронизации также были проведены исследования возможности достижения наивысшей точности синхронизации пространственно-разнесенных часов.

Алгоритмы синхронизации

Для синхронизации пространственно – разнесенных часов БИС в пунктах А и В в зависимости от условий, в которых эта задача решается, применяются алгоритмы, отличающиеся:

- Составом вектора состояния часов БИС;
- Составом и конфигурацией привлекаемого созвездия НС;
- Способом компенсации влияющих факторов $p_k(t)$ в (1).

Рассматриваемые методы и алгоритмы синхронизации опираются на использование уравнений измерений

$$D(t) = \rho(\mathbf{u}_C, \mathbf{u}_I) + c \cdot \Delta T_I(t) + \sum_{k=1}^8 p_k(t) \quad (1)$$

связывающих измеренные псевдодальности $D(t)$, геометрические дальности $\rho(\mathbf{u}_C, \mathbf{u}_I)$ от навигационного спутника (НС) с текущими координатами $\mathbf{u}_C^0 = (x_C, y_C, z_C)$ до приемной антенны БИС с координатами $\mathbf{u}_I^0 = (x_I, y_I, z_I)$. В уравнение измерений (1) в качестве неизвестного параметра входит уход часов БИС от шкалы времени центрального синхронизатора системы ГЛОНАСС

$$\Delta T_I(t) = T_I(t) - T_{\text{ОН}} \quad (2)$$

а также ряд факторов $p_k(t)$, влияющих на точность синхронизации.

При неизвестных координатах пункта БИС_В решается полная задача координатно-временных определений и одновременно оценивается шесть параметров $\hat{\mathbf{x}}^T = (x_I, y_I, z_I, a_0, a_1, a_2)$. Где a_0, a_1, a_2 - коэффициенты долговременной нестабильности часов БИС. Для решения этой задачи

требуется привлечение радиовидимой орбитальной группировки НС с достаточным геометрическим фактором и требуется накопление результатов измерений на интервале времени $[t_0, t_k]$. При текущем оценивании $\Delta T_i(t)$ в составе вектора $\hat{\mathbf{x}}^T = (x_i, y_i, z_i, \Delta T_i(t))$ задача решается одномоментно без накопления измерений.

Если известны координаты пунктов БИС в x_i, y_i, z_i с достаточной точностью, появляется возможность расчета текущих геометрических дальностей $\rho(\mathbf{u}_C, \mathbf{u}_i)$ и использования результатов этих расчетов в форме компенсирующих поправок в уравнении (1). При этом для оценивания $\hat{\mathbf{x}}^T = (a_0, a_1, a_2)$ используется алгоритмы с накоплением измерительной информации. Для текущего оценивания $\hat{\mathbf{x}} = (\Delta T_i(t))$ накопления не требуется. Отметим, что в последних случаях особых требований к конфигурации радиовидимого созвездия НС не предъявляется и количество привлекаемых спутников может быть уменьшено до одного.

При решении задачи синхронизации часов пункта БИС_В в описанных выше условиях, точность оценивания параметров нестабильности синхронизируемых часов ограничена влиянием факторов $p_k(t)$ в уравнении (1). Применение поправок, компенсирующих действие каждого из факторов, приводит к громоздким алгоритмам и в сумме не дает существенных положительных эффектов в плане достижения высокой точности оценивания.

Наиболее эффективный путь повышения точности синхронизации часов в пунктах A и B основан на привлечении измерительной информации из пункта A в виде дифференциальных поправок. Рассчитанные в пункте A текущие значения поправок

$$\Delta D_A(t) = D_A(t) - \rho_A(\mathbf{u}_C, \mathbf{u}_{iA}) = c \cdot \Delta T_{iA}(t) + \sum_{k=1}^8 p_{kA}(t) \quad (3)$$

передаются по каналам связи в пункт B , где эти поправки используются для формирования разностей

$$\Delta D_{AB}(t) = c \cdot [\Delta T_{iA}(t) - \Delta T_{iB}(t)] + \sum_{k=1}^8 [p_{kA}(t) - p_{kB}(t)]. \quad (4)$$

Использование разностей $\Delta D_{AB}(t)$ из (4) для расчета уходов шкал времени

$$\Delta T_{AB}(t) = \Delta T_{iA}(t) - \Delta T_{iB}(t) \quad (5)$$

или, для расчета отклонений характеристик нестабильности часов в пункта B от опорных значений, обеспечивает более высокую точность оценивания по сравнению с ранее рассмотренным случаем применения уравнения (1). Это связано с уменьшением влияния неизмеримых факторов $p_{kB}(t)$ в правой части уравнения (4).

Важным условием применения поправок $\Delta D_A(t)$ являются:

- Одинаковость радионаблюдаемых созвездий НС в пунктах A и B ,
- Однотипность применяемой аппаратуры псевдодальномерных измерений;
- Квазисинхронность проведения измерений в пунктах A и B .

Экспериментальные исследования

Точностные характеристики алгоритмов исследовались методом имитационного моделирования с помощью программного имитатора ModBis 24 [4], разработанного в СНИИМ. На рис. 1 отображены условия проведения эксперимента по синхронизации часов в г. Новосибирске (пункт А) и г. Иркутске (пункт В) на основе одновременного приема в этих пунктах навигационных сигналов одного спутника ГЛОНАСС. Для обработки использовались измерения псевдодальностей в окрестности прохождения спутником траверсной плоскости между пунктами. На рис. 2 показаны изменения шкал времени часов в пунктах А и В за время сеанса синхронизации. На рис. 3 показана восстановленная разность моментов шкал времени в пунктах А и В в условиях действия ионосферных и тропосферных факторов.

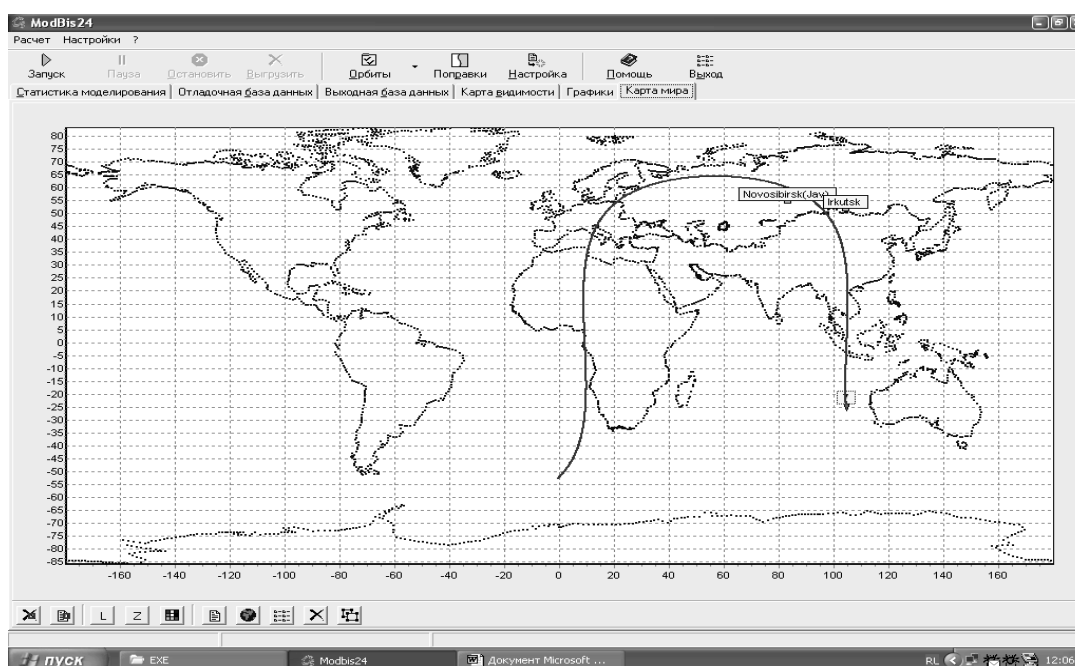


Рис. 1. Отображение эксперимента по синхронизации часов в Новосибирске и в Иркутске с помощью навигационных сигналов

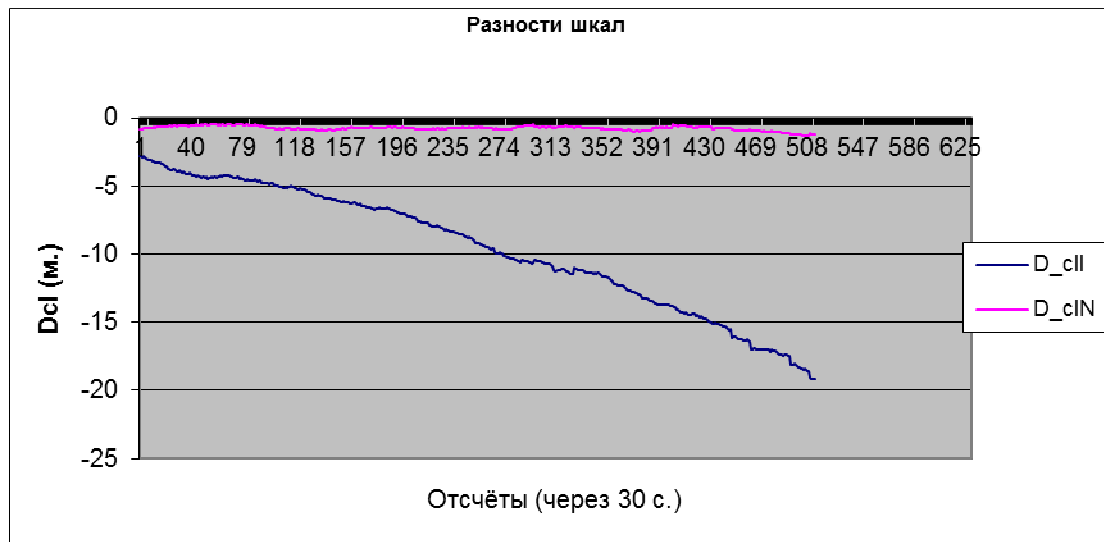


Рис. 2. Поведение шкал времени часов в Новосибирске и в Иркутске

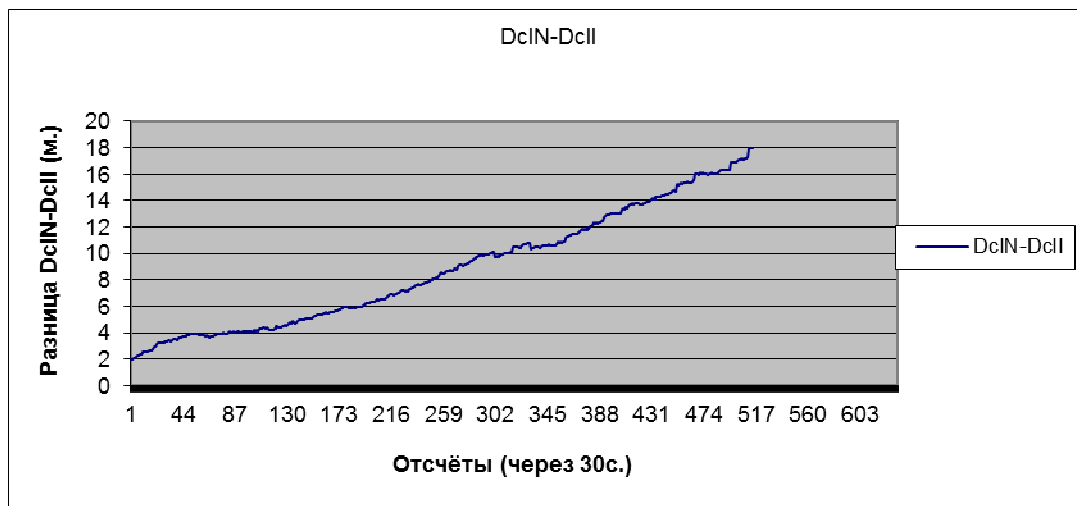


Рис. 3. Расхождение шкал времени часов в Новосибирске и в Иркутске, оцененное по результатам имитационного моделирования сеанса синхронизации

Заключение

1. В рамках работы рассмотрена возможность оценивания не только координат потребителя и уходов шкалы времени применяемых часов, но и характеристик нестабильности часов потребителя. При этом требуется накопление результатов измерений на интервале времени $[t_0, t_k]$.

2. Показано, что использование фазовых измерений псевдодальности обеспечит эффективное оценивание параметров нестабильности частоты генератора часов БИС. Расхождение моментов шкал времени в этом случае оценить невозможно из-за наличия фазовой неоднозначности в результатах измерений.

3. Методами имитационного моделирования алгоритмов синхронизации ДАСб получены погрешности оценивания расхождения моментов шкал в пункте А (Новосибирск) и в пункте В (Красноярск) менее 0.6 – 0.8 нс за один проход навигационного спутника при использовании кодовых измерений, и $(0.8 - 1.0) \cdot 10^{-15}$ погрешность оценивания расхождения частот генераторов часов при использовании фазовых измерений.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Новиков, И.А. Использование спутниковой радионавигационной системы NAVSTAR для синхронизации шкал времени / И.А. Новиков, В.С. Рабкин, С.В. Филатченков, А.А. Шебанов, В.С. Шебшаевич // Зарубежная радиоэлектроника. – 1985. – № 11. – С. 3–35.
2. Владимиров В.М., Гречкосеев А.К., Толстиков А.С. Имитатор измерительной информации для отработки эфемеридно-временного обеспечения космической навигационной системы ГЛОНАСС / В.М. Владимиров, А.К. Гречкосеев, А.С. Толстиков // Измерительная техника. – 2004. – № 8. – С. 12–14.

© И.Е. Макаров, А.С. Толстиков, 2008

УДК 621.317

В.С. Крылов

СГГА, Новосибирск

ПОСТРОЕНИЕ МАЛОБЮДЖЕТНЫХ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ И СИСТЕМ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ НА БАЗЕ ПРЕЦИЗИОННОГО МНОГОКАНАЛЬНОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ «ТЕРМОИЗМЕРИТЕЛЬ ТМ-12»

V.S. Krulov

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo UI., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

DESIGN OF LOW-COST DATA ACQUISITION SYSTEMS AND AUTOMATIC CONTROL SYSTEMS BASED ON PRECISE MULTI-CHANNEL TEMPERATURE METER «TERMOIZMERITEL TM-12»

Paper shows ways in design of low-cost systems for temperature measuring and control based on precise multi-channel temperature meter “Termoizmeritel TM-12” and personal computer. Application areas of such systems are highlited and effective approach of their design by high-level software adaptation are given.

В научно-исследовательских и образовательных учреждениях часто возникает потребность в средствах точного измерения и регулирования температуры. С удовлетворением потребности в образовательных учреждениях часто возникают трудности из-за ограничений, связанных с отсутствием финансирования материального обеспечения учебного процесса.

Реальную возможность избежать этих проблем или, по крайней мере, снизить затраты на их решение предоставляет использование универсальных программно-аппаратных комплексов. В таких комплексах сбор первичной информации осуществляют средства измерений (СИ) с открытым протоколом обмена, а основные функции обработки результатов измерений для получения необходимой информации и выработка управляющих воздействий реализованы в программном обеспечении (ПО) верхнего уровня, которое может быть без существенных затрат переориентировано на решение специфических задач.

Структурная схема взаимодействия аппаратно-программного комплекса и объекта измерений (регулирования) применительно к некоторым часто встречающимся задачам и структурная схема специальных проблемно-ориентированных устройств проиллюстрированы на рис. 1.

По сравнению с использованием узкоспециализированных СИ или регуляторов, метод с использованием универсального комплекса позволяет в полной мере использовать преимущество гибкости системы за счёт модификации только программного обеспечения. Потребность в широкой

номенклатуре СИ/регуляторов при этом может быть снижена, что очевидно повысит экономический эффект за счёт снижения затрат на приобретение и обслуживание парка приборов.

