

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ГОУ ВПО «СИБИРСКАЯ ГОСУДАРСТВЕННАЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКАЯ АКАДЕМИЯ»

ГЕО-СИБИРЬ-2011

Т. 5

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ, МЕТРОЛОГИЯ,
ТЕПЛОФИЗИКА, МИКРОТЕХНИКА, НАНОТЕХНОЛОГИИ

ч.2

Сборник материалов
VII Международного научного конгресса

Новосибирск
СГГА
2011

УДК 681.2:006:62:53:001
С26

Ответственные за выпуск:

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

Доктор технических наук, профессор,
директор Конструкторско-технологического института
научного приборостроения СО РАН, Новосибирск
Ю.В. Чугуй

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

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

Доктор технических наук, профессор, СГГА, Новосибирск
В.В. Чесноков

С26 ГЕО-Сибирь-2011. Т. 5. Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии. Ч. 2: сб. матер. VII Междунар. научн. конгресса «ГЕО-Сибирь-2011», 19–29 апреля 2011 г., Новосибирск. – Новосибирск: СГГА, 2011. – 268 с.

ISBN 978-5-87693-451-2 (т. 5, ч. 1)

ISBN 978-5-87693-450-5 (т. 5)

ISBN 978-5-87693-437-6

В сборнике опубликованы материалы VII Международного научного конгресса «ГЕО-Сибирь-2011» направления «Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии».

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

УДК 681.2:006:62:53:001

ISBN 978-5-87693-451-2 (т. 5, ч. 1)

ISBN 978-5-87693-450-5 (т. 5)

ISBN 978-5-87693-437-6

© ГОУ ВПО «Сибирская государственная
геодезическая академия», 2011

СОДЕРЖАНИЕ

Чесноков Д.В., Чесноков В.В. Гетерофазный процесс лазерно-пиролитического формирования тонких плёнок в условиях адсорбционного ограничения поступления реагентов.....	9
Чесноков В.В., Никулин Д.М. Оценка влияния поверхностных сил при формировании нанометровых промежутков между поверхностями оптических устройств.....	18
Войцеховский А.В., Костюченко В.Я., Протасов Д.Ю. Экспериментальная установка для исследования фотомагнитного эффекта и фотопроводимости в магнитном поле на плёнках узкозонных полупроводников р-типа.....	25
Войцеховский А.В., Костюченко В.Я., Протасов Д.Ю. Фотопроводимость в магнитном поле пленок кадмий-ртуть-теллур р-типа, выращенных методом жидкофазной эпитаксии.....	29
Шамирзаев А.С., Кузнецов В.В. Теплообмен и температурная неустойчивость при кипении воды в микроканальном теплообменнике	33
Хохряков А.С., Кошляков П.С., Чесноков Е.Н. Спектрограф для изучения спектра генерации лазера на свободных электронах терагерцового диапазона.....	38
Денк Д.Э., Хомутов В.Н., Маточкин А.Е. Компактный цифровой интерферометр с фазовым сдвигом.....	41
Батомункуев Ю.Ц., Тюшев Н.А. Особенности ахроматизации дифракционной решётки	49
Сюй А.В., Гапонов А.Ю., Сидоров Н.В. Исследование фоторефрактивных свойств монокристаллов ниобата лития разного состава методами фоторефрактивного и комбинационного рассеяния света	56
Чесноков В.В., Чесноков Д.В., Райхерт В.А. Пьезоэлектрическое возбуждение упругих изгибных волн в свободных тонкоплёночных структурах	62
Поллер Б.В., Бритвин А.В., Коняев С.И., Щетинин Ю.И. О характеристиках опторадиевальных ретрансляторов для лазерных наземно-космических сетей и линий связи в условиях облачности	70
Поллер А.Б., Поллер Б.В., Кусакина А.Е. О распространении и накоплении света в слоях люминофоров длительного послесвечения	75
Полещук А.Г., Насыров Р.К., Маточкин А.Е., Черкашин В.В. Лазерная интерферометрическая система ФТИ-100 с фазовым сдвигом для прецизионного оптического контроля	80
Никулин Д.М. Интерференция света в воздушном эквидистантном зазоре	86
Наливайко В.И., Покровский А.Н. Получение глубокого фазового профиля в аморфных слоях халькогенидных стеклообразных полупроводников	90
Лузин А.Н. Применение метода ферма к решению экстремальных задач по	

физике.....	99
Лузин А.Н., Матуско В.Н. Экстремальные задачи курса электротехники в визуально анализируемом виде	103
Кузнецов В.В., Козулин И.А. Применение оптических методов для исследования управляемого распада метастабильной жидкости	107
Кошелев А.В., Карпик А.П., Уставич Г.А., Синякин А.К., Кошелев В.А., Титов С.С., Скипа Ю.В., Дубинина А.А., Заржецкая Н.В. Об аттестации современных светодальномеров на эталонных линейных базисах.....	115
Чесноков Д.В., Чесноков В.В., Никулин Д.М., Кочкарёв Д.В. Лазерная ретушь оптической неравномерности воздушных промежутков в многолучевых интерферометрах	120
Корольков В.П., Насыров Р.К., Самсонов Р.В., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Макаров С.В., Гольденберг Б.Г., Сухих С.А., Маслий А.И., Медведев А.Ж. Характеризация наноструктур, сформированных фемтосекундным лазерным излучением на поверхности металлов	124
Комиссаров В.В., Комиссарова Н.В., Чащин О.Н. Определение мощности теплоизолирующего слоя методом обратной задачи теплопереноса.	130
Корнеев В.С., Райхерт В.А., Кочкарев Д.В. Экспериментальное определение модуля упругости юнга многослойной консольной микробалки	136
Козулин И.А., Кузнецов В.В., Шамирзаев А.С. Режимы течения и теплоотдача при кипении в микроканалах различной ориентации ...	140
Поллер Б.В., Клементьев В.М., Бритвин А.В., Коломников Ю.Д., Коняев С.И., Трашкеев С.И., Поллер А.Б., Ванда О.А. О характеристиках моделей терагерцовых полимерных фотонно-кристаллических волноводов и нанокompозитных жидкокристаллических преобразователей лазерных и тепловых излучений	146
Гиенко А.А. Применение отражающих поверхностей для визуализации объемных изображений. 3D монитор.....	152
Бритвин А.В., Поллер Б.В. О характеристиках «солнечно-слепого» фильтра для ультрафиолетовых атмосферных информационных систем.....	157
Батомункуев Ю.Ц. Теория расчета хроматических аберраций рентгеновского объемного голограммного осевого элемента	162
Михайлова Д.С. Рассеяние и поглощение света металлическими диспергированными пленками на прозрачных подложках.....	169
Михайлова Д.С., Чесноков Д.В., Чесноков В.В. Многолучевой трехзеркальный интерферометр.	175
Бояркеева О.В. Методы и средства имитации навигационных полей	178
Санчук С.А., Тиссен В.М. Краткосрочное прогнозирование пвз на основе калмановской фильтрации	182
Тиссен В.М., Туголукова Е.А. Использование метода монте-карло в имитационном моделировании неустойчивости квантовых часов....	185
Макаров И.Е. Синхронизация часов в рамках эксперимента по	

исследованию дрейфа разности кодовых и фазовых псевдодальностей навигационных сигналов ГЛОНАСС	190
Стубарев Д.В., Толстиков А.С. Анализ алгоритмов предварительной обработки данных траекторных измерений методами имитационного моделирования.....	195
Мамонов А.А., Черепанов В.Я., Шувалов Г.В., Ясырова О.А. Измерение плотности нефтепродуктов и создание средств измерений коэффициентов объемного расширения нефтепродуктов.....	200
Абрамова Е.А., Шувалов Г.В., Ясырова О.А. Оценка показателей прецизионности методов измерений параметров нефтепродуктов ...	206
Абрамова Е.А., Шувалов Г.В., Ясырова О.А. Разработка метода оценки стабильности и совместимости судовых топлив	210
Ильин А.П., Клековкин И.В., Шувалов Г.В. Исследование термохимического состояния нанопорошков металлов.....	214
Полтавец А.А. Иллюстрация устойчивости средних величин при анализе экспертных оценок	218
Плетнев П.М., Симонова Г.В., Симонов Д.П., Степанова С.А. Оптимизация методов контроля качества функциональной керамики.....	222
Могильницкий Б.С., Шувалов Г.В. О возможности исследования наноструктур поверхности при отражении света	227
Могильницкий Б.С., Шувалов Г.В. Принцип анализа нановеществ сверхкороткими импульсами света	232
Горбылев А.А., Гривастов Д.А. Интегрированная система управления процессом передачи единицы температуры.....	237
Троценко Д.П., Черепанов В.Я., Ямшанов В.А. Перспективы использования терромагнитных явлений для воспроизведения и передачи единицы плотности теплового потока.....	242
Зонова А.Д., Черепанов В.Я. Исследование теплотрического метода неразрушающего контроля параметров теплоносителя в системах теплоснабжения.....	247
Кондаков В.Ю., Крылов В.С. Анализ методов расчета потерь электрической энергии, применяемых на оптовом рынке электроэнергии	252
Курбатова Н.А. Исследование температурной зависимости коэффициента преобразования датчиков теплового потока радиационно-конвективным методом.....	257
Владимирова С.В., Пальчун Ю.А. Алгоритмические методы определения функции поправки по модулю при измерении параметров отражения	261
Коллер А.А. Погрешности силоизмерительных устройств, обусловленные несовершенством силовоспроизводящих систем	264

CONTENTS

Chesnokov D.V., Chesnokov V.V. Heterophase process of laser-pyrolytic thin film deposition in conditions of reagent entry adsorption limiting	9
Chesnokov V.V., Nikulin D.M. Estimation of influence of superficial forces in nanodimensional intervals between surfaces of optical devices.....	18
Vojcehovski A.V., Kostyuchenko V.Ya., Protasov D.Yu. Experimental setup for investigation of photoelectromagnetic effect and photoconductivity in magnetic field on narrow-gap semiconductor films	25
Vojcehovski A.V., Kostyuchenko V.Ya., Protasov D.Yu. Magneto photoconductivity of mct p-type films grown by liquid phase epitaxy	29
Shamirzaev A.S., Kuznetsov V.V. Water flow boiling heat transfer and temperature instability in microchannel heat sink	33
Hohrjakov A.S., Koshlyakov P.S., Chesnokov E.N. Spectrograph for studying of the spectrum of generation of the terahertz range free electron laser.....	38
Denk D.E., Homutov V. N., Matochkin A.E. Compact digital phase-shifting interferometer	41
Batomunkuev Ju.Ts., Tjushev N.A. The features of achromatization of the diffraction grating.....	49
Syuy A.V., Gaponov A.Yu., Sidorov N.V. Research of photorefractive properties of lithium niobate monocrystals of different structure by photorefractive and raman scattering of light methods	56
Chesnokov V.V., Chesnokov D.V., Raychert V.A. Piezoelectric excitation of elastic flexural waves in a free thin-film structures	62
Poller B.V., Britvin A.V., Konyaev S.I., Shetinin Y.I. On the characteristics of opto-radiowave repeater to laser satellite and terrestrial nets and lines of communication in the cloud.....	70
Poller A.B., Poller B.V., Kusakina A.E. About propagation and accumulation of light in layers of long afterglow phosphors	75
Poleshchuk A.G., Nasyrov R.K., Matochkin A.E., Cherkashin V.V. FTI-100 laser interferometric sistem with phase-shifting for precision optical testing	80
Nikulin D.M. Light interference in the air equidistant backlash	86
Nalivaiko V.I., Pokrovsky A.N. Fabrication of deep phase relief in amorphous layers of chalcogenide vitreous semiconductors.....	90
Lusin A.N. Application of the fermat's method for the decision of physical extreme tasks	99
Luzin A.N., Matusko V.N. Extreme tasks of the electrical engineering course in visually analyzed form	103
Kuznetsov V.V., Kozulin I.A. Application of the optical methods for study of the controlled disintegration of metastable liquid.....	107
Koshelev A.V., Karpik A.P., Ustavich G.A., Sinjakin A.K., Koshelev V. A., Skipa Yu. V., Titov S.S., Dubinina A.A., Zarjeckaja N.V. Certification of modern optical range-finders on calibration baselines	115
Chesnokov D.V., Chesnokov V.V., Nikulin D.M., Kochkaryov D.V. Laser retouch of optical non-uniformity of air intervals in multibeam	

interferometers	120
Korolkov V.P., Nasyrov R.K., Samsonov R.V., Ionin A.A., Kudryashov S.I., Seleznev L.V., Sinitzyn D.V., Makarov S.V., Goldenberg B.G., Suhii S.A., Maslyi A.I., Medvedev A.J. Characterization of nanostructures formed by femtosecond laser irradiation on metal surface	124
Komissarov V.V., Komissarova N.V., Chashin O.N. Determination of power heat-insulating layer by inverse heat.....	130
Korneyev V.S., Reihert V.A., Kochkarev D.V. Experimental determination of young's modulus of the multilayer cantilever micro beam.....	136
Kozulin I.A., Kuznetsov V.V., Shamirzaev A.S. Flow pattern and heat transfer at flowboiling in microchannels with different orientation	140
Poller B.V., Clementev V.M., Britvin A.V., Kolomnikov Y.D., Konyaev S.I., Trashkeev S.I., Poller A.B., Wanda O.A. About specifications model thz polymer photonic-crystal fibers and nanocomposite liquid crystal transformers of laser and thermal radiation	146
Gienko A.A. Application of reflecting surfaces for visualization of the volumetric images. 3D monitor	152
Britvin A.V., Poller B.V. On the characteristics of «solar blind» filter for ultraviolet atmospheric information systems	157
Batomunkuev Ju.Ts. Theory for calculation of chromatic aberrations of x-ray volume holographic axial element	162
Mikhaylova D.S. Scattering and absorption of light by dispersed metal films on transparent substrates	169
Mikhaylova D.S., Chesnokov D.V., Chesnokov V.V. Triple-mirror multiple- beam interferometer	175
Boyarkeeva O.V. Methods and means of simulation navigation fields	178
Sanchuk S.A., Thiessen V.M. Short-term forecasting eop based on kalman filtering	182
Tissen V.M., Tugolukova E.A. Using monte-carlo simulation of quantum instability hours.....	185
Makarov I.E. Clock synchronization as a part of code and phase pseudoranges drift difference research in GLONASS navigation signals.....	190
Stubarev D.V., Tolstikov A.S. The analysis of algoritms of preliminary data processing trajectory measurements by methods of imitating modelling	195
Mamonov A.A., Tcherepanov V.Ja., Shuvalov G.V., Jasyrova O.A. Measurement of density of oil products and creation of measuring apparatuses of factors of volume expansion of oil products.....	200
Abramova E.A., Shuvalov G.V., Jasyrova O.A. Estimation of indicators precision of methods of measurements of parameters of oil products	206
Abramova E.A., Shuvalov G.V., Jasyrova O.A. Working out of the method of the estimation of stability and compatibility ship mineral oil	210
Ilin A.P., Klekovkin I.V., Shuvalov G.V. Research of thermochemical condition nanopowder of metals	214
Poltavets A.A. Illustration of averages stability in appraisal analysis	218
Pletnev P.M., Simonova G.V., Simonov D.P., Stepanova S.A. Optimization of	

quality assurance methods functional ceramics	222
Mogilnitsky B.S., Shyvalov G.V. About possibility of research nanostructur of the surface at light reflection.....	227
Mogilnitsky B.S., Shuvalov G.V. Principle analysis nanomaterial ultrashort light pulses	232
Gorbylev A.A., Grivastov D.A. Intagrated management system transferring process value of temperature.....	237
Trotsenko D.P., Cherepanov V.Ya., Yamshanov V.A. A perspective application of thermomagnetic phenomenon for recreation and transfer unit of heat flux	242
Zonova A.D., Cherepanov V.Ya. Research of heat measurements method of a non-destruction checking of heat carrier parameters in heat supply systems	247
Kondakov V.Ju., Krulov V.S. Analysis method of calculation indemnity electrical energy in service wholesale market electric power.....	252
Kurbatova N.A. Research of temperature dependence factor of transformation of heat flux sensors radiatsionno-convective method	257
Vladimirova S.V., Palchun U.A. Algorithmic methods of definition of function of the amendment at measurement of parameters of reflection.....	261
Koller A.A. Errors of force measuring instrument arising because of imperfection of systems creating loading	264

УДК 535.211

Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков

СГГА, Новосибирск, *garlic@ngs.ru*

ГЕТЕРОФАЗНЫЙ ПРОЦЕСС ЛАЗЕРНО-ПИРОЛИТИЧЕСКОГО ФОРМИРОВАНИЯ ТОНКИХ ПЛЁНОК В УСЛОВИЯХ АДсорбЦИОННОГО ОГРАНИЧЕНИЯ ПОСТУПЛЕНИЯ РЕАГЕНТОВ

Представлены результаты исследования процессов LCVD в условиях адсорбционного ограничения поступления реагентов в реакционную зону на поверхности подложки. Проведён анализ неравновесных процессов адсорбции. Выявлены параметры процесса, определяющие скорость роста тонких плёнок металлов в наносекундном LCVD, получены подтверждения химическому характеру адсорбции молекул МОС на поверхности металлов. Сравнение наносекундного LCVD и атомно-слоевой технологии AL CVD показало, что близкие по качеству тонкие плёнки химических соединений можно получать в первом случае с производительностью на три порядка больше.

D.V. Chesnokov, V.V. Chesnokov

Siberian State Geodesy Academy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

HETEROPHASE PROCESS OF LASER-PYROLYTIC THIN FILM DEPOSITION IN CONDITIONS OF REAGENT ENTRY ADSORPTION LIMITING

The results of investigations of LCVD process in conditions of adsorption's limiting of reagent entry to reaction zone on sample surface are presented. The nonequilibrium process of adsorption is analyzed. The process parameters, determining metal thin films growth rate on nanosecond LCVD, are revealed. The chemical character of adsorption MOS molecules on metal surfaces is confirmed. The comparison of nanosecond LCVD and atomic-layer technology AL CVD shows that equal in quality thin films of chemical compounds may be formed in first case with productivity, which is better by more than 3 orders of magnitude.

Исследования в области лазерно-активированных технологий получения тонкоплёночных структур проводятся в течение многих лет [1,2], однако широкое использование метода в производственных условиях встречается с затруднениями. Отмечаются сложность и взаимосвязанность процессов LCVD, необходимость жестко контролировать ряд основных параметров, причиной чему является высокая способность процессов лазерно-химического осаждения вещества к самоорганизации [2]. Существенный фактор, ограничивающий

распространение LCVD в качестве массовых технологий микроэлектроники – производительность лазерных процессов существенно ниже.

В последнее время интерес к лазерным микротехнологиям возрос в связи с быстрым развитием микросистемной техники, для устройств которой характерно разнообразие решаемых задач, использование объемных микроструктур, что часто требует создания уникальных технологий.

В работах [3–7] показано, что использование импульсного наносекундного лазерного излучения позволяет устранить критичность к малым нестабильностям параметров процессов и формировать качественные металлические микрорисунки; в работах [5–8] установлено, что улучшение качества микрорисунков связано с уменьшением влияния процессов пиролиза, происходящих в газовой фазе над поверхностью подложки; исследуются возможности управления процессами самоорганизации при лазерном наносекундном осаждении и формирования наноразмерных структур [8,9].

Одним из факторов уменьшения влияния самоорганизации лазерных процессов формирования плёночных структур является обеспечение прохождения лазерно-индуцированных химических реакций преимущественно на поверхности подложки, а не в газовой фазе [7,8].

В настоящем сообщении проводится анализ условий формирования и возможных параметров адсорбированного на поверхности слоя при получении плёнок металлов методом LCVD из паров металлоорганических соединений (МОС).

Физическая картина формирования адсорбированного слоя на поверхности при лазерном импульсно-периодическом облучении подложки в атмосфере паров реагентов при общем давлении газовой среды, равном атмосферному, выглядит следующим образом. Газовый поток, содержащий в газе-носителе пары реагентов, омывает поверхность, которая при осаждении плёнок металлов, если исключить начальную стадию осаждения плёнок, является поверхностью металла, при осаждении диэлектриков – поверхностью диэлектрика. Молекулы диффундируют в потоке к поверхности и адсорбируются. Полярность молекул МОС предполагает преимущественно химический характер их адсорбции на металле в равновесном состоянии. Однако, переход в состояние хемосорбции происходит через стадию физической адсорбции молекулы; время её пребывания в состоянии физсорбции уменьшается при нагревании подложки. Адсорбция молекул происходит на активных центрах поверхности; в соответствии с теорией БЭТ физическая адсорбция имеет полимолекулярный характер – после установления равновесия между адсорбированным слоем и газовой фазой часть поверхности свободна от молекул, часть покрыта мономолекулярным слоем, часть – бимолекулярным слоем, и т. д. [10, 11].

В момент прихода лазерного импульса с энергией, достаточной для термоактивирования реакций пиролиза (поверхность в импульсе нагревается до 700 – 1000 K), адсорбированные молекулы распадаются с выделением атомов металла, осаждающихся на поверхности, и газообразных десорбируемых и улетучивающихся продуктов пиролиза. Часть молекул

адсорбата термодесорбируется без разложения; поверхность образующейся металлической плёнки после воздействия лазерного импульса некоторое время остаётся «атомно-чистой», затем вновь адсорбирует вещество из газовой фазы. В случае использования паров МОС, переносимых потоком газа-носителя, адсорбция имеет свои особенности.

Изотерма БЭТ, характеризующая состояние адсорбата в равновесии с газовой средой при давлении p пара, близком к давлению p_0 насыщенного пара, определяется выражением [11]:

$$\theta = \frac{\Gamma}{\Gamma_m} = \frac{C_a (p/p_0)}{(1 - p/p_0) [1 + (C_a - 1)(p/p_0)]}; \quad C_a = L \exp\left(\frac{E_1 - E_{v1}}{kT}\right), \quad (1)$$

где Γ и Γ_m – количество молекул в адсорбированном слое и мономолекулярном слое, соответственно; L – постоянный коэффициент; E_1 – энергия взаимодействия молекулы первого слоя с поверхностью; E_{v1} – теплота испарения молекулы из вышележащих слоёв. Отношение Γ/Γ_m в типичных случаях может быть равно единице при $p/p_0 = 0,35$ и увеличиваться до 4 при увеличении p/p_0 до 0,8.

Наличие в потоке пара молекул нескольких сортов приводит при адсорбции к конкуренции между ними, состав получившегося адсорбированного слоя зависит от нескольких условий, в том числе, от энергии активации адсорбции молекул, температуры поверхности и от парциального состава газового потока. Частота столкновений молекул газа с поверхностью тела равна [10]:

$$v_0 = \frac{1}{4} n v_T = n \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}}, \quad (2)$$

где n – концентрация молекул в газе; v_T – скорость теплового движения молекулы; M – молярная масса газа; R – универсальная газовая постоянная. Концентрация молекул газа-носителя в газовом потоке в десятки тысяч раз больше, чем реагента, поэтому вероятность их преимущественной адсорбции сразу же после прекращения лазерного импульса очень высока. Однако, физсорбция имеет динамический характер, поэтому результирующий состав адсорбированного слоя ко времени прихода следующего лазерного импульса (в нашем случае период следования импульсов 1–10 мс) зависит от эффективности прилипания молекул к поверхности при их ударе о поверхность и от времени жизни молекул в адсорбированном состоянии. Коэффициент прилипания в первом приближении можно принять равным единице для любых молекул, так как поверхность после облучения является атомно-чистой. Время жизни молекул в адсорбированном состоянии можно оценить по формуле Френкеля:

$$\tau = \tau_0 \exp(E / RT), \quad (3)$$

где τ_0 – период молекулярных колебаний (порядка 10^{-13} – 10^{-12} с); k – постоянная Больцмана, T – термодинамическая температура поверхности. Расчёт времени жизни молекул в соответствии с (3) для температуры 320 К для

газов при $E = 12\text{--}20$ кДж/моль [12], даёт $\tau \approx 3 \cdot 10^{-9}$ с, для МОС при $E = 60$ кДж/моль $\tau > (10^{-3} - 10^{-2})$ с. Следует отметить, что время жизни молекул МОС в адсорбированном состоянии сравнимо с периодом следования лазерных импульсов в рассматриваемых процессах, из чего следует влияние значения энергии активации десорбции на кинетику выращивания плёнок; можно также сделать вывод, что молекулы МОС вытеснят более лёгкие молекулы газов с поверхности и адсорбируются за время порядка периода следования лазерных импульсов.

Найдём зависимость поверхностной концентрации адсорбированных молекул в неравновесном процессе во временном интервале между двумя лазерными импульсами с учётом адсорбции и десорбции молекул с поверхности. При этом в первом приближении будем считать, что адсорбция мономолекулярная, как в ленгмюровской теории адсорбции.

На единице поверхности в адсорбированном слое содержится

$$n_s = \theta n_0 \quad (4)$$

молекул. Здесь $n_0 = 1/S$ – концентрация молекул в мономолекулярном слое (при $\theta = 1$); S – площадь, занимаемая молекулой на поверхности. Сразу после лазерного импульса состояние поверхности нельзя считать равновесным, и соотношения между давлением газа и заполнением поверхности молекулами не соответствует изотерме. С течением времени поверхность заполняется адсорбированными молекулами, диффундирующими из газовой фазы, до уровня концентрации, соответствующего равновесному и определённом уравнении изотермы (1). Одновременно идут два процесса [10]:

– Падение молекул на поверхность; при этом на уже заполненных участках поверхности молекулы не прилипают, и скорость заполнения поверхности молекулами определяется соотношением

$$v_0(1 - \theta); \quad (5)$$

– Десорбция молекул с поверхности; скорость «опустошения» поверхности определяется соотношением

$$\theta n_0 v \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (6)$$

где $v \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$ – константа скорости десорбции; E – энергия активации

десорбции из монослоя, $v \approx 10^{10}$ с⁻¹. Учитывая (5) и (6), получим:

$$\frac{dn_s}{dt} = v_0(1 - \theta) - \theta n_0 v \exp\left(-\frac{E}{RT}\right). \quad (7)$$

Используя (7), получим неоднородное дифференциальное уравнение первого порядка:

$$\frac{dn_s}{dt} + \frac{n_s}{n_0} v_0 \left(1 + \frac{vn_0}{v_0} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)\right) = v_0. \quad (8)$$

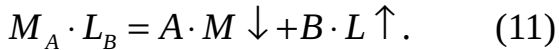
Обозначим

$$Z(E) = 1 + \frac{v n_0}{v_0} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \quad (9)$$

запишем решение дифференциального уравнения в виде:

$$\frac{n_s}{n_0} = \frac{1}{Z(E)} \left[1 - \exp\left(-\frac{v_0 t}{n_0} Z(E)\right) \right]. \quad (10)$$

Представим реакцию пиролиза в виде:



Каждая молекула исходного реагента до распада занимает площадку S ; после распада молекулы на поверхности остаются A атомов металла M , занимающих поверхность AS_M , где $S_M = d_M^2$ – площадка, занимаемая атомом при кубической упаковке атомов в веществе, d_M – диаметр атома металла. Один монослой атомов металла на поверхности при условии полного распада монослоя молекул исходного реагента за один лазерный импульс образуется за N_1 лазерных импульсов:

$$N_1 = \frac{S}{Ad_M^2 \theta}, \quad (12)$$

толщина монослоя атомов металла равна диаметру атома. Толщина h плёнки металла, образующейся после воздействия N импульсов, равна

$$h = \frac{N}{N_1} d_M = NA\theta d_M^3 / S. \quad (13)$$

В случае использования импульсно-периодического лазерного излучения в формуле (10) вместо t необходимо подставить период следования импульсов t_f , и формулу (13) можно представить в виде:

$$h = NAd_M^3 \frac{1}{Z(E)} \left[1 - \exp\left(-\frac{v_0 t_f}{n_0} Z(E)\right) \right] / S, \quad (14)$$

и в нормализованной форме:

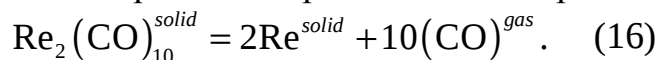
$$h' = \frac{hS}{NAd_M^3} = \frac{1}{Z(E)} \left[1 - \exp\left(-\frac{v_0 t_f}{n_0} Z(E)\right) \right]. \quad (15)$$

В таблице представлены результаты расчётов, выполненных с использованием (2), (9) и (15). Расчёт проведён для значений $M_{\text{Re}} = 0,654$ кг/моль, $T = 320$ К, $S = 5,26 \cdot 10^{-19}$ м², $d_{\text{Re}} \approx 2,4 \cdot 10^{-10}$ м.

Таблица Рассчитанные значения нормализованной толщины h' в зависимости от парциального давления паров реагента p , периода следования лазерных импульсов t_f и энергии адсорбции E

	$t_f = 10^{-2} \text{ c}$			$t_f = 10^{-3} \text{ c}$			$t_f = 10^{-4} \text{ c}$		
E , кДж/моль	20	40	60	20	40	60	20	40	60
$p=0,1 \text{ Па}$	$5,6 \cdot 10^{-5}$	0,093	0,95	$5,6 \cdot 10^{-5}$	0,089	0,26	$5,6 \cdot 10^{-5}$	0,026	0,03
$p=1 \text{ Па}$	$5,6 \cdot 10^{-4}$	0,507	0,95	$5,6 \cdot 10^{-4}$	0,093	0,95	$5,6 \cdot 10^{-4}$	0,089	0,26
$p=10 \text{ Па}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	0,91	0,95	$5,6 \cdot 10^{-3}$	0,507	0,95	$5,6 \cdot 10^{-3}$	0,093	0,95

Данные таблицы позволяют провести оценку значения энергии адсорбции молекул используемого реагента путём сравнения экспериментальной зависимости толщины осаждаемой плёнки от периода t_f с расчётной зависимостью. Это сравнение необходимо проводить при наименьшем парциальном давлении паров, при котором ещё заметно осаждение плёнки. В качестве примера рассмотрим определение энергии адсорбции молекул декакарбонила дирения с поверхности металлической плёнки рения, получаемой выращиванием в процессах наносекундного LCVD [3,5,6,7] термоактивированным разложением паров декакарбонила:



При осаждении парциальное давление паров декакарбонила было (1–3) Па, скорость роста толщины плёнки примерно соответствовала распаду одной – двух десятых долей мономолекулярной плёнки карбонила (нормализованная толщина $h' \approx (0,1-0,2)$). При увеличении периода следования лазерных импульсов с $t_f = 10^{-3}$ с до $t_f = 10^{-2}$ с толщина плёнки увеличивалась в 1,5 раза, чему примерно соответствуют данные таблицы для $E = 40$ кДж/моль. Учёт полимолекулярного характера адсорбции потребует использования в качестве энергии E адсорбции так называемой чистой энергии адсорбции $E_1 - E_{v1}$ (см. выражение (1)), что увеличит оценочное значение энергии адсорбции первого слоя, полученное на основании экспериментальных данных.

Полученное значение энергии адсорбции $E \approx 40$ кДж/моль позволяет провести анализ характера адсорбции молекул карбонила на поверхности металла. В [13] показано, что молекулы МОС могут быть как физически, так и химически связанными с поверхностями твёрдого тела. Сложные молекулы МОС часто являются сэндвич-соединениями, атомы металла в которых занимают центральное расположение. Когда продольная ось молекулы вертикальна, вероятность нахождения электронов вблизи центрального тяжёлого атома металла отличается от нуля, нарушается симметрия расположения в молекуле заряда, имеет место химическая адсорбция. Показано также, что процесс адсорбции молекул может проходить поэтапно. Вначале молекула закрепляется на поверхности физическими (электростатическими)

силами. Физически адсорбированная молекула может быть как десорбирована с поверхности, так и может перейти в хемисорбированное состояние, причём последний вариант перехода предпочтителен, так как для больших молекул МОС потенциальный барьер перехода из физически адсорбированного состояния в десорбированное больше, чем для перехода в химически адсорбированное. Переход в хемисорбированное состояние молекулы является термически активируемым процессом.

Типичные значения энергии физической адсорбции составляют (12–20) кДж/моль для инертных газов, азота, кислорода на вольфраме и пористом стекле [12]. В случае адсорбции МОС существенным фактором является неравноценность взаимодействий МОС с поверхностью, обусловленная сложностью молекул. Возможны на одной поверхности адсорбента оба типа взаимодействий в виде и физической, и химической адсорбций. Значение энергии адсорбции определяется типом молекулы: для углеводородов адсорбция – физическая [13] с энергией адсорбции (8–12) кДж/моль на каждый атом углерода и оценивается величиной (40–130) кДж/моль для молекул МОС; последнее значение близко к энергии активации терморазложения многих МОС; при адсорбции карбониллов возможна и химическая, и физическая адсорбция. Так, в работе [13] приведены значения энергий адсорбции для карбонила железа $\text{Fe}(\text{CO})_5$: 4,8 ккал/моль на поверхности железа, для групп СО на той же поверхности 21,5 ккал/моль. Первое значение соответствует физической адсорбции, второе – хемосорбции. Адсорбция СО-группами, как правило, химическая.

Можно сделать предположение, что в нашем случае лазерно-активируемого пиролиза декакарбонила дирения сорбция молекул имеет характер хемосорбции.

Рассмотренные в работах [5,6,7] результаты показывают, что плёнки металла в лазерно-пиролитическом процессе растут до толщин (0,1–0,3) мкм с одинаковой скоростью по всей площади фокального пятна лазерного излучения практически независимо от распределения температуры в реакционной зоне на подложке, причём температуры в зоне в разных её точках могут отличаться на несколько сотен градусов. Эти факты свидетельствуют о том, что количество реагентов химических реакций ограничено «ёмкостью» равномерного по толщине адсорбционного слоя. Реакции самопроизвольно прекращаются в результате исчерпания реагента.

Таким образом, периодичность лазерно-индуцированного пиролитического процесса и адсорбционно-ограниченный подвод реагентов приводят к послойному выращиванию плёнки на подложке, причём толщина каждого слоя менее диаметра атома, толщины всех слоёв одинаковы между собой и равномерны в пределах нагреваемой излучением области подложки.

Процесс во многом похож на атомно-слоевое термохимическое осаждение плёнок (AL CVD), реализуемое в реакционных камерах с дискретной периодической подачей реагентов к поверхности подложки с промежуточной продувкой зоны реакции инертным газом [14]. Осаждение плёнки разделено на циклы осаждения материала моноатомной за цикл толщиной, по окончании

каждого цикла химическая реакция самоостанавливается, общая толщина плёнки задаётся и контролируется по количеству циклов осаждения.

Производительность атомно-слоевого процесса ограничивается частотой циклов, которая в AL CVD не более одного цикла/с. В лазерном процессе, где цикличность обусловлена частотой импульсно-периодического лазерного излучателя, производительность может быть в тысячи раз выше.

Важной привлекательной особенностью лазерного атомно-слоевого процесса получения плёнок является локальность лазерного воздействия, что может позволить реализовать атомно-слоевую лазерографию.

Таким образом, получено аналитическое выражение для скорости выращивания тонких плёнок металлов в наносекундном LCVD с учётом параметров процесса и энергии адсорбции молекул МОС; получены подтверждения химическому характеру адсорбции молекул МОС на поверхности металлов. Показано, что проведение лазерно-активированных процессов в адсорбированном слое реагентов сближает наносекундное LCVD с атомно-слоевой технологией AL CVD по возможности получать контролируемые и равномерные по толщине и площади тонкие плёнки химических соединений, при том, что производительность лазерного процесса может быть на три порядка больше.

Можно указать ряд конкретных задач в области опто– и микроэлектроники, для решения которых прогресс в области понимания лазерных процессов формообразования может оказаться решающим: увеличение производительности при LCVD тонких пленок; получение субмикронных и наноструктур в одностадийном процессе; формирование 3D микро– и наноструктур на подложках.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ахманов, А.С. Лазерная и традиционная полупроводниковая технология – сравнительный анализ. Применение лазерографии в технологии интегральных схем / А.С. Ахманов // Итоги науки и техники. Сер. Физ. основы лазер. и пучковой технологии. – Т. 3. – М.: ВИНТИ, 1989. – С. 57-91.
2. Карлов, Н. В. Лазерная термохимия: Основы и применения / Н.В. Карлов, Н.А. Кириченко, Б.С. Лукьянчук. – Москва: ЦентрКом.– 1995.
3. Чесноков, В.В. Лазерно-химическое осаждение пленок металлов / В.В. Чесноков, С.В. Земсков, И.Г. Игуменов // Тез. докл. 5 отрасл. научно-техн. конф. "Тонкие пленки в производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем". – Нальчик, 1983.
4. Morishige Y., Kishida S. Thick gold–film deposition by high–repetition visible pulsed–laser chemical vapor deposition // Appl. Phys. – 1994. – Vol. A59, no. 4. – P. 395–399.
5. Резникова, Е.Ф. Химическое осаждение металлических пленочных микроструктур из паров летучих соединений металлов с помощью мощного высокочастотного наносекундного импульсного УФ лазера: Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. хим. наук / Е.Ф. Резникова. – Новосибирск: ИНХ СО РАН, 1998.

6. Чесноков, Д.В. Разработка и исследование наносекундной лазерной микротехнологии формирования оптоэлектронных структур: Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук / Д.В. Чесноков. – Новосибирск: СГГА, 2000.
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.
8. Чесноков, Д.В. Лазерное формирование наноразмерных структур / Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков // Изв. вузов. Приборостроение. – 2009. – Т. 52, № 6. – С.69–74.
9. Чесноков, Д.В. Образование нанокластеров металлов на подложках в процессе лазерного CVD в условиях открытой атмосферы / Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков // Изв. вузов. Физика. – 2011. – (в печати).
10. Мелвин-Хьюз, Э.А. Физическая химия / Э.А. Мелвин-Хьюз. – М.: Изд. иностр. лит., 1962.
11. Ролдугин, В.И. Физикохимия поверхности: Учебник-монография / В.И. Ролдугин. – Долгопрудный: Интеллект, 2008.
12. Черепнин, Н.В. Сорбционные явления в вакуумной технике / Н.В. Черепнин. – М.: Сов. Радио, 1973.
13. Осаждение плёнок и покрытий разложением металлоорганических соединений / Б.Г. Грибов и др. – М.: Наука, 1981.
14. Киреев В.Ю., Столяров А. А. Технологии микроэлектроники. Химическое осаждение из газовой фазы / В.Ю. Киреев, А.А. Столяров. – М.: Техносфера, 2006.

© Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков, 2011

УДК 532.6

В.В. Чесноков, Д.М. Никулин

СГГА, Новосибирск

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СИЛ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ НАНОМЕТРОВЫХ ПРОМЕЖУТКОВ МЕЖДУ ПОВЕРХНОСТЯМИ ОПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Сообщение посвящено обсуждению физических и технологических проблем получения эквидистантных микро- и наноразмерных воздушных промежутков между протяжёнными поверхностями плоских подложек, в частности, между зеркалами интерференционных оптических устройств. Получение таких промежутков является важной задачей при разработках компонентов микросистемной техники типа оптических электроуправляемых спектральных фильтров.

V.V. Chesnokov, D.M. Nikulin

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

ESTIMATION OF INFLUENCE OF SUPERFICIAL FORCES IN NANODIMENSIONAL INTERVALS BETWEEN SURFACES OF OPTICAL DEVICES

The message is devoted to discussion of physical and technological problems of obtaining equidistant micro- and nanodimensional air intervals between extended surfaces of flat substrates, in particular, between mirrors of interferential optical devices. Obtaining of such intervals is an important problem at working out of components of microsystem technics of type of optical electrooperated spectral filters.

Сообщение посвящено обсуждению физических и технологических проблем получения эквидистантных микро- и наноразмерных воздушных промежутков между протяжёнными поверхностями плоских подложек, в частности, между зеркалами интерференционных оптических устройств. Получение таких промежутков является важной задачей при разработках компонентов микросистемной техники типа оптических электроуправляемых спектральных фильтров.

В оптике и микросистемной технике широко используются, по крайней мере, две технологии получения плоских воздушных промежутков между поверхностями плоских тел – с использованием жертвенного (удаляемого) слоя между поверхностями скрепляемых параллельно друг другу пластины и тонкоплёночного плоского слоя [1], и с использованием калиброванных

прокладок, размещаемых между соединяемыми пластинами локально (например, при изготовлении интерферометров Фабри-Перо [2]). Вариантом последнего метода является технология изготовления на плоской поверхности одной пластины методом ионного травления плоской выемки с глубиной, равной необходимому промежутку, и соединение подготовленной пластины с другой плоской пластиной на «оптическом контакте» [3]. Жертвенный слой применяется при создании поверхностных микротопологий с нависающими или отделяемыми от подложки структурными элементами в технологиях микромеханики [1]. Получение промежутка с помощью прокладок - распространённый приём в оптике и механике.

Задача получения воздушного промежутка существенно усложняется при необходимости его выдерживания плоским по всей поверхности пластин с точностью до сотых и менее долей длины волны света, требующейся в оптических устройствах [3], так как трудоёмким является изготовление самих пластин с указанным значением плоскостности.

В наших разработках интерференционных микромеханических устройств вместо плоского воздушного промежутка используется эквидистантный промежуток, в котором могут быть отклонения от плоскостности, но расстояние между противоположными точками промежутка везде одинаково (рис. 1) [4, 5].

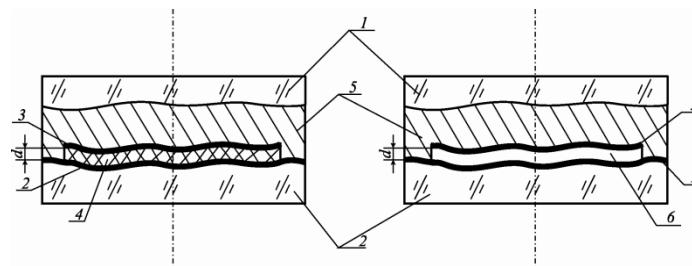


Рис. 1. Схема получения эквидистантного воздушного промежутка

На поверхность подложки 1, на которой могут иметься нарушения плоскостности, наносят (рис. 1, а) последовательно вакуумным испарением зеркальный слой 2, жертвенный слой 4 и второй зеркальный слой 3. Затем поверх слоёв наносят каплю твердеющей эпоксидной смолы 5 и вторую пластину, которая также, как и первая, может иметь нарушения плоскостности. После затвердевания смолы жертвенный слой необходимо удалить (рис. 1, б), например, травлением; между зеркальными слоями остаётся эквидистантный воздушный промежуток 6, ширина которого d равна толщине жертвенного слоя и везде одинакова, несмотря на неровности поверхностей пластин.

Получение воздушного промежутка по рассмотренной простой схеме приводит к затруднениям (при необходимой его величине 0,1 - 0,2 мкм и площади пластин $\sim 1 \text{ см}^2$), так как удаление жертвенного слоя из узкой щели требует значительного времени.

На рис. 2. приведена схема устройства, при изготовлении которого получение эквидистантного промежутка между зеркальными покрытиями не требует применения жертвенного слоя.

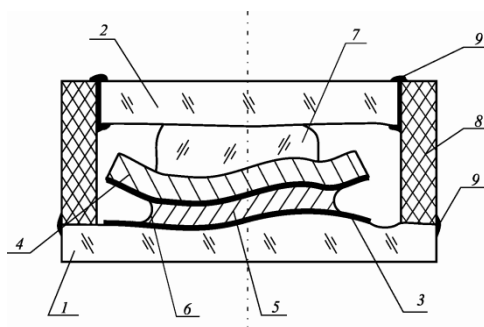


Рис. 2. Получение воздушного промежутка между поверхностями с использованием капиллярных сил.

Как и в первом случае, используется прозрачная пластина 1 с зеркальным слоем 3; на её поверхность наносят каплю жидкости, смачивающей зеркальные слои, затем укладывают заранее подготовленную полимерную плёнку толщиной ~ 1 мкм с зеркальным покрытием с нижней стороны, поверх каплю эпоксидного клея 7 и вторую прозрачную пластину 2. На нижней пластине закреплён клеем 9 цилиндр 8, во внутреннюю полость которого входит верхняя пластина и также закрепляется клеем 9.

Объём наносимой капли жидкости необходимо выбрать таким, чтобы мениск 6, образованный на поверхности жидкости в промежутке между зеркалами, не вышел за пределы границ полимерной плёнки. При этом условии слой растёкшейся жидкости оказывается под отрицательным давлением (так как вогнутость мениска направлена в сторону воздуха), которое прижимает полимерную плёнку к нижней пластине, распластывая плёнку по всем неровностям поверхности. Затвердевание клея фиксирует «распластанное» положение полимерной плёнки. Для образования эквидистантного воздушного промежутка между зеркальными слоями необходимо удалить жидкость из капиллярного слоя и верхнюю пластину поднять на требуемую высоту (с помощью цилиндра 8, который может быть изготовлен из пьезокерамики). Давление внутри слоя жидкости между смоченными поверхностями относительно давления во внешней среде можно определить в соответствии с уравнением Лапласа – Юнга [6] как для мениска с цилиндрической симметрией:

$$\Delta p = \sigma / R ,$$

где Δp - разница давлений внутри жидкости и снаружи, σ - поверхностное натяжение жидкости на границе с воздухом, R - радиус закругления поверхности мениска. При полном смачивании $R = d / 2$. Используем воду ($\sigma \approx 0,073 \text{ Н/м}$); при $d = 0,1$ мкм получим для отрицательного давления в капиллярном слое значение $\Delta p = 1,46$ МПа (14,6 атм), что подтверждает предположение о достаточности капиллярного давления для прижима полимерной плёнки.

Представляет интерес определение условий, существующих в прослойках жидкости нанометровой толщины. При сближении поверхностей тел, разделённых достаточно тонкой прослойкой жидкости или газа, между поверхностями возникают силовые взаимодействия, обусловленные

существованием граничных слоёв жидкости, внутри которых действуют поверхностные силы твёрдого тела, сказывается адсорбция молекул жидкости на поверхности и т. д. Силовое взаимодействие возникает при перекрытии граничных слоёв и имеет характер расклинивающего. В работе [7] приведён обзор современных представлений о составляющих расклинивающего давления, в числе которых наличие двойного электрического слоя, изменение структуры жидкости, адсорбция низкомолекулярных веществ, и др.

Двойной электрический слой у границы раздела фаз формируется в случае использования растворов электролитов, имеет диффузионный характер; при сближении диффузионные приграничные атмосферы перекрываются, и если они имеют один знак, то поверхности отталкиваются. Для оценочных расчётов расклинивающего давления может быть применена формула [7]:

$$P_e = z_i^2 n_i k_B T \left(\frac{e\phi_1}{k_B T} \right)^2 \exp(-k_D h),$$

где k_D - обратный дебаевский радиус, h - толщина прослойки, ϕ_1 - потенциал поверхности, k_B - постоянная Больцмана, e - заряд электрона, T - абсолютная температура раствора, n_i - концентрация ионов в растворе, z_i - валентность иона. Приведённый в [7] график теоретической зависимости расклинивающего давления от величины прослойки позволяет оценить величину давления. Если используется водный однопроцентный раствор, содержащий одновалентные ионы, и при расчёте принять обычное значение потенциала поверхности $\phi_1 = 50$ мВ, то при сближении поверхностей до расстояний 2 – 4 нм расклинивающее давление достигнет 5000 Па, то есть, оказывается малым в сравнении с капиллярным давлением.

Адсорбционная составляющая расклинивающего давления вызвана тем, что вследствие адсорбции молекул раствора на поверхности изменяется, во многих случаях увеличивается, их концентрация в граничном слое раствора; слои с изменённой концентрацией могут быть протяжёнными, их перекрытие при сближении поверхностей приводит к появлению расклинивающего давления. Для адсорбционной составляющей расклинивающего давления в [7] приведена формула:

$$P_a = \frac{2c_\infty A_{SA}}{\nu_m (h - \delta)^3},$$

где c_∞ - концентрация растворённого вещества в объёмной фазе, ν_m - молекулярный объём растворённого вещества, h - толщина прослойки, δ - толщина адсорбированного слоя, A_{SA} - постоянный коэффициент. При условии $h \gg \delta$ из формулы следует резкий кубический рост расклинивающего давления с уменьшением расстояния между поверхностями.

Структурная составляющая расклинивающего давления обусловлена тем, что вблизи межфазных поверхностей структура жидкостей отличается от структуры объёмной фазы. Структурную организацию жидкости трактуют как среднюю ориентацию осей молекул вдоль выделенного направления. При

сближении поверхностей граничные слои перекрываются, что приводит к возникновению расклинивающего давления $P_s(h)$:

$$P_s(h) = K_{ss} \exp\left(-\frac{h}{\lambda_{ss}}\right),$$

где K_{ss} - характеризует величину структурных сил, а λ_{ss} - их дальноедействие.

Значения этих параметров изменяются в пределах $10^5 - 10^7$ Па и $1 - 3$ нм, соответственно. Подсчёт показывает, что при величине зазора в реальном наноустройстве 10 нм расклинивающее давление может иметь значение не более $3,5 \cdot 10^5$ Па.

Сравнение составляющих расклинивающего давления с капиллярным в жидкой прослойке показывает существенно большую величину капиллярного вплоть до величины зазора между поверхностями порядка единиц нанометра. Для молекулярно гладких поверхностей наименьшая физически достижимая величина зазора равна удвоенной толщине адсорбированного поверхностями мономолекулярного слоя.

Реальные поверхности обладают той или иной степенью отклонений от плоскостности и шероховатостью. Например, в серийном оптическом производстве при изготовлении изделий по высшему классу точности допуск на отклонение формы поверхности зеркал точных приборов определяется числом колец интерференции $N=0,1 - 0,5$ ($0,05 - 0,25$ мкм на диаметре порядка 10 см), шероховатость полированных поверхностей $R_z = 0,05 - 0,025$ мкм на базовой длине $0,8$ мм [3]. Неровности реальных поверхностей твёрдых тел приведут к тому, что минимальная толщина прослойки определится размерами выступов, имеющих на поверхности.

Приблизиться к минимальной толщине жидкой прослойки, равной удвоенной толщине адсорбированного слоя, можно, если в качестве одного из соприкасающихся тел, как предложено выше, использовать пластичную тонкую (доли мкм) полимерную плёнку.

Для получения воздушной среды в капиллярном промежутке жидкость должна быть из него удалена, например, нагреванием и испарением. Эквидистантность воздушного зазора и его малая величина могут приводить к слипанию поверхностей под действием межмолекулярных сил. Основными силами, определяющими взаимодействие между твёрдыми телами, являются межмолекулярные дисперсионные силы [7, 8]. В приведённом в [7] обзоре математических моделей межмолекулярного взаимодействия указывается на существование двух подходов к расчёту сил взаимодействия между твёрдыми телами: без учёта эффекта электромагнитного запаздывания отклика состояния одной молекулы на изменение состояния другой и с учётом этого запаздывания. Силы взаимодействия для этих случаев определяются формулами:

– Без учёта запаздывания

$$F_{ss} = \frac{A_H}{6\pi h^3} \cdot S,$$

– С учётом запаздывания

$$F_{rs} = \frac{A_{HR}}{10\pi h^4} \cdot S,$$

где A_H и A_{HR} - постоянные Гамакера, S - площадь поверхности приложения сил. Эффекты запаздывания становятся существенными, когда расстояние между поверхностями достаточно велико:

$$h \gg \frac{\lambda_0}{2\pi},$$

где λ_0 - длина волны характерной полосы поглощения конденсированной фазы (принимается в случае любых металлических поверхностей соответствующей ближней ультрафиолетовой области, при этом $h \gg 30$ нм).

Для сил без учёта запаздывания, когда $h \gg \frac{\lambda_0}{2\pi}$, в работе [7] приведены значения постоянной Гамакера для некоторых тройных систем: металл – воздух – металл $A_H = 40 \cdot 10^{-20}$ Дж; силикат – воздух – силикат $A_H = 7,9 \cdot 10^{-20}$ Дж; полимер – воздух – полимер $A_H = 6,4 \cdot 10^{-20}$ Дж. Пересчёт дисперсионных сил на давление F/S , ими оказываемое на смежные поверхности тел в системе металл – воздух – металл, дает при величине воздушного промежутка 0,5 - 5 - 10 нм значения $1,7 \cdot 10^8 - 1,7 \cdot 10^5 - 2,1 \cdot 10^4$ Па, соответственно; для системы силикат – воздух – силикат при тех же значениях промежутка давление $3,6 \cdot 10^7 - 3,6 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^3$ Па.

В рассмотренном выше случае получения зазора в системе металл – воздух – металл с помощью капиллярной прослойки жидкости, толщина которой может достигать до удвоенной толщины адсорбционного слоя молекул $h \approx 0,5$ нм, расчётное притяжение поверхностей, обеспечиваемое дисперсионными силами, может достигать значений, при которых поверхности монолитно сцепляются; в большей степени подходит для реальных структур оптических устройств с эквидистантными нанозазорами система силикат – воздух – силикат, в которой притяжение поверхностей существенно меньше и недостаточно для их срачивания.

Силы поверхностного притяжения при наноразмерных величинах воздушных промежутков между плоскими поверхностями деталей конструкции могут вызывать в конструкциях значительные упругие силы и деформации. Для примера рассмотрим конструкцию устройства, в котором стеклянный кубик со стороной a одной гранью закреплён неподвижно, а противоположная - металлизирована и является стороной воздушного капиллярного плоского промежутка. При воздействии на металлизированную грань притяжения со стороны воздушного промежутка кубик упруго деформируется; величину деформации найдем, используя закон Гука:

$$\Delta a = \frac{\theta a F}{SE_{Ю}},$$

где $E_{Ю}$ - модуль Юнга (для стекла $E_{Ю} = 0,5 \cdot 10^{11}$ Па [9]), θ - доля поверхности грани кубика, обращенной к зазору и занятой плоскими участками с номинальными расстояниями от них до противоположной стороны зазора. Значение θ зависит от технологий подготовки поверхностей и получения

вакуумного промежутка. Подсчет для величин зазора 0,5 нм, 5 нм и 10 нм с использованием ранее полученных значений F/S при стороне кубика $a=1$ см и $\theta=1$ даёт значения $\Delta a \approx 3,4 \cdot 10^4$ нм, 34 нм и 4 нм, соответственно, что превышает величину зазора или близко к его значению. Общая сила, действующая на кубик в рассматриваемых условиях, имеет значение порядка $10^6 - 10^3 - 10^2$ Н.

Из приведённого анализа и полученных расчётных данных видно, что при изготовлении оптических устройств с рабочими промежутками между поверхностями менее 5 - 10 нм влиянием дисперсионных сил пренебрегать нельзя.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. В. Варадан, К. Виной, К. Джозе. ВЧ МЭМС и их применение. М.: Техносфера, 2004. – 525 с.
2. Оптика и атомная физика. Отв. ред Р.И. Солоухин. Новосибирск: Наука. Сиб. Отделение. 1983, - 383 с.
3. Справочник технолога-оптика /М.А. Окатов. Э.А. Антонов, А. Байгожин и др.; Под ред. М.А. Окатова. СПб.: Политехника, 2004. – 679 с.
4. Чесноков Д.В., Чесноков А.Е. Перестраиваемый миниатюрный монохроматор в микромеханическом исполнении для целей экспресс-анализа. ГЕО-Сибирь-2005. Сб. материалов научного конгресса. Т. 6, Новосибирск, 2005.
5. Пат. № 2 388 025 Российская Федерация МПК G02В 5/28 (2006.01) Способ изготовления перестраиваемого светофильтра с интерферометром Фабри-Перо // В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, Д.М. Никулин, А.Е. Чесноков; заявитель и патентообладатель: сиб. гос. геодез. академ. (ГОУ ВПО СГГА); заявл.21.07.2008; опубл. 27.04.2010; Бюл.№ 7.
6. Фридрихсберг Д.А. Курс коллоидной химии. Учеб. для вузов- Л.: Химия, 1984. – 368 с.
7. Ролдугин В.И. Физикохимия поверхности: Учебник – монография /В.И. Ролдугин – Долгопрудный: «Интеллект». 2008. – 568 с.
8. Зимон А.Д. Адгезия пыли и порошков. М.: Химия, 1976. - 431 с.
9. Справочник по сопротивлению материалов. /Писаренко Г.С., Яковлев А.П., Матвеев В. В. – Киев: Наук. думка, 1988. – 736 с.

© В.В. Чесноков, Д.М. Никулин, 2011

УДК 535.213

А.В. Войцеховский

ТГУ, Томск

В.Я. Костюченко

СГГА, Новосибирск

Д.Ю. Протасов

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА И ФОТОПРОВОДИМОСТИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ НА ПЛЁНКАХ УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ Р-ТИПА

В работе рассматривается экспериментальная установка для измерения при температуре $77\div 300$ К фотомагнитного эффекта и фотопроводимости в магнитном поле для геометрий Фойгта и Фарадея, а также эффекта Холла и магнитосопротивления на эпитаксиальных плёнках кадмий–ртуть–теллур р-типа. Изучение этих эффектов позволяет определять для плёнок, толщина которых сравнима с длиной диффузии неравновесных носителей заряда, не только равновесную концентрацию и подвижность основных носителей заряда (дырок), но и рекомбинационно-диффузионные параметры материала.

A.V. Wojcehovski

TSU, Tomsk

V.Ya. Kostyuchenko

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA), 10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk,
630108, Russian Federation

D.Yu. Protasov

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of
Sciences, pr. Lavrentieva, 13, 630090 Novosibirsk, Russia

EXPERIMENTAL SETUP FOR INVESTIGATION OF PHOTOELECTROMAGNETIC EFFECT AND PHOTOCONDUCTIVITY IN MAGNETIC FIELD ON NARROW-GAP SEMICONDUCTOR FILMS

In this paper the experimental setup for investigation of photoelectromagnetic effect and photoconductivity in magnetic field for Faraday and Voight geometries, Hall effect and magnetoconductivity in p-type epitaxial films cadmium-mercury-telluride in temperature range $77\div 300$ K was described. The investigation of these effects made it possible to determine not only density and mobility of equilibrium charge carriers, but also recombination-diffusion parameters of films with thickness compared to diffusion length of minor charge carriers.

Для изготовления матричных фотоприёмных устройств (ФПУ), с фотоэлементами в виде п-р-переходов, используются преимущественно эпитаксиальные плёнки тройных растворов кадмий–ртуть–теллур (КРТ) $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ р-типа, где x – мольный состав Cd [1]. При выборе плёнок для изготовления ФПУ с требуемыми характеристиками необходимо знать не только равновесную концентрацию и подвижность основных носителей заряда (дырок), но и рекомбинационно-диффузионные параметры материала, такие как время жизни электронов и дырок в объёме, подвижность неосновных носителей заряда (электронов), скорости поверхностной рекомбинации на свободной и связанной с подложкой границах раздела плёнки.

Применение традиционных методов изучения процессов диффузии и рекомбинации неравновесного электронно-дырочного газа в плёнках и плёночных структурах затруднено, так как неравновесные носители заряда имеют относительно малое время жизни и малую диффузионную длину. Для изучения процессов рекомбинации и диффузии неосновных носителей заряда наиболее информативными являются такие методы, как фотопроводимость (ФП) в магнитном поле в геометрии Фойгта ($\vec{E} \perp \vec{B}$, где $\vec{E}$ – напряжённость электрического поля и $\vec{B}$ – индукция магнитного поля, $\vec{k} \perp \vec{E}$, где $\vec{k}$ – волновой вектор излучения) и в геометрии Фарадея ($\vec{k} \parallel \vec{B}$, $\vec{E} \perp \vec{B}$, и $\vec{k} \perp \vec{E}$), а также фотомагнитный эффект (ФМЭ) [2].

Образцы изготавливаются двумя способами:

1. Из структуры вырезаются прямоугольные полоски с характерными размерами $10 \times 1,5 \text{ мм}^2$, которые затем укрепляются на сапфировой подложке с помощью индия. Контакты к образцу изготавливаются также из индия методом холодной сварки.

2. Классическая холловская структура формируется методом фотолитографии. Меза-травление проводится в 0,25 % растворе $\text{Br}_2:\text{HBr}$. Затем образец закрепляется на держателе. При изучении ФП в магнитном поле и ФМЭ проводятся количественные измерения этих эффектов. Для измерений используется зондовый метод, при котором излучение направляется только на центральную часть образца, удалённую от контактов. В этом случае общее изменение проводимости всего образца вызвано изменением проводимости только его центральной части. Так как расстояние от границ освещённой области в центре образца до контактов значительно превышало длину диффузии неравновесных носителей заряда, то влияние контактов на рекомбинацию не учитывается.

В эксперименте измеряемый сигнал, как правило, складывается из исследуемого и ряда сигналов других эффектов, кроме того, давали вклад паразитные сигналы различной природы. Полезные сигналы ФМЭ и ФП выделяются применением модуляции излучения и синхронным детектированием сигнала на частоте модуляции.

Экспериментальная установка приведена на рис. 1. Исследуемый образец (1) в виде холловской структуры помещается в криостате (2), охлаждённый

жидким азотом, между полюсами электромагнита (3). Электромагнит питается от генератора (4), дающего плавную развертку тока до 17 А, что соответствует индукции магнитного поля 2 Тл. Величина магнитной индукции измеряется при помощи датчика Холла (5) типа ПХЭ, который питается от источника тока (6).

Напряжение, пропорциональное величине индукции магнитного поля, снимается с датчика Холла и записывается на компьютере (7). При измерении эффекта Холла, магнитосопротивления и ФП через образец пропускается постоянный ток от источника (8). При измерении ФМЭ ток через образец не пропускается. С целью уменьшения сетевых помех питание источника (8) осуществляется от гальванического элемента. Температура образца определяется датчиком (9) на основе калиброванного угольного резистора ТВО-0,125, размещенного на держателе. Датчики на основе таких резисторов являются наименее чувствительными к магнитному полю. Надежность теплового контакта между образцом и держателем обеспечивается с помощью термопасты. Температура образца регулируется от 77 К до 300 К с помощью нагревателя (10) и стабилизатора температуры (11).

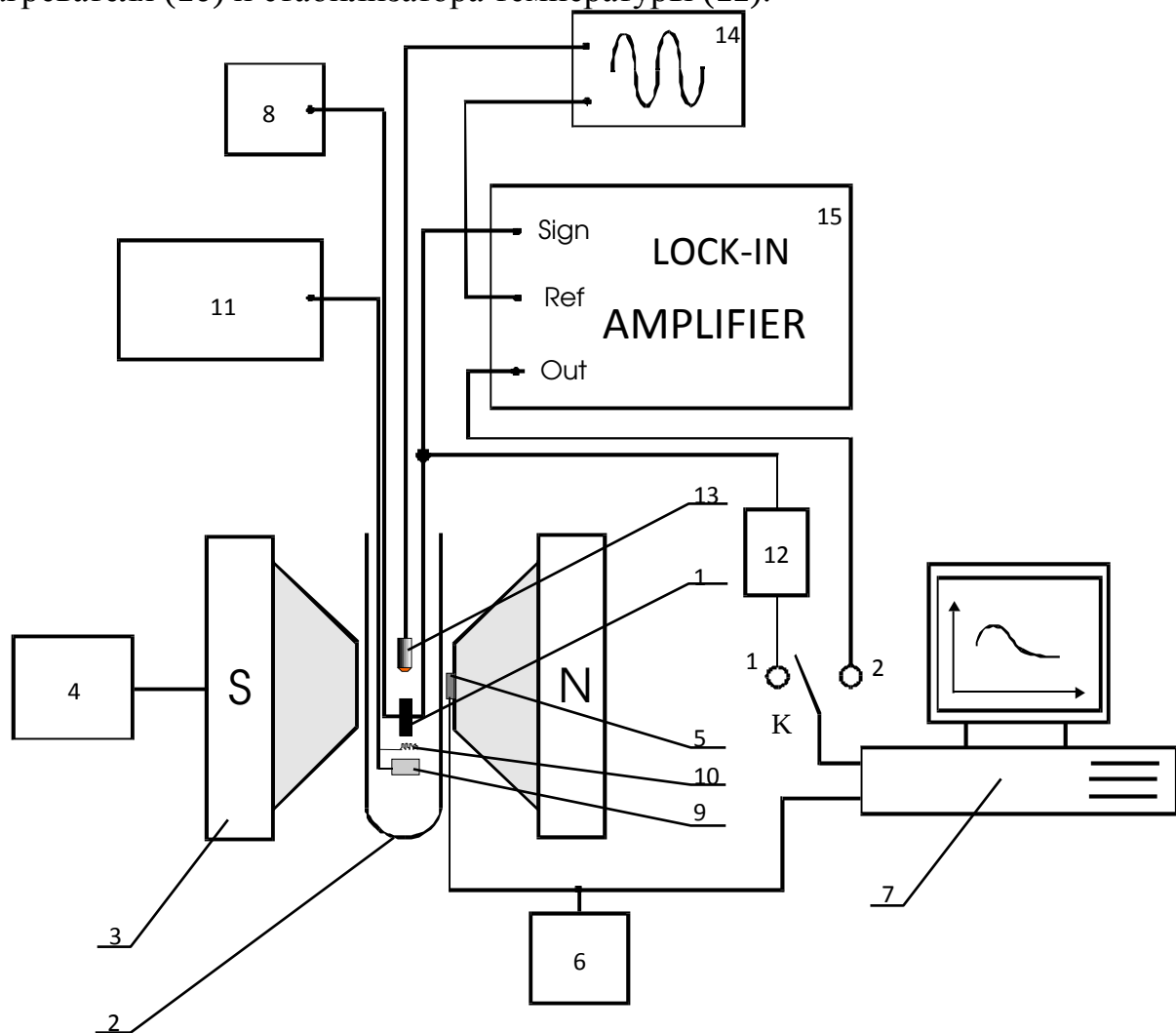


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

В положении № 1 коммутатора К измеряется эффект Холла и магнитосопротивление. Сигналы с образца поступают на масштабирующий усилитель (12) и затем на АЦП компьютера (7). При измерении ФП и ФМЭ для генерации неравновесных носителей заряда образец освещался инфракрасным светодиодом (13), питающимся от генератора переменного напряжения (14). Применяется светодиод марки АЛ103, с длиной волны в максимуме излучательной способности $\lambda = 0,94$ мкм и максимальной мощностью 1 мВт при токе 50 мА. Измеряемый сигнал ФП или ФМЭ регистрировался и усиливался синхронным детектором UNIPAN (15) на опорной частоте генератора (14) и в положении коммутатора (2) записывался на компьютере. Геометрия эксперимента задавалась положением держателя в криостате относительно вектора магнитной индукции $\vec{B}$.

Таким образом, в работе рассмотрена экспериментальная установка для исследования фотомагнитного эффекта и фотопроводимости в магнитном поле на плёнках узкозонных полупроводников р-типа.

Реализация аппаратных и методических средств позволила разработать фотоэлектромагнитный комплекс исследования процессов диффузии и рекомбинации носителей заряда в плёнках и плёночных структурах узкозонных полупроводников р-типа [3,4].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Рогальский, А. Инфракрасные детекторы/ Пер. с англ. – Новосибирск.: Наука, 2003. - 636 с.
2. Протасов, Д.Ю. Эффективные темпы оптической генерации и скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда в варизонных плёночных фотоприемных структурах р-КРТ МЛЭ[Текст] /Д.Ю. Протасов, В.Я. Костюченко//Автометрия. – 2008. – Т. 44, №6. – С. 103-108.
3. Костюченко, В.Я. Влияние стационарных скрещенных электрического и магнитного полей на фотогенерированные носители заряда в эпитаксиальных плёнках кадмий-ртуть-теллур р-типа (обзор)/В.Я. Костюченко // Вестник НГУ. Серия Физика. – 2010. - Т.5, вып.1. – С.66-81.
4. Костюченко, В.Я., Фотоэлектромагнитный комплекс[Текст] методов определения рекомбинационно-диффузионных параметров носителей заряда в эпитаксиальных плёнках кадмий-ртуть-теллур р-типа [Текст] / В.Я. Костюченко, Д.Ю. Протасов// Серия Физика. – 2011. - Т.6, вып.1. – С. 104-115.

© А.В. Войцеховский, В.Я. Костюченко, Д.Ю. Протасов, 2011

УДК 535.213

А.В. Войцеховский

ТГУ, Томск

В.Я. Костюченко

СГГА, Новосибирск

Д.Ю. Протасов

Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПЛЕНОК КАДМИЙ-РТУТЬ-ТЕЛЛУР Р-ТИПА, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Экспериментально показано, что для описания фотопроводимости в магнитном поле для геометрии Фарадея на плёнках р-КРТ, содержащих слои с разной подвижностью неосновных носителей заряда (электронов), достаточно использовать электроны двух типов – «быстрые» и «медленные», а также «тяжелые» дырки. Вклад «быстрых» электронов в фотопроводимость для разных образцов лежит в диапазоне 10-50 % при освещении со стороны свободной поверхности плёнки и в диапазоне 25-30 % – при освещении через подложку.

A.V. Wojcehovski

TSU, Tomsk

V.Ya. Kostyuchenko

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA), 10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

D.Yu. Protasov

Institute Of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, pr. Lavrentieva, 13, 630090 Novosibirsk, Russia

MAGNETO PHOTOCONDUCTIVITY OF MCT P-TYPE FILMS GROWN BY LIQUID PHASE EPITAXY

It is experimentally shown that two electron species – «fast» and «slow», and heavy holes are necessary to use for description of magneto photoconductivity in p-MCT films consisting from layers with different motilities of minor charge carriers. The contribution of «fast» electrons in magneto photoconductivity lies in range 10-50 % at illumination on front side of films and in range 25-30% - at illumination on back side through substrate.

В настоящее время тепловизионные приёмники, для которых предъявляются повышенные требования к обнаружительной способности, изготавливаются на основе тройного раствора кадмий-ртуть-теллур (КРТ).

Материал КРТ для тепловизоров 2-го поколения получают либо жидкофазной эпитаксией (ЖФЭ), либо молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ). Более технологически развит метод ЖФЭ, что позволяет получать однородные по своим свойствам матричные фотоприёмники.

Однако плёнки ЖФЭ КРТ имеют градиент мольного содержания кадмия x по толщине плёнки. Это приводит к тому, что рекомбинационно-диффузионные параметры, такие как время жизни и подвижность неосновных носителей заряда, также изменяются по толщине плёнки.

При изучении процессов рекомбинации и диффузии неосновных носителей заряда наиболее информативными являются такие методы, как фотопроводимость (ФП) в магнитном поле в геометрии Фойгта ($\vec{k} \perp \vec{B}$ и $\vec{k} \perp \vec{E}$, $\vec{k}$ - волновой вектор излучения) и в геометрии Фарадея ($\vec{k} \parallel \vec{B}$ и $\vec{k} \perp \vec{E}$), а также фотомагнитный эффект (ФМЭ) [1,2]. Неоднородность свойств плёнки р-КРТ по толщине усложняет модели этих эффектов [2] и затрудняет определение рекомбинационно-диффузионных параметров.

В данной работе приведены результаты исследования ФП в магнитном поле для геометрии Фарадея на плёнках ЖФЭ КРТ р-типа с градиентом состава x по толщине пленки.

Исследовались 3 образца ЖФЭ р-КРТ, выращенные в Государственном институте редких металлов (Москва). Толщина и средний состав x исследуемых образцов приведены в табл. 1.

Таблица 1 Параметры исследуемых образцов

Шифр	$\bar{x}$	d, мкм
LPE-1	0.220	12.9
LPE-2	0.210	16.6
LPE-3	0.223	19.9

Для измерения ФП вырезались образцы в виде прямоугольных полосок длиной 10 мм и шириной 1.0 мм. Образцы укрепляли на сапфировой подложке, и к ним делали индиевые контакты методом холодной сварки. Образцы освещались излучением ИК-светодиода с длиной волны $\lambda=1.7$ мкм, через отверстие в держателе, как со стороны свободной поверхности плёнки, так и со стороны подложки. Концентрации и подвижности носителей заряда определялись методом «спектра подвижности» и так называемой многозонной подгонки из экспериментальных магнитополевых зависимостей эффекта Холла и магнитосопротивления. Рекомбинационно-диффузионные параметры образцов находились из соответствия теоретических выражений экспериментальным данным методом наименьших квадратов совместно с численным методом нелинейной оптимизации Хука-Дживса. Используемые методики и экспериментальная установка для измерения ФП описаны в работах [3,4].

Значения концентраций и подвижностей равновесных носителей заряда, определенных по результатам измерений магнитополевых зависимостей

эффекта Холла и магнитосопротивления методом «спектра подвижности» и так называемой многозонной подгонкой, приведены в табл. 2.

Таблица 2 Электрофизические параметры

Шифр	Тяжелые дырки		Легкие дырки		Электронны	
	$p_h, \text{м}^{-3}$	$\mu, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$	$p_l, \text{м}^{-3}$	$\mu, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$	$n, \text{м}^{-3}$	$\mu, \text{м}^2/(\text{В}\times\text{с})$
LPE-1	4.9×10^{22}	0.037	1.8×10^{20}	0.54	-	-
LPE-2	6.8×10^{22}	0.023	1.0×10^{20}	0.63	-	-
LPE-3	2.8×10^{22}	0.037	2.6×10^{20}	0.32	2.0	1.4×10^{19}

Экспериментально показано, что для описания ФП в магнитном поле для геометрии Фарадея на неоднородных образцах, состоящих из слоев с различной подвижностью неосновных носителей заряда (электронов), достаточно использовать электроны двух типов – «быстрые» и «медленные», а также «тяжелые» дырки. Тогда выражение, описывающее сигнал ФП $\Delta U_\sigma(B)$, полученное на основе результатов работы [4], имеет вид:

$$\Delta U_\sigma(B) = \frac{K_{n1}}{1 + \mu_{n1}^2 B^2} + \frac{K_{n2}}{1 + \mu_{n2}^2 B^2} + K_p,$$

где μ_{n1}, μ_{n2} – подвижности «быстрых» и «медленных» электронов; K_{n1} и K_{n2} – относительная величина их вкладов в сигнал ФП; K_p – относительный вклад неравновесных «тяжелых» дырок в ФП.

На рис. 1, а, 1, б и 1, в приведены магнитополевые зависимости ФП для образцов LPE-1, LPE-2 и LPE-3, соответственно, измеренные при температуре 77 К.