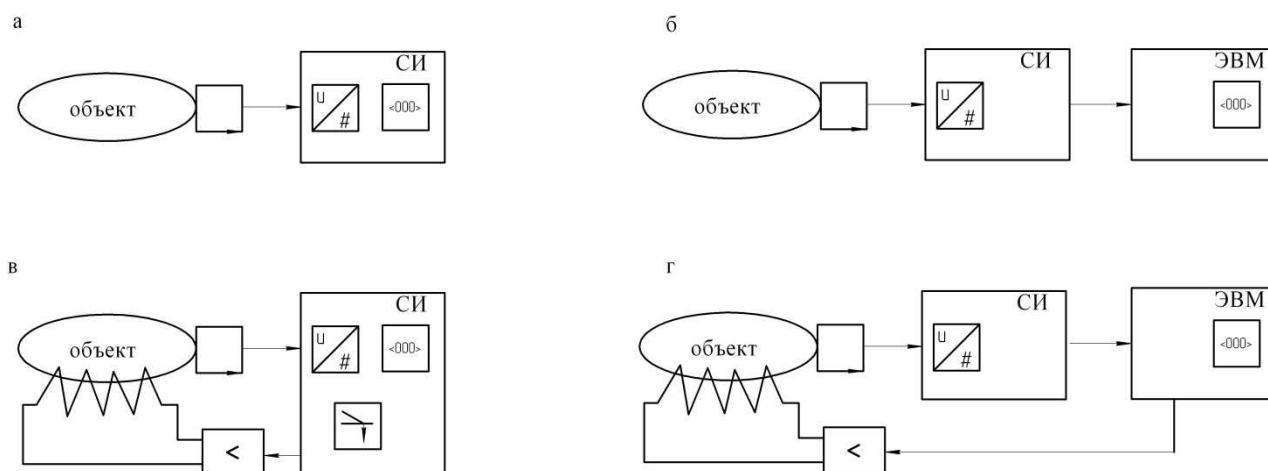


Рис. 1. Структурные схемы:

а – измерение с использованием специального СИ, б – измерение с использованием аппаратно-программного комплекса, в – регулирование с использованием специального регулятора, г – регулирование с использованием аппаратно-программного комплекса

Экономический эффект от разработки программного обеспечения трудно переоценить – для разработки ПО можно использовать только персональный компьютер и соответствующие трансляторы. Хотя существуют специальные программные продукты для построения автоматизированных систем, для построения малобюджетной информационно-измерительной системы можно воспользоваться бесплатными средствами разработки, среди которых можно найти трансляторы для любых аппаратных платформ и языков программирования.

Важно отметить, что использование универсальных комплексов в научных исследованиях и производственных задачах также приносит определенные плоды. В области измерения и регулирования температуры такой подход даёт дополнительные преимущества, связанные с возможностью расширения диапазонов измерений серийно выпускаемых СИ с прогнозируемыми метрологическими характеристиками (МХ). В качестве примера рассмотрим применение для решения рассматриваемого круга задач многоканального прецизионного измерителя температуры «Термоизмеритель ТМ-12», разработанного новосибирским предприятием ООО «Производственно-экологическое предприятие «Сибэкоприбор», внесённого в Государственный реестр СИ и выпускаемого серийно. В качестве первичных преобразователей измеритель использует термометры сопротивления (ТС).

В соответствии с описанием типа измеритель имеет следующие метрологические характеристики:

- Диапазон измерений от минус 50 до 250 °С;

- Предел допускаемой погрешности в диапазоне температур от 0 до 100 °С при измерениях с использованием ИСХ ТС $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$;
- Предел допускаемой погрешности в диапазонах температуры от минус 50 до 0 °С и от 100 до 200 °С при измерениях с использованием ИСХ ТС $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$;
- Предел допускаемой погрешности измерения сопротивления и преобразования значения сопротивления в значение температуры с использованием ИСХ ТС по ГОСТ Р 8.625 «Термометры сопротивления из платины, меди и никеля. Общие технические требования и методы испытаний» (для модификации ТМ-12.4) $\pm(0,03 + 0,0002 \cdot |t|)^{\circ}\text{C}$, где t - значение измеряемой температуры;
- Количество измерительных каналов 12.

В соответствии с первоначальным назначением, измеритель имеет диапазон и точность измерений, отвечающую потребностям метрологических лабораторий по аттестации климатического испытательного оборудования и поверке (калибровке) ТС, а благодаря быстродействию и привязке результатов измерений по всем 12 каналам к одному и тому же моменту времени находит применение при решении научно-исследовательских задач, связанных с измерением параметров потоков газов и жидкостей, распределением температур в массивных объектах и объектах сложной конфигурации.

Конструктивно измеритель является современным высокотехнологичным электронным прибором с развитыми пользовательскими функциями и открытым протоколом обмена по цифровому интерфейсу, что и требуется для создания эффективного аппаратно-программного комплекса.

Рассмотрим, как аппаратно-программный комплекс на базе измерителя может решить задачу регулирования температуры печи при реализации температуры фазового перехода чистого металла, например, цинка (температура затвердевания примерно 419°C). На первый взгляд требуемая температура лежит за пределами диапазона измерений прибора, более того – прибор не обладает функциями регулятора. Однако, задача оказывается легко разрешимой.

Первая проблема – недостаточный диапазон измерений, решается применением специального подхода, связанного с «подменой» ИСХ ТС. На рис. 2 представлены зависимости сопротивления от температуры ТС с ИСХ 50П и 100П, а также границы диапазона измерений прибора в эквивалентном сопротивлении.

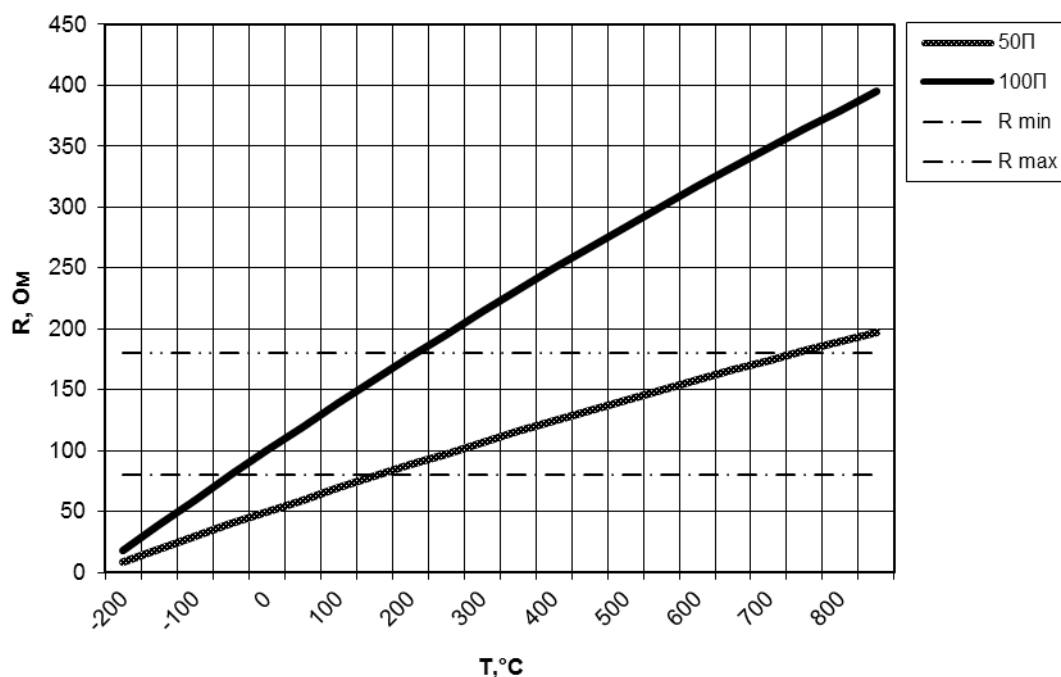


Рис. 2. Зависимости сопротивления ТС с НСХ 100П и 50П по ГОСТ 8.625

Очевидно, что если подключить к измерителю ТС с НСХ 50П, а в меню прибора указать, что подключен ТС с НСХ 100П, прибор будет отображать на дисплее заведомо неверные значения температуры, но, поскольку значение сопротивления ТС находится в рабочем диапазоне измерителя, то результаты измерений могут с нормированной погрешностью преобразованы в действительно измеряемые ТС значения температуры путём пересчёта с одной НСХ на другую. Эта функция решается ПО верхнего уровня. Нормативно такой метод закреплён аттестованной методикой выполнения измерений (МВИ), разработанной ФГУП «СНИИМ».

Вторая проблема – нет наличия функции регулирования в измерителе. Решение этой проблемы полностью возлагается на программное обеспечение верхнего уровня. Получая результаты измерения температуры от измерителя программное обеспечение, с помощью реализованных алгоритмов регулирования, генерирует управляющие сигналы и направляет их в усилитель мощности. Усилитель мощности питает нагреватель печи. Таким образом, осуществляется поддержание температуры фазового перехода.

Предложенный метод измерения и регулирования температуры находит практическое применение во многих сферах метрологического обеспечения температурных измерений.

УДК 006

С.Б. Данилевич, Т.М. Соловьева

СГГА, Новосибирск

РАЗРАБОТКА ЭФФЕКТИВНЫХ МЕТОДИК МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ

S.B. Danilevich, T.M. Solovieva

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk , 630108, Russian Federation

THE DEVELOPMENT OF THE EFFICIENT METHODSES MULTIVARIABLE CHECKING

The report S.B. Danilevicha, T.M. Solovievoy “Development of the efficient methodses of the multivariable checking”.

In report are considered questions of the planning and metrological ensuring the output instrumental multivariable checking complex product. They are brought some results of the study of the methods of the measuring checking by method of simulation modeling.

Эффективное техническое регулирование, обеспечивающее необходимый уровень безопасности и качества технологических процессов и продукции, невозможно без точных измерений и достоверного контроля.

В настоящее время существует два подхода к обеспечению соответствия серийно выпускаемой продукции требованиям нормативных документов (т.е. обеспечению требуемого качества продукции).

Первый подход заключается в обеспечении высокого качества технологических процессов производства и организации мониторинга состояния этих процессов. При гарантированном высоком качестве и стабильности технологических процессов может быть обеспечено высокое качество готовых изделий и без выходного контроля продукции [1, 2]. В этом случае с целью организации эффективного мониторинга состояния технологических процессов обычно организуется выборочный контроль изделий на различных стадиях производства (в том числе и контроль готовой продукции). Мониторинг осуществляется обычно службами качества предприятия.

Второй подход заключается в организации выходного контроля готовой продукции (проверке соответствия изделий требованиям нормативных документов) с целью эффективного выявления и отбраковки не соответствующих требованиям изделий. Выходной контроль может быть как сплошным (например, первичная поверка средств измерений при выпуске из производства), так и выборочным. Выходной контроль выполняется обычно

отделами технического контроля (ОТК) и традиционно широко применяется на предприятиях оборонной промышленности. Принятие в составе государственной программы вооружения комплексной целевой программы «Обеспечение и контроль качества вооружения и военной техники на 2004-2010 годы и на период до 2015 года» (КЦП «Качество») предполагает применение эффективных методов контроля серийно выпускаемых изделий на предприятиях оборонной промышленности [3]. Этот подход, разумеется, не отрицает необходимость совершенствования производственных процессов.

Данная статья посвящена вопросам методического обеспечения выходного инструментального контроля сложных изделий.

Будем полагать, что качество изделий характеризуется некоторым множеством параметров, которые подвергаются допусковому измерительному контролю с целью подтверждения соответствия изделий установленным в технических регламентах, стандартах или других нормативных документах (НД) требованиям [4]. Отметим, что качество изделия может определяться и одним параметром, являющимся функцией некоторого аргумента и контролируемым при нескольких значениях последнего. Например, погрешность измерительных приборов можно рассматривать как случайную функцию, которая при поверке контролируется в нескольких заранее определенных точках диапазона измерений [5].

При допусковом измерительном контроле сложное изделие обычно признается не соответствующим требованиям («негодным»), если значение хотя бы одного контролируемого параметра, найденное при измерении этого параметра, выходит за установленные в НД границы. Такой контроль называют выходным многопараметрическим [4-8].

Под методиками выполнения контроля (МВК) будем понимать совокупность операций и правил контроля, выполнение которых обеспечивает получение результатов контроля с заданной достоверностью. Это соответствует духу и букве ГОСТ Р 8.563 – 96 «ГСИ. Методики выполнения измерений», в котором под методикой выполнения измерений понимается “совокупность операций и правил, выполнение которых обеспечивает получение результатов измерений с известной погрешностью”.

Разработка МВК заключается не только в определении требований к точности измерений при контроле каждого параметра изделия, но и в определении других факторов, влияющих на качество и трудоемкость контроля. К таким факторам, например, можно отнести нередко применяемые для повышения достоверности результатов «контрольные» допуски на параметры (более «жесткие», чем необходимые при эксплуатации изделий) [5].

При разработке МВК также нередко стоит задача определения оптимальной номенклатуры подвергаемых контролю параметров. Рассмотрим этот вопрос подробнее. С учетом степени взаимной зависимости контролируемых параметров, при многопараметрическом контроле возможны следующие ситуации.

1. Некоторые характеризующие качество изделия параметры связаны функциональной зависимостью. В такой группе параметров целесообразно

выделить наиболее удобный для контроля параметр, измерение которого с достаточно высокой точностью обеспечит необходимую достоверность результатов контроля. При этом количество контролируемых параметров может быть сокращено до числа выделенных групп зависимых параметров, и трудоемкость контроля можно снизить.

2. Из совокупности подлежащих контролю параметров изделия можно выделить коррелированные параметры и объединить их в группы. В этом случае возникает задача оптимизации числа параметров в каждой группе – определения минимального числа удобных для контроля параметров. Это обеспечит требуемую достоверность результатов контроля для изделия в целом и позволит снизить трудоемкость контроля. Такая задача возникает, например, при выборе оптимального числа поверяемых точек в диапазоне измерения для измерительных приборов одного типа, если погрешность приборов описывается случайной функцией [4-7].

3. Определяющие качество изделия параметры независимы. В этом случае для обеспечения высокой достоверности результатов контроля следует контролировать все параметры. Однако нередко из-за технической невозможности контролировать некоторые параметры или с целью снижения трудоемкости процедуры контроля реально контролируется только часть параметров (применяется так называемый «неполный» контроль). Очевидно, в этом случае вероятность ошибок контроля 2 рода (вероятность принять негодное изделие) возрастает, а вероятность ошибок 1 рода (забраковать годное изделие) снижается.

Оценить достоверность результатов такого «неполного» контроля и целесообразность его применения (а также разработать эффективную методику контроля) в этом случае можно методом имитационного моделирования (ИМ) [4-11].

Рассмотрим некоторые результаты исследования влияния степени «неполноты» контроля на риски заказчика и производителя и вероятность ошибки контроля 2 рода. Эти результаты аналогичны приведенным в работе [11], полученным при имитации на компьютере процедуры простого выборочного многопараметрического контроля (при которой контролируется лишь некоторая доля изделий).

Напомним, что вероятность ошибки контроля 2 рода – это вероятность признать «годным» изделие при условии, что фактически оно негодное (не соответствует требованиям хотя бы по одному параметру). Риск заказчика – это вероятность того, что изделие окажется фактически «негодным» при условии, что в результате контроля оно признано годным (соответствующим требованиям НД). Риск производителя – это вероятность того, что изделие в результате контроля будет признано не соответствующим требованиям («негодным»), но является при этом фактически «годным». Эта вероятность характеризует среднюю долю ошибочно бракуемых изделий среди всех поступивших на контроль.

Предполагалось, что качество изделия характеризуется 30 независимыми идентичными параметрами. Моделировалась процедура выходного контроля всех изделий, причем у каждого изделия контролировалась только часть параметров (от 20 % до 100 %). Было принято также, что все контролируемые параметры изделия распределены по нормальному закону с СКО $\sigma = 1$ и должны находиться в поле допуска $\Delta = \pm 3$ (относительно своего номинального значения).

В качестве модели погрешности выполняемых при контроле измерений использовалась нормально распределенная случайная величина с СКО σ_n , принимавшем значения от 0 до 0,3 с шагом 0,1 (предполагалось, что систематические погрешности измерений устранены). На компьютере имитировался измерительный контроль некоторой доли параметров, и вычислялись соответствующие этой доле оценки рисков заказчика R_3 и производителя R_n , а также вероятности ошибки контроля 2 рода P_2 .

В таблице приведены результаты расчетов искомых вероятностей (по 10^6 реализаций). Отметим, что если $\sigma_n = 0$ (при отсутствии погрешностей измерений), все искомые вероятности при 100 % доле контролируемых параметров равны нулю.

Таблица

СКО σ_n		Доля контролируемых параметров (контролируемых изделий)				
		20 %	40 %	60 %	80 %	100 %
0,0	R_n (%)	0	0	0	0	0
	R_3 (%)	6,28 (6,26)	4,73 (4,76)	3,18 (3,20)	1,60 (1,62)	0
	P_2 (%)	79,33 (79,20)	5,06 (59,13)	39,0 (39,15)	19,15 (19,40)	0
0,1	R_n (%)	0,24 (0,24)	0,48 (0,47)	0,70 (0,71)	0,96 (0,94)	1,19 (1,18)
	R_3 (%)	6,44 (6,51)	5,04 (5,18)	3,70 (3,76)	2,30 (2,38)	0,89 (0,88)
	P_2 (%)	81,36 (82,36)	62,95 (64,20)	45,26 (46,23)	27,58 (28,49)	10,44 (10,37)
0,2	R_n (%)	0,58 (0,57)	1,19 (1,18)	1,77 (1,72)	2,35 (2,34)	2,92 (2,92)
	R_3 (%)	6,57 (6,61)	5,32 (5,40)	4,06 (4,18)	2,77 (2,86)	1,51 (1,52)
	P_2 (%)	82,52 (83,70)	65,63 (66,35)	49,23 (50,71)	33,25 (34,10)	17,51 (17,65)

В таблице в скобках для сравнения приведены результаты расчетов указанных вероятностей, полученные при имитации контроля всех 30 параметров для соответствующей доли контролируемых изделий.

Отметим, что при указанных исходных данных, если контроль не проводится, риск заказчика - это априорная вероятность того, что любое изделие окажется негодным. При этом риск заказчика равен 7,79 %, риск

производителя, очевидно, равен нулю, а вероятность ошибки 2 рода равна 100 %.

Например, из таблицы найдем при СКО погрешности 0,1 следующее. При контроле 20 % параметров (т.е. 6 параметров из 30) у каждого изделия (или же при контроле всех параметров у 20 % изделий) средний риск производителя примерно равен 0,24 %, риск заказчика не превышает 6,5%, а вероятность ошибки контроля 2 рода может достигать почти 84 % .

Анализ приведенных в таблице результатов показывает, что при статистической независимости параметров изделий нет существенной разницы, как выполнять выборочный контроль с целью отбраковки не соответствующих требованиям изделий. Можно контролировать некоторую долю параметров у всех изделий, а можно контролировать все параметры у такой же доли изделий (от общего их количества). Достоверность результатов контроля в этих случаях практически одинакова, а вот трудоемкость контроля может быть различной.

Введение экономически обоснованных требований к рискам изготовителя и заказчика позволяет минимизировать затраты на организацию контроля и потери от возможных ошибок контроля, то есть оптимизировать методику контроля по экономическому критерию [12].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Розно, М.И. От «голоса потребителя» до «производства без проблем» / М.И. Розно // Методы менеджмента качества. – 2006. – № 1. – С. 13–19.
2. Данилевич, С.Б. Нужен ли выходной контроль серийно выпускаемой продукции? / С.Б. Данилевич, В.В. Княжевский, С.С. Колесников // Методы менеджмента качества. – 2006. – № 7. – С. 40–43.
3. Корчак, В.Ю. Обеспечение и контроль качества оборонной продукции / В.Ю. Корчак, В.С. Макуха, О.П. Шехватов // Компетентность. – 2006. – № 8. – С. 2–9.
4. Рубичев, Н.А. Достоверность допускового контроля качества / Н.А. Рубичев, В.Д. Фрумкин. – М.: Изд-во стандартов, 1990. – 172 с.
5. Данилевич, С.Б. Разработка методик эффективного контроля сложных объектов / С.Б. Данилевич, С.С. Колесников // Измерительная техника. – 2007. – № 5. – С. 19–22.
6. Данилевич, С.Б. Многопараметрический контроль качества / С.Б. Данилевич, К.С. Данилевич // Методы менеджмента качества. – 2002. – № 12. – С. 22–25.
7. Данилевич, С.Б. Метрологическое обеспечение производства и качество продукции / С.Б. Данилевич, С.С. Колесников // Законодательная и прикладная метрология. – 2007. – № 2. – С. 31–33.
8. Данилевич, С.Б. Планирование выходного измерительного контроля качества продукции: монография / С.Б. Данилевич. Новосибирск: НГТУ, 2006.
9. Данилевич, С.Б. Применение компьютерных технологий при разработке эффективных методик контроля качества продукции / С.Б.

Данилевич // Законодательная и прикладная метрология. – 2006. – № 2. – С. 30–32.

10. Данилевич, С.Б. Планирование эффективных методик подтверждения соответствия / С.Б. Данилевич, С.С. Колесников // Методы оценки соответствия. – 2007. – № 2. – С. 16–20.

11. Данилевич, С.Б. Планирование выходного контроля качества ограниченных партий изделий / С.Б. Данилевич, В.В. Княжевский, Т.М. Соловьева // Законодательная и прикладная метрология. – 2006. – № 3. – С. 66–70.

12. Данилевич, С.Б. Оптимизация выборочного измерительного контроля продукции / С.Б. Данилевич, В.В. Княжевский // Методы менеджмента качества. – 2005. – № 8. – С. 32–35.

© С.Б. Данилевич, Т.М. Соловьева, 2008

УДК 621.396.2

А.С. Толстиков, Д.В. Стубарев
ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ЗАДАЧИ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ БЕЗЗАПРОСНЫХ ТРАЕКТОРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

A.S. Tolstikov, D.V. Stubarev

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRIM)
4 Dimitrova Ul., Novosibirsk, 630004, Russian Federation

TASKS OF DATA PREPROCESSING FOR REQUESTLESS TRAJECTORY MEASUREMENTS

Tasks of coordinate-time measurements based on satellite navigation technologies are discussed in this report. A subject of consideration is trajectory measurements in which front-end processing is needed with the purpose of overshoots' exclusion, missed data filling in and noises' filtration.

Задачи координатно-временных определений, решаемые на основе применения навигационных спутниковых технологий, можно разделить на две группы.

Первую группу составляют задачи прямого назначения спутниковых навигационных систем (СНС), которые предполагают:

- Определение положения и параметров движения различных объектов на Земле и в околоземном пространстве и
- Воспроизведение моментов системной шкалы времени непосредственно приемной аппаратурой.

Вторая группа объединяет задачи, обеспечивающие функционирование самих СНС. Это задачи связанные с формированием эфемеридно-временного обеспечения СНС, включают в себя:

- Уточнение орбит навигационных спутников (НС) для целей высокоточного прогнозирования на этой основе эфемеридно-баллистической информации;
- Оценивание уходов бортовых часов НС и прогнозирование на этой основе эфемеридно-временной информации СНС;
- Оценивание параметров вращения Земли, определяющих текущее положение Земли в инерциальной системе координат;
- Уточнение распределения гравитационного потенциала Земли для прогнозирования движения НС.

К последним задачам предъявляются особенно высокие требования по точности позиционирования и надежности полученных результатов.

Для формирования эфемеридно-временного обеспечения СНС ГЛОНАСС используются данные беззапросных траекторных измерений, выполняемых по радиовидимым орбитальным группировкам навигационных спутников с сети беззапросных измерительных станций (БИС).

В силу того обстоятельства, что расположение сети БИС ограничено территорией Российской Федерации, не обеспечивается полное покрытие орбит группировки НС ГЛОНАСС измерениями с БИС. По этой причине для всех полученных данных траекторных измерения должен быть достигнут максимально высокий коэффициент их эффективного использования.

Подобное отношение к результатам траекторных измерений складывается при решении задачи синхронизации пространственно-разнесенных часов, применяемым в составе БИС. Для такой синхронизации планируется сеанс одновременных траекторных измерений с сети БИС по одному, выбранному определенным образом навигационному спутнику. Если оказывается, что результаты измерений на одной из БИС оказываются неудовлетворительными (содержат выбросы, разрывы в данных, содержат высокий уровень шумов), то весь сеанс синхронизации теряет требуемую информативность.

Существует несколько проблем, возникающих на этапе приема данных:

- Выбросы в результатах псевдодальномерных измерений образуются в результате многопутности. Т.е. когда сигнал от НС отражается от различных объектов (дома, деревья,...);
- Разрывы в данных образуются в результате удаления пачки выбросов, или при потере синхронизации. В этом случае для исключения выброса применяется метод гладкого восполнения данных;
- Скачки фазы возникают вследствие потери синхронизации и возобновлении последующих измерений.

Предметом настоящей работы является проведение анализа имеющихся методов и средств, подбор алгоритма оптимального оценивания данных измерений на этапе первичной обработки информации и составление рекомендаций по его использованию для получения результата, максимально приближенного к реальному.

Предлагается проводить предварительную обработку с помощью робастных алгоритмов фильтрации, которые нечувствительны к выбросам в данных, обеспечивают гладкое восполнение пропущенных данных и позволяют идентифицировать скачки фазовой неоднозначности в фазовых измерениях.

Алгоритм решает следующие задачи:

- Выявление и исключение аномальных значений измерений;
- Гладкое восполнение пропущенных данных, вследствие потери синхронизации измерительной станции;
- Оценивание и компенсация скачков фазовой неоднозначности.

Новизна результатов работы заключается в следующем:

- Разработаны методики сбора и предварительной обработки результатов траекторных измерений;
- На этой основе построен адаптивный алгоритм, робастный по отношению к выбросам в исходных данных, обеспечивающий гладкое восполнение пропущенных данных и компенсирующий появляющиеся скачки фазовой неоднозначности;
- Разработаны принципы построения алгоритмов;
- Предложена адаптивная конструкция фильтра Калмана адаптирующаяся к поступающей информации.

Алгоритмы могут быть использованы в условиях приема, когда окружающие объекты создают условия для возникновения многопутности и потерь синхронизации.

Произведенный сравнительный анализ подходов и алгоритмов выявления и исключения выбросов (использование адаптивного линейного фильтра Калмана, медианного фильтра и процедуры Тьюки 53X) показал целесообразность предварительной медианной фильтрации исходных данных перед применением линейного фильтра. Для гладкого восполнения была показана целесообразность применения ортогональных полиномов Чебышева, и получены рекомендации к выбору параметров интерполяционных полиномов. Для решения задачи оценивания и компенсации фазовой неоднозначности проведен сравнительный анализ имеющихся подходов.

Результаты исследований нашли применение в разработанном во ФГУП СНИИМ имитаторе измерительной информации получаемой с сети беззапросных измерительных станций по орбитальной группировке ГЛОНАСС.

Полученные результаты модельных исследований и результаты обработки реальных сигналов хорошо согласуются с теоретическими положениями, положенными в основу синтеза робастных алгоритмов обработки измерительной информации.

© А.С. Толстиков, Д.В. Стубарев, 2008

УДК 006: 621. 317. 744

С.В. Савелькаев, М.Б. Устюгов, А.П. Тапсиев

СГГА, Новосибирск

СПОСОБ КАЛИБРОВКИ ПОЛОСКОВОГО КОНТАКТНОГО УСТРОЙСТВА

S.V. Savelkaev, M.B. Ustugov, A.P. Tapsiev

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

WAY OF CALIBRATION STRIP CONTACT DEVICES

The way of calibration of the strip contact device by a set from two coordinated settlement strip calibrator is offered and short-circuited or one short-circuited, providing increase of accuracy of calibration of this device is considered.

Key words: strip contact device, calibration.

Для калибровки коаксиальных анализаторов СВЧ-цепей (АЦ) используют наборы однотипных стандартизированных коаксиальных мер. Исследуемые узлы могут иметь большое разнообразие типов входных трактов и чаще всего полосковых. Для подключения таких узлов к АЦ традиционно используют полосковые контактные устройства (ПКУ) [1–5], калибровка которых расчетными полосковыми калибраторами обеспечивает перенос результатов калибровки АЦ коаксиальными мерами на измерение S -параметров полосковых узлов. Таким образом, от точности калибровки ПКУ зависит точность переноса.

Для калибровки ПКУ, при которой определяют его S -параметры в виде разделяющихся S_{11}, S_{22} и не разделяющихся S_{12}, S_{21} , необходим набор минимум из трех расчетных полосковых калибраторов [2, 3]. Так, например, набор может состоять из согласованного, замкнутого и разомкнутого калибраторов.

Замкнутый и разомкнутый калибраторы представляют собой отрезки полосковой линии длиной $\lambda/2$ и $\lambda/4$ соответственно, где $\lambda=c/f$ – длина волны как отношение скорости света c к частоте f , на которой замкнутый калибратор имеет потери, тогда как в разомкнутом они отсутствуют.

На практике ПКУ калибруют в некоторой полосе частот Δf , в которой длина разомкнутого калибратора отличается от $\lambda/4$. В результате чего он имеет потери из-за эффекта открытого конца.

Наличие потерь в замкнутом и разомкнутом калибраторах снижает точность их расчета и, следовательно, точность калибровки ПКУ, что требует исключения этих калибраторов из набора.

В статье рассмотрен способ калибровки ПКУ [4] набором из двух согласованного расчетного полоскового калибратора и короткозамыкателя, потерями в котором из-за малости можно пренебречь, или же одного

короткозамыкателя. Способ обеспечивает повышение точности калибровки этого устройства.

ПКУ показано на рис. 1, а. Оно содержит основание 1, на котором установлены коаксиально-полосковые переходы (КП) 2, полосковые направленные ответвители (НО) 3 и детекторы 4. В ПКУ включен отрезок полосковой линии (ОПЛ) 5, а само ПКУ подключено к измерительным плечам АЦ 6, которые нагружены на перестраиваемые согласующие трансформаторы (ПСТ) 7.

Калибровка ПКУ, показанного на рис. 1, а, основана на измерении ККО $\Gamma_{ni}^{(m)}$ в плоскостях $n_i - n_i'$ его входов посредством АЦ 6 при поочередном подключении ПКУ согласованного полоскового калибратора и короткозамыкателя (в виде металлической пластины на которой закреплен полосок), показанных на рисунке 1, б и в, которые в плоскостях $i - i'$ их подключения имеют ККО $\Gamma_i^{(m)} = \{0, -1\}$, где $i = 1, 2$ индекс плоскостей $i - i'$ подключения калибратора и короткозамыкателя к ПКУ и $m = 1, 2$ - их порядковый номер.

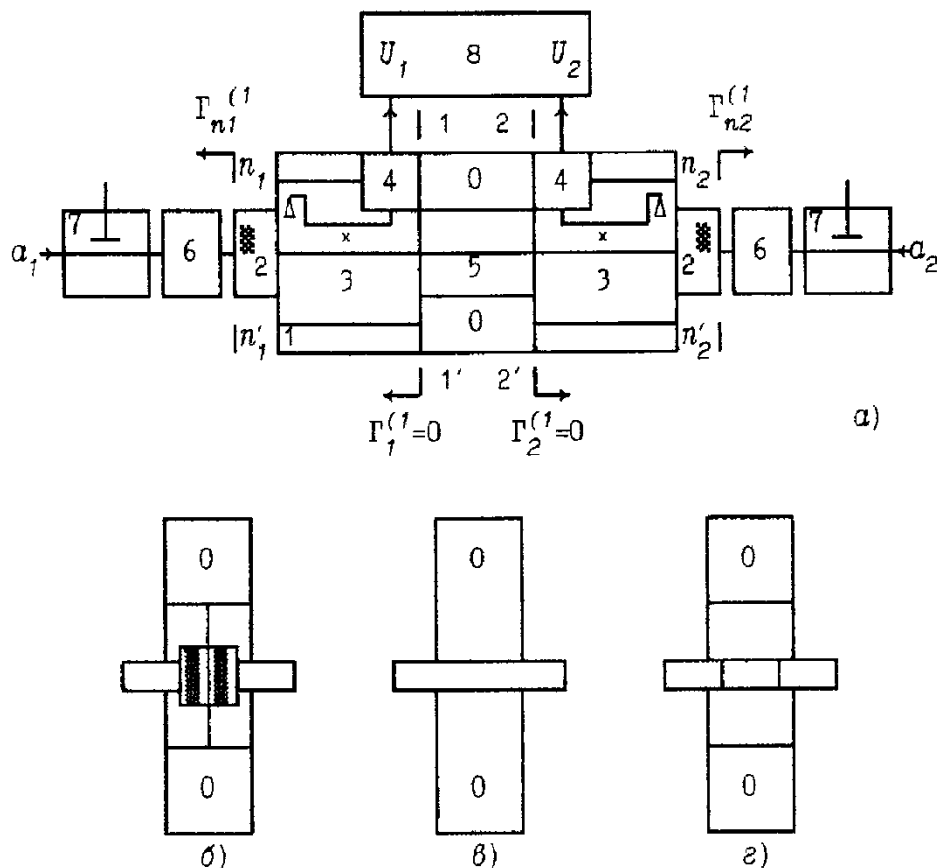


Рис. 1. Полосковое контактное устройство (а), согласованный полосковый калибратор (б), короткозамыкатель (в) и отрезок полосковой линии (г)

Согласованный полосковый калибратор может быть исключен из набора. В этом случае измерение ККО $\Gamma_{ni}^{(1)}$ осуществляют в следующем порядке. В ПКУ включают ОПЛ 5, показанный на рис. 1, з. С помощью выходного ПСТ 7 согласуют входную часть ПКУ так, чтобы ККО $\Gamma_1^{(1)}$ в плоскости 1–1' подключения ОПЛ 5 был равен нулю $\Gamma_1^{(1)} = 0$, как показано на рис. 1, а, что эквивалентно подключению к плоскости 1–1' согласованного полоскового калибратора. Условие $\Gamma_1^{(1)} = 0$ определяют по минимуму напряжения U_1 на выходе детектора 4 НО 3 входной части ПКУ. Затем измеряют ККО $\Gamma_{n1}^{(1)}$ в плоскости $n_1 - n_1'$ входа ПКУ посредством АЦ 6 и повторяют аналогичную операцию для его выходной части.