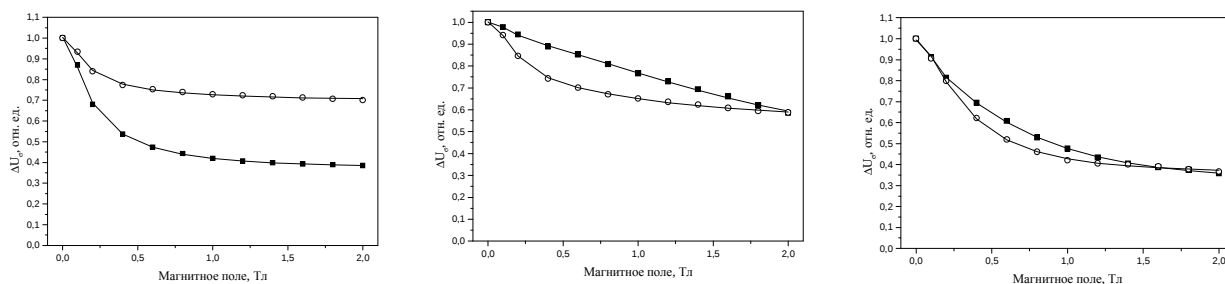


Рис. 1. Магнитополевые зависимости МФП для образцов LPE-1 – а, LPE-2 – б, LPE-3 – в. Символами обозначены экспериментальные данные: ■ – при освещении с передней стороны пленки, ○ – при освещении через подложку. Сплошные линии – расчет

Экспериментальные данные описывались выражением $\Delta U_\sigma(B)$, где параметры $\mu_{n1}, \mu_{n2}, K_{n1}, K_{n2}$ и K_p использовались в качестве подгоночных.

Таблица 3 Рекомбинационно-диффузионные параметры

Шифр	Освещение	$\mu_{n1}, \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$	$\mu_{n2}, \text{ м}^2/(\text{В}\times\text{с})$	$K_{n1}, \%$	$K_{n2}, \%$	$K_p, \%$
LPE-1	спереди	6.5	1.8	48	15	37
	сзади	6.64	1.36	24	6	70
LPE-2	спереди	5.4	0.6	10	53	37
	сзади	5.1	0.8	31	16	54
LPE-3	спереди	7.2	1.3	23	47	3
	сзади	5.8	2.2	24	41	35

Определенные таким образом рекомбинационно-диффузионные параметры исследуемых образцов приведены в табл. 3.

Как видно из табл. 3, исключение вклада в ФП «медленных» электронов, сосредоточенных в слое пленки с большей шириной запрещенной зоны, а также вклада «тяжелых» дырок может приводить к существенной ошибке в определении значений рекомбинационно-диффузионных параметров.

Экспериментально показано, что для описания поведения фотопроводимости в магнитном поле для геометрии Фарадея на плёнках р-КРТ, содержащих слои с разной подвижностью неосновных электронов, достаточно использовать электроны двух типов – «быстрые» и «медленные», а так же «тяжелые» дырки. Вклад «быстрых» электронов в фотопроводимость для разных образцов лежит в диапазоне 10-50 % при освещении со стороны свободной поверхности плёнки и в диапазоне 25-30 % - при освещении через подложку.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Костюченко, В.Я. Влияние стационарных скрещенных электрического и магнитного полей на фотогенерированные носители заряда в эпитаксиальных плёнках кадмий-ртуть-теллур р-типа (обзор) [Текст] /В.Я. Костюченко // Вестник НГУ. Серия Физика. – 2010. - Т.5, вып.1. – С.66-81.
2. Фотомагнитный эффект и фотопроводимость тонких эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{(1-x)}\text{Te}/\text{CdTe}$ [Текст] / С.А. Студеникин, И.А. Панаев, В.Я. Костюченко, Х.-М. З. Торчинов // ФТП. – 1993. - Т.27, № 5. - С. 600-612.
3. Костюченко, В.Я. Фотоэлектромагнитный комплекс методов определения рекомбинационно-диффузионных параметров носителей заряда в эпитаксиальных плёнках кадмий-ртуть-теллур р-типа [Текст] / В.Я. Костюченко, Д.Ю. Протасов // Вестник НГУ. Серия Физика. – 2011. - Т.9, вып.4. – С.34-45.
4. Варавин, В.С. Подвижность неосновных носителей заряда в пленках р-HgCdTe [Текст] / В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, В.Я. Костюченко, В.Н. Овсюк, Д.Ю. Протасов [Текст] //ФТП. – 2004. – Т. 38, №5. – С. 532-537.

© А.В. Войцеховский, В.Я. Костюченко, Д.Ю. Протасов, 2011

УДК 536.42

А.С. Шамирзаев, В.В. Кузнецов

ИТ СО РАН, Новосибирск

ТЕПЛООБМЕН И ТЕМПЕРАТУРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ КИПЕНИИ ВОДЫ В МИКРОКАНАЛЬНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ

В работе представлены данные экспериментального исследования и температурной неустойчивости при кипении воды в микроканальном теплообменнике. Приведено сравнение экспериментальных данных по теплоотдаче с расчётом по известным моделям теплообмена при кипении в каналах малого размера.

A.S. Shamirzaev, V.V. Kuznetsov

IT SB RAS, Novosibirsk, Russia

WATER FLOW BOILING HEAT TRANSFER AND TEMPERATURE INSTABILITY IN MICROCHANNEL HEAT SINK

In article the data of experimental investigation of heat transfer and temperature instability during water flow boiling in micro-channel heat sink are presented. A comparison of experimental data with known models of heat transfer during liquid flow boiling in small size channel was done.

Микроканальные парожидкостные охладители успешно используются в различных технологиях для рассеивания высоких тепловых потоков с малых поверхностей. Развитие двухфазных микроканальных технологий требует углублённого понимания гидродинамических и тепловых процессов, происходящих в условиях фазовых переходов в стеснённых условиях. Современные исследования теплоотдачи при течении двухфазных потоков в микроканалах, особенно в условиях малых массовых расходов, показывают противоречивые данные. Как отмечено в работе [1], неустойчивость парожидкостного течения в микроканальных теплообменниках может оказывать существенное влияние на теплоотдачу и режимы течения.

В данной работе проведено исследование теплоотдачи и температурной неустойчивости при кипении воды в микроканальном теплообменнике. Микроканальный теплообменник изготовлен из нержавеющей стали 12X18H9T, имеет 10 каналов длиной 120 мм с размером 0.64x2.05 мм, расстояние между каналами 1,15 мм, расстояние от внешней стенки до основания ребра – 2.4 мм, схема экспериментального участка представлена на рис. 1. В семи сечениях по длине теплообменника для измерения температуры стенки заделано 14 термопар Т типа на глубину 0.6 мм. Термопары установлены на длине 5, 30, 55, 65, 90, 110 и 115 мм от начала каналов. Для измерения входной и выходной

температуры потока во входной и выходной камере установлены 2 изолированные термопары К типа. Парогенератор на входе в экспериментальный участок задает входное паросодержание вне зависимости от величины теплового потока, подводимого к теплообменнику. Подвод тепла к теплообменнику осуществляется с одной стороны от медного блока с вмонтированными обогревательными картриджами.

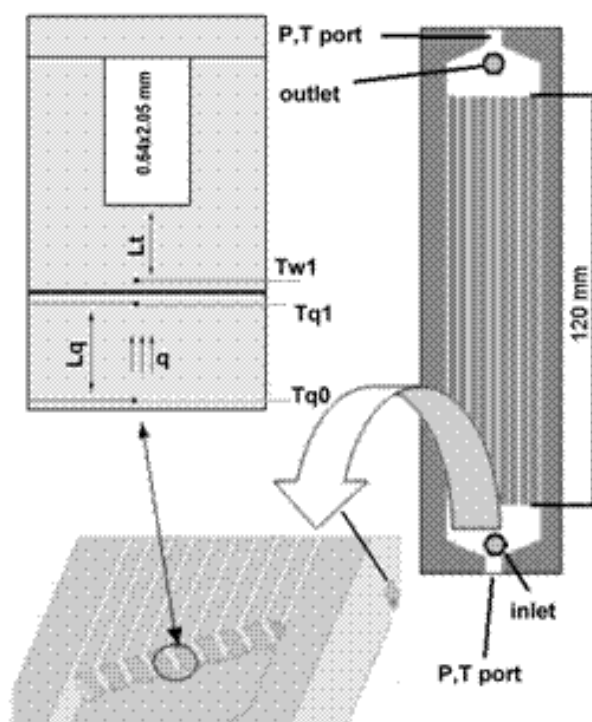


Рис. 1. Схема экспериментального участка

Во входной и выходной камерах микроканальной пластины производится измерение температуры, давления и перепада давления. Для измерения теплового потока между микроканальной пластиной и нагревательным блоком установлена измерительная пластина из стали марки 12Х18Н9Т. Поверхности пластин притерты для обеспечения теплового контакта и соединены через высокотеплопроводную мастику. Определение локального теплового потока производится измерением температурного напора на измерительной пластине. Температурный напор определяется термопарами Т типа, заделанными на глубину 0.7 мм в 5 сечениях, на расстояниях 10, 40, 62.5, 90, 120 мм от края пластины. Теплотери на экспериментальном участке откалиброваны и не превышают 0.19 Вт/К.

В процессе эксперимента происходит непрерывный опрос температур, и определяется среднеквадратичное отклонение каждой температуры по пяти измерениям. Полный цикл из 5 измерений занимает 50 сек. Режим считается установившимся, когда измеренный дрейф средней температуры стенки не превышает 0,1 К в течение пятнадцати минут. После стабилизации параметров потока поле температур в экспериментальном участке измеряется в течение 15-20 минут. Термопары К и Т типов тарированы совместно по платиновому термометру сопротивления Pt-100 (АТА-2210) в диапазоне температур от 15 °С

до 100 °С, погрешность измерения температуры не превышает 0.1 К. Испаритель, установленный перед измерительной секцией, позволил получать экспериментальные данные в широком диапазоне паросодержаний независимо от теплового потока. Эксперименты проведены в диапазоне массовых расходов от 30 до 90 кг/м²с и тепловых потоков от 20 кВт/м² до 160 кВт/м².

На рис. 2 показаны распределения по длине теплообменника среднеквадратичного отклонения температуры стенки во времени и коэффициенты теплоотдачи при кипении воды в условиях стабильного режима течения. При установившемся режиме течения температура стенки стабильна во времени, и среднеквадратичное отклонение температуры во времени близко к точности измерения температуры. Коэффициенты теплоотдачи максимальны на входе и уменьшаются по длине теплообменника. На рис. 2 (б) также представлен расчёт теплоотдачи по методике, рекомендованной в работах [2] и [3]. Экспериментальные значения близки к расчёту по обоим методикам, но расчёт не отражает влияния начального паросодержания на теплоотдачу.

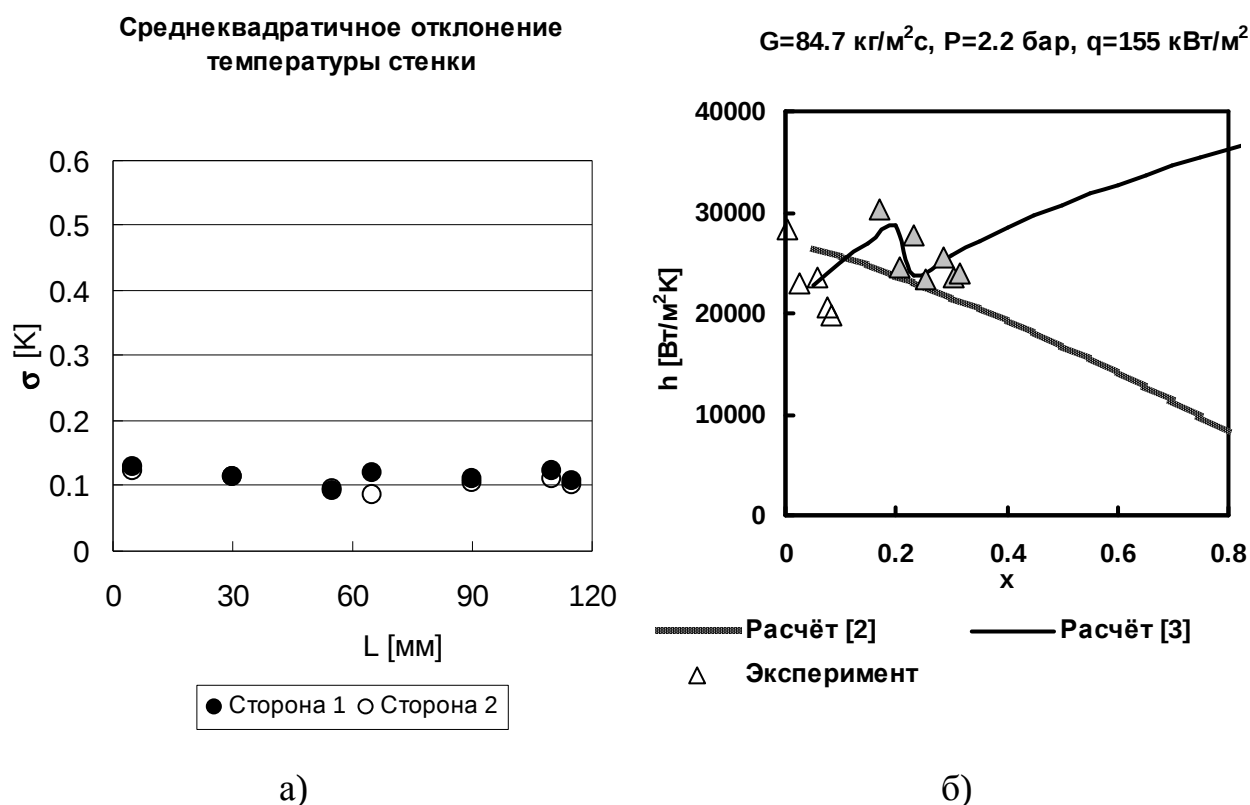


Рис. 2. Зависимость измеренной температуры стенки от времени (а) и распределения среднеквадратичного отклонения температуры стенки (б) при кипении воды в микроканальном теплообменнике при массовом расходе 84,7 кг/м²с, и тепловом потоке 155 кВт/м², начальное паросодержание на входе в теплообменник 0,11

При уменьшении массового расхода до 34 кг/м²с стабильность температуры стенки во времени значительно ухудшается. На рис. 3 показаны распределения по длине теплообменника среднеквадратичного отклонения температуры стенки во времени и коэффициенты теплоотдачи при кипении воды при массовом расходе 34 кг/м²с. Среднеквадратичное отклонение

температуры стенки теплообменника минимально на входе, увеличивается по длине теплообменника и уменьшается на выходе. Это указывает на нестационарность течения внутри системы микроканалов. Минимум колебаний температуры на входе и выходе из теплообменника связан с влиянием входной и выходной камер, в которых поддерживаются стационарные условия. Как и в случае стабильного режима течения, коэффициенты теплоотдачи максимальны на входе и уменьшаются по длине теплообменника.

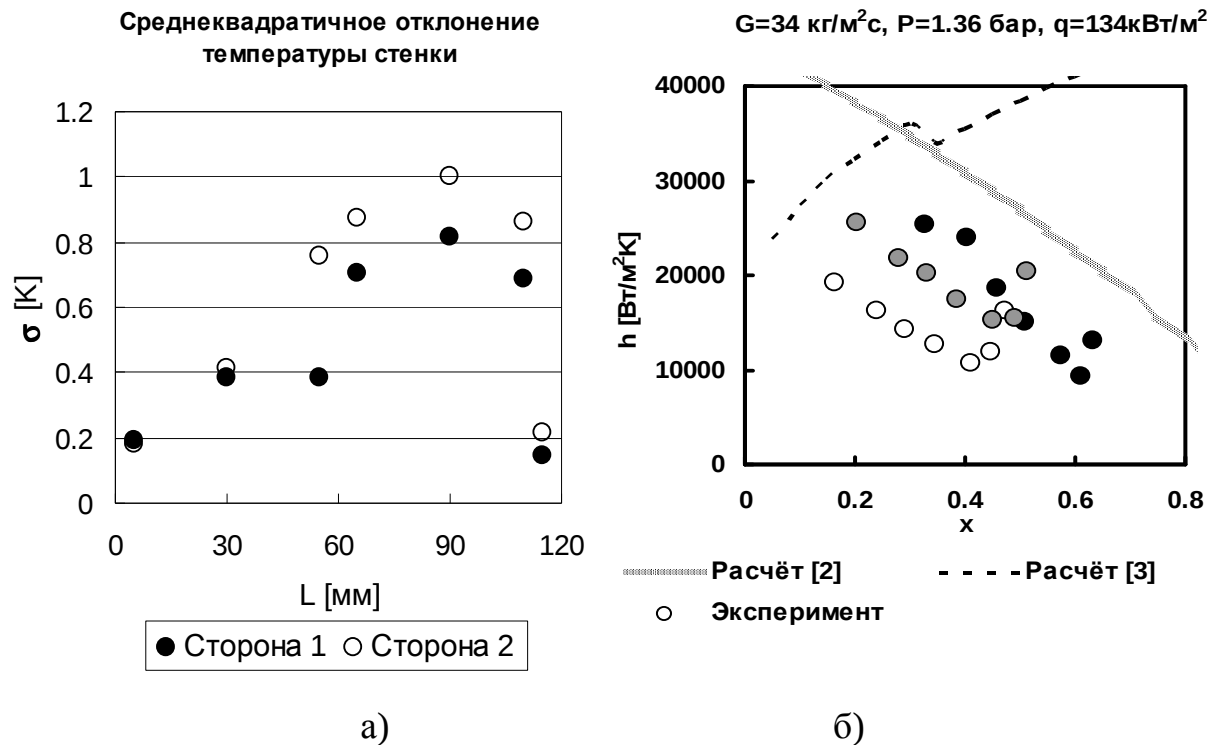


Рис. 3. Зависимость измеренной температуры стенки от времени (а) и распределения среднеквадратичного отклонения температуры стенки (б) при кипении воды в микроканальном теплообменнике при массовом расходе $34 \text{ кг/м}^2\text{с}$ и тепловом потоке 135 кВт/м^2 , начальное паросодержание на входе в теплообменник $0,15$

На рис. 3 (б) также представлен расчёт теплоотдачи по методике, рекомендованной в работах [2] и [3]. Экспериментальные данные не описываются расчётом по обоим методикам. Расчёт по методике из работы [2] даёт правильную зависимость от паросодержания, но значительно превышает экспериментальные данные и не учитывает влияния начального паросодержания на теплоотдачу. Расчёт по методике из работы [3] также превышает экспериментальные данные и учитывает влияние начального паросодержания на входе в теплообменник, но не показывает деградации теплоотдачи по длине теплообменника.

Как показало экспериментальное исследование, неустойчивость течения не оказывает существенного влияния на теплоотдачу при кипении воды в микроканальном теплообменнике. Высокие коэффициенты теплоотдачи на входе в теплообменник связаны с хорошим орошением поверхности

микроканалов. Деградация теплоотдачи по длине теплообменника связана с перераспределением жидкости по периметру микроканалов.

Работа выполнена при поддержке: ФЦП Роснауки госконтракт № 02.740.11.0054.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Guodong Wang, Ping Cheng, A.E. Bergles. Effects of inlet/outlet configurations on flow boiling instability in parallel microchannels // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2008. – V.51. – P. 2267–2281.

2. Kandlikar S.G. Similarities and Differences Between Flow Boiling in Microchannels and Pool Boiling // Heat Transfer Engineering. – 2010.– V.31. – P. 159-167.

3. Kuznetsov V.V. Heat and Mass Transfer with Phase Change and Chemical Reactions in Microscale // Proceedings of the International Heat Transfer Conference IHTC14, August 8-13, 2010, Washington, DC, USA, Keynote IHTC14-22570.

© *А.С. Шамирзаев, В.В. Кузнецов, 2011*

УДК 541.141; 539.194

А.С. Хохряков, П.С. Кошляков, Е.Н. Чесноков

Институт химической кинетики и горения СО РАН, Новосибирск

СПЕКТРОГРАФ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СПЕКТРА ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Описан спектрометр, предназначенный для измерений спектра генерации лазера на свободных электронах терагерцового диапазона с высоким разрешением. Приведены примеры использования прибора для получения вращательных молекулярных спектров в диапазоне перестройки лазера. Предложен способ использования спектрометра для изучения быстроменяющихся спектров.

A.S. Hohrjakov, P.S. Koshlyakov, E.N. Chesnokov

Institute chemical kinetics and burning of the Siberian Branch of the Russian Academy of Science, Novosibirsk

SPECTROGRAPH FOR STUDYING OF THE SPECTRUM OF GENERATION OF THE TERAHERTZ RANGE FREE ELECTRON LASER

A spectrometer designed to measure the generation spectrum of a terahertz range free electron laser with high resolution is described. Examples of using the device for rotational molecular spectra in the range of wavelength tuning laser are shown. A method of using a spectrometer to study the rapidly changing spectra is proposed.

Несколько лет назад в Новосибирском Академгородке был запущен мощный лазер на свободных электронах терагерцового диапазона (ЛСЭ) [1]. Лазер перестраивается в диапазоне 118 мкм - 240 мкм. Частота повторения импульсов излучения 5,6 МГц, длительность импульсов 100 – 150 пс, средняя мощность лазера составляет 30 -100 Вт. Особенностью излучения ЛСЭ является сравнительно широкая линия, составляющая 0,3 – 0,8 см⁻¹. Для некоторых экспериментов нужна более узкая линия. Большая средняя мощность лазера позволяет получить узкий спектр излучения с помощью монохроматора. С другой стороны, сравнительно широкая линия лазера позволяет исследовать спектры поглощения, попадающие внутрь линии генерации.

Для получения излучения с узким спектром нужен монохроматор, работающий в диапазоне перестройки лазера. Разрешение монохроматора должно быть лучше 0,1 см⁻¹, что соответствует ширинам линий во вращательном спектре.

Мы модернизировали призмный монохроматор из спектрометра СФ-4. Модернизация состояла в установке дифракционной решетки (12 штрихов на мм, угол блеска 45 гр.) и в изготовлении управляемого от компьютера

устройства сканирования. В качестве приемника излучения мы использовали пьезоэлектрический детектор МГ–33 [2]. Луч лазера прерывался вращающимся обтюратором, использовалось синхронное детектирование [3]. Спектральное разрешение было определено по узким линиям поглощения паров D_2O [4], попадающим внутрь линии генерации лазера. В диапазоне $65 - 75 \text{ см}^{-1}$ ($\lambda = 140 \text{ мкм}$) спектральное разрешение оказалось лучше $0,09 \text{ см}^{-1}$.

Из рис. 1 видно, что внутрь спектра лазера попадают шесть линий поглощения. Четыре линии относятся к линиям поглощения D_2O (черные ромбики) и две линии к линиям поглощения HDO (черные квадратики).

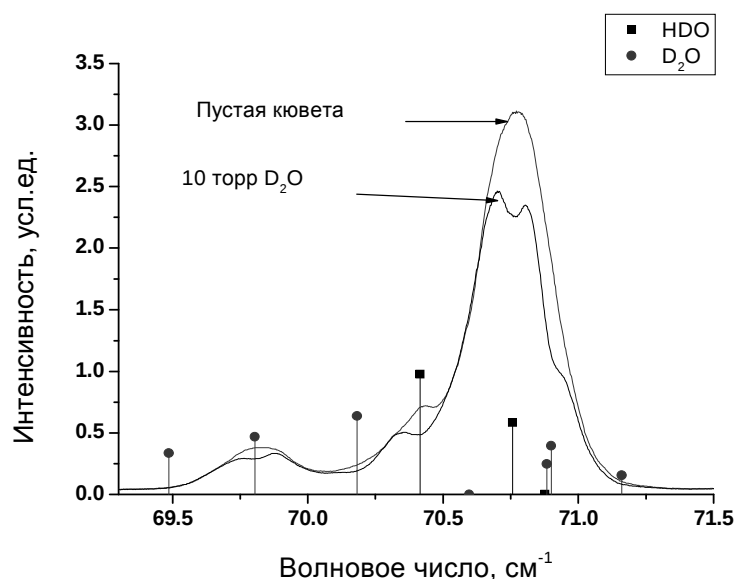


Рис. 1. Спектр излучения ЛСЭ прошедшего через пустую газовую кювету и через кювету с парами D_2O . Линии поглощения D_2O (черные ромбики) и HDO (черные квадратики)

Интересной особенностью оказалось возможность получения спектров с разрешением по времени. Для этого прерывание луча лазера вращающимся обтюратором надо синхронизировать с изучаемым процессом. Таким способом была исследована частотная модуляция спектра лазера на частоте 50 Гц.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. R.R. Akberdin, E. N. Chesnokov, M.A. Dem'yanenko, D.G. Esaev, T.N. Goryachevskaya, A.E. Klimov, B.A. Knyazev, E.I. Kolobanov, A. S. Kozlov, V.V.Kubarev, G. N. Kulipanov, S.A. Kuznetsov, A. N. Matveenko, L. E. Medvedev, E.V., Naumova, A.V. Okotrub, V. K. Ovchar, , K.S. Palagin, N.S. Paschin, S.G. Peltek, A. K. Petrov, V.Ya. Prinz, V.M. Popik, T.V. Salikova, S.S. Serednyakov, A.N. Skrisky, O.A. Shevchenko, M.A. Scheglov, N.A. Vinokurov, M.G. Vlasenko, V.V. Yakovlev, N.S. Zaigraeva. // IRMMW-THz 2009, www.irmmw-thz2009.org
2. <http://www.vostok.nsk.su/files/pdf/MG30.pdf>
3. Основы радиофизики. Под ред. Логгинова А.С. М.: УРСС, 1996.

4. H. M. Pickett, R. L. Poynter, E. A. Cohen, M. L. Delitsky, J. C. Pearson, and H. S. P. Muller, «Submillimeter, Millimeter, and Microwave Spectral Line Catalog,» J. Quant. Spectrosc. & Rad. Transfer 60, 883-890 (1998)

© *A.C. Хохряков, П.С. Кошляков, Е.Н. Чесноков, 2011*

УДК 681.787: 004.3

Д.Э. Денк

DENKTECH, Штутгарт, Германия, [mailto: info@denktech.de](mailto:info@denktech.de)

В.Н. Хомутов, А.Е. Маточкин

ИАиЭ СОРАН, Новосибирск

КОМПАКТНЫЙ ЦИФРОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР С ФАЗОВЫМ СДВИГОМ

Предложена и реализована оптико-электронная система компактного цифрового интерферометра с фазовым сдвигом для контроля и измерения формы оптических поверхностей. Описана электронная схема управления с интегрированным цифровым датчиком изображений и приводом пьезоактуатора. Реализован встроенный алгоритм расчета фазовой карты. Представлены результаты тестирования на стабильность. Показана область применения.

D.E. Denk

DENKTECH, Stuttgart, <mailto:info@denktech.de>

V. N. Homutov, A.E. Matochkin

IA&E SBRAS, Novosibirsk

COMPACT DIGITAL PHASE-SHIFTING INTERFEROMETER

The opto-electronic system of compact digital phase-shifting interferometer is proposed and implemented for measuring and testing of optical components. Structure of the electronic block with an integrated digital image sensor and pietzo actuator controller is described. The built-in phase calculation algorithm is realized. The results of stability testing are presented. The area of application is shown.

Введение. Существуют разные способы контроля и измерения формы поверхностей. Однако, для большинства задач, в которых требуется повышенная точность, практически единственным и незаменимым инструментом является интерферометр [1].

Определение формы поверхности производится путем расчета разности оптического хода (OPD). Методы расчета OPD по одной интерферограмме являются достаточно сложными и, к тому же, не всегда дают однозначное решение. Поэтому в настоящее время наиболее распространенным алгоритмом является алгоритм расчета OPD из фазовой карты. Расчет самой фазовой карты производится по нескольким интерферограммам, сдвинутым по фазе [2], а наиболее распространенный интерферометр, который позволяет производить такие измерения – интерферометр с фазовым сдвигом [3].

Число интерферограмм (кадров) и величина фазового сдвига зависит от метода расчета [1]. Наиболее часто используемыми методами являются методы 4 и 5 кадров. В этом случае расчет фазы φ ведется по следующим формулам.

$$\varphi = \operatorname{atan2}\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right) \qquad \varphi = \operatorname{atan2}\left(\frac{-2 \cdot I_2 + 2 \cdot I_4}{I_1 - 2 \cdot I_3 + I_5}\right),$$

где I_1, I_2, I_3, I_4, I_5 – значения интенсивностей в интерферограммах, полученных при фазовом сдвиге $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ и 360° соответственно.

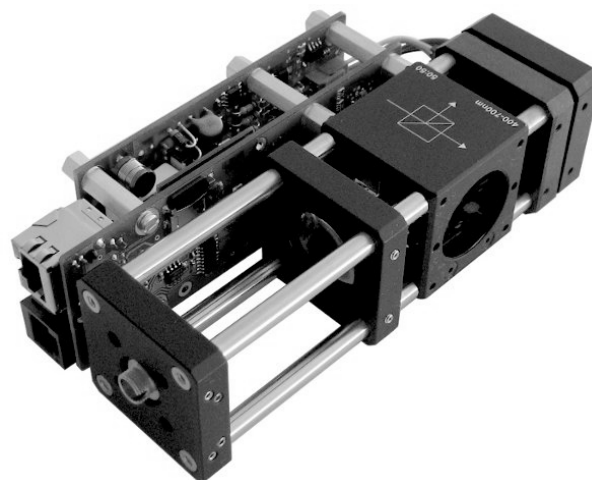
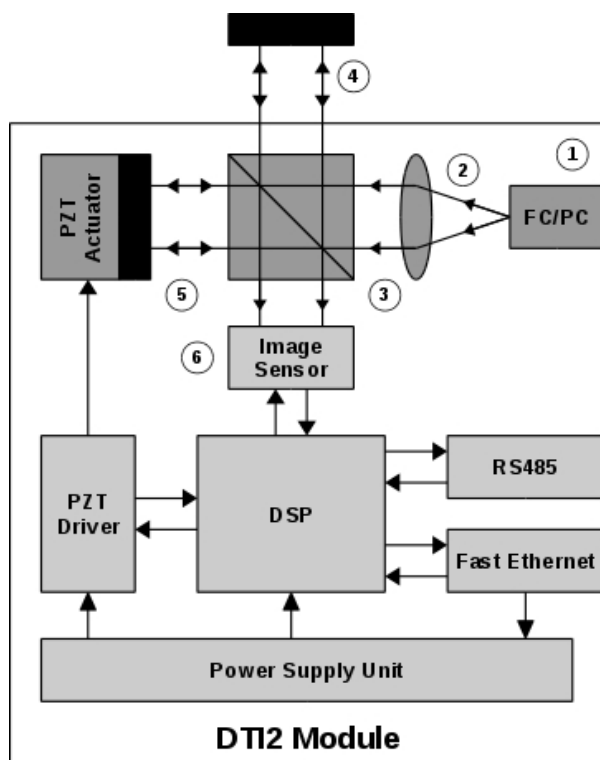
Существуют более экзотические технологии, позволяющие получить 4 интерферограммы за один цикл захвата, такие, например, как 4D интерферометрия [4]. Однако, сложность оптической схемы практически полностью компенсирует другие преимущества.

Основной проблемой интерферометров с фазовым сдвигом являются сейсмы (вибрации) [5]. Поскольку метод основан на постоянстве фазового сдвига между интерферограммами, то их захват должен осуществляться, по возможности, за минимальное время. Стандартным решением в этом случае является использование пневматических виброразвязок, уменьшение времени захвата и использование компенсационных алгоритмов [6,7].

Конструкции современных интерферометров становятся все более громоздкими и дорогими. Одновременно с этим существуют достаточно распространенные решения из областей электроники и вычислительной техники, способные решить проблемы интерферометрии другими действенными способами.

Таким образом, целью являлось создание такого интерферометра, который при использовании актуальных достижений техники обеспечивал бы минимальное время захвата и максимальную стабильность измерений, при этом сохранив простоту исполнения.

Интерферометр. Оптико-электронная система малогабаритного интерферометра (модуля) состоит из оптического интерферометра и электронного блока. Структурная схема и внешний вид модуля представлены на рис. 1.



Размеры без учета подключаемых разъемов 145x75x40

Рис. 1 Структурная схема и внешний вид модуля

В качестве базовой схемы интерферометра был выбран интерферометр Тваймана-Грина. Источник лазерного излучения через одномодовое оптоволокну и разъем FC/PC 1 подключается к модулю и далее, с помощью линзы 2, преобразуется в параллельный пучок. Данный пучок попадает на светоделитель 3 и разделяется на два. Первый проходит к опорному зеркалу 4 и отражается обратно; второй проходит к тестовому объекту 5 и отражается обратно. Оба отраженных пучка проходят светоделитель в обратном направлении и образуют на высокоразрешающем датчике изображения 6 интерференционную картину.

Для реализации функции фазового сдвига опорное зеркало закреплено на высоковольтном пьезоактуаторе с малой емкостью.

Основой электронного блока является сигнальный процессор (DSP), к которому подключен высокоразрешающий сенсор и привод управления пьезоактуатором. Процессор производит управление и контроль привода фазосдвигающего элемента и, по его готовности, производит захват кадра. Таким образом минимизируется время захвата.

Применение высокоразрешающего сенсора позволяет реализовать функцию цифрового Zoom-а. Это отменяет необходимость использования Zoom-объективов, которые так же вносят дополнительные оптические aberrации и делают конечный прибор более громоздким и дорогим. Нужно отметить, что использование избыточно большого разрешения тоже не дает автоматического улучшения результата. Так, например, с ростом объема данных увеличивается время работы расчетных алгоритмов, что в ряде случаев,

особенно при использовании устройства в производственном контроле, может оказаться критичным.

Для управления и передачи данных используется Fast Ethernet интерфейс. 100Мб интерфейс является совместимым с промышленными сетями и обеспечивает достаточную пропускную способность. А само применение стандарта Ethernet позволяет использовать множество широкораспространенных сетевых сервисов, что делает прибор удобным в обращении и настройке. Так, например, возможно с помощью стандартного web-браузера производить тестирование и настройку прибора. Также интерферометр имеет RS485 интерфейс, к которому могут быть подключены дополнительные устройства, расширяющие функциональные возможности (X-Y позиционеры, аттенюаторы, Zoom-объективы).

Расчет фазовой карты. Для уменьшения нагрузки на канал передачи данных в прибор был встроен алгоритм расчета фазовой карты. Для измерения был выбран 5-кадровый метод [1], но в модифицированном виде. Графически процесс измерения представлен на рис. 2.

В этом методе при измерении используются 2 прохода - прямой и обратный, на каждом из которых захватывается 5 изображений. Затем полученные изображения попарно суммируются. Хотя время захвата изображений увеличивается, но при этом решаются другие более сложные проблемы. Во-первых, таким образом «разгружается» актуатор, т. е. он не испытывает резких смен напряжений. Во-вторых, происходит компенсация гистерезиса исполнительного элемента, что само по себе уже является большим преимуществом метода. В-третьих, за счет усреднения также увеличивается соотношение сигнал-шум.

Прибор производит измерение, расчет и передачу фазовой карты при стандартном разрешении (512x512x16 бит) менее чем за 2 сек и менее чем за 5 сек при полном разрешении (1024x1024x16 бит).

Для проверки стабильности работы прибора использовался программный пакет обработки интерферограмм IAPACK, разработанный фирмой DENKTECH. При этом в течении 30 минут производилось 100 последовательных измерений тестового образца (зеркало) с последующим расчетом OPD. Далее рассчитывалось среднеквадратичное отклонение (ошибка) текущего OPD относительно первого. Полученные результаты представлены на рис. 3. Максимальная ошибка составила $\lambda/10000$.

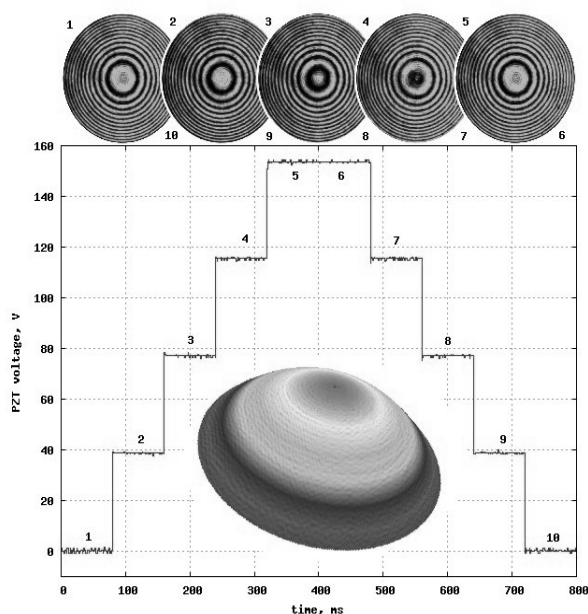


Рис. 2. Процесс измерения, 5-кадровый двухпроходный алгоритм

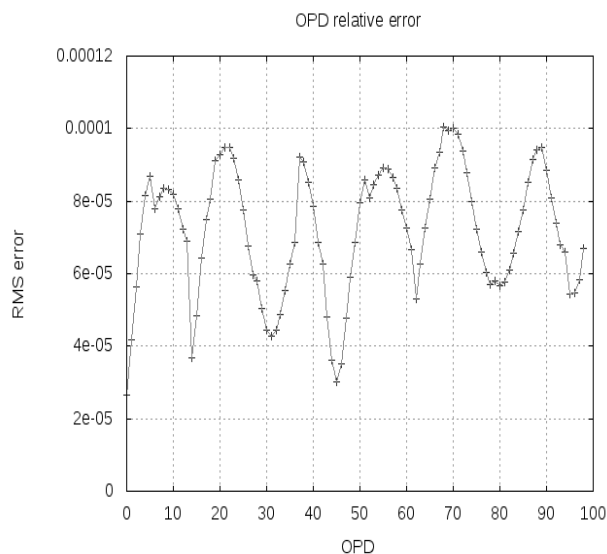


Рис. 3. Временная стабильность, 100 измерений

Дополнительные возможности. Оптико-электронный блок описанного интерферометра может быть использован для реализации приборов, построенных на более сложных базовых схемах. В лаборатории дифракционной оптики института автоматики и электрометрии ведётся работа по интеграции оптико-электронного блока DENKTECH в интерферометр, построенный на основе модифицированной схемы Физо[47]. В качестве экспериментального макета используется оптическая схема интерферометра ФТИ-100.