В первом приближении полагаем, что входная и выходная части ПКУ взаимны и реактивны. Тогда их унитарные S_i -параметры можно определить как:

$$\begin{aligned} |S_{11i}| &= |\Gamma_{ni}^{(1)}|, \quad \varphi_{11i} = \varphi_{ni}^{(1)}, \\ |S_{12i}| &= |S_{21i}| = \sqrt{1 - |\Gamma_{ni}^{(1)}|^2}, \quad \varphi_{12i} = \varphi_{21i} = \varphi_{ni}^{(2)} - \pi, \\ |S_{22i}| &= -|\Gamma_{ni}^{(1)}|, \quad \varphi_{22i} = 2\varphi_{12i} - \varphi_{11i} = 2\varphi_{21i} - \varphi_{11i}, \end{aligned} \quad (1)$$

где и модуль $|\Gamma_{ni}^{(1)}|$ и фазы $\varphi_{ni}^{(m)}$ измеряемых ККО $\Gamma_{ni}^{(m)}$.

Выражения для определения фаз φ_{12i} и φ_{21i} (1) были получены из уравнения

$$\Gamma_{ni}^{(2)} = S_{11i} + \frac{S_{12i}S_{21i}\Gamma_i^{(2)}}{1 - S_{22i}\Gamma_i^{(2)}} \approx -S_{12i}S_{21i} \quad (2)$$

при условии $S_{11i}, S_{22i} \ll 1, \Gamma_i^{(2)} = -1$.

Малые потери в области слабой связи НО 3 и самом ПКУ нарушают унитарность его S_i -параметров. При этом потери можно условно отнести к короткозамыкателю, а его ККО в плоскости $i - i'$ представить в виде $\delta_i \Gamma_i^{(2)}$, где δ_i - неизвестный комплексный коэффициент, учитывающий потери. Подставив $\delta_i \Gamma_i^{(2)}$ в (2) получим уравнение

$$\Gamma_{ni}^{(2)} = S_{11i} + \frac{S_{12i}S_{21i}\delta_i \Gamma_i^{(2)}}{1 - S_{22i}\delta_i \Gamma_i^{(2)}} \quad (3)$$

из которого при $\Gamma_i^{(2)} = -1$, найдем

$$\delta_i = (\Gamma_{ni}^{(2)} - S_{11i}) / (\Delta_{Si} - S_{22i}\Gamma_{ni}^{(2)}), \quad (4)$$

где $\Delta_{Si} = S_{11i}S_{22i} - S_{12i}S_{21i}$.

С учетом δ_i (4) неунитарные R_i -параметры ПКУ можно определить из выражений:

$$R_{11i} = S_{11i}, R_{22i} = S_{22i}\delta_i, R_{12i} = R_{21i} = \sqrt{S_{12i}S_{21i}\delta_i}. \quad (5)$$

Выражения (1), (4) и (5) представляют собой математическую модель калибровки ПКУ.

Перенос результатов калибровки АЦ коаксиальными мерами на измерение S -параметров полосковых узлов можно осуществить по формулам:

$$S_{11} = [R_{112}(R_{111}\hat{S}_{22} - \hat{\Delta}_S) + (\hat{S}_{11} - R_{111})\Delta_{R2}] / \Delta_S,$$

$$S_{12} = -R_{211}R_{212}\hat{S}_{12} / \Delta_S, \quad (6)$$

$$S_{21} = -R_{121}R_{122}\hat{S}_{21} / \Delta_S,$$

$$S_{22} = [R_{221}(R_{222}\hat{S}_{11} - \hat{\Delta}_S) + (\hat{S}_{22} - R_{222})\Delta_{R1}] / \Delta_S,$$

где

$$\hat{\Delta}_S = \hat{S}_{11}\hat{S}_{22} - \hat{S}_{12}\hat{S}_{21};$$

$$\Delta_{R1} = R_{111}R_{221} - R_{121}R_{211};$$

$$\Delta_{R2} = R_{112}R_{222} - R_{122}R_{212}; \quad (7)$$

$$\Delta_S = R_{112}(\hat{S}_{22}\Delta_{R1} - R_{221}\hat{\Delta}_S) + (R_{221}\hat{S}_{11} - \Delta_{R1})\Delta_{R2};$$

$$\hat{S}_{ii} \text{ и } \hat{S}_{ij} - \hat{S}\text{-параметры узла, измеренные в плоскостях } n_i - n_i' \text{ входов}$$

ПКУ.

В ПКУ использованы КП 2 сечения 7/3 мм. Его сменные 20-ти дБ полосковые НО 3 с полосой 10% выполнены на поликоре толщиной 1 мм с волновым сопротивлением линий 50 Ом.

При калибровке ПКУ двумя согласованным полосковым калибратором и короткозамыкателем точность переноса при измерении S – параметров проходных расчетных полосковых мер ослабления в диапазоне частот 4 – 8 ГГц составила $|\Delta S| \leq 0,05|S|$ по модулю и $\Delta\varphi_S \leq 8^\circ$ по фазе и одним короткозамыкателем - $|\Delta S| \leq 0,04|S|$ и $\Delta\varphi_S \leq 6^\circ$.

При калибровке ПКУ тремя согласованным, замкнутым и разомкнутым расчетными полосковыми калибраторами, с длиной последних из которых $\lambda/2$ и $\lambda/4$ на частоте 6 ГГц, точность переноса в том же диапазоне частот составила - $|\Delta S| \leq 0,13|S|$ и $\Delta\varphi_S \leq 19^\circ$.

Таким образом, рассмотренный способ калибровки ПКУ, в сравнении с известным, обеспечивает повышение точности переноса примерно в 2 - 3 раза.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Khilla A.M. Accurate measurement of high-power GaAs FET terminating 174haracteri improves divice 174haracterization//Microwave journal. – 1985. – No. 5. – P. 255-263.

2. Heuermann H., Schiek B. Line network network (LNN): at alternative in-fixture calibration procedure // IEEE Trans. – 1997. – Vol. MTT-45. – No. 3. – P. 408-413.
3. Zhu N. H. Phase uncertainty in calibrating microwave test fixtures // IEEE Trans. – 1999. – Vol. MTT-47. – No. 10. – P. 1917-1922.
4. А.с. 1478156 СССР, G 01 R 27/28. Держатель транзисторов в устройствах для измерения электрических параметров / В.П. Петров, С.В. Савелькаев. – Оpubл. Бюл. №17 // Открытия. Изобретения. – 1989. – № 17.
5. А.с. 1682942 СССР, G 01 R 27/28. Держатель транзисторов в устройствах для измерения электрических параметров / В.П. Петров, С.В. Савелькаев, А.В. Борисов. – Оpubл. Бюл. №37 // Открытия. Изобретения. – 1991. – № 37.

© С.В. Савелькаев, М.Б. Устюгов, А.П. Тапсиев, 2008

УДК 006: 621.317. 744

С.В. Савелькаев, М.Б. Устюгов, А.П. Тапсиев

СГГА, Новосибирск

МЕТОДЫ АНАЛИЗА УСТОЙЧИВОСТИ АКТИВНЫХ СВЧ-ЦЕПЕЙ И ИЗМЕРЕНИЯ ИХ S-ПАРАМЕТРОВ

S.V. Savelkaev, M.B. Ustugov, A.P. Tapsiev

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

METHODS OF THE ANALYSIS OF STABILITY OF ACTIVE MICROWAVES CIRCUITS AND MEASUREMENTS OF THEIR S-PARAMETERS

Methods of the analysis of stability of active microwaves circuits and measurements of their S-parameters are offered at the set operational characteristics of these circuits that provides adequate measurement of their S-parameters.

Key words: stability of active microwaves circuits, measurement of their S-parameters

Экономическая эффективность современных систем автоматизированного проектирования (САПР) и, следовательно, производства усилительных и автогенераторных СВЧ-устройств, которые повсеместно применяются в телекоммуникационных системах связи, определяется точностью и адекватностью измерения исходных для проектирования S-параметров активных компонентов этих устройств.

Решению проблемы точного измерения S-параметров активных компонентов посвящены работы [1 – 4]. В этих работах предложен принцип построения двухсигнального анализатора СВЧ-цепей (АЦ) [1] и способ его калибровки [2], обеспечивающий высокую точность измерения S-параметров активных компонентов в широком динамическом и частотном диапазонах. Кроме того, в этих работах предложена конструкция коаксиального контактного устройства (ККУ) [3] и способ его калибровки [4], обеспечивающий перенос результатов калибровки АЦ коаксиальными мерами на измерение S-параметров полосковых компонентов. Точность измерения S-параметров активных компонентов составила $|\Delta S| \leq 0,1|S|$ по модулю и $\Delta \varphi_S \leq 10^0$ по фазе.

Проблема адекватного измерения S-параметров активных компонентов вызвана тем, что $S = S(Q)$ – параметры этих компонентов зависят от их режима работы, который определяется их Q - эксплуатационными характеристиками

$$Q = \{U_{\text{пр}}, f^{(d_i, d_j)}, P_1^{(d_i, d_j)}, d_i; i, j = 1, 2, i \neq j\}, \quad (1)$$

такими как напряжение питания $U_{\text{пит}}$, частота усиления или генерации $f^{(d_i, d_j)}$, входная мощность $P_1^{(d_i, d_j)}$ и d -параметры, имеющие физический смысл ККО d_j нагрузок этих компонентов (нагрузочных ККО), задающих их режим усиления или генерации как усилительного или автогенераторного СВЧ-устройства в целом.

Множеству возможных значений Q -эксплуатационных характеристик (1) активного компонента соответствует множество значений его S -параметров в режиме усиления или генерации. Это требует введения в рассмотрение понятия адекватного измерения S -параметров активного компонента как измерения S -параметров этого компонента при его заданных Q -эксплуатационных характеристиках (1), выбранных из условия удовлетворения $Q_{y, A}$ -технических характеристик имитируемого АЦ усилительного или автогенераторного СВЧ-устройства формату $Q_{y, AT3}$ его технического задания (ТЗ).

Для решения проблемы адекватного измерения S -параметров активных компонентов в статье предложен метод анализа устойчивости [5] этих компонентов, определяющий границы O_j областей устойчивых и неустойчивых нагрузочных ККО d_j на их комплексной плоскости, что существенно облегчает выбор этих компонентов для усилительных и автогенераторных СВЧ-устройств, а также метод измерения S -параметров этих компонентов [6, 7] при их заданных Q -эксплуатационных характеристиках (1). Кроме того, предложен принцип построения имитатора-анализатора усилительных и автогенераторных СВЧ-устройств (имитационного АЦ (ИАЦ)) [6, 7], реализующего эти методы в составе САПР.

Предварительным этапом измерения S -параметров активного компонента является анализ его устойчивости [5]. Сущность такого анализа сводится к измерению трех $m = 1, 2, 3$ значений нагрузочных ККО $d_j^{(m)}$ этого компонента в режиме регенерации, который является промежуточным режимом между его режимами усиления и генерации. Измеренные нагрузочные ККО $d_j^{(m)}$ позволяют определить

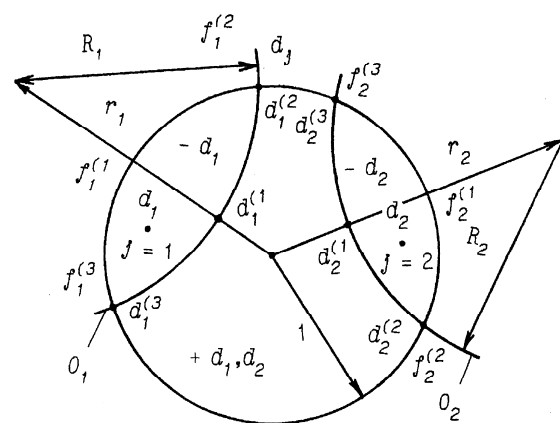


Рис. 1. Области неустойчивых $-d_j$ и устойчивых $+d_j$ нагрузочных ККО d_j

границы O_j , разделяющие комплексные плоскости входного $j = 1$ и выходного $j = 2$ нагрузочных ККО d_j этого компонента на устойчивые и неустойчивые

области, как показано на рис. 1, где знаком $+d_j$ отмечены устойчивые, а знаком $-d_j$ – неустойчивые области; r_j, φ_j и R_j – координаты центра и радиусы границ O_j этих областей (параметры устойчивости).

При необходимости может быть определен максимально достижимый диапазон

$$\Delta f_j = |f_j^{(2)} - f_j^{(3)}| \quad (2)$$

перестройки частоты $f^{(d_i, d_j)}$ генерации активного компонента по его входу и выходу, где $f_j^{(2)}$ и $f_j^{(3)}$ – граничные частоты генерации, как показано на рис. 1.

Сигнальный граф нагруженного активного компонента показан на рис. 2, где a_i, a'_i и b_i, b'_i – падающие и отраженные волны в линиях передач и в плоскостях $i - i'$ входов этого компонента; Γ_i и T_{ij} – ККО и комплексные коэффициенты передачи (ККП) в этих же плоскостях $i - i'$ входов этого компонента.

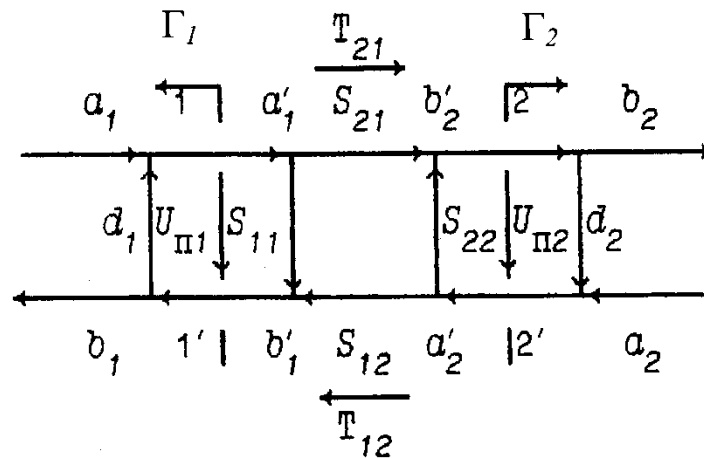


Рис. 2. Сигнальный граф нагруженного активного компонента

Сигнальный граф, показанный на рис. 2, устанавливает связь измеряемых ККО Γ_i и ККП T_{ij} активного компонента с его S -параметрами уравнениями [6, 7]:

$$\Gamma_i = \left. \frac{b'_i}{a'_i} \right|_{a_i \neq 0, a_j = 0} = S_{ii} + S_{ij} \Gamma_j, \quad (3)$$

$$T_{ij} = \left. \frac{b'_i}{a_j} \right|_{a_i = 0, a_j \neq 0} = S_{ij} / (1 - \Gamma_j d_j); \quad i, j = 1, 2, i \neq j,$$

где G_j – относительная амплитуда.

$$G_j = \frac{a_j'}{a_i'} = \frac{S_{ji} d_j}{1 - S_{jj} d_j} \Big|_{a_i' \neq 0, a_j' = 0}, \quad (4)$$

выраженная через падающие волны:

$$a_i' = a_i / (1 - \Gamma_i d_i), a_j' = S_{ji} d_j a_i / [(1 - \Gamma_i d_i)(1 - S_{jj} d_j)]. \quad (5)$$

S_{ij} -параметры активного компонента можно определить из (3)

$$S_{ij} = T_{ij} (1 - \Gamma_j d_j); i, j = 1, 2, i \neq j. \quad (6)$$

Для определения S_{ij} -параметров из (3) была сформирована следующая система уравнений

$$a_{i1} x_1 + a_{i2} x_2 + a_{i3} x_3 = c_i; i = 1, 2, 3, \quad (7)$$

где $a_{11} = a_{22} = a_{31} = 1$, $a_{12} = \Gamma_1 d_2$, $a_{21} = \Gamma_2 d_1$, $a_{32} = (T_{21} - S_{21}) d_2 / T_{21} d_1$, $a_{13} = a_{33} = -d_2$ и $a_{23} = -d_1$ – коэффициенты при неизвестных $x_1 = S_{11}$, $x_2 = S_{22}$, $x_3 = \Delta_S = S_{11} S_{22} - S_{12} S_{21}$; $c_1 = \Gamma_1$, $c_2 = \Gamma_2$ и $c_3 = (T_{21} - S_{21}) / T_{21} d_1$ – свободные члены.

Решение системы уравнений (7) позволяет определить S_{ii} - параметры

$$S_{ii} = \Delta_i / \Delta; i = 1, 2, \quad (8)$$

где Δ_i и Δ – определители.

Таким образом, предлагаемый метод измерения S -параметров активного компонента сводится к измерению Γ , T и d -параметров этого компонента с последующим определением его S -параметров из (6) – (8).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Савелькаев, С.В. Теоретические основы построения адаптивных цифровых анализаторов СВЧ-цепей / С.В. Савелькаев // Электрон. техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1991. – Вып. 9. – С. 34–39.
2. А.с. 1830564 СССР, G 01 R 27/28. Способ калибровки двухсигнального анализатора СВЧ-цепей / С.В. Савелькаев. – Оpubл. Бюл. №28 // Открытия. Изобретения. – 1993. – № 28.
3. Савелькаев, С.В. Коаксиальное контактное устройство / С.В. Савелькаев // Электрон. техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1991. – Вып. 6. – С. 30–33.
4. А.с. 1774286 СССР, G 01 R 27/28. Способ калибровки коаксиального контактного устройства / С.В. Савелькаев. – Оpubл. Бюл. № 41// Открытия. Изобретения. – 1992. – № 41.
5. А.с. 1758595 СССР, G 01 R 27/28. Способ анализа устойчивости активного СВЧ-четырёхполюсника / В.П. Петров, С.В. Савелькаев. – Оpubл. Бюл. №3 2 // Открытия. Изобретения. – 1992. – № 32.

6. Савелькаев, С.В. Двухсигнальный метод измерения S -параметров активных СВЧ-цепей в режиме большого сигнала / С.В. Савелькаев // Электрон. техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1991. – Вып. 5. – С. 30–32.

7. Петров, В.П. Двухсигнальный метод измерения S -параметров транзисторов в режиме большого сигнала / В.П. Петров, С.В. Савелькаев // Тр. первой IEEE-Российской конференции «Микроволновая электроника больших мощностей: измерения, идентификация, применение», сент., Новосибирск, НГТУ, 1997. – Новосибирск: НГТУ, 1997. – С. 60–62.

© С.В. Савелькаев, М.Б. Устюгов, А.П. Тапсиев, 2008

УДК 621.319.4:620.179

П.М. Плетнев, Г.В. Симонова, В.И. Рогов, С.А. Степанова
СГГА, СГУПС, Новосибирск

ЗАВИСИМОСТЬ СВЕТОПРОПУСКАНИЯ ВАКУУМНОПЛОТНЫХ КЕРАМИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ОТ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ИЗЛУЧЕНИЯ

P.M. Pletnev, G.V. Simonova, V.I. Rogov, S.A. Stepanova
Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)
10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk , 630108, Russian Federation

THE DEPENDENCE OF LIGHT-TRANSPARENCY VACUUM-THICK CERAMIC MATERIAL FROM SPECTRAL COMPOSITION OF THE RADIATION

Results of research of interrelation light-transparency of ceramics of the different marks with parameters of its microstructure and properties are resulted.

The established dependences can be used for a quantitative estimation of quality of ceramics.

В данной работе представлены результаты исследования показателя поглощения вакуумноплотных керамических материалов, используемых при создании герметичной оболочки различных электро-, радиотехнических и электровакуумных устройств [1]. Поскольку к таким устройствам предъявляются повышенные требования по надежности, работоспособности в экстремальных условиях, то необходимость применения неразрушающего контроля [НК] комплектующих элементов крайне велика. Для выбора физических принципов при разработке оптических методов контроля необходимо иметь сведения по избирательной способности поглощения светового потока керамикой в зависимости от спектрального состава излучения.

Керамика, как оптическая среда, относится к мутным средам, для которых характерно многократное рассеяние света на оптических неоднородностях. Таковыми в керамике являются кристаллы, поры, стеклофаза и включения, растворённые в стеклофазе. Кроме рассеяния в этих случаях ослабляющим фактором являются отражение и поглощение света.

Ослабление светового потока в среде подчиняется закону Ламберта-Бугера [2]:

$$J = J_0 e^{-kd},$$

где J_0 - начальная интенсивность падающего света на вещество;

J - интенсивность света, прошедшего через вещество;

d - толщина слоя вещества;

k - показатель поглощения.

Поглощение и рассеяние света для многих веществ зависит от длины волны света. Рассеяние света в мутных средах зависит от многих факторов. Одним из важных факторов, определяющих характер рассеяния, является отношение между диаметром частиц d и длиной волны рассеяния света λ .

Для материалов, исследуемых в данной работе, характерно соотношение $d \gg \lambda$.

При изучении коэффициента пропускания керамических материалов различных марок нами была использована установка, принципиальная схема которой представлена на рисунке.

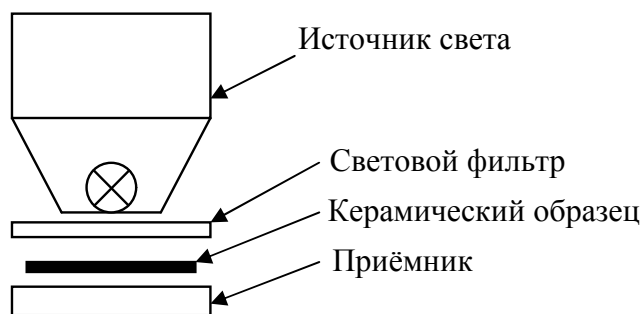


Рис. Принципиальная схема установки для изучения светопропускания керамики

Образцами служили керамические диски (диаметр – 30 мм, толщина 1,4÷7,0 мм), изготовленные по стандартной технологии.

В качестве источника излучения использовалась лампа накаливания, фотоприёмником служил люксметр Ю-16, спектральный диапазон излучения задавался использованием соответствующего светофильтра, установленного перед образцом.

Приведенные в табл. 1 результаты для различных марок керамики свидетельствуют о выраженной избирательной способности к поглощению в зависимости от спектра излучения. Так для алюмооксидной керамики марки А-995, структура которой практически полностью сложена из кристаллов корунда, изменения показателя поглощения света k при изменении спектрального состава излучения, может составлять от 450 м^{-1} до 20 м^{-1} .

Для других марок керамики различия в поглощении светового потока разных длин волн тоже существенные и могут изменяться в 1,5 – 3,0 раза.

Для алюмооксидной керамики ВК95-1 показатель поглощения колеблется от 335 до 840 м^{-1} , керамики 22ХС – от 960 до 3360 м^{-1} , а у магнийсиликатной (форстеритовой и стеатитовой) керамики изменение показателя поглощения составляет от 230 до 700 м^{-1} . Важным является тот факт, что для всех исследуемых керамических образцов в диапазоне излучения $\lambda = 500\div 570 \text{ нм}$ (светофильтр ЖЗС-9) наблюдается максимум показателя поглощения.

Влияние структуры и фазового состава керамики (табл. 2) проявляется особенно заметно при сравнении результатов для показателей поглощения различных марок алюмооксидной керамики А-995 и ВК95-1, а также

форстеритовой керамики марки ВФ5242-1. Следует отметить, что структура керамики А-995 является однофазной (α - Al_2O_3), а у керамики ВК95-1 наряду с корундом присутствует стеклофаза в количестве до 7%. Поэтому пониженный показатель поглощения керамики А-995 обусловлен её однофазным кристаллическим строением с небольшим содержанием пор. Меньшая светопропускная способность керамики ВК95-1 связана с мелкозернистым строением корунда, наличием стеклофазы и большей пористостью.

Таблица 1. Результаты изменения показателя поглощения керамики различных марок

Марка керамики		Спектр излучателя – лампа накаливания			
		Сплошной ($\lambda=400\div780\text{нм}$)	Со светофильтром СЗС-7 ($\lambda<560\text{нм}$)	Со светофильтром ЖЗС-9 ($\lambda=500\div580\text{нм}$)	Со светофильтром ОС-11 ($\lambda>560\text{нм}$)
Алюмооксидная	А-995 (h=7,0мм)	194	395	449	18
	ВК95-1 (ВГ-IV) (h=2,6мм)	335	598	839	470
	22ХС (h=1,4мм)	961	2513	3362	1398
Форстеритовая	ВФ5242-1 (ЛФ-II) (h=2мм)	233	450	612	282
Стеатитовая	ЛК-I (h=2,7мм)	327	467	709	369

Таблица 2. Структура керамических материалов различных марок

Параметры микроструктуры	Марка керамики				
	Алюмооксидная			Форстеритовая	Стеатитовая
	A-995	BK95-1 (BГ-IV)	22ХС	ВФ5242-1 (ЛФ-II)	ЛК-I
Кристаллофаза, Размер кристаллов, мкм	Корунд, α - Al_2O_3 15-20	Корунд, α - Al_2O_3 6-8	Корунд, α - Al_2O_3 10-12	Форстерит, 2MgO SiO_2 $n=1,67$ 4-6	Метасиликат, MgO SiO_2 $n=1,61$ 3-4
Состав стеклофазы Содержание стеклофазы, %	- $\approx 0,5$	$\text{MgO} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$ 6-7	$\text{MgO} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Cr}_2\text{O}_3 - \text{MnO}_2$ 8-10	$\text{BaO} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$ $n=1,55$ 10-12	$\text{BaO} - \text{B}_2\text{O}_3 - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$ $n=1,54$ 10-15
Содержание пор, %	2-4	4-6	4-5	6-7	6-10
Общая характеристика	Крупно кристалли ческая, однородна я	Мелкозерни стая, участки стеклофазы мелкие	Малопориста я, со средним размером зерна	Мелкозерниста я, однородная с равномерным распределением стеклофазы	Мелкозерниста тая, однородная, пористая

Интересным результатом является пониженный показатель поглощения форстеритовой керамики марки ВФ5242-1. Этот материал по таким параметрам микроструктуры (размер кристаллов, пористость, содержание стеклофазы) сопоставим с корундовой керамикой ВК95-1, но имеет другую кристаллическую фазу – ортосиликат магния (2MgO SiO_2), которая имеет пониженный показатель поглощения по сравнению с корундом.

Большой показатель поглощения алюмооксидной керамики 22ХС обусловлен влиянием красящихся добавок (Cr_2O_3 , MnO), вводимых в состав материала. Показатель поглощения стеатитовой керамики ЛК-I и её зависимость от спектра падающего светового потока сравнимы с поведением алюмооксидной керамики ВК95-1.

Выявлена заметная взаимосвязь микроструктуры и фазового состава керамики с её светопропусканием. Важнейшим результатом данной работы является хорошая корреляция световых потерь со структурой керамического материала.

Таким образом, теоретический анализ и экспериментальные результаты по взаимодействию светового потока с разными керамическими материалами свидетельствуют об избирательном поглощении потока в зависимости от спектра излучения и реальной возможности использования оптического контроля для оценки качества керамических изделий.

В настоящее время имеются мощные малогабаритные долговечные источники света и высокочувствительные приёмники излучения, что

обеспечивает хорошую основу для создания средств контроля с высокой разрешающей способностью.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Бердов, Г.И. Термостойкие материалы / Г.И. Бердов, М.А. Рубашев, В.Н. Гаврилов и др. – М., Атомиздат, 1980. – С. 68–72.
2. Зисман, Г.А. Курс общей физики / Г.А. Зисман, О.М. Тодес. – М.: Том III. Изд. 6^{ое}, Изд. «Наука», 1980. – 496 с.

© П.М. Плетнев, Г.В. Симонова,
В.И. Рогов, С.А. Степанова, 2008

УДК 621.317.39 : 536.53

В.Е. Жуков, А.Н. Павленко, Н.И. Печеркин, В.Ю. Чехович

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРЕМНИЕВЫХ ДИОДОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ВНУТРИ СТРУКТУРИРОВАННОЙ НАСАДКИ ДИСТИЛЛЯЦИОННОЙ КОЛОННЫ

V. Zhukov, A. Pavlenko, N. Pecherkin, V. Chekhovich

Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS

1 Lavrentjev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

APPLICATION OF SILICON DIODES FOR INVESTIGATION OF DYNAMICS OF LARGE-SCALE MALDISTRIBUTION OF TEMPERATURE INSIDE A STRUCTURED PACKING IN THE DISTILLATION COLUMN

The technique for measurement of temperature maldistribution, formed inside a structured packing of the distillation column at separation of R114 + R21 mixture, is presented. The measurement system allows temperature measurements at many points (about 200-300) with high accuracy (about 0.05-0.1 degrees) and resolution (0.01 degree), using a cheap 24-bit ADC. Silicon diodes KD512 are used as the measures; they act simultaneously as the measurers and switching units.

Представлена методика измерения распределения температурной неравномерности, формирующейся внутри структурированной насадки дистиляционной колонны при разделении смеси фреонов R114 и R21. Измерительная система позволяет с использованием недорогого 24 разрядного АЦП измерять температуру в большом числе точек (порядка 200-300) с хорошей точностью (порядка 0.05-0.1 градуса) и высокой разрешающей способностью (0.01 градуса). В качестве измерителей использованы кремниевые диоды КД512, которые одновременно выполняют функцию измерителя и коммутатора.

Результаты исследований и эксплуатации промышленных ректификационных колонн с регулярными насадками показали, что эффективность разделения при увеличении диаметра колонн очень часто может снижаться, что сказывается на производительности и на чистоте готовой продукции. Фундаментальными причинами, ответственными за снижение разделительной способности колонны, являются эффекты, вызванные поперечной неравномерностью распределения и продольным перемешиванием. Эти эффекты относятся к потокам пара и жидкости внутри насадки и проявляются в отклонении производительности и чистоты продукта от расчетных значений для идеальных условий равномерного распределения. В

настоящее время известно ограниченное число работ, посвященных экспериментальному исследованию распределения потоков по сечению колонны в лабораторных моделях насадочных колонн. Наиболее распространенным методом при исследовании неравномерности распределения является метод сбора жидкости под насадкой с помощью коллекторов, [1–2]. Известны примеры применения методов рентгеновской компьютерной томографии и гамма-томографии к исследованию течения в упаковках с катализаторами и структурированными насадками [3–4].

В данной работе представлена методика экспериментального исследования динамики формирования крупномасштабной неравномерности внутри структурированной насадки дистилляционной колонны посредством измерения температурного поля в разных по высоте сечениях насадки.

Эксперименты проводились на установке «Фреоновая колонна». Схема установки детально описана в работе [5]. В колонне диаметром 0.9 м была установлена цилиндрическая вставка диаметром 0.6 м заполненная структурированной насадкой из алюминия с удельной поверхностью $500 \text{ м}^2/\text{м}^3$. Насадка состояла из 11 одинаковых слоев и имела общую высоту 2.2 м. Эксперименты проводились на смеси фреонов R114 и R21 при противоточном движении жидкости и пара. Соотношение мольных расходов жидкости и пара было равным единице. Насадка равномерно орошалась из распределителя жидкости с плотностью точек орошения 450 м^{-2} . Неравномерность распределения локальной плотности расхода жидкости в сечении колонны на выходе из насадки измерялась с помощью специально разработанного малонапорного расходомера, установленного на двухкоординатном устройстве [6]. Также на этом устройстве был установлен пробоотборник жидкости, через который проба подавалась на хроматограф для измерения состава двухкомпонентной смеси. Измерения на выходе из насадки показали наличие существенной неравномерности распределения по сечению колонны локального расхода жидкости и распределения локального состава смеси [7]. Для измерения неравномерности распределения локального состава смеси внутри насадки и ее развития по высоте были установлены датчики температуры в трех сечениях по высоте колонны. В каждом сечении установлено по 16 датчиков. По измерениям температуры рассчитывалось распределение состава смеси в сечении насадки.