Использование оптико-электронного блока DENKTECH позволит значительно упростить конструкцию прибора, повысить его надёжность и снизить стоимость, что в дальнейшем позволит создавать компактные, дешёвые лазерные интерферометры, способные нормально функционировать в условиях производства.

На рис. 4 показана структурная схема интерферометра ФТИ-100 с интегрированным оптико-электронным блоком DENKTECH. В качестве источника когерентного излучения применяется He-Ne лазер с длиной волны $\lambda = 635$ нм. Выходящий лазерный пучок фокусируется микрообъективом 5 и преобразуется в расходящийся пучок, после прохождения светоделителя 4 пучок преобразуется в параллельный с помощью коллиматора 3. Параллельный пучок проходит сквозь эталонный элемент 2 и отражается от исследуемой поверхности 1. В обратном ходе лучи, отражённые от эталонной и исследуемой поверхности, отразившись от светоделителя, формируют интерференционную картину на поверхности высокоразрешающего датчика. Эталонный элемент установлен на пьезоактуатор, подключенный к пьезодрайверу оптико-электронного блока DENKTECH. Управление фокусом 8 также осуществляется с помощью оптико-

электронного блока. В схему встроена цифровая USB камера, которая необходима для настройки и подготовки прибора к работе.

На рис. 5 приведена фотография оптического блока интерферометра ФТИ-100. На фотографии видно, что оптическая схема прибора обладает значительными размерами. В устройстве прибора установлен высококачественный зум-объектив, который не является необходимым для ряда приложений.

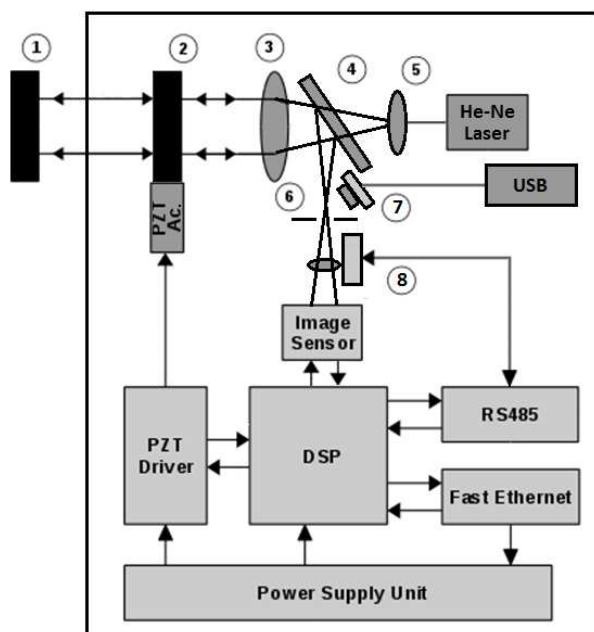


Рис. 4. Структурная схема экспериментального макета



Рис. 5. Оптический блок интерферометра ФТИ-100

Использование оптико-электронного блока DENKTECH позволит, отказавшись от использования оптического увеличения, заменить его «цифровым увеличением» – управлением эффективным размером высокоразрешающего датчика. Оптико-электрический блок DENKTECH объединяет в одном блоке практически все электронные устройства, необходимые для функционирования прибора, что избавит от необходимости установки электронных плат в оптический блок интерферометра.

Исследование оптико-электрических блоков DENKTECH в лазерных интерферометрах в перспективе может создать необходимую научно-техническую базу для серийного производства дешёвых компактных лазерных интерферометров.

Заключение. В результате был разработан и реализован оптико-электронный модуль цифрового интерферометра с фазовым сдвигом для измерения формы оптических поверхностей. Данный интерферометр может использоваться не только в качестве прибора для проведения лабораторных измерений, но и для встраивания в автоматические системы контроля. Он

позволяет измерять плоские, сферические и некоторые асферические поверхности. Прибор работает с внешним источником когерентного излучения, подводимого через оптоволоконно, что дает возможность выбора источника с требуемой длиной волны и стабильностью. И может быть настроен под длины волн 400-700 нм.

Интерферометр идеально подходит для систем с ограниченным пространством и мощностью питания. Также прибор является сетевым интерферометром, подключается непосредственно к Ethernet-сети и не имеет ограничений по длине кабеля, может использоваться с разных рабочих мест одновременно.

Мобильный вариант интерферометра для лабораторных измерений и производственного контроля качества оптических компонентов представлен на рис. 6. Имеет внешний полупроводниковый лазер, и может измерять объекты размером до 20мм.



Рис. 6. Мобильный интерферометр для лабораторных измерений и производственного контроля качества оптических компонентов

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Malacara, D., Servin, M., Malacara, Z., Interferogram Analysis for Optical Testing, second edition
2. Hariharan, P., Areb, B.F., and Eyui, T., Digital phase-shifting interferometry: a simple error-compensating phase calculation algorithm, Appl. Opt., 26, 2504–2505, 1987.
3. Greivenkamp, J.E. and Bruning, J.H., Phase shifting interferometers in Optical Shop Testing, Malacara, D., Ed., John Wiley & Sons, New York, 1992.
4. Koliopoulos, C.L., Simultaneous phase shift interferometer, Proc. SPIE, 1531, 119–133, 1991.
5. Wizinowich, P.L., Phase shifting interferometry in the presence of vibration: a new algorithm and system, Appl. Opt., 29, 3271–3279, 1990.
6. Deck, L., Vibration-resistant phase-shifting interferometry, Appl. Opt., 34, 6555–6662, 1996.
7. Creath, K., Comparison of phase measuring algorithms, Proc. SPIE, 680, 19–28, 1986.
8. А.Г. Полещук, Р.К. Насыров, А.Е. Маточкин, В.В. Черкашин, В.Г. Максимов*, В.А. Тартаковский*. Измерительный комплекс для высокоточного

оптического контроля / Международная конференция «Прикладная оптика-2010»
Санкт-Петербург, 18-22 октября 2010.

© Д.Э. Денк, В.Н. Хомутов, А.Е. Маточкин, 2011

УДК 535.417

Ю.Ц. Батомункуев, Н.А. Тюшев

СГГА, Новосибирск

ОСОБЕННОСТИ АХРОМАТИЗАЦИИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЁТКИ

Показано, что метод двукратной дифракции позволяет существенно уменьшить хроматическую aberrацию положения дифракционной решетки. Экспериментально получено, что хроматическая aberrация положения в первом приближении линейно зависит от расстояния между решетками.

Ju.Ts. Batomunkuev, N.A. Tjushev

SSGA, Novosibirsk

THE FEATURES OF ACHROMATIZATION OF THE DIFFRACTION GRATING

It is shown that the method of double diffraction allows to reduce essentially the chromatic aberration of diffraction grating. It is experimentally obtained that the chromatic aberration of position in first order linearly depends on distance between gratings.

Введение.

Известно, что дифракционная решетка обладает изображающими свойствами [1]. Но присущие всем типам дифракционных решеток значительные хроматические aberrации резко ограничивают практическое применение их в качестве оптических элементов, формирующих изображение [2]. В настоящее время ведутся работы по дифракционным и голограммным оптическим элементам для получения изображений в таких областях электромагнитного спектра, как дальний ультрафиолетовый и мягкий рентгеновский диапазоны, где из-за сильного поглощения и слабого преломления практически невозможно использование линзовых оптических элементов [3]. Поэтому возник интерес к обладающим слабым поглощением тонким дифракционным решеткам. Целью работы является изучение особенностей коррекции хроматической aberrации положения дифракционной решетки.

Получение изображения точечного источника света с помощью дифракционной решётки.

Известно, что при падении расходящегося пучка света на дифракционную решётку для определения углов дифракции (углов направлений главных максимумов интенсивности прошедшей волны) используется следующее условие [1]:

$$d(\sin \varphi - \sin \psi) = m\lambda, \quad (1)$$

где d – период решётки, φ – угол дифракции, ψ – угол падения световой волны на решётку, $m = \pm 1, 2, \dots$ порядок максимума, λ – длина волны.

На рис. 1 изображен ход двух лучей от точечного источника P через дифракционную решётку: луч 1 падает на дифракционную решётку по нормали ($\psi_1 = 0$), угол падения второго луча 2 определяется формулой:

$$\operatorname{tg} \psi_1 = \frac{b}{a_1}. \quad (2)$$

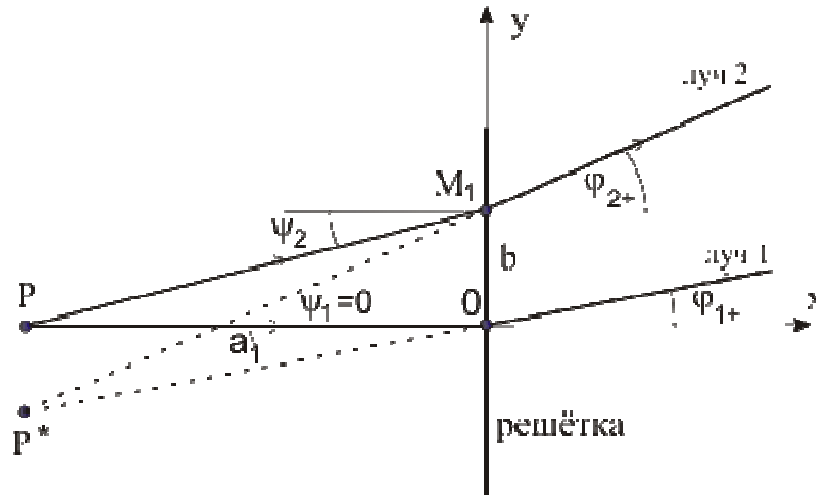


Рис. 1. Схема формирования дифракционной решёткой мнимого изображения P^*

При $b \ll a_1$ $\operatorname{tg} \psi = \sin \psi = \psi_{\text{рад}}$. (3)

В дальнейшем предполагается, что углы $\varphi, \psi \ll 1$. На рис. 1 ось Ox системы координат направлена перпендикулярно решётке, а ось Oy направлена в плоскости решётки перпендикулярно штрихам. Для первого луча, падающего нормально на дифракционную решётку, из формул (1), (2), получим в первом порядке дифракции:

$$\sin \varphi_{1+} = \frac{\lambda}{d}. \quad (4)$$

Для второго луча условие главного максимума первого порядка дифракции:

$$\sin \varphi_{2+} = \frac{\lambda}{d} + \frac{b}{a_1}. \quad (5)$$

Продолжения в обратном направлении дифрагировавших лучей пересекаются в точке P^* , являющейся мнимым изображением точечного источника P . С учётом (3), уравнение прямой OP^* :

$$y = \sin \varphi_{1+} \cdot x. \quad (6)$$

Для прямой M_1P^* :

$$y = \sin \varphi_{2+} \cdot x + b. \quad (7)$$

Абсциссу x^* точки P^* получим, приравняв правые части формул (6) и (7), с учетом выражений (4) и (5):

$$\frac{\lambda}{d} \cdot x^* = \frac{\lambda}{d} \cdot x^* + \frac{b}{a_1} \cdot x^* + b. \quad (8)$$

Из (8) следует, что

$$x^* = -a_1. \quad (9)$$

Ординату y^* точки P^* найдём, подставив значение x^* из (9) в формулу (6) и, учитывая (4), получим:

$$y^* = -a_1 \cdot \frac{\lambda}{d}. \quad (10)$$

Из формул (9) и (10) следует, что точка предмета и ее изображение в первом порядке дифракции находятся на одинаковом расстоянии от дифракционной решётки, и ордината изображения прямо пропорциональна длине волны, т.е. присутствует хроматическая aberrация.

Коррекция хроматической aberrации положения дифракционной решётки методом двукратной дифракции.

На рис. 2 изображена схема коррекции хроматической aberrации положения дифракционной решётки I, в которой дифрагировавшая на решётке I волна второй раз дифрагирует на другой решетке II. При этом по крайней мере в одном порядке дифракции, возможно существенное уменьшение хроматической aberrации положения.

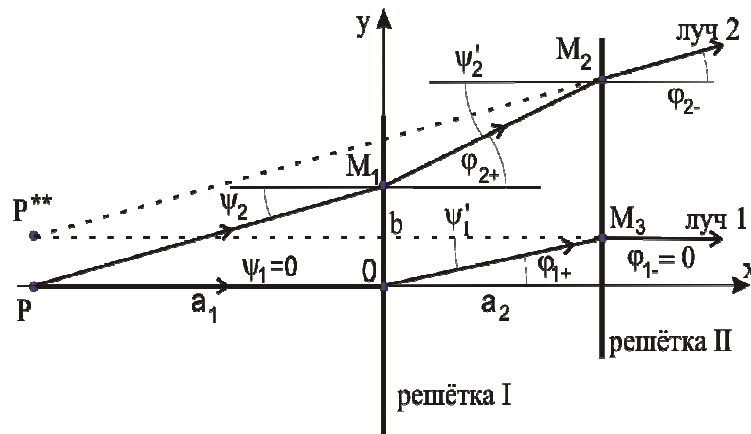


Рис. 2. Схема коррекции хроматической aberrации положения дифракционной решётки

Рассмотрим подробнее схему коррекции хроматической aberrации положения решётки, представленную на рис. 2. Луч 1 из точечного источника света падает на решётку I перпендикулярно её поверхности, т. е. $\psi_1 = 0$, с учётом этого, из условия главного максимума (1) для $m = 1$ получим

$$\sin \phi_{1+} = \frac{\lambda}{d}. \quad (11)$$

Из рис. 2 ясно, что угол падения луча 1 на решётку II $\psi'_1 = \phi_{1+}$, с учётом (11) для угла дифракции луча 1 на решётке II с $m = -1$ из (1) получим:

$$\sin \phi_{1-} = -\frac{\lambda}{d} + \sin \psi = -\frac{\lambda}{d} + \frac{\lambda}{d} = 0. \quad (12)$$

Для угла падения луча 2, попадающего на решётку I на расстоянии b от луча 1, имеем:

$$\sin \psi = \frac{b}{a_1}. \quad (13)$$

Таким образом, для угла дифракции луча 2 на решётке I с $m = 1$ из (1) с учётом (13) получим:

$$\sin \varphi_{2+} = \frac{\lambda}{d} + \frac{b}{a_1}. \quad (14)$$

Угол падения луча 2 на решётку II $\psi_2' = \varphi_{2+}$, значит, учитывая (14) получим из (1) для угла дифракции с $m = -1$ луча 2 на решётке II:

$$\sin \varphi_{2-} = -\frac{\lambda}{d} + \left(\frac{\lambda}{d} + \frac{b}{a_1}\right) = \frac{b}{a_1}. \quad (15)$$

Точка P^{**} является мнимым изображением точки P и находится на пересечении продолжений лучей 1 и 2 в обратном направлении. Для нахождения координат x^{**} и y^{**} точки P^{**} запишем уравнения этих прямых.

Для прямой $M_3 P^{**}$ из рисунка 2 с учётом (11) имеем:

$$y = a_2 \sin \varphi_{1+} = a_2 \frac{\lambda}{d}. \quad (16)$$

Для прямой $M_2 P^{**}$ из рис. 2 следует:

$$y = \sin_{2-} \cdot x + b + a_2 (\sin \varphi_{2+} - \sin \varphi_{2-}). \quad (17)$$

С учётом (14) и (15) уравнение (17) прямой $M_2 P^{**}$ будет иметь вид:

$$y = \frac{b}{a_1} x + b + a_2 \frac{\lambda}{d}. \quad (18)$$

Абсциссу точки P^{**} найдём, приравняв правые части формул (16) и (18):

$$a_2 \frac{\lambda}{d} = \frac{b}{a_1} x^{**} + b + a_2 \frac{\lambda}{d},$$

Откуда

$$x^{**} = -a_1. \quad (19)$$

Ордината точки P^{**} очевидна из формулы (16), такой же результат получается при подстановке в формулу (18) значения x^{**} из формулы (19):

$$y^{**} = a_2 \frac{\lambda}{d}. \quad (20)$$

Сравнивая формулу (20) с формулой (10) видим, что:

$$\frac{y^*}{y^{**}} = \frac{a_1}{a_2} \equiv k. \quad (21)$$

Таким образом, используя схему с двукратной дифракцией, изображённую на рис. 2, хроматическую aberrацию дифракционной решётки I при $a_2 < a_1$ можно уменьшить в k раз. Понятно, что использование многократной дифракции, то есть применение дополнительных корректирующих решёток позволит еще более уменьшить хроматическую aberrацию. Еще одним из путей исправления хроматической aberrации является применение корректирующей решётки с переменным периодом.

Коррекция хроматической aberrации положения дифракционной решётки с помощью зеркала.

На рис. 3 изображена схема коррекции хроматической aberrации положения дифракционной решётки, в которой дифрагировавшая волна, формирующая изображение, отражается от зеркала и повторно направляется на дифракционную решётку. Световые волны дважды дифрагируют на одной решётке. Для того, чтобы мнимое изображение точечного источника можно было наблюдать, не заслоняя падающие от источника света лучи, решётка и зеркало развёрнуты на угол ψ_1 относительно луча 1. В схеме, представленной на рис. 3, для малых углов расчёты коэффициента уменьшения хроматической aberrации k такие же, как и для предыдущей схемы на рис. 2, только в формуле (21) величина a_2 равна удвоенному расстоянию между решёткой и зеркалом. При использовании вместо плоского зеркала цилиндрического или сферического зеркал, появляется еще один дополнительный параметр для коррекции хроматической aberrации решетки – радиус искривления зеркала.

Экспериментальные результаты измерения хроматической aberrации положения дифракционной решётки.

Эксперимент выполнялся в соответствии со схемой, изображённой на рис. 1. Точечный источник света (точка Р на рис. 1) моделировался щелью, освещавшейся ртутной лампой. Действительное изображение точки Р* фиксировалось на матрице цифрового фотоаппарата, поставленного за дифракционной решёткой. Период решётки $d = 4 \cdot 10^{-6}$ м, размеры решётки: ширина 76 мм, высота 68 мм. Расстояние от щели до решётки $a_1 = 1$ м.

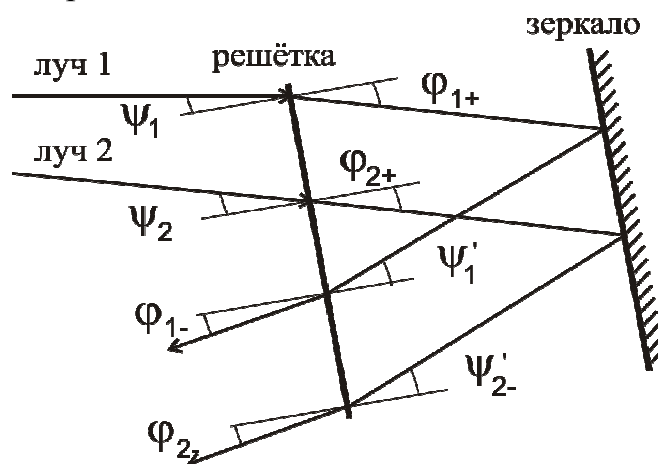


Рис. 3. Схема коррекции хроматической aberrации положения дифракционной решётки с помощью зеркала

Экспериментальные значения ординаты изображения y^* измерялись при помощи стальной линейки установленной в плоскости щели и прикреплённой к щели магнитом. Расчётные значения $y_{расч}^*$ вычислялись по формуле (10). Результаты расчётов и измерений хроматической aberrации положения дифракционной решетки для спектра ртути приведены в таблице.

Таблица

Цвет	фиолетовый	синий	голубой	зелёный	жёлтый	жёлтый
λ , нм	404,70	435,83	491,60	546,97	576,90	579,06
$y_{\text{расч}}^*$, мм	104	112	127	141	148	149
$y_{\text{эксп}}^*$, мм	101	108,5	123,5	137	144,5	145,5

Как видно из таблицы, расхождение расчётных и экспериментальных значений y^* около двух процентов. Хроматическая aberrация положения для длин волн 579,06 нм и 404,70 нм:

$$\Delta y^* = y_{\text{ж}}^* - y_{\text{ф}}^* = 44,5 \text{ мм.} \quad (22)$$

Экспериментальные результаты по коррекции хроматической aberrации дифракционной решётки.

Эксперимент выполнялся в соответствии со схемой, изображённой на рис. 2. Расстояние от светящейся щели до первой решётки было $a_1 = 1$ м. Расстояние между решётками a_2 менялось. При этом, для расстояния между решетками $a_2 = 115$ мм значение коэффициента уменьшения хроматической aberrации оценивается по формуле (21) $k_1 = 1000/115 \approx 9$. Измеренное значение остаточной хроматической aberrации положения $\Delta y_1^{**} = 3$ мм (рис. 4). Следовательно, с учётом (22), значение коэффициента уменьшения хроматической aberrации:

$$k_{1\text{опыт}} = \frac{\Delta y^*}{\Delta y_1^{**}} = \frac{44,5}{3} \approx 15 \pm 3. \quad (23)$$

Для расстояния $a_2 = 230$ мм значение коэффициента уменьшения хроматической aberrации оценивается как $k_2 \approx 1000/230 = 4,4$. Измеренное значение ширины наблюдаемого спектра ртути $\Delta y_2^{**} = 6,5$ мм (рис. 5). Откуда, с учётом (22), экспериментальное значение коэффициента уменьшения хроматической aberrации:

$$k_{2\text{опыт}} = \frac{\Delta y^*}{\Delta y_2^{**}} = \frac{44,5}{6,5} \approx 7 \pm 1. \quad (24)$$

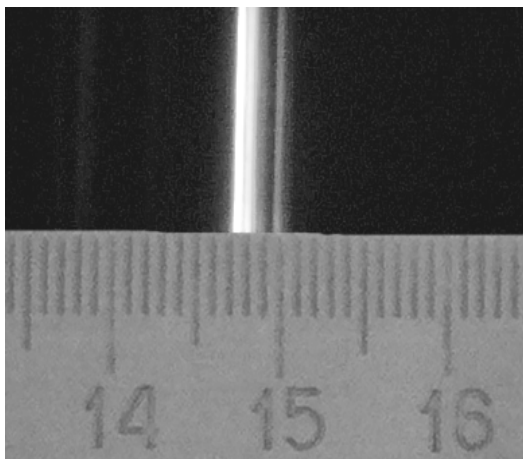


Рис. 4. Изображение
светящейся щели с остаточной
хроматической aberrацией
($a_2 = 115$ мм)

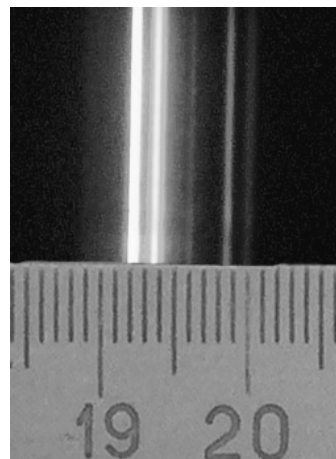


Рис. 5. Изображение
светящейся щели с остаточной
хроматической aberrацией
($a_2 = 230$ мм)

Получаем, что при увеличении в два раза расстояния между решетками примерно во столько же раз возрастает хроматическая aberrация увеличения, что соответствует формуле (21).

Таким образом, на основе полученных результатов можно сделать вывод о возможности существенной коррекции хроматической aberrации положения дифракционной решетки методом двукратной дифракции. Визуально в выполненных опытах скорректированные изображения светящейся щели выглядят практически белыми. Теоретически и экспериментально получено, что хроматическая aberrация положения в первом приближении линейно зависит от расстояния между решетками. Отмечается, что остаточная хроматическая aberrация дифракционной решетки может быть исправлена многократной дифракцией.

Авторы выражают благодарность профессору Тюшеву А.Н. за поддержку работы и критические замечания.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пейсахсон, И.В. Оптика спектральных приборов.– Машиностроение, 1970. – 272 с.
2. Батомункуев, Ю.Ц. Применение метода многократной дифракции в оптических устройствах / Ю.Ц. Батомункуев // Матер. научного конгресса "ГЕО-Сибирь-2005" – Новосибирск, 2005.– С.140-142.
3. Грейсух Г.И., Ежов Е.Г., Казин С.В., Степанов С.А. Фокусирующие объективы апохроматы на основе синтезированных голограмм // Сб. трудов 7 междун. конфер. «ГОЛОЭКСПО-2010».– Москва, 2010. – С. 16-23.

УДК 538:548

А.В. Сюй, А.Ю. Гапонов

ДВГУПС, Хабаровск

Н.В. Сидоров

ИХТРЭМС КНЦ РАН, Апатиты

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ СВОЙСТВ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ РАЗНОГО СОСТАВА МЕТОДАМИ ФОТОРЕФРАКТИВНОГО И КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

В работе представлены результаты исследований фоторефрактивных свойств номинально чистых монокристаллов стехиометрического состава ($\text{Li/Nb}=1$), выращенных из расплава с 58,6 мол.% Li_2O ($\text{LiNbO}_3\text{стех}$) и монокристаллов стехиометрического состава, выращенных из расплава конгруэнтного состава в присутствии флюса K_2O ($\text{LiNbO}_3\text{стех.K}_2\text{O}$). Исследования проведены сравнительными методами комбинационного и фоторефрактивного рассеяния света. Показано, что кристаллы $\text{LiNbO}_3\text{стех.K}_2\text{O}$ обладают более выраженным фоторефрактивным эффектом, чем кристаллы $\text{LiNbO}_3\text{стех}$.

A. V. Syuy, A. Yu. Gaponov

Far Eastern State Transport University (FESTU)

Seryshev Str. 47, Khabarovsk, 680021, Russian Federation

N. V. Sidorov

I. V. Tananaev Institute of Chemistry and Technology of Rare Elements and Minerals (ICTREMRM KSC RAS)

«Academic town», 26a, Murmansk Region, Apatity, 184209, Russian Federation

RESEARCH OF PHOTOREFRACTIVE PROPERTIES OF LITHIUM NIOBATE MONOCRYSTALS OF DIFFERENT STRUCTURE BY PHOTOREFRACTIVE AND RAMAN SCATTERING OF LIGHT METHODS

The results of researches of photorefractive properties of nominally pure monocrystals with stoichiometric structure ($\text{Li/Nb}=1$), grown up of melting about 58,6 % Li_2O ($\text{LiNbO}_3\text{stoic}$) and monocrystals with stoichiometric structure, grown up from melting congruent structure of flux K_2O ($\text{LiNbO}_3\text{stoicK}_2\text{O}$) are presented. Researches are lead by comparative methods Raman and photorefractive scattering of light. It is shown, that crystals $\text{LiNbO}_3\text{stoicK}_2\text{O}$ possess more expressed photorefractive effect, than crystals $\text{LiNbO}_3\text{stoic}$.

Фотоиндуцированное изменение показателя преломления существенно ограничивает возможности материалов в качестве модуляторов, преобразователей частоты лазерного излучения и активно нелинейных

лазерных сред [1-3]. Фоторефрактивный эффект вызывает нарушение коллимации световых пучков и интенсивное рассеяние света в фоторефрактивных материалах, что приводит к существенному ухудшению их физических параметров. В тоже время фоторефрактивный эффект успешно используется в материалах для динамической голографии для усиления пучков света и интерферометрии в режиме реального времени и для оптического фазового согласования в процессах записи изображения [1-3]. На наведенных лазерным излучением флуктуирующих дефектах происходит рассеяние лазерного излучения, получившее название фоторефрактивное рассеяние света (ФРРС) [1]. ФРРС носит динамический характер, интерферирует с накачкой, обуславливает сильную деструкцию лазерного луча, проходящего через монокристалл и, наряду с разупорядочением структурных единиц кристалла и дефектами, является одним из наиболее значительных факторов, ухудшающих качество голограмм, а также параметров преобразователей и модуляторов частоты лазерного излучения [1-3].

Исследование ФРРС в конкретных реальных монокристаллах в зависимости от состава и структурных особенностей представляет несомненный интерес для создания материалов с заданными фоторефрактивными характеристиками. При этом исследования, направленные на оптимизацию фоторефрактивных свойств (например, для повышения чувствительности и скорости записи голографической информации) путем варьирования состава и структурных особенностей материала, являются в настоящее время особенно актуальными. Значительный интерес, в частности, представляет информация о влиянии особенностей упорядочения структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси (определяющих величину спонтанной поляризации в нелинейно-оптических кристаллах с кислородно-октаэдрической структурой) на эффект фоторефракции и ФРРС. Фоторефрактивные свойства LiNbO_3 можно изменять в широких пределах изменением стехиометрии (отношения $R=\text{Li}/\text{Nb}$) и легированием [2]. При этом упорядочение структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси кристалла, состояние дефектности структуры и величина спонтанной поляризации существенно изменяются [2]. Монокристаллы с высоким эффектом фоторефракции можно получить, легируя структуру LiNbO_3 многозарядными катионами переходных металлов Fe, Cu, Mn, Ni и др. (“фоторефрактивными” катионами¹), изменяющими свое зарядовое состояние под действием излучения [1-3].

¹ “Фоторефрактивные” катионы (катионы с переменной валентностью) изменяют свой заряд в кристалле под действием света и повышают эффект фоторефракции. “Нефоторефрактивные” катионы под действием света не изменяют свой заряд и при определенных условиях способны понижать эффект фоторефракции.

Монокристаллы LiNbO_3 , обладающие низким эффектом фоторефракции, можно получить путем легирования “нефоторефрактивными” катионами Mg^{2+} , Zn^{2+} , Gd^{3+} и др. [2]. Внедрение этих катионов в структуру кристалла уменьшает температуру Кюри [2] и подавляет фоторефрактивный эффект, обусловленный присутствием в структуре мелких ловушек электронов и неконтролируемых примесей, обладающих переменной валентностью [2]. Причины этого подавления в настоящее время остаются невыясненными. Эффект подавления достаточно тонкий и требует детального выяснения механизма внедрения и локализации легирующих примесей в структуру кристалла. В кристаллах ниобата лития фоторефрактивный эффект определяется также тонкими особенностями упорядочения структурных единиц катионной подрешетки вдоль полярной оси кристалла [3, 4]. Изменяя степень этого упорядочения можно варьировать величину фоторефрактивного эффекта.

Исследования комбинационного рассеяния света (КРС) выполнены методом спектроскопии. Параметры линий КРС обладают высокой чувствительностью к изменению взаимодействий между структурными единицами кристалла и, следовательно, чувствительны к различным достаточно тонким перестройкам кристаллической структуры, в частности, к перестройкам, возникающим при легировании монокристалла. Исследуя поведение параметров спектральных линий, можно получить важную информацию о влиянии упорядочения структурных единиц и дефектов на фоторефрактивные свойства.

Нами впервые выполнены сравнительные исследования ФРРС в номинально чистых монокристаллах стехиометрического состава, выращенных из расплава с 58,6 мол.% Li_2O и в монокристаллах стехиометрического состава, выращенных из расплава конгруэнтного состава в присутствии флюса K_2O [5, 6]. Показано, что фоторефрактивный эффект в исследуемых кристаллах в зависимости от мощности излучения двойственен [5, 6].

При облучении кристаллов LiNbO_3 стех на экране появляется трехслойная спекл-структура [5, 6]. Центральный слой представляет собой самое яркое по интенсивности пятно, второй слой имеет меньшую интенсивность свечения, и крайний по периметру слой имеет точечную спекл-структуру.

В стационарном состоянии форма спекл-структуры ФРРС имеет вид асимметричной восьмерки относительно нормали к главному сечению кристалла.

При увеличении мощности излучения лазера до 160 мВт на экране наблюдается быстрое раскрытие трехслойной спекл-структуры в виде асимметричной «восьмерки», ориентированной вдоль полярной оси кристалла. Индикатриса ФРРС имеет два «лепестка», один из которых больше другого (в направлении полярной оси кристалла наблюдается больший угол рассеяния).

После двух минут облучения значительные изменения спекл-структуры происходят в малом лепестке. Центральное пятно, максимальной интенсивности и плотной структуры, имеет форму двух лепестков с явно выраженным круглым центром. Со временем энергия центрального пятна переходит во второй и третий слои рассеяния. Второй слой спекл-структуры

имеет не очень яркую по интенсивности, но плотную структуру рассеяния. Этот слой, имея форму восьмерки первоначально, в течение 2 минут плавно перетекает в правый лепесток, образуя один большой лепесток. Интенсивность данного слоя индикатрисы ФРРС перекачивается в слой менее плотного рассеяния, которое не претерпевает значительных изменений с течением времени.

Нами также изучена зависимость кинетики ФРРС в монокристалле ниобата лития стехиометрического состава, выращенного из расплава конгруэнтного состава в присутствии флюса K_2O , от времени и мощности накачки [6].

Наблюдая динамику раскрытия ФРРС в течение 240 с, можно заметить, что после 30 с облучения кристалла лазерным излучением индикатриса ФРРС плавно вытягивается в направлении полярной оси кристалла, принимая форму «кометы», максимальное раскрытие которой происходит в положительном направлении полярной оси кристалла и начинается от входной грани кристалла. Отметим, что асимметрия индикатрисы рассеяния наблюдается уже внутри кристалла.

При пропускании лазерного излучения мощностью 35 мВт через кристалл $LiNbO_3$ стех. K_2O на экране, также как и при облучении кристалла $LiNbO_3$ стех, появляется трехслойная спекл-структура в виде окружности с малым углом раскрытия индикатрисы рассеяния. В первые 30 с облучения центральное пятно уменьшается в размерах, оставив светящую точку от лазерного пучка, а второй слой вытягивается в овал асимметричной формы относительно лазерного пучка и в дальнейшем не меняет своей формы и размеров. Максимальный угол раскрытия индикатрисы второго слоя составляет $\approx 7,5^\circ$. Третий слой индикатрисы рассеяния раскрывается на протяжении 4 минут, достигая максимального угла $\approx 41^\circ$. То есть происходит плавная частичная перекачка энергии из первого слоя во второй, из второго в третий.

При увеличении мощности лазерного излучения до 160 мВт ФРРС имеет подобную структуру, как и при мощности 35 мВт, но каждый слой более яркий по интенсивности.

Центральное пятно слегка вытянутое вдоль полярной оси кристалла в форме овала, расположенного слева от лазерного пучка. Со временем центральное пятно не меняет формы и места расположения, но плавно уменьшается интенсивность пятна и его размер.

Второй слой индикатрисы ФРРС при данной мощности излучения со временем принимает форму «кометы», как и третий слой индикатрисы рассеяния, вытягиваясь в направлении полярной оси кристалла. Максимальный угол раскрытия индикатрисы ФРРС второго слоя составляет $\approx 42^\circ$. Третий слой индикатрисы рассеяния раскрывается на протяжении всего эксперимента, достигая насыщения при угле $\approx 58^\circ$. Скорость раскрытия индикатрисы ФРРС явно зависит от мощности излучения накачки.

Исследуя кристаллы ниобата лития стехиометрического состава можно достаточно точно определить различия в значении $R=Li/Nb$ по спектрам

комбинационного рассеяния света, а именно по интенсивности линии с частотой 120 см^{-1} , соответствующей двухчастичным состояниям акустических фононов с суммарным волновым вектором, равным нулю [7]. Интенсивность линии с частотой 120 см^{-1} чувствительна к весьма незначительным изменениям состава и структуры кристалла и может служить в качестве точного экспериментального критерия соответствия монокристалла ниобата лития стехиометрическому составу. Интенсивность этой линии равна нулю в спектре КРС высокоупорядоченных монокристаллов строго стехиометрического состава [7].

Малейшие отклонения от стехиометрии приводят к появлению линии с частотой 120 см^{-1} в спектре КРС [7]. Например, интенсивность линии с частотой 120 см^{-1} равна нулю в спектре кристалла LiNbO_3 стех. и отлична от нуля в спектре кристалла $\text{LiNbO}_3\text{стех.}\cdot\text{K}_2\text{O}$ [7]. Ширины линий с частотой 254 и 274 см^{-1} , соответствующих полносимметричным (A_1) колебаниям катионов Li^+ и Nb^{5+} , при этом также незначительно отличаются. Ширины этих линий больше в спектре кристалла $\text{LiNbO}_3\text{стех.}\cdot\text{K}_2\text{O}$, что свидетельствует о меньшем порядке в расположении катионов Nb^{5+} , Li^+ и вакансий вдоль полярной оси в катионной подрешетке кристалла $\text{LiNbO}_3\text{стех.}\cdot\text{K}_2\text{O}$ по сравнению с катионной подрешеткой кристалла LiNbO_3 стех.