В качестве датчиков температуры использовались стандартные кремниевые диоды КД512. Опыт использования диодов и транзисторов в качестве термодатчиков имеет полувековую историю [8]. Кремниевые приборы имеют хорошую временную стабильность, малые габариты (бескорпусные приборы – менее миллиметра), высокую чувствительность (порядка $2 \text{ мВ}/\text{град}$), низкую стоимость. Кроме того, используя свойство односторонней проводимости диодов, можно реализовать различные коммутационные схемы прямо на термометрах, сократив тем самым число измерительных линий, что бывает немаловажно при необходимости проводить измерения в большом числе точек. В нашем случае была разработана измерительная система, которая обеспечивает опрос четырех групп датчиков по 32 датчика в группе с помощью

одного четырехканального 24-разрядного дельта-Сигма АЦП со встроенным цифровым фильтром. Количество датчиков в группе может быть увеличено при незначительной доработке системы до 64, а возможно и до 128, но такая возможность нами не проверялась. Структурная схема измерений показана на рис. 1. Диоды в группе включены параллельно. Высокостабилизированный источник тока REF200 запитывает всю группу током 100 мкА. При этом в открытом состоянии одновременно находится лишь один из диодов. Остальные диоды заперты высоким потенциалом на катоде посредством дешифратора, управляемого с компьютера. Дешифратор обеспечивает циклическое переключение диодов в группе, а по единственному на всю группу информационному каналу полезный сигнал подается на вход дифференциального усилителя, где он сравнивается с сигналом компенсационной петли, запитанной от второй половины микросхемы REF200. Компенсационная петля служит для компенсации наведенных помех, температурной зависимости подводящих линий и так называемого пьедестала температурной характеристики диода. Провода компенсационной петли собраны в один жгут с информационным каналом и проводами коммутирующих сигналов. Весь цикл опроса всех датчиков в нашем случае составлял 4 секунды. При включении диода начинается разогрев измерителя за счет протекания тока 100 мкА. Постоянная времени для диода КД512 составляет 5-6 с, при этом диод разогревается на 0.06-0.08 градуса. В нашем случае время включенного состояния диода составляло менее 0.3 с, что приводило к погрешности от разогрева менее чем на 0.01 градуса.

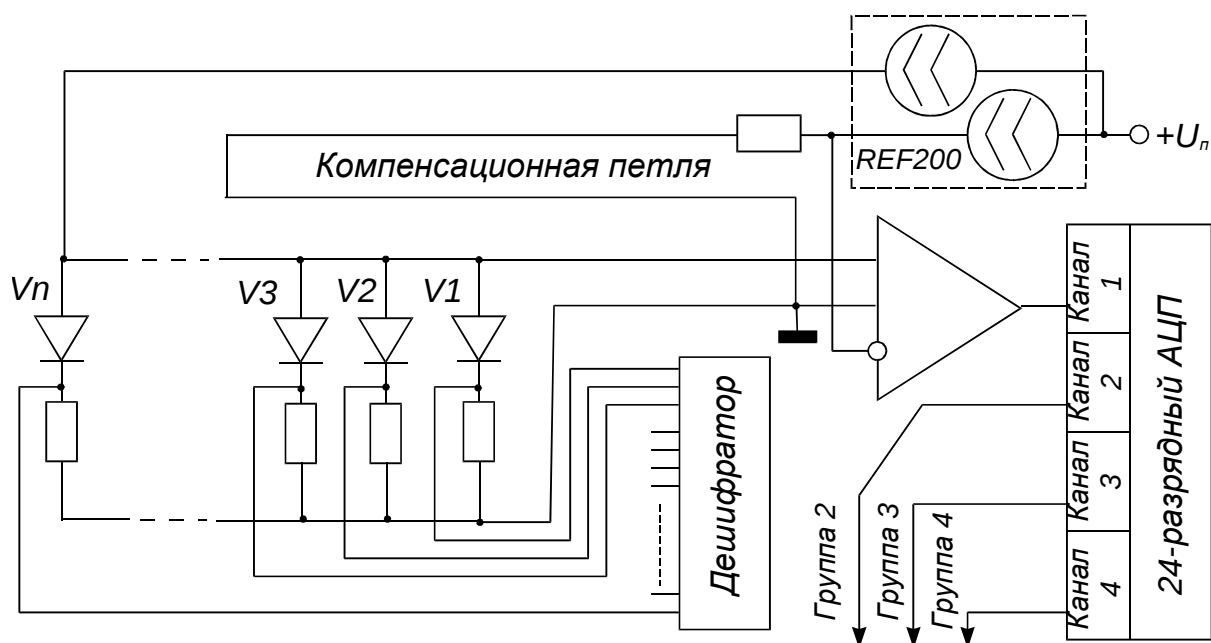


Рис. 1. Структура многоканальной измерительной системы

Для использования в качестве термодатчиков из партии в 1000 штук были отобраны 48 диодов с минимальным обратным током и близкими между собой значениями прямого падения напряжения при комнатной температуре.

Обратный ток в партии был в пределах $(3-7) \cdot 10^{-9}$ А. Калибровка термометров проводилась вместе с соединительными линиями. Для калибровки использовался термостат Thermo Haake DC-30, обеспечивающий стабильность поддержания температуры 0.02 град. В качестве термостатируемой жидкости использовалось трансформаторное масло, имеющее высокую диэлектрическую прочность. Калибровка проводилась в диапазоне температур (25-45) °С через 2.5 градуса. Каждый температурный режим выдерживался в течение часа, при этом опрос всех датчиков производился каждые 4 секунды. Величина стандартного отклонения сигнала датчика составляла в каждом режиме (0.008-0.01) мВ, что в пересчете на температуру соответствует (0.004-0.005) градуса. Калибровочные характеристики датчиков были представлены линейной зависимостью, поскольку нелинейность в данном диапазоне температур не превысила 0.02 градуса и была на уровне точности поддержания температуры в термостате. Таким образом, разработанная нами система измерения температуры позволила регистрировать температуру в 48 точках с точностью порядка 0.05 градуса. Установленные внутри насадки датчики проходили тестирование при течении жидкости по насадке без противоточного потока пара. В этих условиях неравномерность распределения температуры по сечению составила 0.12 градуса.

При разделении смеси на структурированной насадке дистилляционной колонны происходит массообменный процесс в противоточном потоке жидкости и пара, который характеризуется для данного давления и данного локального состава смеси конкретной величиной локальной температуры. На рис. 2 показано, как в процессе выхода дистилляционной колонны на стационарный режим происходит формирование неравномерного поля температур в сечении насадки. На рис. 3 можно видеть характер температурной неравномерности в сечении насадки в различные моменты времени. Полученные температурные распределения по сечению и высоте насадки и их эволюция во времени позволяет получить дополнительную важную информацию по закономерностям и взаимосвязи локальных гидродинамических и массообменных характеристик и общей эффективности разделения смесей в колонне.

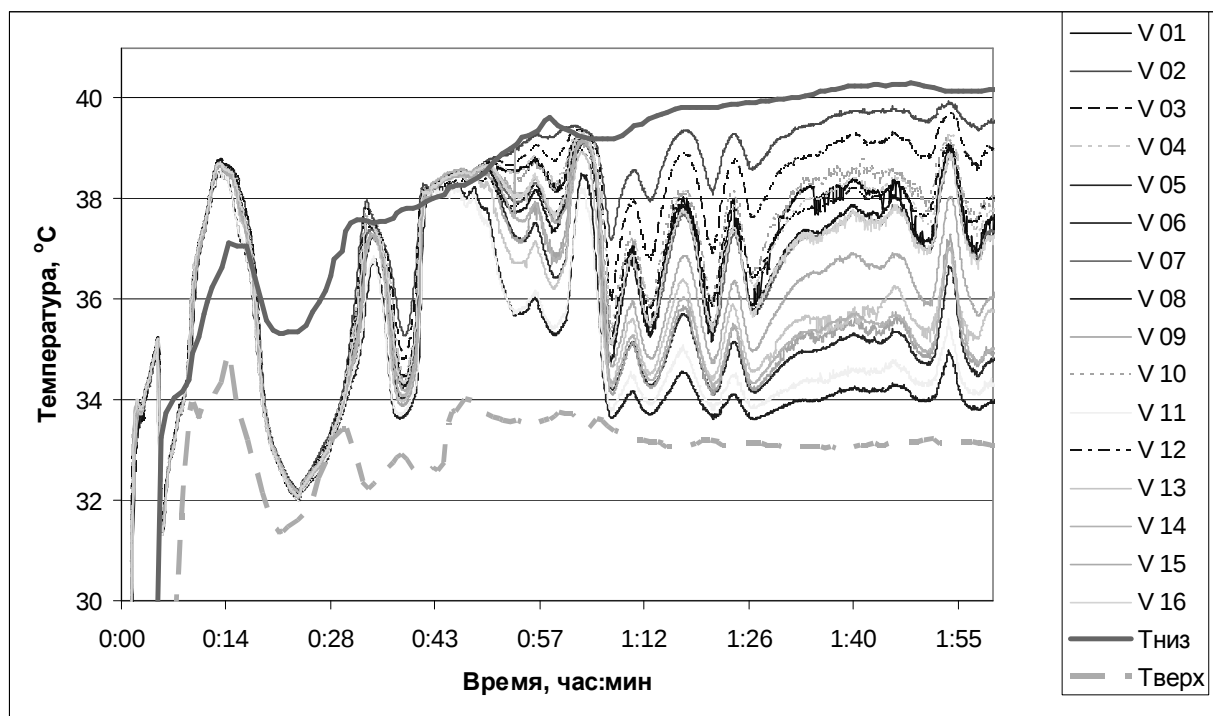


Рис. 2. Формирование неравномерного поля температур в среднем (по высоте) сечении насадки при выходе колонны на стационарный режим. $T_{\text{низ}}$, $T_{\text{верх}}$ – температура в колонне ниже и выше насадки, соответственно; V01-V16 – температуры, измеренные диодами

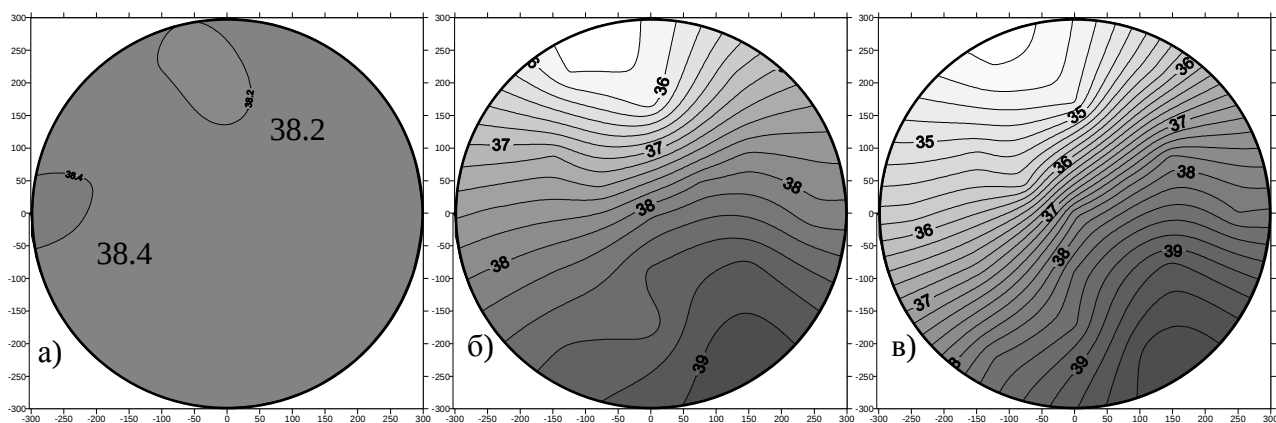


Рис. 3. Поля температур в среднем (по высоте) сечении насадки при выходе колонны на стационарный режим в различные моменты времени. Изотермы построены через 0.2 градуса. Значения изотерм в °C. а) – 0:44 (0 час 44 мин); б) – 0:56; в) – 1:41

Использование в качестве термодатчиков стандартных кремниевых диодов позволило создать недорогую измерительную систему, позволяющую работать с большим числом измерителей. Система имеет высокую разрешающую способность, достаточно высокую точность и хорошую временную стабильность.

Применение данной системы в исследованиях процессов массообмена на структурированных насадках позволило наблюдать динамику формирования крупномасштабной неравномерности внутри насадки дистиляционной колонны.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Gunn, D.J. Liquid distribution in packed columns/D.J. Gunn, H.B.S. Al-Saffar // Chem. Eng. Sci. – 1993. – V. 48. – №. 22. – P. 3845-3854.
2. Olujic, Z. Liquid distribution behaviour of conventional and high capacity structured packings / Z. Olujic, R. van Baak, J. Haaring// Distillation and Absorption. – 2006. – IChemE Symp. Series № 152. – P. 252-266.
3. Marchot, P. Liquid distribution images on structure packing by X-ray computed tomography/P. Marchot, D. Toye, A-M. Pellser et al. // AIChE J. – 2001. – V 47. – №. 6. – P. 1471-1476.
4. Shaibal, Roy. Countercurrent flow distribution in structure packing via computed tomography/Roy Shaibal, A. Kemoun, M.H. Al-Dahhan et al. // Chem. Eng. and Processing. – 2004. – V. 44. – P. 59-69.
5. Pavlenko, A. Large industrial-scale model of structured packing distillation column/A. Pavlenko, N. Pecherkin, V. Chekhovich et al. // Journal of Engineering Thermophysics. – 2005. – V. 13. – №. 1. – P. 1-18.
6. Серов, А.Ф. Пузырьковый расходомер для исследования струйно-капельного течения в массообменных аппаратах / А.Ф. Серов, А.Н. Павленко, Н.И. Печеркин, А.Д. Назаров, С.В. Кротов, В.Е. Жуков // Приборы и техника эксперимента. – 1998. – № 5. – С. 145-149.
7. Павленко, А.Н. Теоретические основы химической технологии / А.Н. Павленко, Н.И. Печеркин, В.Ю. Чехович и др. – Т. 40. – № 4. – 2006. – С. 355–365.
8. Фогельсон, И.Б. Транзисторные термодатчики / И.Б. Фогельсон. – М.: Советское радио, 1972. – 129 с.

© В.Е. Жуков, А.Н. Павленко,
Н.И. Печеркин, В.Ю. Чехович, 2008

УДК 006: 528.5

В.Д. Лизунов, А.В. Куликов, В.Т. Новоевский

СГГА, Новосибирск

СОЗДАНИЕ ЭТАЛОННОГО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО КОМПАРАТОРА ДЛЯ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИНЫ

V.D. Lizunov, A.V. Kulikov, V.T. Novoyevsky

SSGA, Novosibirsk

DEVELOPMENT OF STANDARD INTERFERENCE COMPARATOR FOR MEASUREMENT ASSURANCE OF LENGTH GAUGES

Theoretical and experimental investigations results are given, as concerns the model of a standard interference comparator for measurement assurance of length gauges (0 – 24 m range) on the basis of RANISHAW laser interference displacement meter. The article presents the techniques for improvement of coordinates determination accuracy and calibration testing in GIS technologies.

Введение единого подхода получения информации при измерении времени, частоты, пространства установленного XVII Генеральной конференцией мер и весов позволило принять новое определение метра, как единицу пути проходимого светом в вакууме за $1/299792458$ доли секунды [1]. В связи с этим существенно изменилась Государственная поверочная схема для средств измерений длины МИ 2060-90 [2], где в качестве исходных эталонов представлен взаимосвязанный комплекс средств измерений (СИ) времени, частоты (длины волны), длины. Это позволило согласовать различные методы воспроизведения и передачи значений единицы длины с одновременным повышением точности передачи в некоторых диапазонах измерений.

В соответствии с новым определением метра можно реализовать следующие методы:

– С помощью длины пути, который проходит плоская электромагнитная волна в течение времени « t ». Эта длина находится исходя из измерения « t » с помощью уравнения $l = c \cdot t$, где $c = 299792458$ м/с;

– С помощью длины волны в вакууме « λ » плоской электромагнитной волной с частотой « f ». Эта длина волны находится исходя из измерения частоты « f » с помощью уравнения $\lambda = c / f$, где $c = 299792458$ м/с;

– С помощью одного из излучений рекомендованных ККОМ, для которых можно использовать значение длины волны или значение частоты при указанной неопределённости и соблюдении нормальных условий, где длина волны « λ » путём, который проходит волна в течение $t = 1 / f$. В списке

рекомендованных излучений стабилизированные лазеры на метане и йоде $\lambda \approx 633$ нм,

$f \approx 474$ ТГц (СКП = $0,7 \div 5 \cdot 10^{-10}$).

Особенностью создаваемого в СГГА эталонного компаратора для воспроизведения и передачи значений единицы длины является универсальность, т.е. возможность его использования тремя вышеперечисленными методами. Например, сравнение частотных измерений светодальномеров с интерференционным методом; сличение двух интерферометров, сличение штриховых мер с интерферометром, сравнение длин волн лазерных источников. Кроме этого предусматриваются другие применения: поверка и калибровка лазерных сканеров [3], поверка и калибровка лазерных рулеток, координатных мер для стереокомпараторов, цифровых станций и АФА, поверка инварных проволок и лент, кодовых реек.

Работы по созданию компаратора начаты в СГГА в 2003 г. получили поддержку Министерства образования в виде гранта по фундаментальным исследованиям в области технических наук [4].

Для реализации проекта выбрана и частично реализована принципиальная схема и конструкция интерференционного компаратора для СИ геодезического назначения с диапазоном измерений до 24 м.

В настоящее время ведется работа по настройке специализированного интерференционного компаратора (рис. 1) с учетом требований приведенных в [5]. В специальной галерее, расположенной на значительном удалении от автомобильной трассы подготовлено помещение класса чистоты 2 (максимальное число частиц 0,5 мкм/л – 350, минимальное число частиц 5 мкм/л).



Рис. 1. Общий вид компаратора

Пол помещения выполнен из массивных деревянных плах и покрыт линолеумом, стены и потолок покрыты специальными материалами, которые можно протирать влажной тряпкой. В стены помещения вмонтированы канальные нагреватели и семисторные регуляторы температуры с удобным щитом управления Санкт-Петербургской фирмы ЛИССАНТ и кондиционеры воздуха фирмы PANASONIC. По мере монтажа компаратора будет отрабатываться режим регулирования и достижения требуемых характеристик поддержания постоянной температуры и влажности.

Для монтажа конструкции особое внимание уделено фундаменту (рис. 2). Общая глубина заложения фундамента составляет 1,5 м. В основании фундамента залита бетонная подушка общей длиной 26,4 м, затем последовательно укладывались: 3 слоя песка разделённых рубероидом, пенопласт, железобетон, пенопласт и верхний железобетонный слой выровненный и выставленный по уровню. По контуру фундамента установлены пакеты из шифера изолированные от основного грунта песчаной подушкой.

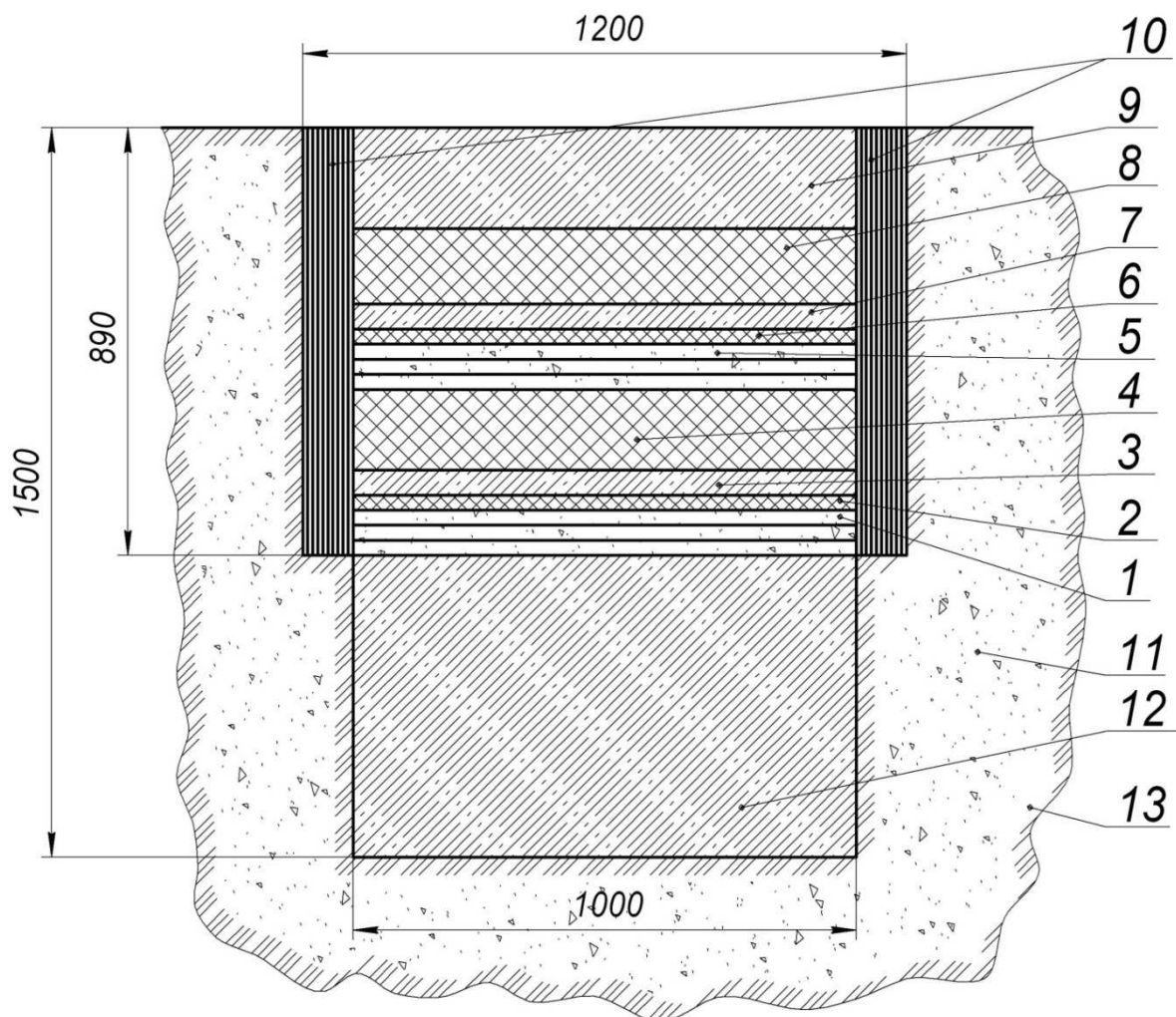


Рис. 2. Разрез фундамента:

- 1, 5 – три слоя мелкого песка толщиной 30 мм, разделённого кровельным рубероидом; 2, 6 – пенопласт толщиной 30 мм; 3, 7, 9 – железобетон толщиной 50 мм; 4, 8 – пенопласт толщиной 150 мм; 10 – 10 слоёв плоского шифера; 11 – песок; 12 – железобетон толщиной 600 мм; 13 – естественный грунт

Одним из условий нормальной эксплуатации компаратора является обеспечение устойчивости его опор на фундаменте. Это условие достигается применением специальных подпятников, которые располагаются под каждым регулировочным винтом опоры. Поэтому перед началом установки опор в тело фундамента с помощью анкерных болтов было установлено 81 подпятника. Соосность их расположения обеспечивалась с помощью натянутой струны с погрешностью не более 2,0 мм. Поверхность подпятника обеспечивает возможность перемещения опор в пределах ± 10 мм.

Высотное положение подпятников в момент их установки контролировалось нивелиром; погрешность установки опор не превышала 1,0 мм. Для нивелирования использовался нивелир Ni 005, способ нивелирования – из середины. Из результатов нивелирования было установлено, что погрешность после окончательного закрепления подпятников не превышала 0,8 мм.

В настоящее время в изготовлении находятся остальные детали подвижной измерительной каретки. Сделана заявка на остальные покупные изделия. Изготовление и исследование компаратора позволит решить ряд задач научных исследований и повышению точности метрологических работ в СГГА и обслуживаемом регионе.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Джакомо, Пьер Новости Международного бюро мер и весов, 7 сессия ККОМ, 3.06.82. – Севр.
2. МИ 2060-90 Рекомендация ГСИ. Государственная поверочная схема для средств измерений длины в диапазоне $1 \cdot 10^{-6} \div 50$ м и длин волн в диапазоне $0,2 \div 50$ мкм. – М.: Госстандарт, 1991.
3. Середович, В.А. Методы метрологического обеспечения лазерных сканеров / В.А. Середович, Л.Г. Куликова, В.Д. Лизунов // I Научный конгресс ГЕО-Сибирь- 2005.- Т.6: сб. материалов научн. конгр. г. Новосибирск 25-29 апр., 2005 г. – Новосибирск: СГГА, 2005. – С. 222-227.
4. Разработка теоретических основ и методов создания эталонных компараторов для метрологической аттестации специальных штриховых мер длины: Отчёт о НИР (заключительный) Грант Т 02-03.4-3024 / СГГА ; Руководитель В.А. Середович № ГР 01.2003.12823; Инв. № 022005.05505. – Новосибирск, 2005. – 86 с.
5. Особенности построения интерференционного компаратора для исследования и поверки геодезических СИ / Л.Г. Куликова и др. // I Научный конгресс ГЕО-Сибирь-2005. – Т. 6: сб. материалов научн. конгр. г. Новосибирск 25-29 апр., 2005 г. – Новосибирск: СГГА, 2005. – С. 217-222.

УДК 006

А.Н. Енин

СГГА, Новосибирск

АВТОМАТИЗАЦИЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПРОИЗВОДСТВА И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОЙ ОПТИМИЗАЦИИ

A.N. Yenin

SSGA, Novosibirsk

COMPUTER-AIDED DESIGN OF THE PRODUCTION- AND MEASURING PROCESSES ON THE BASIS OF SUCCESSIVE OPTIMIZATION METHOD

The author considers design optimization approach to the production- and measuring processes in accordance with products quality and reliability indices on the basis of the structural functional theory models and successive optimization method.

Проблема повышения качества продукции – ключевая проблема экономики, поскольку чем качественнее товар, тем он конкурентоспособнее на рынке продаж, тем он более полезен и прибылен как для производителей, так и для потребителей. В условиях современной рыночной экономики предприятия и организации нуждаются в решении задач управления на качественно новом, современном уровне. Для решения задач управления, и в первую очередь задач, связанных с управлением качества разрабатываемой и выпускаемой продукции на предприятиях, создаются системы менеджмента качества (СМК), основанные на требованиях международных стандартах серии ИСО 9000 версии 2000 года и их Российских аналогах [1,2,3], ориентированные на системный подход в менеджменте. Однако решение проблемы качества продукции и услуг напрямую зависит от постоянного улучшения качества процессов, функционирующих в СМК, и в первую очередь управленческих и производственных, включая измерительные процессы.

Одной из актуальных и трудоемких задач, возникающих при внедрении информационных технологий в СМК, является построение, описание и исследование моделей процессов СМК. Научно-обоснованным, эффективным решением описания сложных систем (объектов), процессов и их взаимодействий является моделирование, при этом:

- Модель должна сочетать в себе свойства описательности и оцениваемости процесса функционирования;
- Язык модели должен быть формализован, т.е. доступен как человеку, так и ЭВМ;

– Алфавит описания процесса функционирования должен быть минимально необходимым, но обеспечивать все специфические особенности составляющих процесса функционирования.

В научной литературе описано достаточное количество моделей, используемых для построения, описания и исследования процессов функционирования, но все они не лишены тех или иных недостатков, одним из которых является сложность и трудоемкость их применения, что приводит к ограничению их применения, однако необходимость их более широкого применения сегодня весьма актуальна.

Для упрощения построения и описания процессов функционирования предложена методология ландшафтного моделирования [4], а для их исследования предлагается использовать обобщенный структурный метод (ОСМ) [5,6], при этом процессы производства и измерительные процессы рассматриваются как процессы функционирования человеко-машинной системы (ЧМС).

Методология международных стандартах серии ИСО 9000 версии 2000 года за счет процессного подхода при построении СМК предполагает конечную цель – удовлетворенность потребителя в надежной и качественной продукции. Качество и надежность выпускаемых изделий в первую очередь формируется при осуществлении производственных процессов, а контроль качества и надежности осуществляется посредством функционирования измерительных процессов, после анализа которых вырабатываются управляющие (корректирующие) воздействия на производственные процессы.

В общем случае процессы производства (совокупность технологических операций при результате осуществлении которых является продукт труда) и измерительные процессы (совокупность контрольных операций с использованием измерений для определения характеристик продукта труда) формируют некую функциональную сеть, которую можно рассматривать элементом ЧМС в составе СМК предприятия. В этом случае функционирующие процессы производства и измерительные процессы представляют собой совокупность действий и операций эргатических и неэргатических элементов системы, объединенная в единую целенаправленную последовательность благодаря управляющей и обеспечивающей деятельности эргатических элементов и образующей из разрозненной номенклатуры отдельных функций их связную логико-временную последовательность, устойчивую к возмущениям и ведущую к достижению цели (или целей) функционирования [7]. Процесс достижения цели (удовлетворенность потребителя в надежной и качественной продукции) протекает во взаимосвязанных пространствах элементов ЧМС E , выполняемых функций F , состояний ЧМС S , происходящих событий W , и показателей ЧМС Q (рис. 1).

Для описания и оценки функционирующих процессов производства и измерительные процессы, рассматриваемых как процесс ЧМС, удобно применить ОСМ. Формально функционирующие процессы производства и

измерительные процессы в ОСМ определяются в виде кортежа из трех элементов (1):

$$\Phi = \langle Snt\Phi, Sem\Phi, Aks\Phi \rangle, \quad (1)$$

где $Snt\Phi = \langle Snt\Phi E, Snt\Phi C \rangle$ – синтаксис различных фрагментов деятельности (функциональных единиц и структур);

$Sem\Phi = \langle Sem\Phi E, Sem\Phi C \rangle$ – семантика фрагментов деятельности;

$Aks\Phi = \langle Aks\Phi E, Aks\Phi C \rangle$ – аксиология (оценка) фрагментов деятельности.

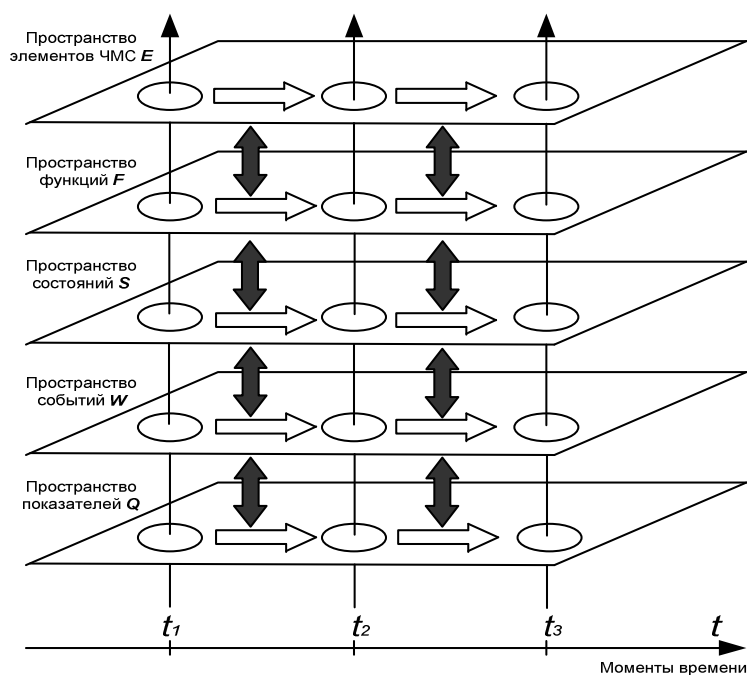


Рис. 1. Пространства описания процесса функционирования ЧМС

Из приведенного выражения следует, что функционирующие процессы производства и измерительные процессы образуют функциональную сеть (ФС), которую можно рассматривать как функционально-семантическую сеть (ФСС), позволяющая осуществлять количественную оценку. Аппарат ФСС является одним из наиболее мощных и универсальных средств моделирования для широкого класса ЧМС [6], позволяющим в единых формализмах учесть специфические особенности человека (наладчика, оператора, контролера и т.д.) и используемых им средств (техники, измерительных приборов, программ).

Особое место для оценки качества и надежности выпускаемой продукции занимают измерительные процессы. В СМК предприятий, разрабатывающих и выпускающих продукцию измерительные процессы могут функционировать самостоятельно (например: измерения параметров закупленных покупных комплектующих при входном контроле их качества, измерения параметров изделий после периодических испытаний, испытаний на надежность, и так далее), так и в составе производственного контроля (испытаний) для измерения параметров изделий с целью определения качества и надежности продукции (диагностический контроль), а также оценки правильности выполнения

технологических операций (функциональный контроль). По отношению к производственным процессам, измерительные процессы являются обеспечивающими, однако от результативности их функционирования (как при осуществлении ими, так и при управлении ими), зависит удовлетворенность потребителей в надежной и качественной продукции. Как правило измерительные процессы задействованы в системе контроля и испытаний продукции. Упрощенное представление ФС из производственных и измерительных процессов приведено на рис. 2.