Отметим, что в номинально чистых кристаллах ниобата лития при облучении лазерным излучением на длине волны $\lambda=0,53\text{ мкм}$ не проявляется фоторефрактивный эффект, и как следствие нет ФРРС. А в стехиометрических кристаллах ниобата лития при этих же условиях ФРРС достаточно ярко протекает. Стехиометрический кристалл ниобата лития, выращенный в присутствии флюса K_2O является наиболее фотоактивным по сравнению с кристаллом, выращенным из расплава с $58,6\text{ моль. \% Li}_2\text{O}$.

Примечательно, что при увеличении мощности излучения до 160 мВт происходит наиболее быстрое раскрытие индикатрисы рассеяния в течение минуты облучения. Но, затем происходит плавное уменьшение индикатрисы рассеяния до определенной стационарной величины. Данный эффект объясняется равномерным прогревом кристалла вследствие облучения до $80\text{ }^\circ\text{C}$. При нагревании кристалла происходит уменьшение его фоторефрактивных свойств, а именно уменьшение размеров индикатрисы рассеяния. В этом случае размеры индикатрисы рассеянного излучения достигали $22\text{-}23^\circ$, что соответствует 5 минутам облучения.

В результате облучения фоторефрактивного кристалла в следствие фоторефрактивного эффекта возникает область кристалла с измененным показателем преломления, которая может сохраняться достаточно продолжительное время в зависимости от времени максвелловской релаксации (до года в темноте) [2]. Для релаксации измененного показателя преломления применяется термический отжиг в воздушной атмосфере при температуре 170°C в течение получаса или однородная засветка активным светом, т.е. светом с энергией равной ширине запрещенной зоны кристалла. Нагрев кристалла до

80°C не производит полной релаксации измененного показателя преломления, но накладывает определенные ограничения на величину Δn .

Таким образом, судя по зависимости угла фоторефрактивного рассеяния света от времени, при больших мощностях возбуждающего излучения фоторефрактивный эффект в монокристалле $\text{LiNbO}_3\text{стех.К}_2\text{О}$ больше, чем в монокристалле в $\text{LiNbO}_3\text{стех}$ [5]. В тоже время асимметричность индикатрисы ФРРС в этом кристалле существенно больше, чем в кристалле, выращенном из расплава с 58,6 моль. % Li_2O , что может свидетельствовать о большей неоднородности показателя преломления вдоль полярной оси кристалла, выращенного в присутствии K_2O . При этом асимметричность индикатрисы ФРРС практически линейно зависит от мощности излучения [5, 6]. Обнаруженные особенности могут быть обусловлены различием в исследованных монокристаллах особенностей дефектов с локализованными на них электронами, определяющих величину фоторефрактивного эффекта, а также различием в значении отношения $R=\text{Li}/\text{Nb}$, определяющих особенности упорядочения структурных единиц и дефекты катионной подрешетки ниобата лития [4].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Максименко, В.А. Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития [Текст] / В.А. Максименко, А.В. Сюй, Ю.М. Карпец. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 96 с.
2. Сидоров, Н.В. Ниобат лития: дефекты, фоторефракция, колебательный спектр, поляритоны [Текст] / Н.В. Сидоров, Т.Р. Волк, Б.Н. Маврин, В.Т. Калинин. – М.: Наука. 2003. – 255с.
3. Кузьминов, Ю.С. Ниобат и танталат лития – материалы для нелинейной оптики [Текст] / Ю.С. Кузьминов. - М.: Наука, 1975. – 224с.
4. Палатников, М.Н. Упорядочение структуры и оптические характеристики легированных монокристаллов ниобата лития [Текст] / М.Н. Палатников, Н.В. Сидоров, И.В. Бирюкова, П.Г. Чуфырев, В.Т. Калинин // Перспективные материалы. – 2003. – № 4. – С. 48-54.
5. Сидоров, Н.В. Фоторефрактивные свойства монокристаллов ниобата лития стехиометрического состава [Текст] / Н.В. Сидоров, Е.А. Антонычева, А.В. Сюй, М.Н. Палатников // Кристаллография – 2010. – Т. 55. – № 6. – С. 1079-1084.
6. Антонычева, Е.А. Кинетика фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах ниобата лития стехиометрического состава [Текст] / Е.А. Антонычева, Н.В. Сидоров, А.В. Сюй, Н.А. Сюй, П.Г. Чуфырев, А.А. Яничев // Перспективные материалы – 2010. – № 5. – С. 36-40.
7. Сидоров, Н.В. Двухмодовый характер спектра комбинационного рассеяния кристалла ниобата лития [Текст] / Н.В. Сидоров, М.Н. Палатников, Н.Н. Мельник, В.Т. Калинин // Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т.92. – № 5. – С.780-783.

УДК 534.2;539.3;539.8

В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, В.А. Райхерт

СГГА, Новосибирск

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УПРУГИХ ИЗГИБНЫХ ВОЛН В СВОБОДНЫХ ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ

Представлены результаты исследования процессов возбуждения упругих изгибных волн в акустических волноводах типа тонкоплёночных свободных полосок. Проблемой является несогласованность акустических импедансов пьезоэлектрического преобразователя, являющегося генератором упругих волн, и плёночного акустического волновода. Показана возможность возбуждения волн на частотах до 100 МГц.

V.V. Chesnokov, D.V. Chesnokov, V.A. Raychert

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

PIEZOELECTRIC EXCITATION OF ELASTIC FLEXURAL WAVES IN A FREE THIN-FILM STRUCTURES

The investigation results of excitation processes of elastic flexural waves in an acoustic waveguide making as thin-film-free strips are presented. The acoustic impedances inconsistency of piezoelectric transducer, which is the generator of the elastic waves, and film acoustic waveguide is the main problem. The possibility of excitation of waves at a frequency up to 100 MHz are demonstrated.

Исследования физических основ и применения объёмных и поверхностных упругих волн в твёрдых телах для обработки информации широко известны [1, 2, 3]. Для возбуждения упругих объёмных волн используют пьезоэлектрические преобразователи в виде закреплённых на теле керамических или монокристаллических пластин, обладающих пьезоэффектом, или, в высокочастотных устройствах - в виде напылённых пьезоплёнок. В устройствах на поверхностных акустических волнах (на ПАВ-ах) для возбуждения используют встречно-штыревые преобразователи. Необходимым условием функционирования таких устройств является наличие пьезоактивной подложки. Преимуществом устройств на ПАВ-ах является распространение акустической энергии в тонком, порядка длины акустической волны, приповерхностном слое подложки и интегральный планарный принцип их изготовления. В большинстве устройств на ПАВ-ах возбуждаются поверхностные волны Релея, хотя известно и использование волн Лява и волн Лэмба. Последние, например, применялись в дисперсионных линиях задержки, изготовленных из тонких стальных или алюминиевых лент [4].

Дальнейшее, в сравнении с устройствами на ПАВ, уменьшение энергопотребления и размеров возможно при переходе на тонкоплёночные волноводы в виде свободных нитей или полосок, имеющих размер поперечника много меньше длины акустической волны и использующих объёмные волны. Длина акустической волны при использовании изгибных [5,6,7] или крутильных [8,9] мод колебаний в свободных тонких плёнках существенно меньше, чем у поверхностной волны.

В настоящей работе проводится исследование пьезоэлектрического возбуждения объёмных упругих изгибных волн в тонкоплёночных волноводах, закреплённых над подложкой только концами.

Распространение гармонической бегущей волны в волноводе бесконечной длины по направлению x описывается уравнением:

$$u = a \exp(-ikx);$$

$$T = -ikca \exp(-ikx),$$

где u – смещение частиц тела под воздействием упругой волны, a – амплитуда смещения, k – волновое число, c – модуль упругости материала волновода, T – механическое напряжение.

Полезная акустическая мощность в любом волноводе представляется в общем виде формулой:

$$P = \frac{1}{2} Z \omega^2 |a|^2 A,$$

где $Z = \frac{F}{du/dt} = -\frac{T}{du/dt}$ – акустический импеданс на единицу поверхности сечения волновода, A – сечение акустического пучка, F – поверхностная плотность сил, вынуждающих колебания в волне.

При малой толщине плёночные волноводы могут не обладать собственной упругостью, достаточной для распространения в них механических волн, их упругость в этом случае обеспечивается за счёт принудительного натяжения, как в натянутой струне. Для струны фазовая скорость изгибных волн определяется выражением [10]:

$$V = \sqrt{\frac{N_0}{m}} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_0}},$$

где ρ_0 – плотность струны; m – её погонная масса, σ – механическое напряжение в струне, создаваемое силой N_0 и равное

$$\sigma = \frac{N_0}{2lh},$$

где lh – площадь сечения струны. Характеристический импеданс изгибных волн в струне равен:

$$Z_{cmp} = \frac{N_0}{V}. \quad (1)$$

Подставим в (1) значения N_0 и V , получим:

$$Z_{cmp} = 2lh\sqrt{\sigma\rho_0}.$$

В случае полосковых волноводов, обладающих собственной упругостью, изгибные колебания могут быть обусловлены возбуждением на противоположных сторонах плёночной полоски поверхностных антисимметричных волн Лэмба. Расчёт параметров упругой волны при этом довольно сложен, в работе [2] результаты теоретического анализа представлены в виде расчётных графиков. В качестве примера приведём полученные расчётом параметры упругой волны, возбуждаемой на антисимметричной низшей моде в полоске толщиной h из плавленого кварца: фазовая скорость 1000 м/с на частоте $\omega = 2\pi \cdot 10^8$ Гц при $h = 1,27$ мкм, длина упругой волны $\lambda = 10$ мкм; при толщине $h = 0,64$ мкм, фазовой скорости 500 м/с, $\lambda = 5$ мкм.

В работе [11] приведён анализ распространения колебаний в свободной пластинке в виде объёмных изгибных волн при условиях, что толщина пластинки много меньше длины упругой волны, а амплитуда колебаний много меньше толщины пластинки. Получена формула:

$$\omega = k^2 \sqrt{\frac{h^2 E_{Ю}}{12\rho(1-\sigma^2)}}.$$

Расчёты по этой формуле дают результаты, близкие к результатам по модели антисимметричных волн Лэмба: для кварцевой пластинки $\rho = 2,2 \cdot 10^3$ кг/м³, модуль Юнга $E_{Ю} = 5 \cdot 10^{10}$ Па, $\sigma = 0,3$, $h = 10^{-6}$ м; при частоте $\omega = 2\pi \cdot 10^8$ Гц получим $\lambda = 9,3$ мкм. $V = \lambda f = 930$ м/с.

В [12] проведён анализ распространения поперечных колебаний в стержне. При возбуждении изгибных колебаний в бесконечном стержне сосредоточенной силой, приложенной на его конце, акустический импеданс стержня в месте приложения силы определяется выражением:

$$Z_c = \frac{1+i}{2} mV,$$

где m - масса на единицу длины стержня, V - скорость изгибной волны, для стержня с моментом инерции сечения J равная

$$V = \alpha \sqrt{\omega}.$$

Здесь

$$\alpha^4 = \frac{E_{Ю} J}{m}.$$

Для волновода изгибных волн с параметрами, приведёнными выше, и при толщине $h = 10^{-6}$ м и ширине волновода $h = 50 \cdot 10^{-6}$ м, получим $Z_c = 1,02 \cdot 10^{-4}$ Н·с/м; при прочих равных условиях и толщине $h = 10^{-7}$ м имеем: $\lambda = 2,94$ мкм, $V = 294$ м/с, $Z_c = 3,2 \cdot 10^{-6}$ Н·с/м.

Ниже рассматривается методика расчёта параметров бегущей изгибной волны в тонкоплёночном волноводе упругих волн при пьезоэлектрическом их возбуждении.

На рис. 1 показано сочленение пьезоэлектрического генератора упругих продольных волн с тонкоплёночным волноводом изгибных упругих волн.

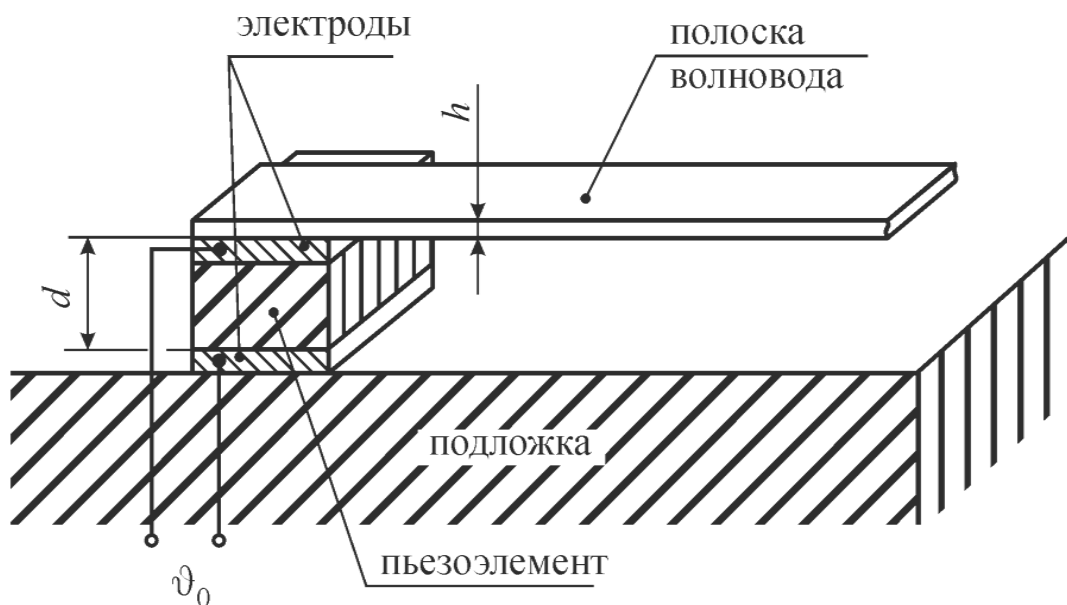


Рис. 1. Схема сочленения тонкоплёночного волновода упругих изгибных волн и пьезоэлектрического генератора упругих волн

В качестве генератора упругих волн используется пьезоэлектрический преобразователь.

Рассмотрим преобразования упругих волн в системе пьезоэлектрик - волновод. Из физических соображений понятно, что доля акустической мощности, возникающей в пьезопреобразователе и передаваемой в волновод, зависит от доли мощности, переходящей в подложку, на которой должен быть в рассматриваемой системе закреплён пьезопреобразователь. В [1] проведён анализ устройства, в котором пьезопреобразователь механически закреплён на торце массивного звукопровода, и его противоположная поверхность граничит с воздухом. В нашем случае (рис. 1) пьезопреобразователь закреплён на массивной подложке стороной, противоположной подсоединяемой к волноводу, и мощность, уходящая в подложку, будет уменьшать долю мощности, передаваемую в волновод.

Проведём аналогию с распространением электромагнитных волн в двухпроводной электрической линии. При закреплении преобразователя на звукопроводе его сторона, граничащая с воздухом, эквивалентна разомкнутому концу двухпроводной линии, электрические токи по проводникам линии в этом месте равны нулю, электрическое напряжение между проводниками максимально, волны отражаются от разомкнутого конца; аналогично, акустические волны отражаются от поверхности преобразователя, граничащей с воздухом, амплитуда колебаний частиц среды на границе с воздухом максимальна, механические напряжения равны нулю. При толщине преобразователя, равной половине акустической длины волны, состояние колебаний на второй стороне преобразователя при отсутствии потерь повторит состояние на первой стороне, если не учитывать влияние присоединённого ко второй стороне звукопровода. Закрепление пьезопреобразователя на подложке (рис. 1) с бесконечно большим значением акустического импеданса приведёт к нулевой амплитуде колебаний частиц среды в граничном слое преобразователя

и нулевой амплитуде колебаний на входе в волновод; акустическая мощность не будет поступать в волновод. Подложка с малым значением акустического импеданса приведёт к противоположному эффекту – колебаниям на границах пьезопреобразователя с максимальной амплитудой и эффективной передачей акустической мощности в волновод. Однако, малое значение импеданса подложки плохо совместимо с требованием прочного закрепления преобразователя на ней, что заставляет использовать подложку с большим акустическим импедансом и устанавливать между подложкой и преобразователем согласующую импедансы прокладку. Толщина прокладки должна быть близка к четверти длины акустической волны в ней. Роль прокладки может выполнять нижний электрод преобразователя.

Для расчёта рассматриваемой на рис.1 системы воспользуемся результатами анализа работы преобразователя в виде полуволновой пластинки с возбуждаемой продольной волной, нагруженного на звукопровод с акустическим импедансом Z [1]. Рассматривается случай, когда в преобразователе возбуждается единственная продольная объёмная бегущая волна. Используется одномерная модель, не учитываются эффекты прохождения упругих волн через электроды пьезоэлемента, в расчёт входит только структура пьезоэлектрик – волновод. В неявном виде предполагается равенство сечений акустической волны в преобразователе и звукопроводе.

Получено [1], что средняя мощность упругих волн в волноводе равна

$$P = \frac{2K^2 C_0 c_p}{d Z M_0} v_0^2,$$

где v_0 – электрическое напряжение, приложенное между электродами, $K^2 = e^2 / (\epsilon_0 \epsilon^s c_p)$ – квадрат коэффициента электромеханической связи в пьезоэлементе, d – толщина пьезоэлемента, ϵ^s – диэлектрическая проницаемость «зажатого» пьезоэлектрика, ϵ_0 – электрическая постоянная, $C_0 = \epsilon_0 \epsilon^s A / d$ – ёмкость жёстко закреплённого преобразователя; c_p – модуль упругости пьезоэлектрика при постоянной электрической индукции,

$$M_0 = |m_0|^2 = \frac{\cos^2 k_p d + \left(\frac{Z_p}{Z} \right)^2 \sin^2 k_p d}{\sin^4 k_p d / 2}.$$

Здесь Z_p – акустический импеданс единицы поверхности сечения пьезопреобразователя, k_p – волновое число акустической волны в пьезопреобразователе.

Формфактор $M_0 = 1$ при резонансе, когда $f = f_p = V_p / 2d$, (толщина преобразователя равна половине длины волны в нём). Амплитуда колебательных смещений определяется уравнением:

$$a = 2i \frac{e v_0}{\omega d Z m_0},$$

где

$$m_0 = \left(\cos k_p d + i \frac{Z_p}{Z} \sin k_p d \right) / \sin^2 k_p d / 2.$$

Так как $c_p = Z_p V_p$, средняя мощность упругих волн в волноводе может быть выражена как

$$P = 4K^2 C_0 f_p \frac{Z_p}{Z M_0} v_0^2,$$

где $Z = kc / \omega$ и $Z_p = k_p c_p / \omega$ - акустические импедансы единицы поверхности волновода и пьезопреобразователя, соответственно.

В рассматриваемом случае соединены возбудитель упругих волн в виде пьезопластины, в которой упругая волна имеет продольный характер, и волновод в виде тонкоплёночной полоски, в которой возбуждаются изгибные волны (рис. 1). Соединение выполнено так, что продольные колебательные смещения точек пьезоэлемента совпадают по направлению с колебательными смещениями точек в звукопроводе при возбуждении в нём изгибных колебаний.

Этот факт даёт основания для применения рассмотренной модели для оценки эффективности перекачки энергии волн из одного элемента преобразователя в другой в системе пьезопреобразователь с продольной волной – волновод с изгибной волной и с использованием упругих импедансов этих элементов. Однако, следует учесть, что сечение полоски волновода, которое занимает в нём изгибная волна, распространяющаяся вдоль полоски, составляет только часть площади торца пьезопреобразователя, что отличает рассматриваемую нами систему от анализируемой в [1]. Представляется оправданным считать, что при этом акустическая энергия из преобразователя в волновод попадает только через участок торца преобразователя, равный по площади сечению волновода. Это означает необходимость в расчётах использовать акустический импеданс волновода в виде удельной величины, то есть, как импеданс единицы площади поперечного сечения волновода:

$$Z = Z_B / A_B,$$

где A_B - площадь поперечного сечения волновода, Z_B представляет собой или Z_c , или Z_{cmp} . Пересчёт полученных выше данных для струнного и стержневого волноводов даёт значения: $Z_c = 2 \cdot 10^6$ Нс/м³, $Z_{cmp} = 6,4 \cdot 10^5$ Нс/м³.

Если импеданс волновода мал по сравнению с импедансом пьезоэлектрика, то поверхности преобразователя можно считать практически свободными, и преобразователь резонирует при его толщине, равной половине длины волны, и колебательные смещения частиц среды на этих поверхностях максимальны; если ситуация обратная, то есть, импеданс волновода велик в сравнении с импедансом преобразователя, преобразователь резонирует на частотах, соответствующих $\lambda_p / 4$ или $3\lambda_p / 4$. Сопротивление излучения R_A , которое определяется соотношением $P = v_0^2 / (2R_A)$, оказывается минимальным вблизи значений $f = 0,5 f_p$, $f = 1,5 f_p$. Наилучшее (критическое) согласование импедансов - при $Z_p / Z = 1/\sqrt{2}$; для согласования импедансов используют

трансформаторы импедансов, например, в виде электрода с толщиной по ходу волны, равной $\lambda/4$. На внутренней поверхности пьезоэлемента (входной поверхности электрода) импеданс Z_M должен иметь значение, оптимальная величина которого определяется соотношением

$$Z_p = Z_M^2 / Z. \quad (2)$$

В качестве примера представим параметры пьезоэлемента в виде плоской шайбы, изготовленной из керамики ЦТС: импеданс на единицу поверхности при продольном типе колебаний $Z_p = 34,2 \cdot 10^6 \text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}^3$, скорость продольной волны 4560 м/с, расчётная толщина полуволновой шайбы при резонансной частоте 100 МГц равна 22,5 мкм.

Из приведённых оценочных расчётов видно более чем в 15 – 50 раз превышение импеданса пьезоэлемента, возбуждающего изгибную волну, над импедансом полосы, в которой распространяется изгибная волна. Следствием являются отражения упругих волн от границ между пьезоэлементом и тонкоплёночным волноводом, неэффективность передачи механической энергии колебаний через границы.

Используя формулы (1) и (2), получим выражение для амплитуды колебаний в пьезокерамическом элементе:

$$a^2 = \frac{4K^2 C_0 c_p v_0^2}{dZ_p^2 \omega^2 M_0 A}.$$

Используя выражение для ёмкости пьезоэлемента $C_0 = \epsilon_0 \epsilon^S A / d$, найдём:

$$a = \frac{2KE_0}{Z_p \omega} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon^S c_p}{M_0}}, \quad (3)$$

где $E_0 = \frac{v_0}{d}$ - напряжённость электрического поля в пьезоэлектрике. Из (3)

видно, что максимально возможное значение амплитуды колебаний определяется только электрофизическими параметрами пьезоэлектрика и частотой колебаний и не зависит от геометрии пьезоэлемента. Для случая резонанса ($M_0 = 1$) с использованием параметров керамики ЦТС можно получить расчётную формулу для амплитуды продольных колебаний в пьезокерамическом элементе:

$$a = 1,15 \cdot 10^{-7} E_0 / f_{\text{рез}}, \text{ м},$$

где $f_{\text{рез}}$ - резонансная частота пьезоэлемента. Принимая значения $E_0 = 10^5$ В/м (предельное для пьезокерамики), $f_{\text{рез}} = 10^8$ Гц, получим $a_{\text{изг}} = 1,15 \cdot 10^{-10}$ м.

Учитывая геометрию взаимного расположения керамического пьезоэлемента и тонкоплёночного звукопровода, можно сделать вывод, что амплитуда изгибных колебаний в плёнке равна амплитуде продольных деформаций в пьезокерамическом элементе $a_{\text{изг}} = a$. Увеличение амплитуды изгибной волны возможно при использовании между пьезоэлементом и плёночным звукопроводом четвертьволнового трансформатора импедансов. Оптимальное значение импеданса трансформатора, рассчитанное в соответствии с (2), в случае использования стеклянного волновода толщиной 1 мкм, равно

$Z_M = 8,35 \cdot 10^6 \text{ Н} \cdot \text{с/м}^3$. Роль трансформатора может играть верхний электрод пьезопреобразователя.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Э. Дьелесан, Д. Руайе. Упругие волны в твёрдых телах. Применение для обработки сигналов. Пер. с франц./ Под ред. В. В. Леманова. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982, - 424 с.
2. Поверхностные акустические волны. Под ред. А. Олинера. М.: - Мир. 1981. -390 с.
3. Кайно Г. Акустические волны: Устройства, визуализация и аналоговая обработка сигналов: Пер. с англ. – М.: Мир, 1990 – 656 с
4. Викторов И.А. Физические основы применения ультразвуковых волн Рэлея и Лэмба в технике. – М.: Наука, 1966. –169 с.
5. В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков Устройство электроуправляемого транспаранта. Заявка на изобретение 95111828 РФ, МПК⁶ В 44 F 1/06. / № 95111828/12 ; заявл. 11.07.1995 ; опубл. 10.07.1997.
6. Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков, Д.М. Никулин. Дифракция света на упругих волнах в тонкопленочных мембранных структурах. ГЕО–Сибирь–2007. Т. 4. Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника. Ч. 1.: сб. матер. III Междунар. научн. конгресса «ГЕО–Сибирь–2007». – Новосибирск: СГГА, 2007.– С.201–203.
7. В. В. Чесноков, Д. В. Чесноков, Д. М. Никулин. Электроуправляемое дифракционное устройство. Патент 2377702 РФ, МПК Н 01 L 41/08, G 02 F 1/29. /– № 2008112955/28 ; заявл. 03.04.2008 ; опубл. 27.12.2009. Бюл. № 36.
8. Чесноков В.В. Микромеханический модулятор света // Изв. вузов СССР. Приборостроение. 1990. № 6. с. 82.
9. Чесноков Д.В. Микромеханический дефлектор световых потоков. Оптический журнал. 2007.– № 4.– С.51–54.
10. Крауфорд Ф. Волны: Учебное руководство: Пер с англ. / Под ред. А.И. Шапошникова и А.О. Вайсенберга. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.. 1984. -512 с.
11. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. В 10-ти т. Т. VII. Теория упругости: Учебн. пособие. - 4-е изд., испр. и доп. – М.: Наука. 1987. – 248 с.
12. Е. Скучик. Простые и сложные колебательные системы. Пер. с англ. Под ред. Л.М.Лямшева. М.: Мир. -1971. – 558 с,

© В.В. Чесноков, Д.В. Чесноков, В.А. Райхерт, 2011

УДК 621.396

Б.В. Поллер, А.В. Бритвин, С.И. Коняев, Ю.И. Щетинин
ИЛФ СО РАН, НГТУ, Новосибирск

ХАРАКТЕРИСТИКАХ ОПТОРАДИОВОЛНОВЫХ РЕТРАНСЛЯТОРОВ ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ НАЗЕМНО-КОСМИЧЕСКИХ СЕТЕЙ И ЛИНИЙ СВЯЗИ В УСЛОВИЯХ ОБЛАЧНОСТИ

В статье рассматривается возможность обмена информацией по оптическому каналу между космическим аппаратом и наземным пунктом в условиях облачности. Рассматривается схема преодоления облачного покрова за счет выноса опторadiоволновых ретрансляторов выше облачности. В статье рассматривается структура такого ретранслятора и некоторые результаты предварительных экспериментов.

B.V. Poller, A.V. Britvin, S.I. Konyaev, Y.I. Shetinin
ILP SB RAS, NSTU, Novosibirsk

ON THE CHARACTERISTICS OF OPTO-RADIOWAVE REPEATER TO LASER SATELLITE AND TERRESTRIAL NETS AND LINES OF COMMUNICATION IN THE CLOUD

The possibility of exchanging information on the optical channel between the spacecraft and ground in a cloud is considered. A scheme to overcome the cloud cover by moving opto-radiowave repeaters above the cloud is proposed. The article describes the structure of the repeater and some results of preliminary experiments.

Возрастание объемов передачи информации между различными континентами на Земле, рост сетей телевидения, развитие спутниковых систем навигации Глонасс определяет интерес к использованию лазерных наземно – космических линий связи [1 – 4]. Использование лазерных линий позволяет значительно увеличить скорость передачи информации, увеличить точность навигации. Однако большой проблемой создания наземно-космической связи остается преодоление затухания лазерного излучения в облачности. Одним из методов передачи информации с космических аппаратов в условиях облачности является использование опторadiоволновых ретрансляторов, размещаемых на беспилотных или аэростатных летательных аппаратах, шарах, выше облачности, вносящей главный вклад в затухание оптического сигнала.

Предлагаемая структура опторadiоволнового ретранслятора представлена на рис. 1.

Будем считать, что апертура оптической антенны равна площади A . Эффективность преобразования энергетической облученности примем равную $K_{пр}$, тогда поток на входе пленочного или волоконного элемента составит:

$$\Phi_{\text{вых}} = A \cdot K_{\text{пр}}(E_c + E_{\phi}),$$

где E_{ϕ} – фоновая облученность, E_c – облученность полезным сигналом.

Эффективность преобразования $K_{\text{пр}}$ оценивается с одной стороны по соотношению входной и выходной мощности светового потока, это соотношение может достигнуть величины 0,1...0,2. При оценке изменения облученности для световода длиной 1 м и диаметром 1 мм с диаметром сердцевины 0,8 мм облученность на торце световода возрастает пропорционально соотношению площадей, и происходит рост облученности в несколько сот раз. То есть волоконно – оптический световод выполняет функции усиления сигнала по яркости в 100 – 200 раз (с изменением спектрального состава сигналов).

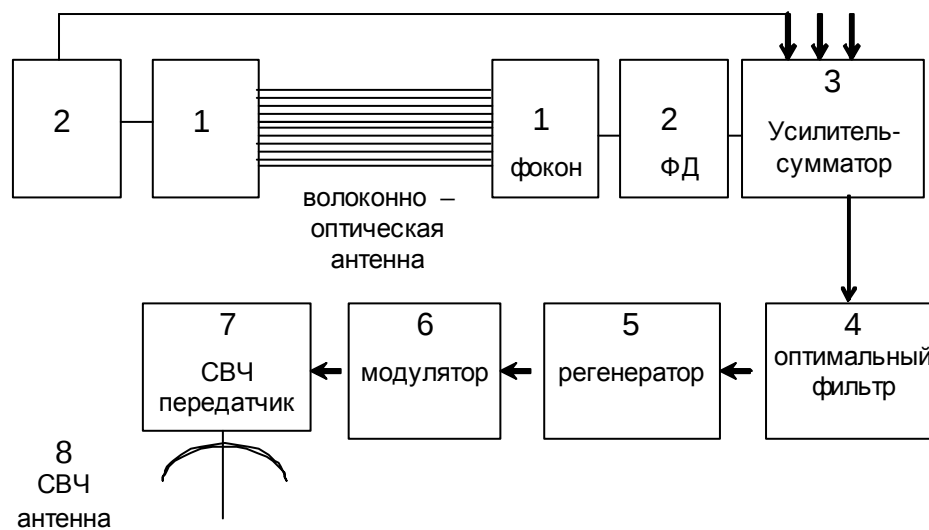


Рис. 1. Схема опторadiоволнового ретранслятора

Таким образом, предельная энергетическая облученность полезным сигналом E_c должна подчиняться неравенству

$$E_c \geq k_3 \cdot E_{\phi}.$$

Коэффициент k_3 – учитывает возможное увеличение E_{ϕ} на высотах 3...5 км, а также учитывает необходимый запас по отношению сигнал/шум.

Быстродействие ретранслятора в основном будет определяться временными характеристиками оптического преобразователя. Для различных видов люминофоров минимальная длительность будет достигать значения 10^{-9} сек, и возможные скорости передачи будут достигать значения нескольких Гбит/сек. Дополнительное увеличение пропускной способности возможно за счет использования других длин волн лазерного сигнала и люминофора с другим спектром поглощения ΔS .

Актуальными вопросами для реализации таких ретрансляторов являются вопросы функционирования оптических антенн при подъеме их на шарах-зондах, аэростатах, беспилотных летательных средствах, а также вопросы приема УФ сигналов в условиях солнечных помех.

Для ответа на эти вопросы были исследованы характеристики приема УФ фона оптическими антеннами на базе лент из полимерных волоконных световодов с добавками люминофоров при подъеме их на метеозондах.

Метеозонды представляют собой эластичную оболочку диаметром 100, 150, 200 см, заполняемую водородом. На длинном шнуре к этой оболочке подвешивается радиозонд, передающий на землю данные о температуре и влажности при подъеме зонда. Грузоподъемность водорода $1,2 \text{ кг/м}^3$, гелия $1,11 \text{ кг/м}^3$.

Для используемых метеозондов скорость подъема составляет около 300 м/мин и зависит от величины подвешиваемого груза. В США в 2002 г. проводились эксперименты по использованию шаров с гелием для подъема радиоретрансляторов весом 3 кг для расширения зон сотовой радиосвязи. Срок службы такого ретранслятора составил около 24 часов.

Методика проведения эксперимента заключается в оценке характеристик оптических фонов E_ϕ на участке 290 – 410 нм при подъеме оптической антенны на высоты H до 30 км в ясную погоду, в условиях облачности, в светлое время суток. Оценивается устойчивость и качество функционирования оптической антенны с преобразователем оптических сигналов в электрические при температурах до -70°C и скорости ветра до 100 м/сек, кроме того, при наличии по трассе подъема метеозонда облачности ($S_m < 1 \text{ км}$), по скачку изменения E_ϕ определяется высота верхней границы облачности, которая сопоставляется с высотой облачности по скачку влажности.

Круговая диаграмма направленности в горизонтальной плоскости антенны формируется тремя лентами из световодов, расположенных под углом 120° друг к другу, или тремя полимерными пленками с люминофорами. На метеозонде антенны размещаются на боковой поверхности крышки батарейного отсека.

Эффективность преобразования оптической антенны можно выразить двумя коэффициентами:

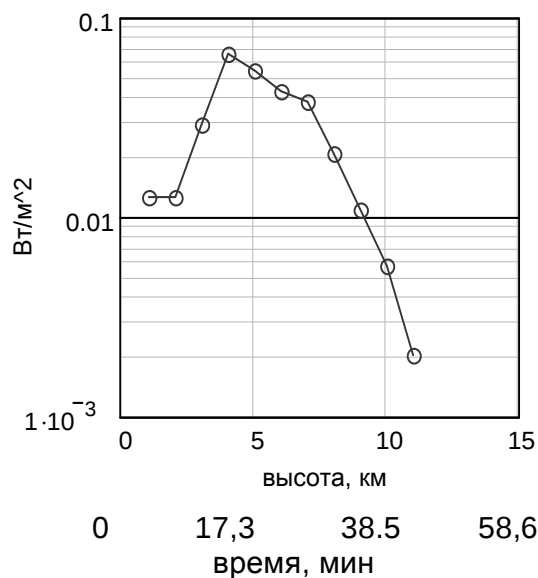
- Коэффициент преобразования по мощности K_p , который вычисляется как отношение мощности излучения люминесценции на оптическом выходе антенны к мощности излучения, падающего на антенну;
- Коэффициент преобразования по освещенности K_E , который вычисляется как отношение мощности излучения люминесценции на выходе антенны к освещенности антенны в рабочем диапазоне длин волн.

Коэффициент преобразования по мощности K_p показывает, какая часть падающего на антенну излучения преобразуется в излучение люминесценции. Коэффициент преобразования по освещенности K_E имеет размерность см^2 и характеризует эффективную площадь антенны.

Во время проведения эксперимента регистрировалось изменение солнечного фона в месте пуска синхронно с измерением с помощью оптической антенны на метеозонде. По анализу экспериментальных данных (рис. 2) можно заключить, что заход Солнца по сигналу оптической антенны произошел позже приблизительно на 20 мин, исходя из того, что одинаковый уровень облученности на оптической антенне на метеозонде наблюдался на 20 мин позже, чем на оптической антенне на земле.

При выходе оптической антенны из облачности на высоте 3,5 км произошел рост облученности примерно в 2 раза (29 мВт/м^2 и 67 мВт/м^2). Эти данные подтверждаются также скачком изменения влажности от 97,7 % внутри облака до 50,6 % выше облака. Дальнейшее снижение уровня облученности связывается с удалением от облака и заходом Солнца. Диапазон изменения облученности во время подъема оптической антенны от $0,075 \text{ Вт/м}^2$ до ориентировочно $\sim 10^{-5} \text{ Вт/м}^2$. Освещенность на Земле в точке запуска за тот же период изменилась от 450 люкс до 0,5 люкс. Максимальная высота подъема составила 25,580 км, время нахождения выше облачности 78 минут, удаление от пункта запуска 136 км, удаление при выходе из облачности 9,5 км.