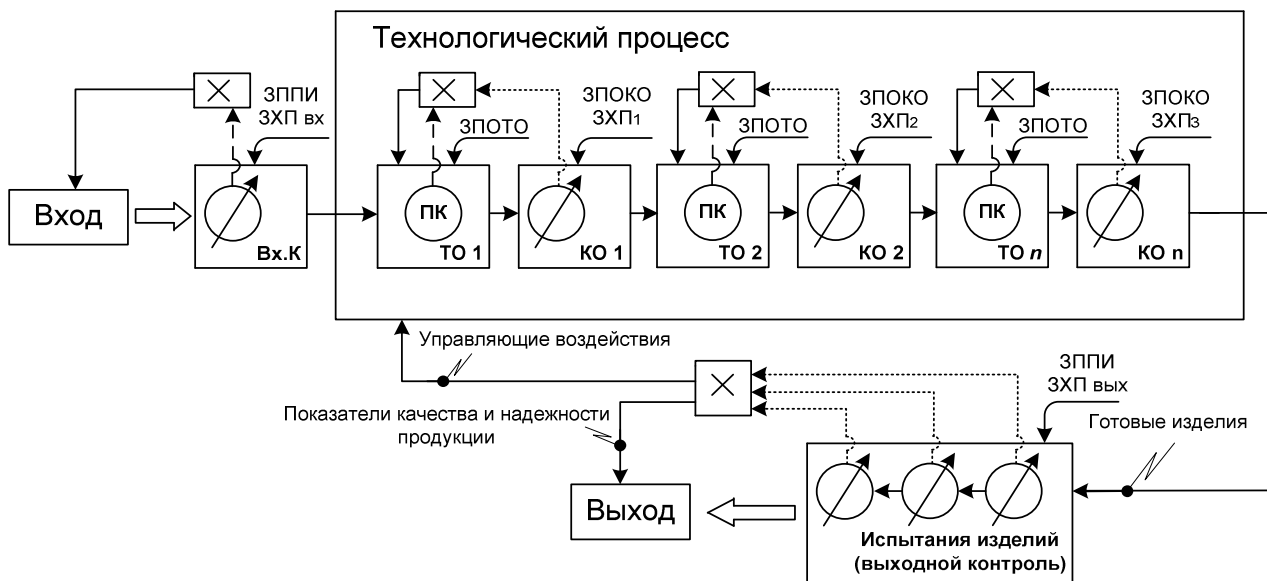


Рис. 2. Функциональная сеть производственных и измерительных процессов

Условные обозначения (рис. 2):

ТО 1, ТО 2, ТО n – технологические операции (этапы) технологического процесса, рассматриваемые как производственные процессы;

КО 1, КО 2, КО n – контрольные операции технологического процесса;

Вх.К – входной контроль продукции (приемочный контроль);

ЗППИ – заданный порядок проведения испытаний;

ЗПОТО – заданный порядок осуществления технологических операций;

ЗПОКО – заданный порядок осуществления контрольных операций;

ЗХП – заданные характеристики продукции;

⊗ – анализ измерений и принятие решений;



– точки измерения характеристик (параметров) изделий;



– пооперационный контроль параметров технологий (функциональный контроль);

.....➔ – результаты измерений;

----➔ – результаты контроля технологии.

Оценка достижения цели при функционировании производственных и измерительных процессов осуществляется посредством определения результативности процессов при их осуществлении, измеряемыми

характеристиками которых, наравне с оценкой плановых заданий, являются показатели качества и надежности изделий. Качество и надежность продукции формируется поэтапно при выполнении технологических операций и оценивается посредством измерений характеристик составных частей и изделий в целом. Функционирование производственных и измерительных процессов включает как действия человека, так и операции технической части. Исходные характеристики качества и надежности представляются в виде аналитических или экспериментальных зависимостей, а при необходимости могут оцениваться путем математического моделирования выполняемой функции.

Функциональная сеть производственных и измерительных процессов представляет собой логико-временную последовательность, определяемую заданным порядком (осуществления технологических операций, контрольных операций, испытаний), в котором отдельные операции (действия) выполняются эргатическими и неэргатическими звеньями. Исходя из этого, за основу для построения математической модели описания и оценки такой ФС принимается структура выполняемых ЧМС функций (*F*- структура), при этом рассматриваемая структура состоит из многофункциональных элементов (обязательный элемент – человек, устройства управления, ЭВМ, средства измерений и т.д.). При моделировании выделяют три уровня реализуемости: проектную, физическую и организационную[6]. Проектная реализуемость характеризуется наличием плана, которым устанавливаются все необходимое (изделия, оборудование, люди и т.д.) для выполнения планируемой *F*-структуры. Физическая реализуемость соответствует фактическому поэлементному наличию всех необходимых ресурсов для выполнения планируемой *F*-структуры. Организационная реализуемость соответствует тому, что все элементы ЧМС имеются физически, но включены организационно в данную ЧМС и находятся в предусмотренном организацией ЧМС состоянии.

Если предполагается, что моделируемая ЧМС находится в состоянии организационной реализуемости, то показатели качества и надежности функционирования вычисляются на основе характеристик имеющихся элементов ЧМС, включенных в систему, с учетом состояний, в которых они находятся за период "чистого" времени, необходимого на технологические и контрольные операции, а также на испытания комплектующих, составных частей и изделия в целом.

Если предполагается, что моделируемая ЧМС находится в состоянии физической реализуемости, но организационно не готова, показатели качества и надежности функционирования вычисляются на основе характеристик имеющихся элементов ЧМС, но с учетом затрат времени и ресурсов на организацию ЧМС.

Если предполагается, что моделируемая ЧМС находится в состоянии проектной реализуемости, то показатели качества и надежности функционирования вычисляются на основе проектных характеристик планируемых элементов ЧМС.

Реализацию процесса моделирования удобно проводить, если разложить имеющуюся ФС на отдельные повторяющиеся наборы операций. При

представлении этих операций в виде типовых функциональных единиц (ТФЕ) образуются типовые функциональные структуры (ТФС), при этом размерность этих ТФС невелика и можно для каждой из них вывести типовые математические модели и расчетные формулы, на основе которых создается библиотека ТФС. В зависимости от назначения различают следующие ТФЕ: функционеры (основные и вспомогательные) и композиционеры (вспомогательные и служебные). Функционеры соответствуют реальным операциям и действиям человека, рабочим операциям технологического, контрольно-измерительного оборудования и испытательного оборудования, а композиционеры – некоторым взаимосвязям операций и логическим функциям.

Подготовка моделей процесса функционирования на основе ФС для последующей оценки показателей качества и надежности проводятся по определенной методике, основой которой является смоделированная ФС, где каждой работе ставят соответствующую модель ТФЕ. Для расчета назначают конкретный состав показателей качества и надежности, которые предполагается получить в результате оценки с учетом получаемых продуктов труда (изготавливаемых изделий с установленными техническими (количественными) характеристиками). Расчет осуществляют по формулам созданной библиотеки ТФС. По результатам расчета применительно к рассматриваемой ФС получают следующую номенклатуру показателей для анализа, выводов и принятия решений:

V^1 – вероятность получения бездефектного продукта труда;

V^0 – вероятность выполнения процесса функционирования с дефектами;

T – среднее время, затрачиваемое на получение продукта труда;

$D(t)$ – дисперсия времени процесса функционирования;

V – средние затраты на процесс.

Применение описанного подхода проектирования процессов производства и измерительных процессов по показателям качества и надежности создаваемой продукции на основе моделей функционально-структурной теории и метода последовательной оптимизации позволит автоматизировать проектирование процессов при создании и развитии СМК и стать инструментом к повышению ее эффективности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. ГОСТ Р ИСО 9000–2001. Системы менеджмента качества. Основные положения и словарь.
2. ГОСТ Р ИСО 9001–2001. Системы менеджмента качества. Требования.
3. ГОСТ Р ИСО 9004–2001. Системы менеджмента качества. Рекомендации по улучшению деятельности.
4. Енин А.Н. Методология ландшафтного моделирования для описания последовательности и взаимодействия процессов систем менеджмента качества предприятий и организаций. Докл. LIV науч.-технич. конф. "Современные проблемы геодезии и оптики". – Новосибирск, СГГА, 2004. – Т. 2. – С. 222.

5. Губинский А.И. Надежность и качество функционирования эргатических систем. – Л.: Наука, 1982. – 270 с.
6. Гриф М.Г., Цой Е.Б. Автоматизация проектирования процессов функционирования человеко-машинных систем на основе метода последовательной оптимизации. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2005. – 263 с.
7. Информационно-управляющие человеко-машинные системы: Исследование проектирование, испытания: Справочник / А.Н. Адаменко, А.Т. Ашеро́в, И.Л. Бердников и др.; Под общей редакцией А.И. Губинского и В.Г. Евграфова. – М.: Машиностроение, 1993. – 528 с.

© А.Н. Енин, 2008

УДК 006

Л.Г. Куликова

СГГА, Новосибирск

МЕТРОЛОГИЧЕСКАЯ СЛУЖБА СГГА

L.G. Kylikova

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

SSGA METROLOGICAL SERVICE

Reliable and qualitative measurement service of high-precision geodetic instruments, satellite systems GPS/GLONASS and laser scanners is guaranteed. SSGA metrological service is accredited in verification, calibration test and repair of measuring devices. It is registered in the Register of accredited metrological service under № 008.

ЦЕЛИ И ЗАДАЧИ

Точность средств измерений (СИ) при проведении топографо-геодезических работ является определяющей качество и производительность измерений. Интенсивное развитие СИ на современном этапе широко используется в геодезии, картографии, архитектуре, строительстве и навигации (тахеометры, нивелиры, лазерные сканеры системы GPS/ГЛОНАСС и другие) вызывают необходимость совершенствования методов оценки точности используемых СИ и для обеспечения единства измерения в различных местах и условиях. Закон об обеспечении единства измерения устанавливает обязательную сертификацию СИ при выполнении топографо-геодезических работ. Учитывая тенденции развития СИ, необходимость научных исследований в 1996 году был создан Центр метрологической службы СГГА, призванный обеспечить правильность и точность используемых СИ, как в учебных целях, так и в научных исследованиях. Сегодня метрологическая служба СГГА превратилась в современный научно-исследовательский центр, обеспечивающий исследования, поверку и ремонт практически любых СИ топографо-геодезического назначения. Подтверждением этого служит государственный сертификат аккредитации службы на право проведения метрологической аттестации СИ, лицензия на ремонт СИ, а также диплом и золотая медаль Сибирской Ярмарки за разработку и создание эталонного комплекса и нормативных документов государственного статуса по метрологическому обеспечению геодезических СИ (рис. 1).



Рис. 1. Нормативно-правовые документы

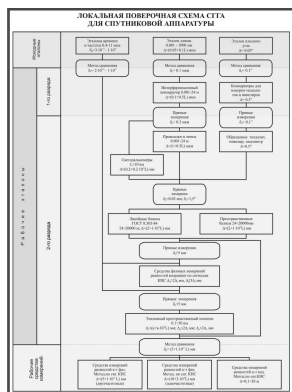
УСЛУГИ

- Подготовка кадров на современных приборах и технологиях
- Исследование и создание геодезических эталонов
- Разработка нормативных документов государственного статуса
- Аттестация и испытания геодезических СИ
- Исследование и поверка средств измерений
- Ремонт геодезических приборов и оборудования
- Прокат СИ топографо-геодезического назначения

ПРЕИМУЩЕСТВА

- Самое современное эталонное оборудование, управляемое квалифицированным персоналом, гарантирует достижение высокой производительности и выполнение работ с необходимой точностью в максимально короткие сроки
- За период деятельности Метрологического центра накоплен огромный опыт выполнения исследовательских работ - мы знаем потребности каждого заказчика
- Центр имеет безупречную деловую репутацию

ПОВЕРОЧНАЯ СХЕМА



Поверочная схема, утвержденная в органах Госстандарта (агентства по техническому регулированию и метрологии) показывает, что для реализации представленных возможностей было необходимо создание новых эталонов единиц величин: длины, времени и частоты, и плоского угла, создание новых методик их передачи, подготовки кадров. На поверочной схеме (рис. 2) показана последовательность передачи единиц.

Передача значений единицы длины осуществляются с помощью эталонов единицы длины и эталонов времени и частоты, причем расстояние до единиц метра обычно измеряется

Рис. 2. Поверочная схема

материальными мерами в виде инварных проволок и лент, а больших длин с помощью светодальномеров, тахеометров, спутниковой аппаратуры.

ЭТАЛОННАЯ БАЗА

Эталоны СГГА охватывают три отрасли:

- Образовательную - учебные и практические мероприятия по подготовке и переподготовке кадров с целью освоения новых приборов и технологий;
- Научную - экспериментальные исследования новых технологий и методов решения научных и прикладных задач современной четырехмерной (пространственно-временной) геодезии;
- Промышленную - поверки (периодические и первичные при выпуске из производства, первичные при ввозе по импорту, первичные после ремонта) и метрологические испытания в полевых условиях геодезических средств измерений, используемых в различных отраслях промышленности.

Созданы эталоны, нормативные документы и получены патенты на изобретение:

- Эталонный универсальный компаратор рабочий эталон 1-го разряда для поверки, калибровки и испытания теодолитов и тахеометров (рис. 3) всех типов - средняя квадратическая погрешность измерения угла $0,5''$.
- Эталонный универсальный компаратор рабочий эталон 1-го разряда для поверки, калибровки и испытания нивелиров (рис. 4) всех типов – средняя квадратическая погрешность измерения угла $i = 0,15''$.

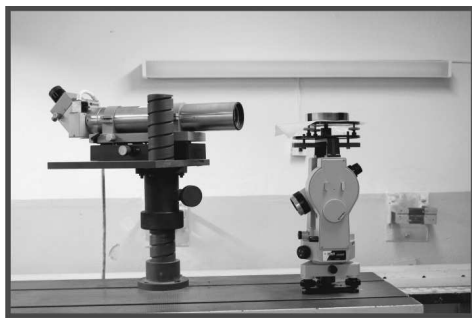


Рис. 3. Теодолит

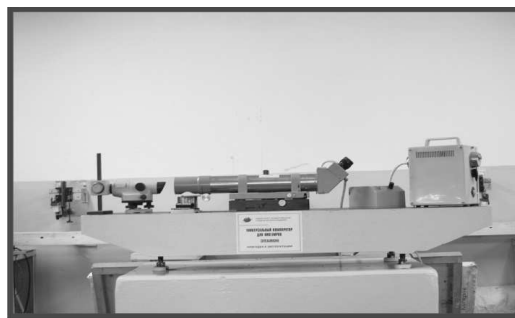


Рис. 4. Нивелир

- Базис пространственный эталонный им. О.П. Сучкова рабочий эталон 2-го разряда для поверки, калибровки и испытания эталонной навигационной и геодезической спутниковой приемной аппаратуры, теодолитов, электронных тахеометров, лазерных сканеров, светодальномеров и радиодальномеров, нивелиров, гравиметров и бусселей. Средняя квадратическая погрешность измерения длины $(0,3 + 1,10^{-6}L)$ мм (рис. 5).

Получен сертификат утверждения типа. Базис занесён в государственный реестр СИ.

– Полигон геодезический эталонный рабочий эталон 2-го разряда (рис. 6) – предназначен для хранения и передачи в трехмерном пространстве рабочим СИ размера единиц длины, плоского угла и напряженности гравитационного и магнитного полей Земли посредством следующих метрологических параметров: геоцентрических координат, разностей геоцентрических координат, длин линий, горизонтальных и вертикальных углов, астрономических широт, долгот и азимутов, составляющих отклонения отвеса в плоскостях меридиана и первого вертикала, высот квазигеоида, нормальных высот, разностей нормальных высот, ускорений силы тяжести и магнитных азимутов. Применяется для поверки, калибровки и испытаний навигационной и геодезической спутниковой приёмной аппаратуры систем GPS/ГЛОНАСС. Отличительной особенностью данного эталона является наличие постоянно действующей базовой станции. Средняя квадратическая погрешность измерения длины $(2+2,10^{-7}L)$ мм.

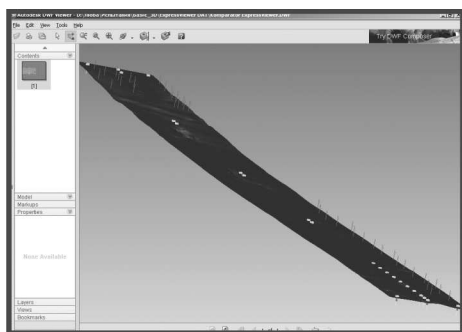


Рис. 5. Базис

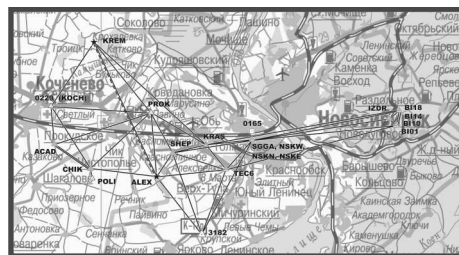


Рис. 6. Полигон

В настоящее время в СГГА создаётся интерференционный компаратор для исследования и поверки штриховых мер длины (инварных проволок и лент), светодальномеров, спутниковых и лазерных систем (рис. 7). Диапазон измерения на компараторе до 25 м, погрешность измерения $0,5 L$ мкм, где L в метрах.



Рис. 7. Интерференционный компаратор

Использование данного компаратора позволит оценить погрешности измерений дальности, а также моделировать и исследовать программные продукты, поставляемые для лазерных сканеров.

© Л.Г. Куликова, 2008