Освещенность при подъеме



На земле в точке запуска

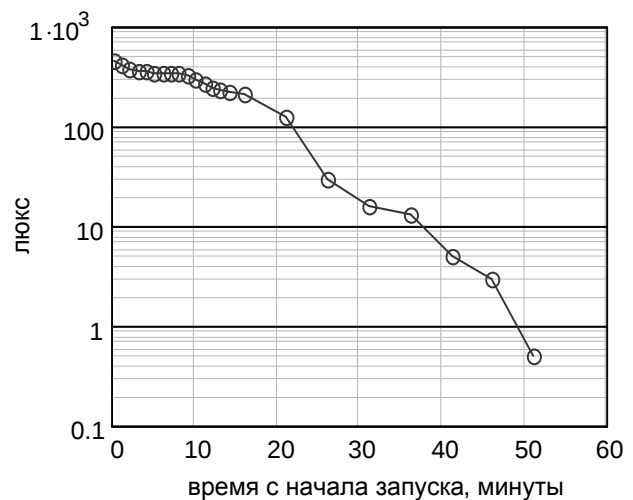


Рис. 2. Облученность по данным эксперимента

При запуске в условиях полной облачности верхняя кромка облачности была зарегистрирована на высоте около 2 км. По данным измерения влажности далее наблюдался второй слой облачности на высоте около 10 км, который, однако, не был зарегистрирован оптической антенной из-за отсутствия фонового сигнала из-за захода Солнца. Таким образом, выполненные эксперименты показали, что предложенные методы построения связи со спутником и другими наземными пунктами через оптико-радиоволновый ретранслятор, размещаемый на шаре-зонде на высотах до 25...30 км могут реализоваться. При проведении эксперимента использовался СВЧ радиопередатчик 40 мВт, генерирующий импульсы длительностью 200 нс, дальность связи с наземным пунктом достигала 120 км. Таким образом, можно сделать вывод, что с учетом ограничений по поднимаемому весу и питанию такой канал связи может обеспечить пропускную способность до нескольких десятков мегабит. При увеличении мощности и частот передатчиков и использовании нескольких ретрансляторов одновременно пропускная способность линии значительно возрастет, и будет обеспечена необходимая скорость передачи информации с космических аппаратов в условиях облачности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Багаев С.Н., Беляков В.Г. Поллер Б.В. Проблемы построения лазерных информационных сетей нового поколения / Сб. тез. докл. международного симпозиума «Современные проблемы лазерной физики». – ИЛФ СО РАН, Новосиб. – 1995. – С. 27.
2. Васильев В.П., Григорьев В.Н., Гараймович Н.П., Шаргородский В.Д. Лазерные межспутниковые системы передачи информации / Сб. докл. МНТК «Радио и волоконно-оптическая связь, локация и навигация». – ВГУ, Воронеж. – 1997. – Т.3. – С.1138-1154.
3. Дубинкин С.А., Кучин Е.Л., Сторчак О.Ю., Павлов Р.В. Принципы построения и функционирования лазерных космических средств связи / Сб. докл. МНТК «Радио и волоконно-оптическая связь, локация и навигация». – ВГУ, Воронеж. – 1997. – Т.3. – С. 1126-1128.
4. Поллер Б.В., Федоров Б.В., Щетинин Ю.И. К оценке характеристик систем лазерной связи «спутник – наземный пункт» / Сб. докл. 6 МНТК «Радиолокация, навигация, связь». – ВГУ, Воронеж. – 2000. – Т.1. – С.718-727.

© Б.В. Поллер, А.В. Бритвин, С.И. Коняев, Ю.И. Щетинин, 2011

УДК 621.37

А.Б. Поллер, Б.В. Поллер, А.Е. Кусакина
ЗАО «СКБ», СГГА, НГТУ, Новосибирск

РАСПРОСТРАНЕНИИ И НАКОПЛЕНИИ СВЕТА В СЛОЯХ ЛЮМИНОФОРОВ ДЛИТЕЛЬНОГО ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ

В статье рассматриваются некоторые характеристики люминофоров длительного послесвечения.

A.B. Poller, B.V. Poller, A.E. Kusakina
Inc. «SKB», SSGA, NSTU, Novosibirsk

ABOUT PROPAGATION AND ACCUMULATION OF LIGHT IN LAYERS OF LONG AFTERGLOW PHOSPHORS

The article discusses some characteristics of long afterglow phosphors.

Развитие исследований, разработки и производства люминофоров длительного послесвечения для целей рекламы, освещения, безопасности делает актуальным вопросы анализа распространения и накопления света в слоях таких люминофоров. В настоящее время получены кристаллофосфоры на основе стронциевых алюминатов и иттриевых оксисульфидов с энергетической эффективностью (светосуммой) до $0,85 \cdot 10^{16}$ квант/см² [1]. При использовании таких люминофоров становится возможным получение яркостей послесвечения более 180 мКд/м² через 10 мин и более 20 мКд/м² через 60 мин после засветки, что достаточно для целей освещения подземных и темных помещений, для безопасного ночного движения транспорта. В работе [2] рассматривался метод накопления света и тепла в композитах люминофоров с жидкостями. Для развития этого метода представляет интерес анализ распространения оптического излучения в слоях люминофоров.

Для анализа рассмотрим схему распространения света в слое люминофора, представленную на рис. 1.

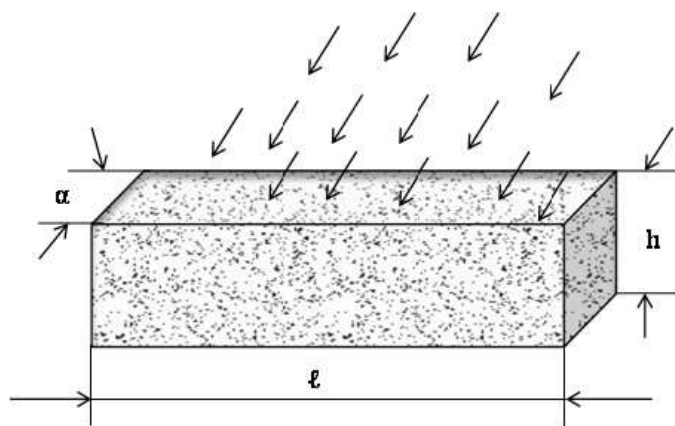


Рис. 1. Схема распространения солнечного света в слое люминофора толщиной a , высотой h и шириной l , E_0 – облученность на поверхности слоя, E_i – облученность от микрочастиц

Люминофор (ЛМ) представляет собой порошок из микрочастиц неправильной формы размерами от единиц до десятков мкм.

Тогда в слое объемом $V = l \times a \times h$ ориентировочно будет находиться N частиц ЛМ:

$$N = \frac{KV}{\Delta\tau^3},$$

где $\Delta\tau^3$ – средний объем одной частицы ЛМ, K – коэффициент, учитывающий плотность упаковки частиц.

Поскольку падающее солнечное излучение лежит в диапазоне длин волн от 0,3 до 2 мкм, т. е. излучение имеет длины волн существенно меньше $\Delta\tau$, то к рассматриваемой схеме применим парадокс ослабления света крупными частицами [3]. В соответствии с ним микрочастица любой формы изымает из пучка света энергии вдвое больше, чем падает на ее поверхность.

Для микрочастицы ЛМ характерно также поглощение части энергии солнечного света с полосой $\Delta\lambda$, за счет чего и происходит накопление световой энергии. Тогда процесс взаимодействия одной микрочастицы ЛМ с солнечным светом можно представить в виде, изображенном на рис. 2.

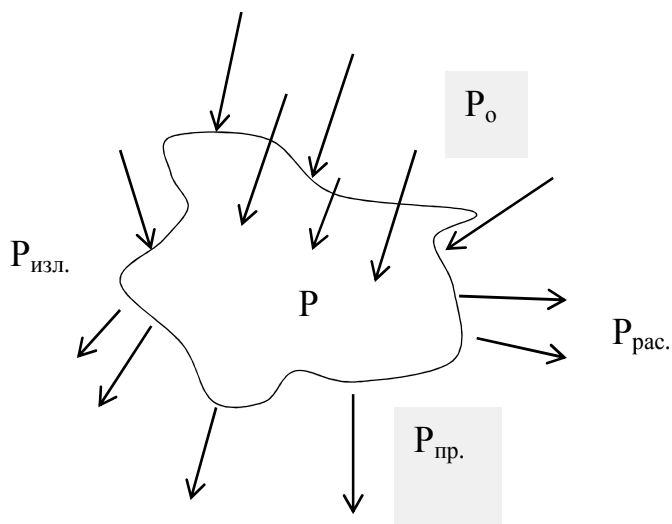


Рис. 2. Взаимодействие солнечного света с микрочастицей ЛМ. $P_{\text{пог.}}$ – поглощенная энергия, $P_{\text{рас.}}$ – рассеянная энергия, $P_{\text{пр.}}$ – прошедшая энергия, $P_{\text{изл.}}$ – излучаемая энергия

Для анализа выделим из слоя люминофора тонкий срез толщиной Δ , поперечное сечение которого представлено на рис. 3.

В данном срезе, очевидно, может происходить конгломерация микрочастиц (МЧ) с образованием крупных частиц. Для ЛМ ФВ-490 анализ формы МЧ показал, что они вписываются в неправильные многоугольники, некоторые из которых близки по форме к вытянутым эллипсам (пирожкам).

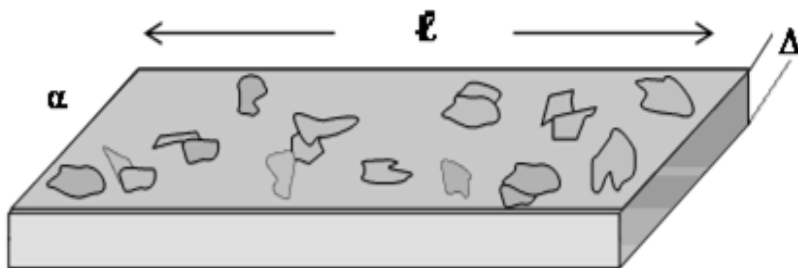


Рис. 3. Конфигурация микрочастиц в срезе Δ слоя из люминофоров

При рассмотрении МЧ были выделены несколько основных форм: шар, кубик, многоугольник, треугольник. У люминофора ФВ-490 основное количество имеет форму многоугольника (пятиугольника). Анализ формы частиц для люминофора ФСВ-590-1 показал, что большинство частиц имеет форму близкую к сфере с диаметром $D = 10 \dots 15$ мкм.

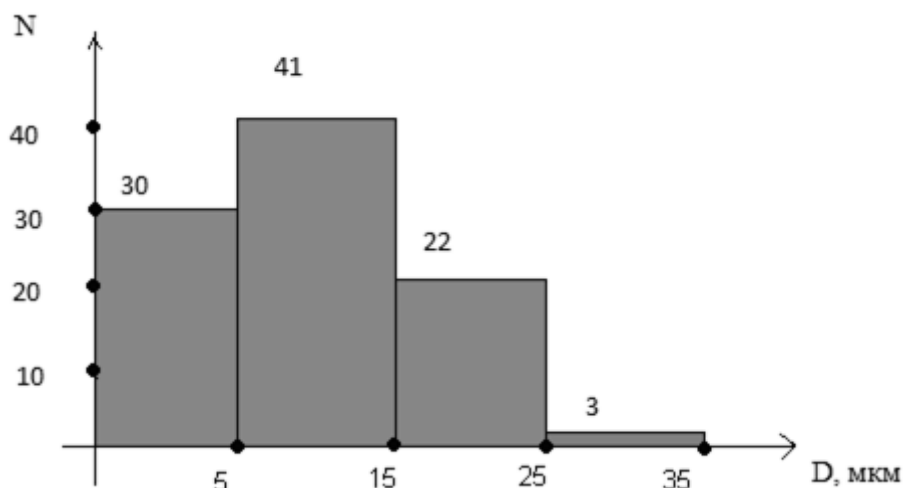


Рис. 4. Распределение частиц люминофора ФВ-490 по размеру

Средний поперечный размер МЧ около 5 – 15 мкм. Расположение МЧ по поверхности среза подчиняется случайному закону, а отношение суммарной площади поперечных сечений МЧ к площади сечения $a \times b$ равно коэффициенту

$$m \frac{\Sigma \Delta \tau^2}{a \cdot b} (< 1).$$

Тогда доля прошедшего через срез Δ света ΔP_o без ослабления в промежутках между ними будет пропорциональна $(1 - m)$.

Доля излучения ΔP_o прошедшего через материал МИ $\Delta_m P_o = P_o \cdot \alpha$, где α – коэффициент ослабления в материале МИ.

Для экспериментальной оценки характеристик затухания излучения в слоях ЛМ был выбран лазер (с длиной волны вне полосы поглощения ЛМ), и были проведены измерения ослабления выходного сигнала от фотодиода большой площади в зависимости от толщины слоя ЛМ, находящегося над ним. Такая зависимость выходного сигнала от высоты слоя Н представлена на рис. 5.

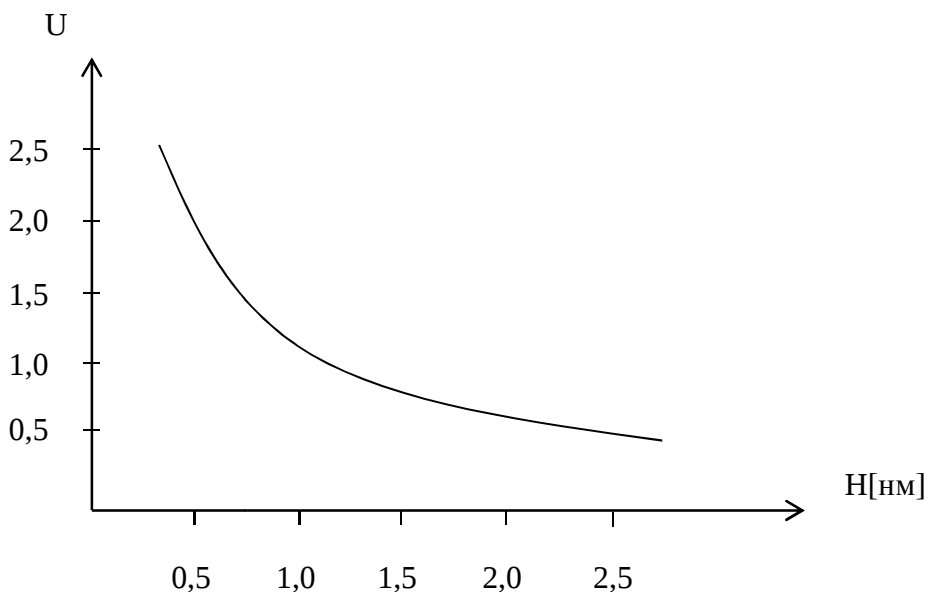


Рис. 5. Зависимость выходного сигнала от высоты слоя Н

Экспериментальная зависимость достаточно хорошо подчиняется закону Бугера, при этом для исследованных ЛМ, коэффициент ослабления находился в диапазоне от 2 до 3,5 на мм^{-1} .

При внешнем облучении от газоразрядного источника света глубина засветки слоя люминофора h также зависит от времени облучения Δt . Экспериментальная зависимость для ФВ-490 h от Δt представлена на рис. 6.

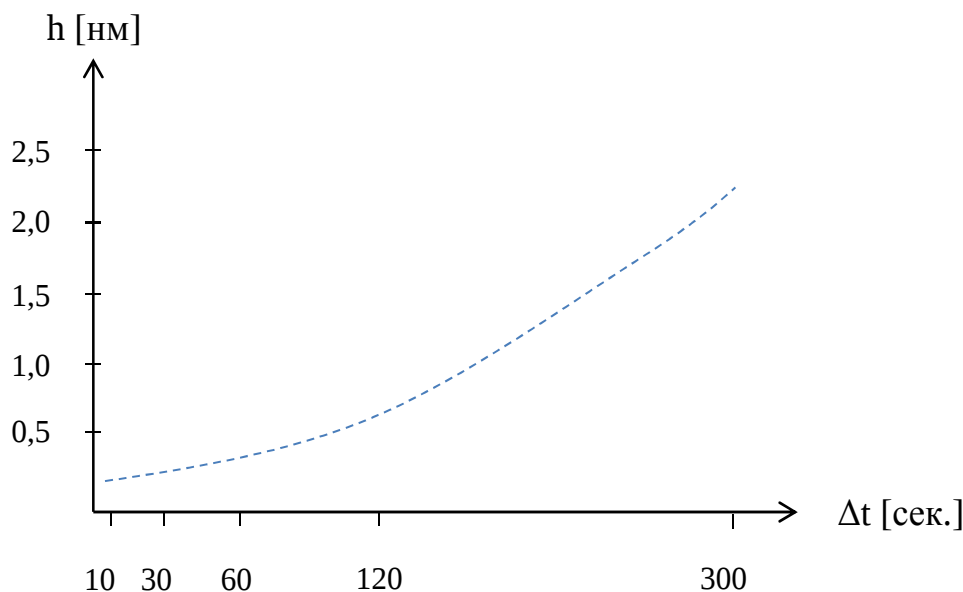


Рис. 6. Зависимость h от Δt

При этом интенсивность свечения граничного слоя ЛМ при оценке h примерно одинакова.

При облучении слоя ЛМ толщиной 2 мм лазером с длиной волны 530 нм в области поглощения ЛМ время до насыщения слоя (стабилизации послесвечения) составило около 180 сек.

На основании полученных характеристик можно обоснованно выбирать параметры устройств для накопления не только солнечного света, но и света от искусственных светильников, что важно для обеспечения безопасности в аварийных ситуациях.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Семендяев С.В. Свойства кристаллофосфоров на основе стронциевых алюминатов и иттриевых оксисульфидов / Автореф. на соиск. учен. степ. к.ф.-м.н. – Москва, ФИ РАН. – 2009.
2. Поллер А.Б. О построении светотеплового люминофорного преобразователя солнечной энергии / Сб. матер. VI Междун. выст. и науч. конгр. «ГЕО-Сибирь-2008». – Новосиб., СГГА. – С. 51-55.
3. Тимофеев Ю.М., Васильев А.В. Теоретические основы атмосферной оптики. – СПб.: Наука, 2003. – 474 с.

УДК 681.787: 004.3

А.Г. Полещук, Р.К. Насыров, А.Е. Маточкин, В.В. Черкашин

ИАЭ СО РАН, ЗАО ДИФРАКЦИЯ, Новосибирск, e-mail: poleshchuk@iae.nsk.su

ЛАЗЕРНАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ФТИ-100 С ФАЗОВЫМ СДВИГОМ ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОГО ОПТИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ

Представлено описание интерферометрической измерительной системы ФТИ-100, предназначенной для контроля формы поверхности оптических изделий с нанометрической точностью. Программное обеспечение прибора позволяет контролировать форму поверхности оптической детали на основе серии интерферограмм.

A.G. Poleshchuk, R.K. Nasyrov, A.E. Matochkin, V.V. Cherkashin

Institute automation and electromrtry SB RAS, JSC DIFFRACTION, Novosibirsk,
e-mail: poleshchuk@iae.nsk.su

FTI-100 LASER INTERFEROMETRIC SISTEM WITH PHASE-SHIFTING FOR PRECISION OPTICAL TESTING

The description of the FTI-100 interferometric measuring system intended for testing of the surface shape of optical elements with nanometric accuracy is presented. The software allows to test the form of a surface of the optical elements on the basis of analysis of a series of interferograms.

Введение

Качество изготовления оптических поверхностей определяется методами их контроля. При создании современных высокоточных оптических устройств, таких как установки для микрофотографии, лазерные системы, рентгеновские и оптические телескопы, требуется контролировать качество поверхностей с точностью до единиц и даже долей нанометра. При этом площадь контролируемой поверхности может составлять несколько квадратных метров. Для проведения измерений такого рода применяется интерферометрический метод [1]. Сферические и плоские поверхности контролируются обычными интерферометрами Физо [2]. Для контроля асферических поверхностей требуется формирование эталонного асферического волнового фронта. В последние годы для формирования таких волновых фронтов стали широко применяться компьютерно-синтезированные голограммы (СГ) – корректоры волнового фронта [3]. Применение СГ имеет ряд особенностей, таких как наличие паразитных дифракционных порядков, низкая дифракционная эффективность, требуемая высокая точность юстировки относительно интерферометра и контролируемой поверхности и др. [4].

Применение СГ совместно с коммерческими интерферометрами не всегда позволяет учесть эти факторы, что приводит к снижению точности измерений, а иногда и к получению ошибочного результата.

В настоящей работе приводятся результаты разработки и создания лазерной интерферометрической измерительной системы для высокоточного оптического контроля на основе интерферометра Физо, типа ФТИ-100 (разработанного совместно ИАиЭ СО РАН и ЗАО «ДИФРАКЦИЯ»).

Интерферометрическая измерительная система

Прибор состоит из оптико-механического блока интерферометра, блока фазового сдвига, программного обеспечения управления интерферометром и анализа, расшифровки и обработки интерферограмм.

В интерферометре применена усовершенствованная схема Физо с изломом оптической оси для совмещения в компактном корпусе оптической системы, одночастотного лазера, наводочной и приемной видеокамер с переменным увеличением. Прибор может работать как в вертикальном, так и в горизонтальном положении. Блок крепления сменных эталонных пластин и сфер имеет стандартное байонентное крепление, совместимое с эталонами фирмы Zygo. Упрощенная схема интерферометра приведена на рис. 1.

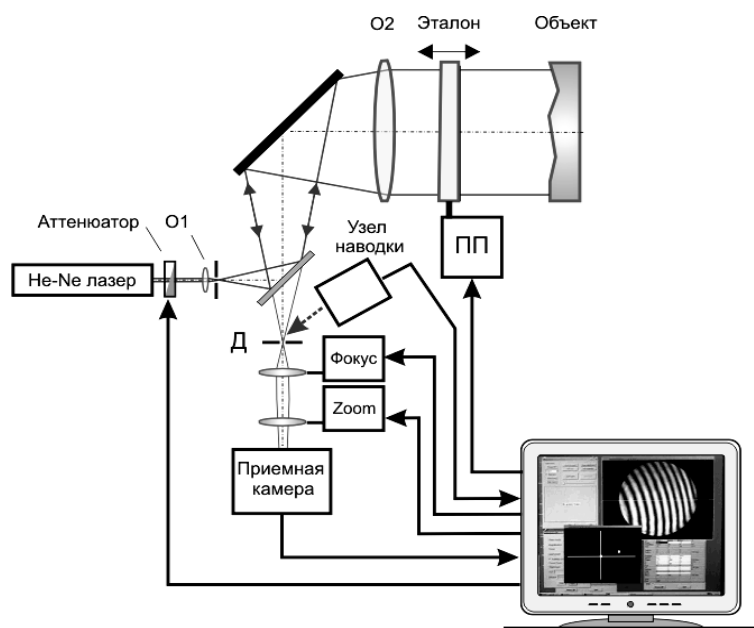


Рис.1. Упрощенная схема интерферометра.

Оптический блок обеспечивает формирование измерительного высококачественного коллимированного лазерного пучка диаметром 102 мм, прием, фильтрацию отраженного от контролируемого объекта светового пучка и угловую юстировку контролируемой поверхности. Управление интенсивностью лазерного излучения (Аттенюатор), увеличением (Zoom), фокусировкой (Фокус) осуществляется от управляющего компьютера. Основные технические характеристики представлены в таблице, а внешний вид показан на рис. 2.

Таблица

Параметры	Величина	Примечание
Световой диаметр	102 мм	Выходной параллельный пучок
Фокусировка	-0.5/+2 м	От входного зрачка
Увеличение	1х – 6х	
Канал наводки	До 4 град.	Поле зрения при настройке
Погрешность	$\lambda/100$ PV, $>\lambda/1000$ rms	6 нм PV и 0.6 нм rms
Разрешение	1024x768, 750x580	
Время съема	0.3 сек	5 интерферограмм с фазовым сдвигом
Тип лазера	He-Ne	Одночастотный, когерентность > 30м
Программное обеспечение	Под Windows XP	Полный анализ интерферограммы. Анализ и обработка фазовой карты

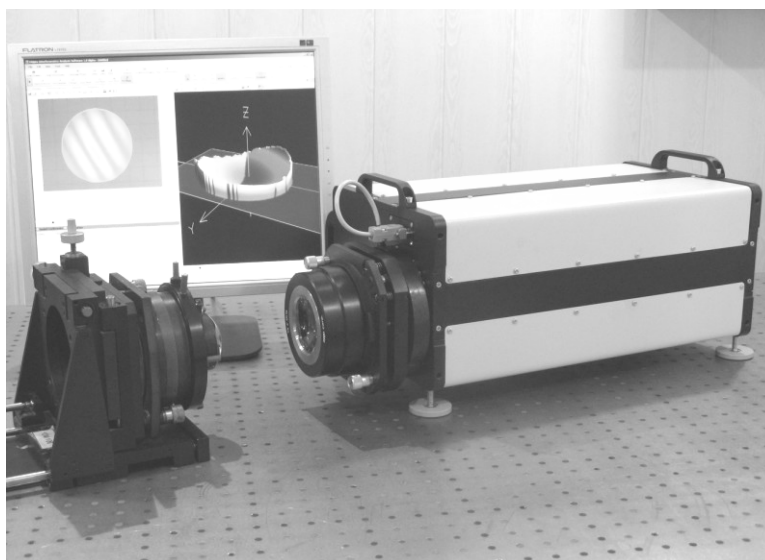


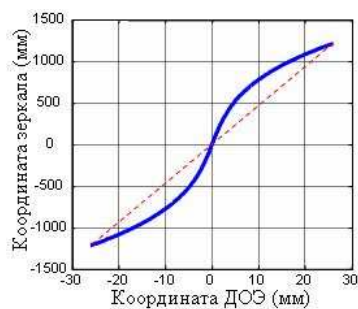
Рис. 2. Интерферометр ФТИ-100

Блок фазового сдвига на основе пьезопривода (ПП) предназначен для смещения эталонной пластины или объектива вдоль оптической оси в диапазоне 0 – 500 нм с точностью не хуже 10 нм. Перемещение эталонной поверхности вызывают изменение фазы между опорным и измерительным волновыми фронтами. Перемещение эталона осуществляется по командам от компьютера и синхронизируется с работой видеокамеры. Диапазон перемещения состоит из 5 шагов. Общее время перемещения не превышает 0.5 сек. За это время компьютер считывает несколько интерференционных картин (с помощью приемной видеокамеры), каждая точка которых отличается друг от друга по фазе на 90° . Эти картины обрабатываются в компьютере. Для определения фазы волнового фронта в каждой точке используется алгоритм переменного фазового сдвига с последующим анализом нескольких интерферограмм, полученных с фазовым сдвигом 0, $\pi/2$, π , $2\pi/3$, 2π . Для получения фазового сдвига 2π пьезопривод должен переместить эталон на расстояние $\lambda/2 = 316.4$ мкм (λ – длина волны лазера, 632.8 нм). Результат обработки отображается в виде 2-х или 3-х мерной карты волнового фронта.

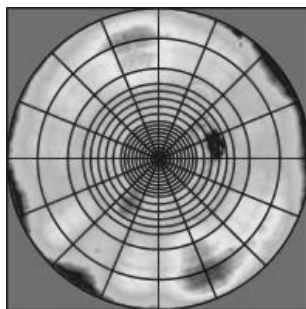
Третьей важной составляющей интерферометрического комплекса является программное обеспечение, которое решает задачу управления прибором в целом. Разработано программное обеспечение (ПО) для декодирования и анализа интерферограмм произвольных поверхностей. Отличительной особенностью ПО является управление всеми узлами прибора, диагностика основных блоков, быстрая калибровка пьезопривода как автоматическая, так и ручная, выбор метода анализа интерферограмм исходя из условий эксперимента и др.

Анализ интерферограмм и управление интерферометром

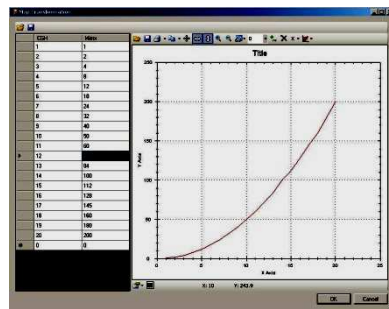
Алгоритмы обработки интерферограмм и вычисления фазы волнового фронта можно условно разделить на анализ по одной интерферограмме и на анализ по нескольким интерферограммам, полученным с различным фазовым сдвигом. Метод анализа по одной интерферограмме обладает ограниченной точностью, но при достаточно высокой скорости работы приемной видеокамеры интерферометра он менее чувствителен к вибрациям. Анализ по нескольким интерферограммам, полученным с фазовым сдвигом, позволяет проводить более точные измерения. Недостатком такого метода является большая зависимость от вибраций и ошибок в работе системы фазового сдвига. Заданный фазовый сдвиг, в большинстве алгоритмов равный $\pi/2$, создается смещением эталонной поверхности. Ошибку в измерениях в этом случае вносит наклон и поперечное смещение эталонной поверхности при фазовом сдвиге. Для исключения этого эффекта требуется независимая калибровка всех элементов ПП. В интерферометре ФТИ-100 для анализа интерферограмм используется алгоритм фазового сдвига Хари-Харана [5]. Введена возможность задания функции соответствия: «координата СГ – исследуемая поверхность» (рис. 3, а). Такая функция обычно предоставляется вместе с изготовленной СГ. Это позволяет однозначно связать между собой координаты точек на интерферограмме с координатами точек контролируемой поверхности, что необходимо при доводке оптического изделия в процессе производства.



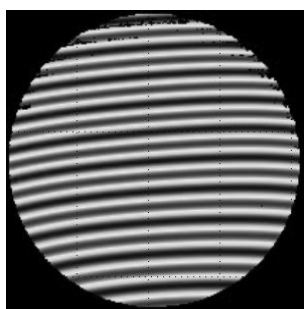
а



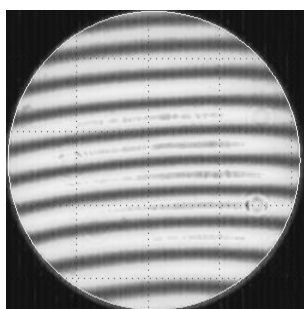
б



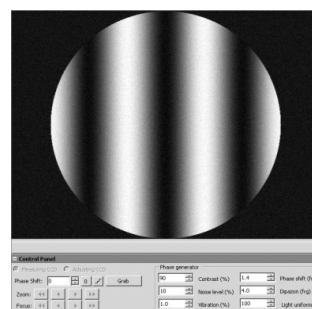
в



г



д



е

Рис. 3. Программное обеспечение управления интерферометром и анализа интерферограмм: функция преобразования координат (а), карта ошибок контролируемой поверхности (б), окно коррекции координат интерферограммы (в), синтетическая интерферограмма (г), исходная интерферограмма (д) и пример синтетической интерферограммы виртуального интерферометра (е)

Предоставлена возможность проведения усреднения вдоль угловой координаты и получения графика отклонения формы поверхности от расчетной вдоль радиуса исследуемой поверхности. Эта функция необходима при использовании интерферометра в автоматизированных системах алмазного точения асферических поверхностей для контроля качества изготовления и коррекции в режиме реального времени. Для проверки точности работы ПО введен расчет синтезированной (синтетической) интерферограммы (рис. 3, г). Синтезированная интерферограмма рассчитывается на основе полиномов Цернике, которыми аппроксимирована фазовая функция волнового фронта (рис. 3, б). Сравнение синтетической интерферограммы с исходной позволяет гарантировать, что расчеты были выполнены верно.

Для проверки ПО введен модуль, имитирующий интерферометр (рис. 3, е). Имеется возможность моделировать погрешности интерферометра, такие как вибрации, неравномерность освещенности по полю, шумы, неравномерность и нелинейность перемещения ПП. Реализована возможность независимого введения этих погрешностей. Это позволяет в процессе разработки ПО проверить расчетные модули расшифровки и анализа фазовой карты на

устойчивость к возможным погрешностям измерений и внести необходимые коррекции. Таким образом, обеспечивается надежность интерферометрических измерений.

Заключение

Разработана и создана лазерная измерительная система для нанометрического контроля формы оптических поверхностей. Разработано оригинальное программное обеспечение для управления прибором и анализа интерферограмм.

Данная работа поддержана комплексным интеграционным проектом № 54 СО РАН и Фондом содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (Программа Старт, государственный контракт №6894р/9490).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. J. C. Wyant. and V. P. Bennett. Using computer-generated holograms to test aspheric wavefronts // Appl. Optics. 1972. Vol. 11. pp. 2833-2839.
2. Д. Малакара. Оптический производственный контроль. М.: Машиностроение, 1985.
3. Г.Н.Буйнов, Н.П. Ларионов, К.С. Мустафин. Голографический интерферометрический контроль асферических поверхностей//Оптико-механическая промышленность. 1971. №4. С. 6-11.
4. A.G. Poleshchuk; V. P. Korolkov; R. K. Nasyrov; J.-M. Asfour, Computer generated holograms: fabrication and application for precision optical testing// Proceedings SPIE. 2008. Vol. 7102. Optical Fabrication, Testing, and Metrology III, Angela Duparré; Roland Geyl, Editors, 710206.
5. D. Malacara, M. Servin, and Z. Malacara, Interferogram Analysis for Optical Testing. Dekker, 1998. pp. 169–245.
6. Wyant J. C., Creath K. Basic wavefront aberration theory for optical metrology // Applied Optics and Optical Engineering / Shannon R., Wyant J. eds. New York: Academic Press. 1992. V. 11. P. 28-39.

© А.Г. Полещук, Р.К. Насыров, А.Е. Маточкин, В.В. Черкашин, 2011

УДК 535.3; 535.4

Д.М. Никулин

СГГА, Новосибирск

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА В ВОЗДУШНОМ ЭКВИДИСТАНТНОМ ЗАЗОРЕ

В статье рассматриваются основы теории интерференционных эффектов при прохождении света через эквидистантный зазор между зеркалами с нарушениями их плоскостности и возможность использования подобных зазоров в интерференционных спектральных устройствах.

D.M. Nikulin

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

LIGHT INTERFERENCE IN THE AIR EQUIDISTANT BACKLASH

In article bases of the theory of interferential effects are considered at light passage through an equidistant backlash between mirrors with infringements of their planeness and possibility of use of similar backlashes in interferential spectral devices.

В статье рассматриваются основы теории интерференционных эффектов при прохождении света через эквидистантный зазор между зеркалами с нарушениями их плоскостности и возможность использования подобных зазоров в интерференционных спектральных устройствах.

Изготовление оптических поверхностей с отступлением от плоскости, не превышающим $\lambda/100$ и менее для видимого света, является трудоёмкой и дорогостоящей задачей. Проблема решается разными методами, например пластины изготавливают попарно, чтобы дефекты одной пластины компенсировались дефектами другой.

Чтобы уйти от технологических сложностей изготовления точных оптических поверхностей нами предложено в интерферометрах использовать эквидистантные воздушные промежутки, которые могут быть ограничены зеркальными поверхностями с отклонениями от идеальной плоскостности, как показано на рис. 1. (где d - величина эквидистантного зазора между зеркальными поверхностями).

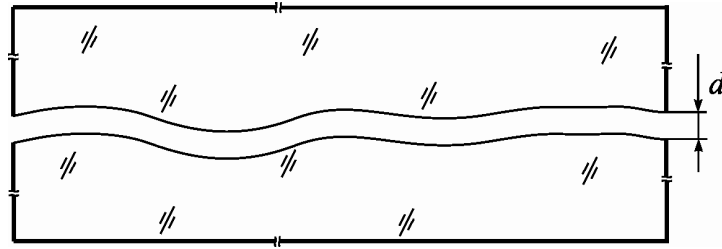


Рис. 1. Эквидистантный воздушный промежуток ограниченный зеркальными поверхностями с отклонениями от идеальной плоскостности

Форма эквидистантного зазора будет задаваться рельефом поверхности стеклянной пластины, используемой для одного из зеркал спектрального устройства в качестве подложки. Рельеф поверхностей пластин задается двумя технологическими параметрами: шероховатостью и отклонениями от плоскостности (волнистостью) [1].

Полированная поверхность стекла представляет собой рельефный слой ($R_z \approx 0,05 \div 0,1 \text{ мкм} \cdot \lambda / 100$, для видимой области спектра), неровности которого оказываются меньше длины волны видимой области спектра. Средний шаг неровностей по вершинам $S = 10 \text{ мкм}$ (рис. 2.) [2].

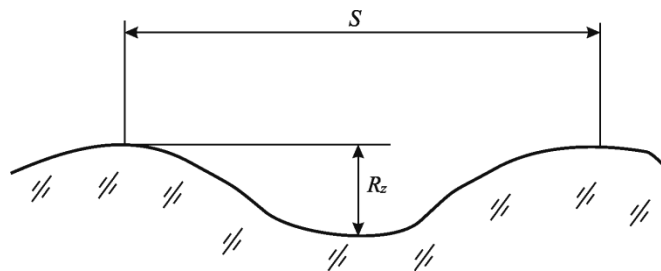


Рис. 2. Рельеф полированной поверхности стекла

Для более простого математического описания прохождения света в эквидистантном зазоре представим неровности рельефного слоя прямыми отрезками, получим угол α наклона участков поверхностей к усредненной поверхности пластины: $\text{tg} \alpha \approx \frac{R_z}{S/2} \approx 0,02 \Rightarrow \alpha = 1,15^\circ$. Рис. 3 представляет модель прохождения света в эквидистантном зазоре.

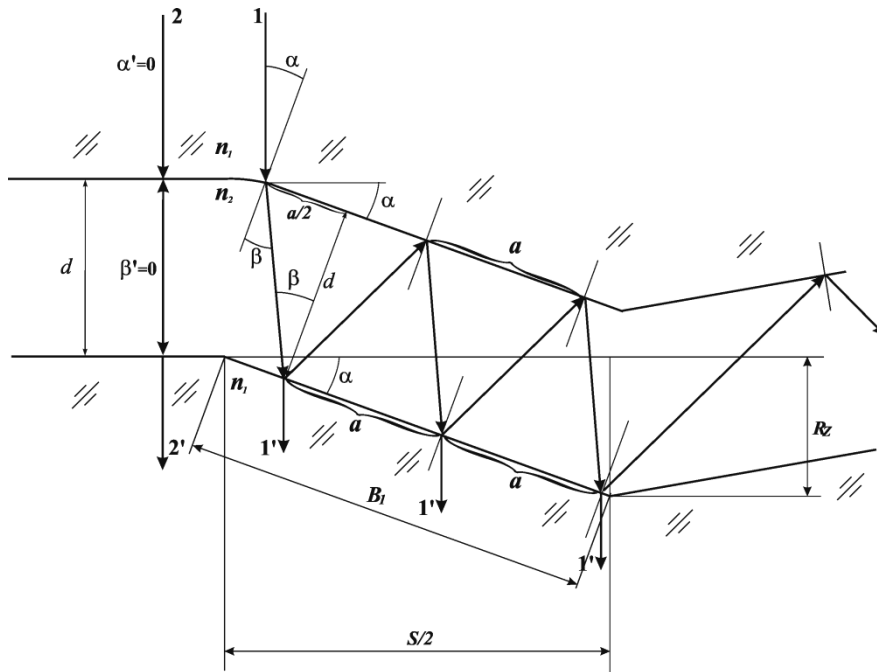


Рис. 3. Модель прохождения света в эквидистантном зазоре

Из рис. 3 видно, что луч 1, падающий на эквидистантный зазор шириной d , испытывая многократные отражения от поверхностей зеркал интерферометра, разделяется на несколько когерентных лучей, которые между собой интерферируют. Разность хода соседних лучей определяется формулой [3]:

$$\Delta S_i = 2 \cdot d \cdot \cos \beta_i, \quad (17)$$

где β_i – угол преломления для i -го луча.

Разность фаз вышедших из интерферометра лучей:

$$\delta_i = \frac{2\pi \cdot \Delta S_i}{\lambda} = \frac{4\pi \cdot d \cdot \cos \beta_i}{\lambda}, \quad (18)$$

где λ – длина волны. Взаимодействуя между собой, вышедшие лучи образуют многолучевую интерференционную картину.

На рис. 3 видно, что в силу многократного отражения луч 1 может перейти в соседнюю зону, тем самым изменив разность хода и потеряв возможность проинтерферировать с образовавшими его лучами. Определим величину l_1 , на которую сместится падающий луч 1 в зазоре, испытав N отражений. Из рис. 3 видно:

$$l_1 = \frac{1}{2} N \cdot a, \quad (19)$$

где a – расстояние, на которое сместится луч за два отражения,

$$\frac{1}{2} a = d \cdot \tan \beta. \quad (20)$$

Согласно закону преломления:

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta \Rightarrow \sin \beta = \frac{n_1}{n_2} \sin \alpha \Rightarrow \beta \approx \frac{n_1}{n_2} \alpha, \quad (21)$$

где n_1 – показатель преломления используемого стекла, n_2 – показатель преломления воздуха.

Подставляя (4) и (5) в (3), получим:

$$l_1 = N \cdot d \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{n_1}{n_2} \alpha\right). \quad (22)$$

Для алюминиевых зеркал с коэффициентом отражения $R = 90 \%$, эффективное количество отражений $N = 30$ [2], $d = \lambda / 2$, где $\lambda = 0,76$ мкм (для красного цвета), показатель преломления воздуха $n_2 = 1$, показатель преломления стекла $n_1 = 1,4$ (для кварцевого стекла или обычного крона), $R_{z\max} \approx 0,1$ мкм, $S = 10$ мкм. Подставляя данные величины в формулу (6), найдём $l_1 = 0,32$ мкм.

Найдём B_1 – среднее значение длины отражающей грани из рис. 3:

$$B_1 = \sqrt{R_z^2 + S^2 / 4} \approx 5 \text{ мкм}. \quad (23)$$

Определим долю поверхности отражающей грани, не участвующей в интерференционной картине: $\frac{l_1 / B_1}{2} \approx 0,035 = 3,5\%$.

Из рис. 3 видим, что лучи, упавшие на разные грани неровности поверхности ($\alpha \neq \alpha'$), преломятся под разными углами ($\beta \neq \beta'$). Группы вышедших лучей, образованные лучами 1 и 2, будут иметь различные разности хода, а значит и различные разности фаз.

Оценим эти значения из условия, что минимальный угол падения луча $\alpha' = 0$ ($\beta' = 0 \Rightarrow \cos 0 = 1$).

Найдём разность хода – ΔS_1 и ΔS_2 вышедших лучей, образованных входящими лучами 1 и 2 лучами соответственно:

$$\Delta S_1 = 2 \cdot d \cdot \cos \beta, \quad (24)$$

$$\Delta S_2 = 2 \cdot d \cdot \cos \beta' = 2 \cdot d \cdot \cos 0 = 2 \cdot d. \quad (25)$$

Найдём разность хода ΔS для вышедших лучей образованных 1 и 2 лучами:

$$\Delta S = \Delta S_2 - \Delta S_1 = 2 \cdot d (1 - \cos \beta) = 2 \cdot d \left(1 - \cos\left(\frac{n_1}{n_2} \alpha\right)\right). \quad (26)$$

Для $R_z = 0,1$ мкм, $S = 10$ мкм, $\Delta S = 0,3 \cdot 10^{-9} \text{ м} = 3 \text{ А}^0 \Rightarrow \Delta S \square \lambda / 100$, т.е. ΔS находится в пределах требующейся точности изготовления пластин интерферометров [3].

Вывод: предложенные нами эквидистантные воздушные промежутки, ограниченные зеркальными поверхностями с отклонениями от идеальной плоскостности, могут быть использованы в интерференционных приборах с малыми зазорами между зеркалами (в пределах первого порядка интерференции для световых волн).

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Справочник технолога-оптика / М.А. Окатов, Э.А. Антонов, А. Байгожин и др.; Под ред. М.А. Окатова. – 2-е изд., перераб. и доп. – СПб.: Политехника, 2004. – 679 с.: ил.
2. ГОСТ 2789-73
3. Скоков, И.В. Многолучевые интерферометры в измерительной технике / И.В. Скоков. – М.: Машиностроение, 1989. – 256 с.

УДК 681.7: 535.4

В.И. Наливайко, А.Н. Покровский

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

ПОЛУЧЕНИЕ ГЛУБОКОГО ФАЗОВОГО ПРОФИЛЯ В АМОРФНЫХ СЛОЯХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Исследованы процессы гравирования сфокусированным лазерным лучом поверхности аморфных слоев халькогенидных полупроводников для получения глубокого фазового рельефа. Получены характеристические зависимости интенсивности лазерного излучения для пороговой записи и записи рельефа на заданную глубину от расстояния до центра образца. Полученная методом оптического гравирования глубина рельефа в 3λ ($\lambda = 0,55$ мкм) гарантированно создает предпосылки для создания дифракционных структур первого порядка дифракции для ближнего ИК диапазона ($\lambda = 1,6$ мкм).

V.I. Nalivaiko, A.N. Pokrovsky

Institute of Automation and Electrometry SB RAS

1 Koptug str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

FABRICATION OF DEEP PHASE RELIEF IN AMORPHOUS LAYERS OF CHALCOGENIDE VITREOUS SEMICONDUCTORS

Engraving processes of amorphous layer surface by focused laser beam for fabrication of deep phase relief are investigated. Characteristic dependences of laser radiation intensity for threshold record and relief record on set depth from distance to center of the sample are received. Method of optical engraving with depth of relief equal to 3λ ($\lambda = 0,55$ μm) create preconditions for creation of first order diffraction structures for near IR radiation range ($\lambda = 1,6$ μm).

Работы проводились с целью исследования процессов гравирования сфокусированным лазерным лучом (прямая запись) поверхности аморфных слоев халькогенидных полупроводников для получения глубокого фазового рельефа.

В качестве регистрирующих слоев применялись напыленные в вакууме слои составов As_2S_3 и As_2Se_3 толщиной 1 - 5 мкм на полированные плоские подложки из оптического стекла марки К-8. Ранее проведенные нами исследования структуры показали, что свеженапыленные халькогенидные слои являются наноструктурированными с размерами кластеров 0,5 – 0,6 нм [1 – 5]. Получение слоев в условиях низкой скорости напыления позволило увеличить степень их наноструктурированности и в два раза расширить динамический диапазон изменения показателя преломления слоев до величины $\Delta n = 0,2$. Наноструктурированное строение слоев позволило сделать предположение о

возможности получения рельефа оптического качества на их поверхности с помощью сфокусированного лазерного луча.

В настоящее время лазерные фотопостроители, на которых можно проводить гравирование, получили широкое распространение на территории Российской Федерации: в ИАЭ СО РАН и КТИ НП СО РАН (г. Новосибирск), в Аэрокосмическом университете (г. Самара), в НПО «Геофизика» (г. Москва) и Уральском Оптико-механическом заводе (г. Екатеринбург). Новая технология оптического гравирования халькогенидных слоев может оказаться востребованной при изготовлении дифракционной оптики, например, для инфракрасного (ИК) диапазона ($\lambda = 0,8 - 12$ мкм), в котором халькогенидные слои имеют малое поглощение.

Работы выполнялись на лазерном фотопостроителе (рис. 1) совместно с сотрудниками КТИ НП СО РАН [6].

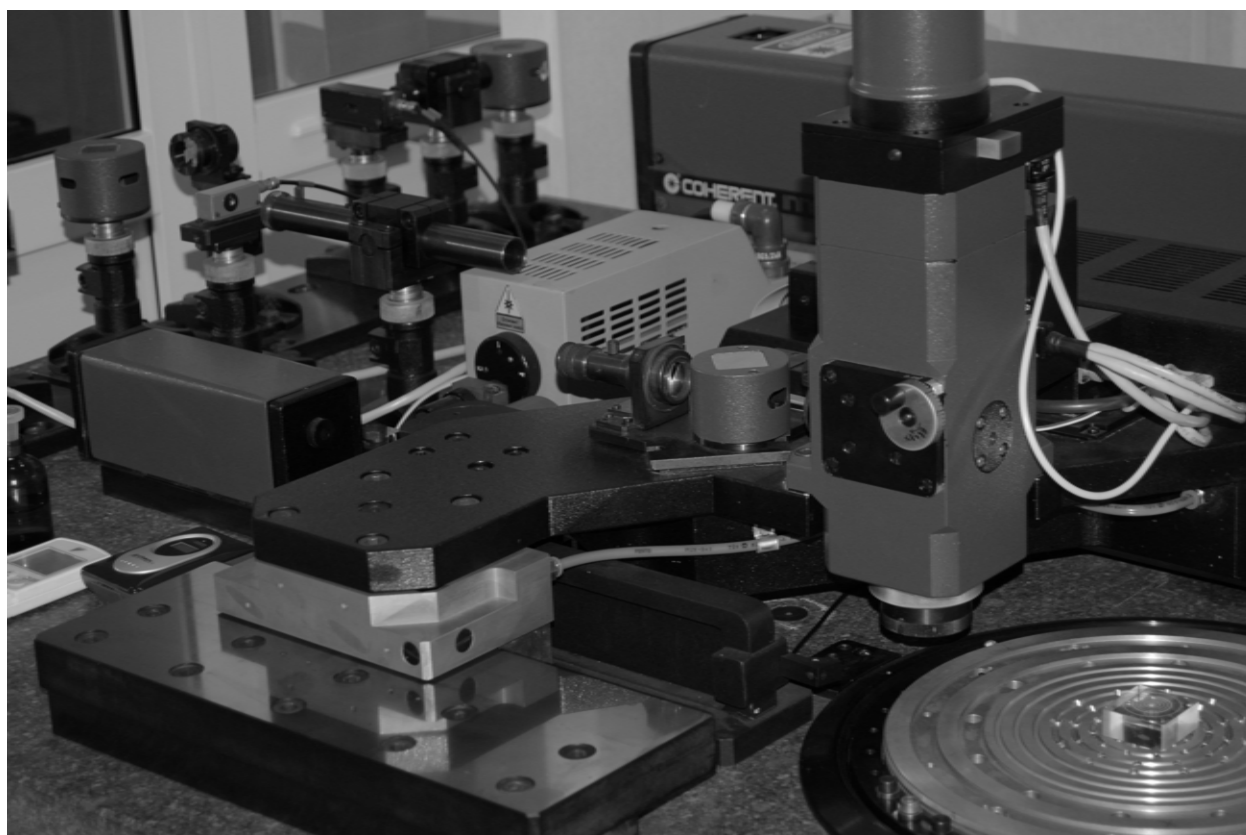


Рис. 1. Лазерный фотопостроитель (КТИ НП СО РАН)

Лазерный луч ($\lambda = 0,48$ мкм) с помощью двух последовательно установленных акусто-оптических модуляторов управлялся по длительности и интенсивности излучения, обеспечивая формирование окружностей или дуг заданной длины в регистрирующем материале. Микрообъектив фокусировал лазерное излучение в плоскости регистрирующего материала посредством системы автофокусировки. Позиционирование микрообъектива вдоль радиального направления подложки с регистрирующим материалом осуществлялось с помощью линейного двигателя с точностью не менее 0,1 мкм. Подложки с регистрирующим материалом удерживались на вращающемся столе с помощью вакуума (рис. 2). Скорость вращения стола фотопостроителя

во время экспериментов составляла 10 оборотов в секунду. Контроль положения микрообъектива осуществлялся с помощью лазерного интерферометра. Управление работой фотопостроителя проводилось в автоматическом режиме с помощью программы от ЭВМ.

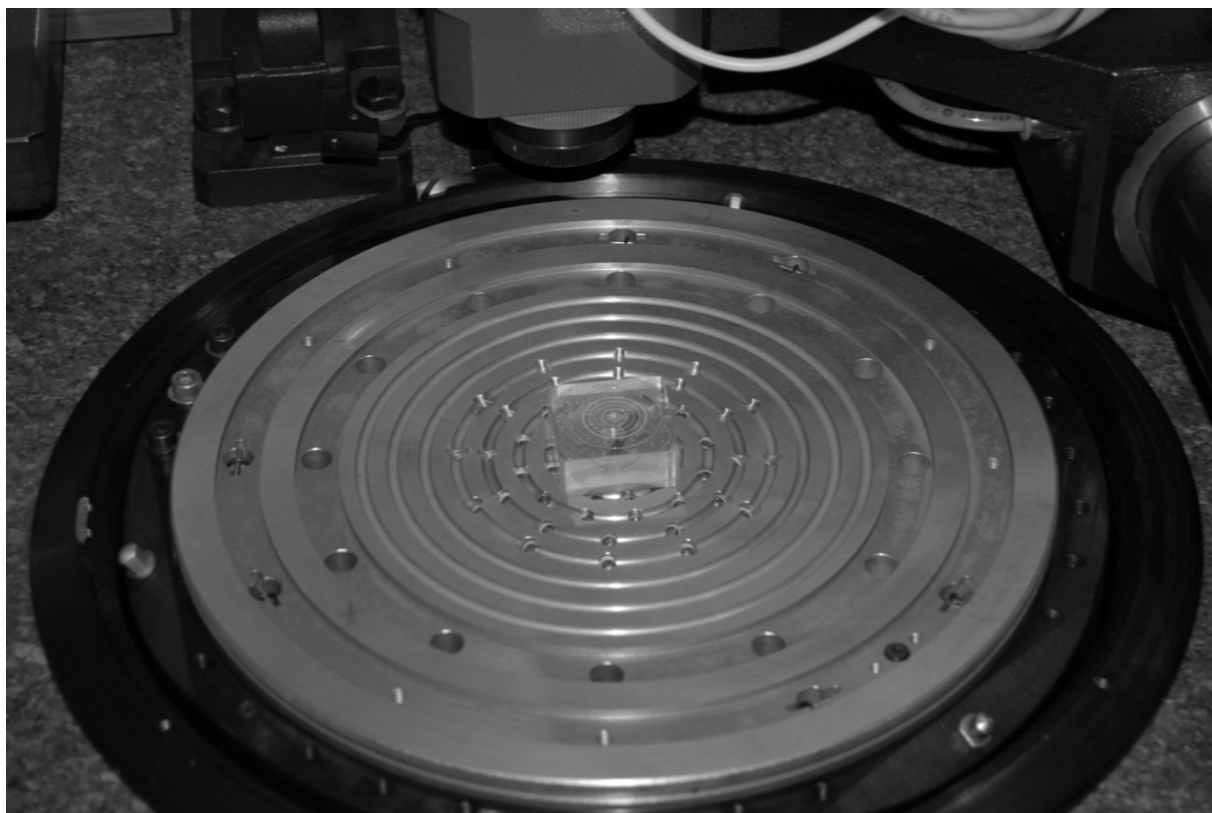


Рис. 2. Подложка из оксидного стекла с регистрирующим слоем халькогенидного стекла As_2S_3 на рабочем столе фотопостроителя

Для регистрирующих материалов необходимо получить семейство характеристических кривых - зависимости интенсивности лазерного излучения для пороговой записи и записи рельефа на заданную глубину от расстояния до центра. Интенсивность записывающего лазерного излучения, ранее настроенная для записи по хромовым (Cr) слоям, оказалась слишком велика. Поэтому для уменьшения интенсивности в оптическом канале записи после акусто-оптического модулятора устанавливались оптические фильтры с пропусканием 20% или 1% (для слоев As_2S_3 и As_2Se_3 , соответственно). Слои состава As_2Se_3 имеют больший коэффициент поглощения на $\lambda = 0,48$ мкм по сравнению со слоями состава As_2S_3 , поэтому пороговая запись для них начиналась при несколько меньшей интенсивности записывающего луча.

Тестовые круговые дорожки записывались для каждого радиуса в виде 20 концентрических окружностей с шагом 5мкм (рис. 3). При этом интенсивность лазерного луча плавно увеличивалась от 0 до максимальной величины. Позиционирование лазерного луча относительно регистрирующего слоя проводилось от периферии к центру подложки. Выброс вещества регистрирующего слоя в этом случае уносился центробежной силой к периферии подложки и не мешал проведению записи на чистой поверхности слоев. При таком режиме автофокус записывающего объектива стабильно

удерживался до окончания процесса оптической гравировки. Центрирующие окружности при нахождении центра вращения подложки с регистрирующим слоем относительно записывающего луча, в отличие от случая записи по Sr слоям, не только видны в микроскоп записи, но и считываются фотоприемником. Это позволяло визуально контролировать центр вращения подложки с регистрирующим слоем и с высокой точностью (0,1 мкм) выставлять его перед началом записи.

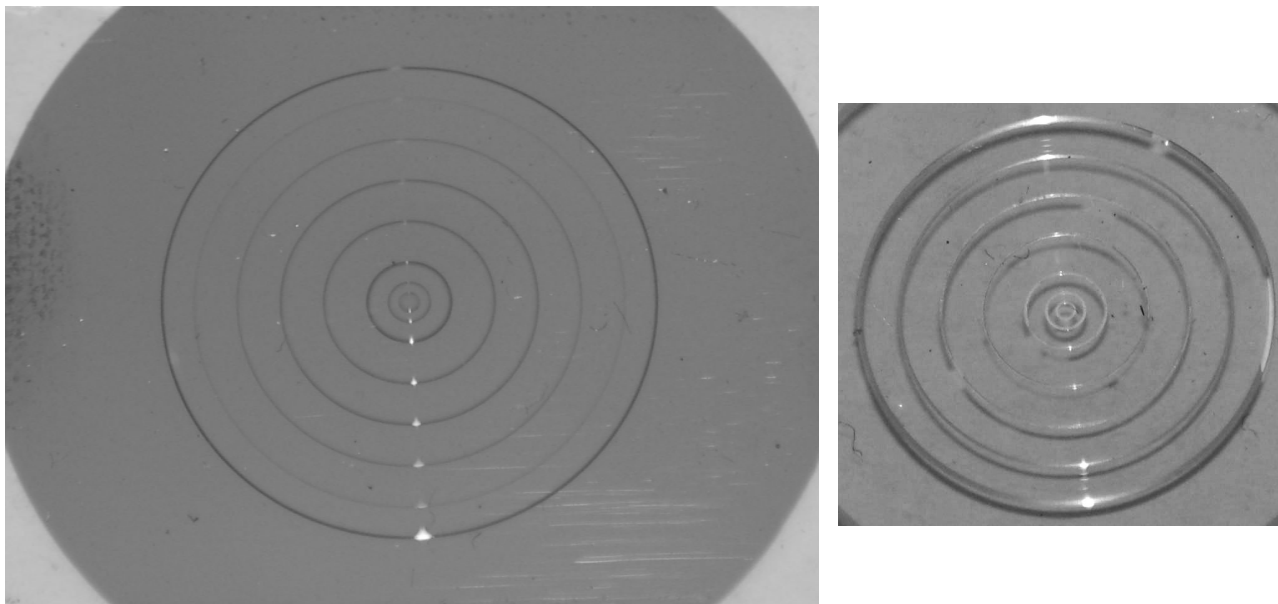


Рис. 3. Тестовые круговые дорожки, записанные в халькогенидных слоях на различных радиусах

Контроль глубины дорожек после записи проводился с помощью интерференционных микроскопов в проходящем и отраженном свете.

Характер полученных характеристических кривых оказался подобным кривым для записи по Sr слоям. Отличие состояло в пониженной на порядок по величине требуемой интенсивности (от 2 до 15 мВт). Почти линейная зависимости от интенсивности для больших радиусов окружностей (от 1 до 10 мм) становится нелинейно спадающей кривой при уменьшении радиуса от 1 мм к центру (рис. 4).

Чтобы иметь представление о ширине зон, которые нам необходимо получить в процессе отработки технологии гравирования, была проведена оценка ширин зон фазовой пластинки Френеля для крайнего случая - ИК излучения с $\lambda = 10$ мкм. Пластика Френеля со световым диаметром $D = 20$ мм и фокусным расстоянием $F = 100$ мм имеет следующие параметры: радиус первой зоны Френеля - 1 мм, ширина второй зоны - 414 мкм, количество зон - 100, ширина крайней зоны - 50 мкм, площадь зон - $3,14 \text{ мм}^2$, дифракционное разрешение - 50 мкм.

Эксперименты по записи фрагментов зон проводились с последовательным увеличением глубины фазового рельефа. Были записаны треугольные зоны шириной 30 и 60 мкм и оптической глубиной в проходящем свете, равной 2λ ($\lambda = 550$ нм). Условия записи: толщина пленки As_2S_3 составляла 5 мкм, диаметр

сфокусированного луча в плоскости регистрирующего материала - 1 мкм, шаг позиционирования лазерного луча - 0.5 мкм, максимальная мощность лазерного луча на регистрирующем материале - 12,2 мВт.

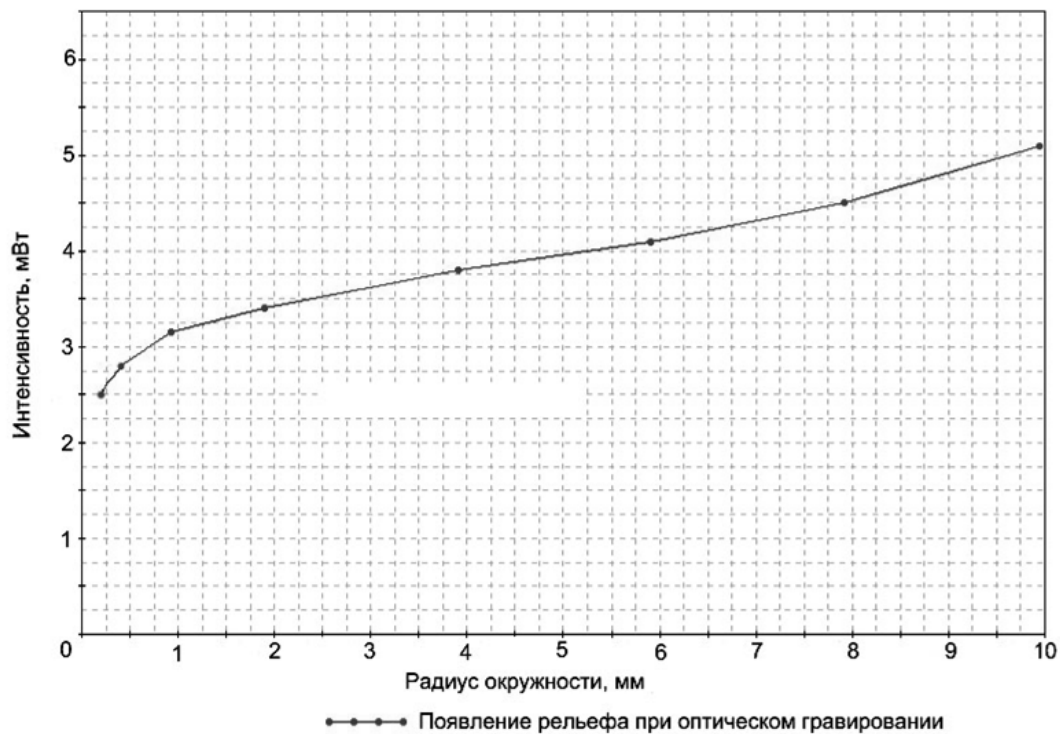


Рис. 4. Характеристическая кривая халькогенидного слоя As_2Se_3 толщиной 1 мкм для уровня интенсивности записывающего лазерного луча, соответствующего появлению рельефа на поверхности слоя глубиной $0,1 \lambda$ ($\lambda = 0,55 \text{ мкм}$).

Были проведены две записи шириной 2 мм на диаметрах 12 – 10 мм и 9 – 7 мм (рис. 5).



Оптическая глубина зоны $L = n \cdot h = 1.1 \text{ мкм}$ ($\lambda = 0.55 \text{ мкм}$)

Геометрическая глубина зоны $h = L / n$; $h = 0.44 \text{ мкм}$ ($n = 2.5$)

Рис. 5. Фазовый профиль зон в слое As_2S_3 , полученный оптическим гравированием.

После кратковременного травления поверхность становилась оптически чистой, оптическая глубина составляла 2λ , геометрическая глубина - 0.44 мкм.

Технологической особенностью процесса оптического гравирования сфокусированным лазерным лучом являлось появление на границах зон так называемые «бордюров», которые искажали треугольный профиль и приводили к «паразитному» рассеянию света.

После коррекции уровня мощности излучения, соответствующего началу зоны и пороговой интенсивности записи, был получен линейный пилообразный профиль зоны (рис. 6).

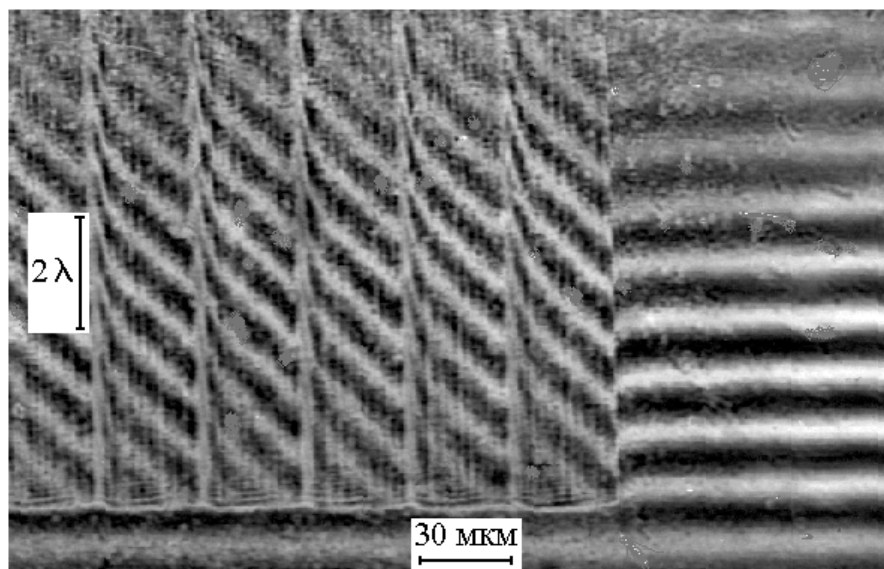


Рис. 6. Интерферограмма в проходящем свете ($\lambda = 0.55 \text{ мкм}$) фрагмента фазовой решетки с треугольным профилем штриха глубиной 2λ

Формирование рельефа происходит с взрывным выбросом материала и образованием бордюров на границах зон, которые убираются последующим «мокрым» полирующим травлением пленки с образованием гладкой поверхности рельефа.

На рис. 7 представлены изображение (а) и интерферограмма (б) поверхности пленки в отраженном свете после записи (шаг позиционирования - 0,5 мкм) с помощью лазерного луча с линейно нарастающей мощностью для получения характеристической кривой регистрирующего материала на радиусе окружности 14 мм.

После коррекции уровня мощности излучения, соответствующего началу зоны и пороговой интенсивности записи, был получен линейный пилообразный профиль зоны (рис. 7в) глубиной до 4λ в проходящем свете.

Тестовые записи более широких зон (600 – 800 мкм) проводились с целью получения методом лазерного гравирования треугольного профиля 3λ ($\lambda=0,55 \text{ мкм}$) и более высокого качества получаемой поверхности этого профиля.

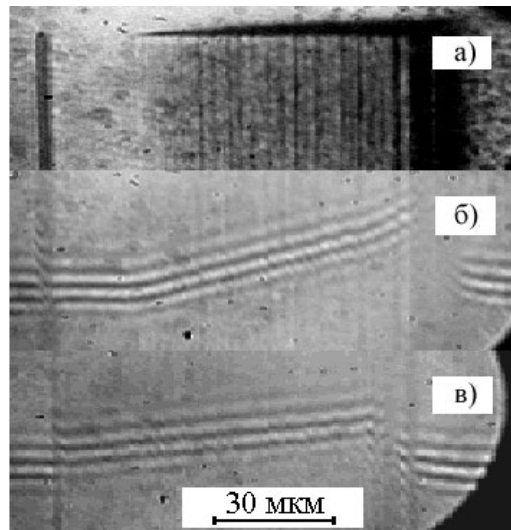


Рис. 7. Оптическое изображение (а) и интерферограммы рельефа поверхности пленки (б) и (в) записей глубокого пилообразного профиля в пленке As_2S_3 , полученного методом прямой записи.

Были проведены записи фрагментов круговых зон (1 – 5 зон) с треугольным профилем и радиусами 1 – 10 мм. Для сглаживания «бордюров» на границах зон предложены режимы записи с перекрытием зон на 1- 8 мкм и шагом позиционирования 0,5 мкм. Экспериментально показано, что такой режим записи позволяет существенно уменьшить высоту «бордюров» и получать треугольный профиль требуемой формы.

Далее было проведено исследование по выбору шага позиционирования записывающего луча по поверхности регистрирующего слоя с целью получения оптически гладкой поверхности гипотенузы треугольной зоны. Величина шага позиционирования варьировалась от 1 до 0.1 мкм. При большом шаге позиционирования (1 мкм) на поверхности регистрирующего материала видны следы лазерного луча, диаметр которого $d = 1$ мкм.

При шаге 0.5 мкм качество получаемой поверхности гипотенузы треугольника получается удовлетворительным. При малом шаге (0.1 мкм) вследствие большого перекрытия дорожек записывающего луча качество гравированной зоны получается отличным (следы дорожек не наблюдаются с помощью оптического микроскопа с увеличением $1000\times$), однако время записи зон увеличивается, соответственно, в 5 и 10 раз.

Получены фрагменты из 1 – 5 зон глубиной 3λ ($\lambda = 550$ нм) в проходящем свете вполне приличного оптического качества. Это позволило приступить к отработке технологии записи элементов в халькогенидных слоях с большим числом зон – зонных пластин Френеля диаметром 7 мм (рис. 8).

Учитывая перспективу применения дифракционной оптики в ИК диапазоне, достигнутое качество тестовых записей на халькогенидных слоях убедительно свидетельствует о необходимости дальнейшего развития этого направления.

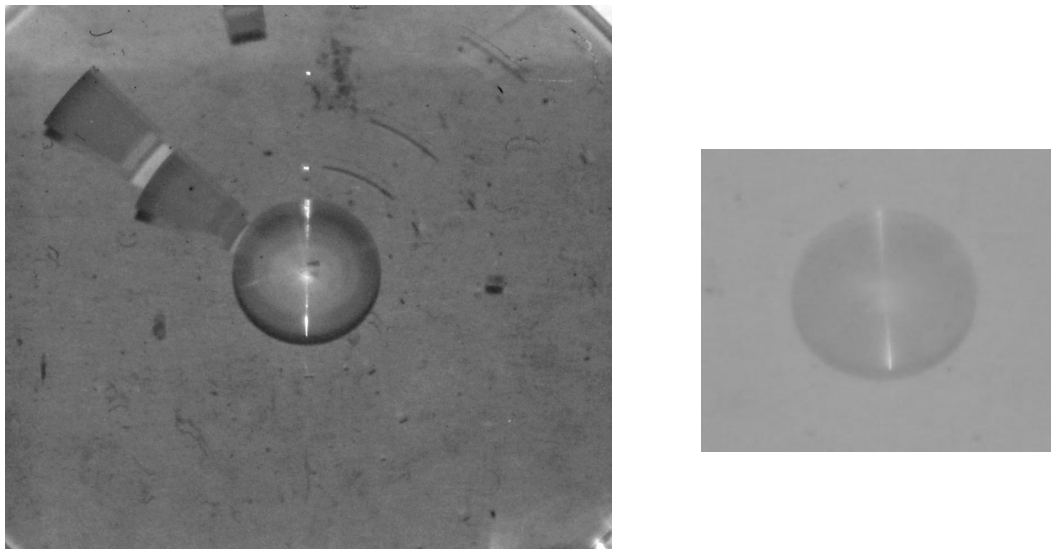


Рис. 8. Тестовые записи в халькогенидном слое As_2S_3 дуг и зонных пластинок с глубиной фазового рельефа 3λ

Выводы

1. Чувствительность халькогенидных слоев к записи методом оптического гравирования, по крайней мере, на порядок выше, чем для технологии на основе Cr покрытий, что позволяет использовать для записи малогабаритные полупроводниковые лазерные источники излучения.
2. Качество поверхности получаемого рельефа на халькогенидных слоях удовлетворяет требованиям к изготовлению дифракционной оптики для ИК диапазона.
3. Полученная методом оптического гравирования глубина рельефа в 3λ ($\lambda = 0,55$ мкм) гарантированно создает предпосылки для создания дифракционных структур первого порядка дифракции для ближнего ИК дипазона ($\lambda = 1,6$ мкм).
4. Запись методом оптического гравирования более глубокого фазового рельефа на халькогенидных слоях возможна и требует проведения дальнейших исследований.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Nalivaiko, V. I., Pokrovsky, A. N. Photostructural Transformations in Chalcogenide Films [Текст] / V. I. Nalivaiko, A. N. Pokrovsky // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. - 2010. - Vol. 4. - No. 4. - P. 662–665.
2. Наливайко, В.И., Покровский, А.Н. Фотоструктурные трансформации в халькогенидных пленках [Текст] / В.И. Наливайко, А.Н. Покровский // Ж. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. - 2010. - № 8, - С. 48-51.

3. Наливайко, В.И. Молекулярная модель фототрансформации структуры халькогенидных слоев [Текст] / В.И. Наливайко // Труды VI Международной выставки и Научного Конгресса “ГЕО-Сибирь-2010”. - 19 – 29 апреля – СГГА – Новосибирск – 2010 - Т. 5 - Ч. 2 - С. 43-50.

4. Покровский А.Н., Наливайко В.И.. Новые функциональные свойства наноструктурированных аморфных слоев халькогенидных полупроводников [Текст] / В.И. Наливайко, А.Н. Покровский // Фотоника и оптические технологии. Материалы молодежной конкурс-конференции. - Новосибирск - ИАиЭ СО РАН - 2010 - С. 62.

5. Mikhal'chenko, A.A., Kartaev, E.V., Kuz'min, V.I., Nalivaiko, V.I., Chubakov, P.A. Determination of temperature of low-temperature plasma flow based on relative intensities of N_2^+/N_2 nitrogen molecular emission [Англ] / A.A. Mikhal'chenko, E.V. Kartaev, V.I. Kuz'min, V.I. Nalivaiko, P.A. Chubakov // Abstracts of International Conference on the Methods of Aerophysical Research. - Part 1 - Novosibirsk - Parallel - 2010. - P. 181-182.

6. Kiryanov, V.P. Laser Setup for Flat Optical Components with Submicron Resolution. [Англ] / V.P. Kiryanov // Proc. SPIE. Laser Application Engineering (LAE-96). - 1997. - V. 3091. - P. 66.

© В.И. Наливайко, А.Н. Покровский, 2011

УДК 621

А.Н. Лузин

СГГА, Новосибирск

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ФЕРМА К РЕШЕНИЮ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ЗАДАЧ ПО ФИЗИКЕ

Метод Ферма применяется для решения некоторых задач курса физики.

A.N. Lusin

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

APPLICATION OF THE FERMAT'S METHOD FOR THE DECISION OF PHYSICAL EXTREME TASKS

The Fermat's method is used for the decision of some educational physical tasks.

Поскольку постановка перед студентами экстремальных задач по курсу физики возможна задолго до усвоения ими курса математического анализа, в педагогической литературе по физике нередко появляются публикации, посвященные решению экстремальных задач методами элементарной математики. Для решения каждой такой задачи авторы обычно придумывают свой оригинальный метод решения. Самым последним примером такого решения является решение широко известной в курсе физики задачи: «Электрическая цепь состоит из источника тока и реостата. ЭДС источника $\mathcal{E} = 6$ В, его внутреннее сопротивление $r = 2$ Ом. Сопротивление реостата можно изменять в пределах от 1 Ом до 5 Ом. Чему равна максимальная мощность тока, выделяемая на реостате?» Эта задача под номером С4 и ее оригинальное решение, полученное методами элементарной математики, приведены в «Демонстрационном варианте контрольных измерительных материалов единого государственного экзамена 2010 года по физике», подготовленном Федеральным институтом педагогических измерений.

Универсальный метод Ферма изредка используется и современными авторами. Так в статье В.Н. Самохина [1] исследованы экстремумы двух простейших многочленов. А из доклада [2] видно, что метод Ферма можно использовать для анализа не только многочленов, но и более сложных функций. Например, дробных рациональных функций и не только. Для начала применим метод Ферма к простейшей дробной рациональной функции $f(x) = 2x / (1 + x^2)$, которую иногда называют «серпантином Ньютона». Пусть x_0 – координата точки

в которой функция f имеет экстремум, а x – координаты точек, близких к экстремуму.

Для рассматриваемой здесь функции определим разность

$$\Delta f = f(x) - f(x_0) = \frac{2x}{1+x^2} - \frac{2x_0}{1+x_0^2} = (x - x_0) \frac{2(1 - x_0x)}{(1+x^2)(1+x_0^2)}. \quad (1)$$

Если x_0 - точка, в которой f имеет экстремум, то разность Δf при $x > x_0$ имеет тот же знак, что и при $x < x_0$. Поскольку в выражении (1) Δf является произведением двух сомножителей, а первый сомножитель меняет свой знак на противоположный при переходе аргумента x через точку экстремума x_0 , то свой знак должен менять и второй сомножитель – дробь в правой части выражения (1). Вследствие этого второй сомножитель, как и первый, должен быть равен нулю при $x = x_0$:

$$\frac{2(1 - x_0x)}{(1+x^2)(1+x_0^2)} = 0 \quad \text{при} \quad x = x_0. \quad (2)$$

Таким образом, согласно (1) и (2)

$$\frac{f(x) - f(x_0)}{x - x_0} = 0 \quad \text{при} \quad x = x_0. \quad (3)$$

Понятно, что выражение (3) и есть теорема Ферма, только записанная без использования понятия производной, но в результате применения алгоритма Ферма. И, наконец, из (2) получаем $x_0^2 - 1 = 0$, откуда следует, что «серпантин Ньютона» имеет две экстремальные точки: $x_{01} = -1$, $x_{02} = +1$. Причем $f(x_{01}) = -1$, а $f(x_{02}) = +1$.

Вернемся теперь к упомянутой выше задаче С4. Она сводится к определению максимума функции $P(R) = \varepsilon^2 R / (R + r)^2$. Решение этой экстремальной задачи методом Ферма приведено в докладе [2]. Функция $P(R)$ – это дробная рациональная функция, мало отличающаяся от «серпантина Ньютона». Здесь нужно провести те же самые алгебраические преобразования, что и в случае «серпантина» и получить то же самое решение экстремальной задачи, что и полученное, например, в «Демонстрационном варианте».

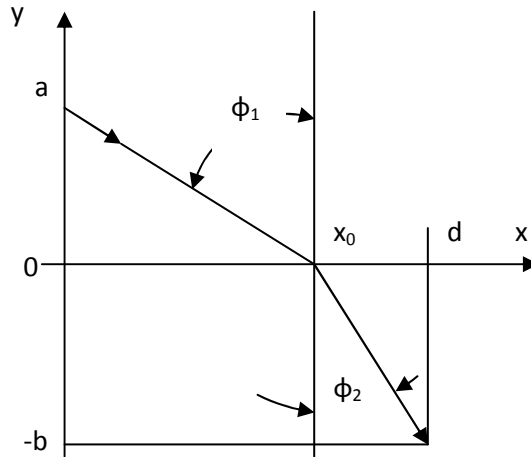


Рис.1. Преломление света на границе раздела двух сред

В курсе физики приходится иметь дело и с экстремальными задачами для функций, содержащих радикалы. Например, эта проблема возникает при выводе законов отражения и преломления света из вариационного принципа Ферма, имеющего следующую упрощенную формулировку: «Между двумя точками пространства свет распространяется по тому пути, вдоль которого время его прохождения минимально». В случае преломления света минимальное значение должна иметь функция

$$f(x) = \frac{1}{v_1} \sqrt{a^2 + x^2} + \frac{1}{v_2} \sqrt{b^2 + (d - x)^2},$$

где v_1 - скорость света в первой среде; v_2 - скорость света во второй среде.

Как и в двух предыдущих случаях распишем разность

$$\Delta f = \frac{1}{v_1} \left[\sqrt{a^2 + x^2} - \sqrt{a^2 + x_0^2} \right] + \frac{1}{v_2} \left[\sqrt{b^2 + (d - x)^2} - \sqrt{b^2 + (d - x_0)^2} \right].$$

После простейших алгебраических преобразований, включающих в себя умножение и деление разности, стоящей в квадратных скобках, на сумму тех же радикалов

$$\frac{\Delta f}{x - x_0} = \frac{x + x_0}{v_1 \left[\sqrt{a^2 + x^2} + \sqrt{a^2 + x_0^2} \right]} + \frac{x + x_0 - 2d}{v_2 \left[\sqrt{b^2 + (d - x)^2} + \sqrt{b^2 + (d - x_0)^2} \right]}.$$

К полученному результату применим алгоритм Ферма $\frac{f(x) - f(x_0)}{x - x_0} = 0$

при $x = x_0$ и получим:

$$\frac{x_0}{v_1 \sqrt{a^2 + x_0^2}} = \frac{d - x_0}{v_2 \sqrt{b^2 + (d - x_0)^2}} \quad \text{или} \quad \frac{\sin \varphi_1}{v_1} = \frac{\sin \varphi_2}{v_2}.$$

Это и есть закон преломления света.

Пользуясь методом Ферма, еще проще, чем закон преломления света, можно получить закон отражения света.

Для исследования многих других экстремальных задач, например, использующих тригонометрические функции, продемонстрированный здесь алгоритм Ферма приходится слегка модифицировать.

Обратимся к задаче, которая часто встречается в педагогической литературе по физике: «Под каким углом α к горизонту приложить к бруску силу F , чтобы перемещать его равномерно по горизонтальной поверхности с коэффициентом трения μ , прикладывая минимальное усилие?»

Задача в этом случае сводится к определению минимума функции $F(\alpha) = \mu mg / (\cos \alpha + \mu \sin \alpha)$. Как и при решении предыдущих задач распишем разность $F(\alpha) - F(\alpha_0)$, где α_0 – предполагаемое значение угла α , при котором сила F имеет минимум. Итак

$$F(\alpha) - F(\alpha_0) = \sin \frac{\alpha_0 - \alpha}{2} \cdot \left[\frac{2\mu mg \left(\mu \cos \frac{\alpha_0 + \alpha}{2} - \sin \frac{\alpha_0 + \alpha}{2} \right)}{(\cos \alpha + \mu \sin \alpha)(\cos \alpha_0 + \mu \sin \alpha_0)} \right].$$

Как и в предыдущих случаях разность представляет собой произведение двух сомножителей. Причем, как и в предыдущих случаях, первый сомножитель меняет свой знак при переходе аргумента α через значение, равное α_0 . При переходе через точку экстремума должен менять свой знак и сомножитель, стоящий в квадратных скобках. Следовательно, этот сомножитель должен быть равен нулю при $\alpha = \alpha_0$. Отсюда:

$$\mu \cos \alpha_0 - \sin \alpha_0 = 0, \quad \operatorname{tg} \alpha_0 = \mu, \quad \alpha_0 = \operatorname{arctg} \mu.$$

Подставив это в формулу для $F(\alpha_0)$, легко получить, например

$$F(\alpha_0) = \mu mg \cos \alpha_0.$$

Решение рассмотренной здесь задачи можно и упростить, как это сделано в докладе [2]: вместо анализа формулы для силы $F(\alpha)$ анализировать выражение, стоящее в знаменателе этой формулы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Самохин В.Н. Необходимое условие экстремума и вариационный принцип Ферма. / Соросовский образовательный журнал. – 1999. – № 6. – С. 123 – 126.
2. Лузин А.Н. О решении экстремальных задач методами элементарной математики. Методические, дидактические и психологические аспекты проблемного обучения физике / Тез. Докл. 2-й Всесоюзной научно-методической конференции. – Донецк. Дон. ГУ, 1991. – С. 126 – 128.

УДК 621.3

А.Н. Лузин, В.Н. Матуско

СГГА, Новосибирск

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ ЗАДАЧИ КУРСА ЭЛЕКТРОТЕХНИКИ В ВИЗУАЛЬНО АНАЛИЗИРУЕМОМ ВИДЕ

В наглядно анализируемом виде представлены известные аналитические решения трех задач электротехники.

A.N. Luzin, V.N. Matusko

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

EXTREME TASKS OF THE ELECTRICAL ENGINEERING COURSE IN VISUALLY ANALYZED FORM

Known analytic solutions of the three electrical engineering problems are presented in elementary analyzed form.

В последние годы много внимания уделяется проблеме более наглядного изложения аналитических решений экстремальных задач курса физики [1]. Предложенный в [1] метод преобразования функции в экстремуме может быть применен и при решении задач курса электротехники.

Наиболее простым примером экстремальной задачи в курсе электротехники является расчёт энергетических соотношений в простейшей цепи постоянного тока.

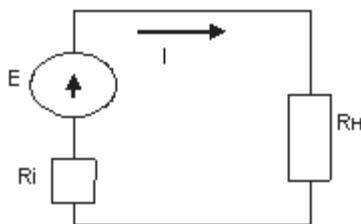


Рис.1. Электрическая цепь, состоящая из источника постоянной ЭДС, с внутренним сопротивлением R_i и сопротивлением нагрузки R_n

Мощность, выделяющаяся в нагрузке :

$$P_2 = \frac{E^2 \cdot R_n}{(R_i + R_n)^2}.$$

Максимальная мощность в нагрузке[3]: $P_{2\max} = \frac{E^2}{4R_i}$.

Значение сопротивления нагрузки, при которой мощность P_2 максимальна [3] $R_n = R_i$.

Распишем разность

$$P_2 - P_{2\max} = \frac{E^2 \cdot R_n}{(R_i + R_n)^2} - \frac{E^2}{4R_i} = -\frac{E^2(R_n - R_i)^2}{(R_n + R_i)^2 \cdot 4R_i}$$

и записываем

$$P_2 = P_{2\max} + (P_2 - P_{2\max}) = \frac{E^2}{4R_i} - \frac{E^2(R_n - R_i)^2}{(R_n + R_i)^2 \cdot 4R_i}.$$

Из полученной формулы видно, что мощность становится максимальной, когда $R_n = R_i$ (когда сопротивление нагрузки равно внутреннему сопротивлению источника питания).

Более сложной является немонотонная зависимость вращающего момента M асинхронного двигателя от величины S , называемой скольжением.

Согласно, например [2]:

$$M = \frac{C_M \cdot U_1^2 \cdot \frac{R_2}{S}}{\left(\frac{R_2}{S}\right)^2 + X_{2k}^2},$$

где C_M - константа, U_1 - напряжение, подключенное к двигателю, R_2 - активное сопротивление роторной обмотки, X_{2k} - индуктивное сопротивление обмотки заторможенного ротора, S - скольжение двигателя.

В учебнике [2] с помощью понятия производной получен максимальный вращающий момент двигателя:

$$M_{\max} = C_M \cdot U_1^2 \cdot \frac{1}{2X_{2k}}.$$

Пользуясь предложенным нами методом, распишем разность $M - M_{\max}$:

$$M - M_{\max} = C_M \cdot U_1^2 \cdot \frac{1}{2X_{2k}} \cdot \frac{-\left(\frac{R_2}{X_{2k}} - S\right)^2 \cdot \left(\frac{X_{2k}}{S}\right)^2}{\left(\frac{R_2}{S}\right)^2 + X_{2k}^2}$$

и получим:

$$M = M_{\max} + (M - M_{\max}) = C_M \cdot U_1^2 \cdot \frac{1}{2X_{2k}} +$$

$$C_M \cdot U_1^2 \cdot \frac{1}{2X_{2k}} \cdot \frac{-\left(\frac{R_2}{X_{2k}} - S\right)^2 \cdot \left(\frac{X_{2k}}{S}\right)^2}{\left(\frac{R_2}{S}\right)^2 + X_{2k}^2}.$$

Из новой формулы для момента M видно, что при скольжении

$S = \frac{R_2}{X_{2k}}$ вращающий момент асинхронного двигателя становится

максимальным и равным $\frac{C_M U_1^2}{2X_{2k}}$.

Ещё более сложной является зависимость коэффициента полезного действия трансформатора η от коэффициента загрузки β . Согласно[3]:

$$\eta = \frac{\beta \cdot S_{2H} \cos \varphi}{\beta \cdot S_{2H} \cos \varphi + \beta^2 \cdot P_k + P_x},$$

где S_{2H} - номинальная мощность трансформатора, $\cos \varphi$ - коэффициент мощности потребителя; P_k - потери мощности в обмотках трансформатора, именуемые переменными потерями; P_x - потери в магнитопроводе трансформатора, именуемые постоянными потерями.

Воспользовавшись уже знакомым нам методом, эту формулу можно привести к виду

$$\eta = \frac{S_{2H} \cdot \cos \varphi \cdot \sqrt{\frac{P_x}{P_k}}}{S_{2H} \cdot \cos \varphi \cdot \sqrt{\frac{P_x}{P_k}} + 2P_x} - \frac{P_k \cdot S_{2H} \cdot \cos \varphi \cdot \sqrt{\frac{P_x}{P_k}} \cdot \left(\beta - \sqrt{\frac{P_x}{P_k}}\right)^2}{\left(\beta^2 P_k + \beta \cdot S_{2H} \cdot \cos \varphi + P_x\right) \cdot \left(S_{2H} \cdot \cos \varphi \cdot \sqrt{\frac{P_x}{P_k}} + 2P_x\right)}$$

Из полученной формулы видно, что максимальное значение коэффициента полезного действия:

$$\eta_{\max} = \frac{S_{2H} \cdot \cos \varphi \cdot \sqrt{\frac{P_x}{P_k}}}{S_{2H} \cdot \cos \varphi \cdot \sqrt{\frac{P_x}{P_k}} + 2P_x},$$

а соответствующее значение коэффициента загрузки $\beta = \sqrt{\frac{P_x}{P_k}}$.

Полученная нами формула для зависимости $\eta(\beta)$ заметно упрощается в частном случае соотношения параметров трансформатора, когда $P_x = P_k$:

$$\eta(\beta) = \frac{S_{2H} \cdot \cos \varphi}{S_{2H} \cdot \cos \varphi + 2P_x} - \frac{P_k \cdot S_{2H} \cdot \cos \varphi \cdot (\beta - 1)^2}{(\beta^2 P_k + \beta \cdot S_{2H} \cdot \cos \varphi + P_x) \cdot (S_{2H} \cdot \cos \varphi + 2P_x)}$$

из этой формулы видно, что в рассматриваемом здесь частном случае максимальное значение величины $\eta(\beta)$:

$$\eta_{\max} = \frac{S_{2H} \cos \varphi}{S_{2H} \cos \varphi + 2P_x},$$

а соответствующее значение $\beta = 1$.

Ясно, что в последней формуле для $\eta(\beta)$ речь идет о коэффициенте полезного действия маломощного трансформатора.

В электротехнике нередко встречаются и другие экстремальные задачи. Например, при исследовании резонансов в простейшей цепи синусоидального тока, где три немонотонные функции легко приводятся к визуально анализируемому виду.

После приведённых в статье примеров можно сделать вывод о том, что в учебниках и учебных пособиях по электротехнике наряду с традиционными формулами, целесообразно приводить и формулы, получаемые преобразованием традиционных формул к визуально анализируемому виду.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Лузин А.Н. Приведение некоторых формул курса физики к виду, визуально анализируемому вблизи экстремума / Сб. матер. девятой международной конференции «Физика в системе современного образования (ФССО – 2007)». – Санкт-Петербург, 2007. – Т. 2. – С. 434-437.
2. Веселовский О.Н., Браславский Л.М. Основы электротехники и электротехнические устройства радиоэлектронной аппаратуры. – М.: Высшая Школа, 1978 – 310 с.
3. Электротехника. Под редакцией Пантюшина В.С. – М.: Высшая Школа, 1970.

© А.Н. Лузин, В.Н. Матуско, 2011

УДК 536.42

В.В. Кузнецов, И.А. Козулин

ИТ СО РАН, Новосибирск

Новосибирский государственный университет, Новосибирск

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ УПРАВЛЯЕМОГО РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

В данной работе с помощью оптического метода, основанного на измерении интенсивности отраженного света, экспериментально исследована начальная стадия управляемого распада метастабильной воды и этилового спирта при их импульсном нагреве на поверхности плоского микронагревателя, покрытого субмикронным карбидокремниевым слоем. Измеренная температура начала кипения показала, что сверхвысокая плотность теплового потока и скорость роста температуры поверхности обеспечивают условия для возникновения фазового взрыва. Получены данные по динамике заполнения поверхности нагревателя паром, измерено время начала кипения и время жизни паровой полости.

V.V. Kuznetsov, I.A. Kozulin

Institute of Thermophysics Siberian Branch Russian Academy of Science (IT SB RAS)

1 Academisian Lavrentyev Av., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

Novosibirsk State University (NGU)

2 Pirogova Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation

APPLICATION OF THE OPTICAL METHODS FOR STUDY OF THE CONTROLLED DISINTEGRATION OF METASTABLE LIQUID

Using the optical method of reflected laser beam recording the initial stage of controlled disintegration of metastable water and alcohol under pulsed liquid heating on the surface of flat microheater coated by submicron silicon carbide layer was studied in this paper. The data on nucleation temperature showed that super high heat flux density and high rate of surface temperature growth provide for the conditions for phase explosion initiation and its properties were studied experimentally including surface coverage time history, the time of nucleation and lifetime of the main bubble.

Введение

Современные микроэлектронномеханические системы (МЭМС) изготавливают с помощью технологии, идентичной технологии изготовления однокристалльных интегральных микросхем. Типичные размеры микромеханических элементов лежат в диапазоне от 1 микрометра до 100 микрометров. В ряде МЭМС систем используют принцип управляемого распада

микрообъемов метастабильной жидкости для быстрого изменения ее фазового состава. К ним относятся оптические переключатели и затворы, метатели каплей в технологии струйной печати [1]. На рис. 1 показана камера струйного принтера, в которой перевод жидкости в метастабильное состояние производится путем подачи напряжения на нагреватель, в результате чего происходит вскипание чернил и их выброс через сопло из камеры. Управляемый распад метастабильной жидкости используют также при паровой лазерной очистке поверхности [2] и лазерной хирургии [3]. Для успешного применения таких систем необходимо развитие основ взрывного вскипания и фазового взрыва жидкости на микромасштабе в условиях высокой внешней плотности энергии. Критерием перехода к фазовому взрыву является достижение при нагреве жидкости температуры жидкости при нагреве термодинамической спинодали, близкой к $0.9T_c$ [4]. Проблемой достижение этой температуры является экспоненциальный рост тепловых флуктуаций и резкое уменьшение времени ожидания вскипания в окрестности термодинамической спинодали. Для перехода к фазовому взрыву необходимо использовать очень быстрый нагрев и свободные от готовых центров кипения очень малые объемы жидкости, что можно реализовать только при использовании микросистем.

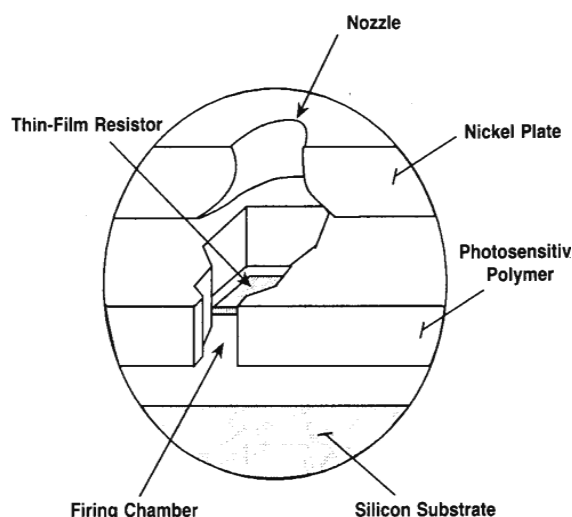


Рис. 1. Микрокамера пузырькового принтера

Вскипание жидкости на плоских микронагревателях и тонких проволочках рассмотрено в работах [5,6]. Хотя эти исследования были направлены на различные аспекты взрывного вскипания, начальная стадия фазового перехода жидкость-пар и характеристики пузырькового распада слабо изучены. Это связано с тем, что времена фазового перехода не превышают сотен наносекунд и традиционные методы исследования кипения жидкости здесь не применимы. Высокую эффективность при исследовании взрывного кипения имеет оптический метод, предложенный в [7].

В данной работе экспериментально исследован управляемый распад метастабильной воды и этилового спирта при импульсном нагреве в неоднородном поле температур на поверхности плоского микронагревателя,

покрытого субмикронным карбидокремниевым слоем. С использованием оптического метода регистрации доли поверхности нагревателя, занятой паром, исследована начальная стадия фазового перехода жидкость-пар, и получены характеристики пузырькового распада жидкости при высоких скоростях наброса тепловой мощности. Получены данные по динамике заполнения поверхности нагревателя паровой фазой, времени жизни основного парового пузыря и пузыря-сателлита, зависимости температуры вскипания от скорости роста температуры нагревателя.

1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. В качестве микронагревателя 1 использован многослойный тонкопленочный резистор печатающей головки струйного принтера Hewlett Packard ThinkJet [8]. Резистор с размером $100 \times 110 \text{ мкм}^2$ представляет собой четырехслойную пленку, последовательно напыленную методом PECVD на плоской подложке из стекла. Первый слой толщиной 1.1 мкм выполнен из окиси кремния, затем расположен тепловыделяющий слой сплава TaAl, который имеет слабую зависимость электрической проводимости от температуры, слой Si_3N_4 толщиной 0.5 мкм и слой SiC толщиной 0.25 мкм. Сэндвичевая структура нагревателя обеспечивает высокие скорости роста температуры жидкости при импульсном нагреве. Микрочип с нагревателем погружался в кювету (2) с рабочей жидкостью на глубину от 0.4 до 2 мм. Одиночные прямоугольные импульсы тока подавались на микронагреватель для нагрева жидкости до температуры взрывного кипения. Плотность теплового потока в жидкость достигала 400 МВт/м^2 , что дает время нагрева до температуры взрывного кипения воды меньше 1.4 мкс. Соответствующая скорость роста температуры поверхности микронагревателя составляла около 182 МК/с. Опыты проводились при атмосферном давлении.

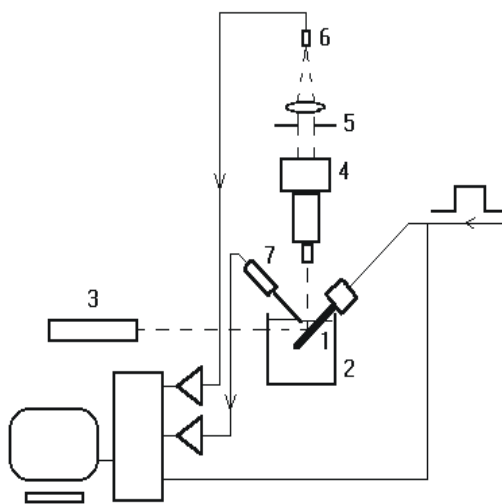


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

Для изучения управляемого распада жидкости была разработана оптическая методика регистрации зародышеобразования, вскипания и динамики образующейся паровой полости, предложенная в [7]. Она основана на измерении интенсивности лазерного пучка, зеркально отражённого от

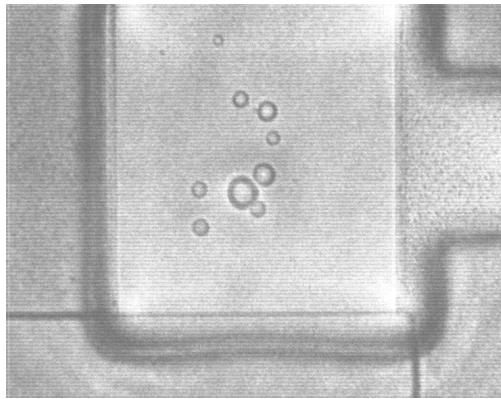
поверхности нагревателя. При возникновении микропузырьков интегральный коэффициент зеркального отражения начинает падать, и инвертированный сигнал с фотоприёмника даёт динамику заполнения поверхности нагревателя паровыми пузырьками. Микроскоп с фото-насадкой (4) создаёт изображение микрогревателя в свете гелий-неонового лазера (3), отражённого от поверхности нагревателя. Прямоугольная диафрагма (5), находящаяся в плоскости изображения, вырезает необходимую область изображения резистора, которая затем проецируется на фотоприемник (6) и обрабатывается быстрым АЦП.

Для фотографирования различных стадий процесса использовался импульсный твердотельный лазер с характерной длительностью светового импульса 8 нс и фотокамера, сопряженная с микроскопом.

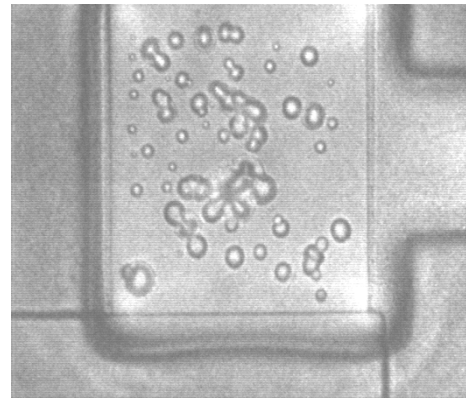
Тепловой поток от нагревателя в жидкость определялся при численном решении одномерного уравнения теплопроводности для многослойного нагревателя [8] с учетом выделения тепла в слое TaAl. В расчетах определялась скорость роста температуры жидкости на нагревателе, достигнутая температура и передаваемый в жидкость тепловой поток в зависимости от выделяемой в нагревающем слое тепловой мощности.

2. Результаты экспериментов

На рис. 3 приведена фотография поверхности нагревателя после 2.19 мкс и 2.24 мкс от начала нагрева воды при плотности теплового потока, подводимого к жидкости, $q_w=310 \text{ МВт/м}^2$. Пузырьковый распад воды имеет взрывной характер и происходит за время меньше 350 нс. На начальной стадии взрывного кипения пузырьки неравномерно распределены по поверхности нагревателя, их число мало, и в момент зарождения пузырьков наблюдается излучение расходящихся волн давления. По мере роста температуры нагревателя число пузырьков растёт, и на заключительной стадии пузырькового распада поверхность нагревателя равномерно покрыта облаком пузырьков, которые в дальнейшем объединяются, формируя паровую пленку и переход к пленочному кипению. На этой стадии теплообмен между нагревателем и жидкостью ухудшается, и возникает кризис теплоотдачи. Для исключения термического разрушения микронагревателя тепловыделение в нагревателе должно быть отключено до момента достижения кризиса, что увеличивает ресурс работы МЭМС устройств на основе взрывного кипения жидкости. Для таких устройств необходимо точно знать момент начала пузырькового распада и его длительность в зависимости от тепловой мощности, которые были определены экспериментально в данной работе.



$t=2.19 \text{ мкс}$



$t=2.24 \text{ мкс}$

Рис. 3. Динамика зарождения пузырьков на микронагревателе при плотности теплового потока $q_w = 310 \text{ МВт/м}^2$

На рис. 4 показана динамика заполнения поверхности нагревателя паровыми пузырьками, зарегистрированная с использованием оптического метода, при приведенной на единицу поверхности плотности тепловыделения $619,3 \text{ МВт/м}^2$, и нормализованное напряжение на нагревателе. Приведенная плотность тепловыделения определена как полная выделяемая тепловая мощность, деленная на поверхность нагревателя. Она отличается от плотности теплового потока, подводимого к жидкости, так как выделяемое тепло не только передается в жидкость, но и переходит в подложку нагревателя. Относительное время вскипания τ_r равно отношению времени начала зародышеобразования к времени отключения тепловой мощности. Времена отсчитываются от переднего фронта импульса нагрева. Пузырьковый распад жидкости на рис. 4 происходит при высокой плотности теплового потока на границе жидкость-нагреватель, это обеспечивает подвод тепла, необходимый для полного испарения пристенного слоя жидкости, и пузырьковый распад характеризуется высокой повторяемостью.

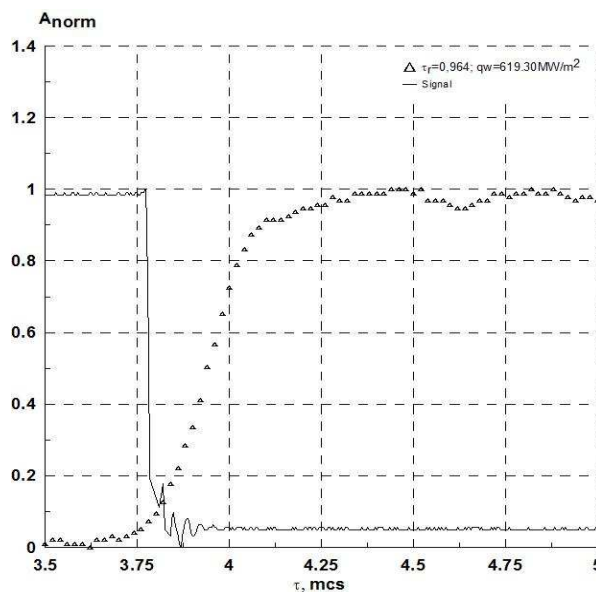


Рис. 4. Зависимость нормализованного напряжения на микронагревателе и доли поверхности нагревателя, покрытой паровыми пузырьками, от времени при приведенной плотности тепловыделения $619,3 \text{ МВт/м}^2$ и $\tau_r=0.964$

На рис. 5 показано развитие взрывного вскипания воды при приведенной плотности тепловыделения 618-619 МВт/м² для различных относительных времен нагрева τ_r . Время начала вскипания в этих опытах изменялось от 3.65 до 3.67 мкс.

Взрывное вскипание жидкости характеризуется временем пузырькового распада, временем жизни основного парового пузыря, получаемого при расширении паровой пленки, и временем жизни пузыря-сателлита, образующегося после схлопывания основного парового пузыря. Все эти стадии хорошо видны на рис. 5. Так как в представленных экспериментах диафрагма вырезала световой пучок, отраженный только от поверхности нагревателя, стадия расширения основного пузыря вне пределов нагревателя показана на рис. 5 полным заполнением поверхности нагревателя паром. При τ_r меньше 0.926 вскипание характеризуется хорошей повторяемостью, как по времени пузырькового распада, так и времени жизни основного пузыря пара. При значениях τ_r близких к 1 уменьшается не только время жизни пузыря, но и увеличивается время пузырькового распада, так как его заключительная стадия происходит при отключенном тепловыделении. При τ_r больше 1.07 диаметр основного пузыря не превышает размеров нагревателя, пузырьковый распад в этих условиях переходит в стадию конденсации пузырьков в переохлажденной жидкости.

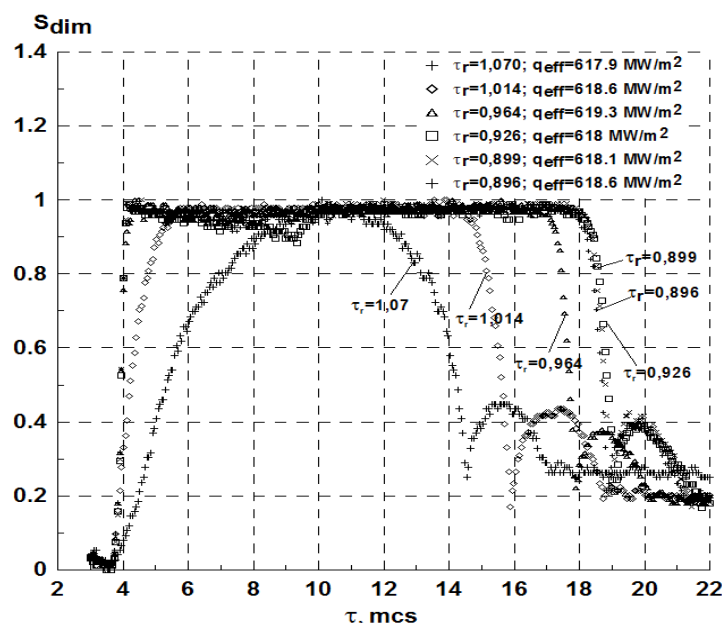


Рис. 5. Зависимость интенсивности отраженного света от времени для различных времен нагрева при приведенной плотности тепловыделения 618-619 МВт/м²

На рис. 6 приведена зависимость времени нагрева жидкости до начала взрывного кипения от приведенной плотности тепловыделения для двух толщин слоя воды на микронагревателе (а) и спирта (б). Время начала кипения воды уменьшается с ростом скорости подвода тепла и становится меньше 1.5 мкс при приведенной плотности тепловыделения больше 1500 МВт/м². Время начала взрывного кипения не зависит от толщины слоя жидкости, так как

толщина прогретого слоя остается существенно меньше толщины слоя воды. Время начала взрывного кипения этилового спирта существенно меньше, чем для воды. Расчеты температуры и скорости изменения температуры нагревателя показали, что при скоростях роста температуры до 180 МК/с пузырьковый распад воды на поверхности карбида кремния наблюдается при температуре несколько меньше, чем температура спинодального распада. Это связано, по-видимому, не с наличием слабых мест на нагревателе, количество которых ограничено и не может вызвать пузырьковый распад, а со снижением работы зародышеобразования вблизи плохо смачиваемой поверхности карбида кремния. Для спирта взрывное кипение происходит при температуре, близкой к температуре термодинамической спинодали. Это показывает, что пузырьковый распад воды и этилового спирта на карбидокремниевой поверхности происходит в виде фазового взрыва метастабильной жидкости.

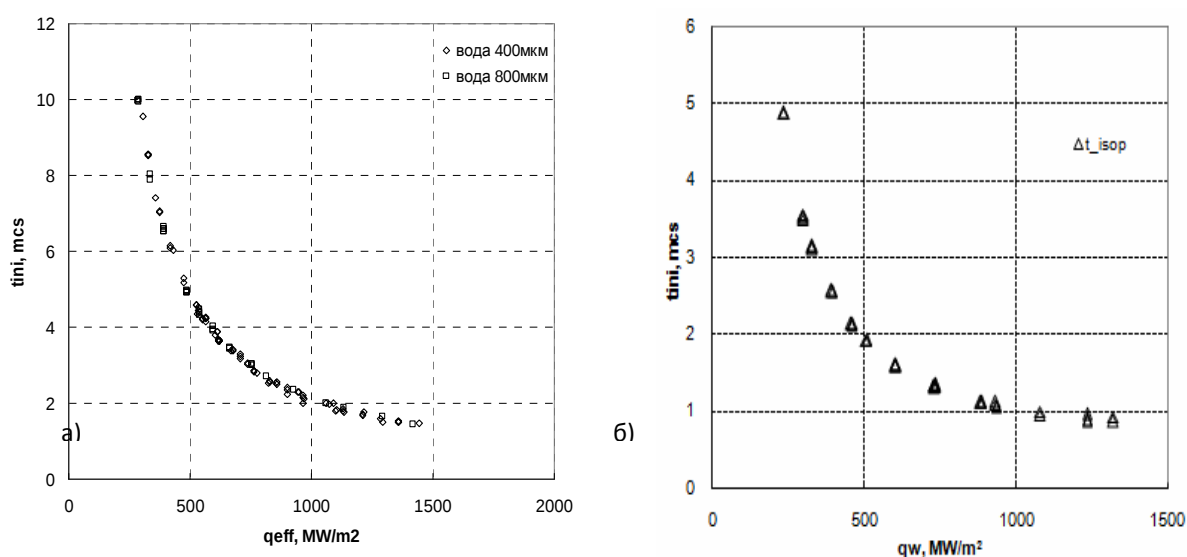


Рис. 6. Зависимость времени начала взрывного кипения воды (а) и этилового спирта (б) от плотности теплового потока

Заключение

С использованием оптического метода, основанного на измерении интенсивности лазерного пучка, зеркально отражённого от поверхности нагревателя, при появлении паровых пузырьков, экспериментально исследовано взрывное вскипание воды и этилового спирта при импульсном нагреве в неоднородном поле температур на поверхности плоского микронагревателя, покрытого субмикронным карбидокремниевым слоем. Опыты показали, что данный метод имеет высокую чувствительность и позволяет измерить динамику доли поверхности нагревателя, занятой паровыми пузырьками, на начальной стадии взрывного кипения. Полученные данные по динамике заполнения поверхности нагревателя паровой фазой, времени жизни основного парового пузыря и пузыря-сателлита и температуры начала кипения показывают, что сверхвысокие плотности теплового потока обеспечили переход к фазовому взрыву воды и спирта. В этих условиях пузырьковый распад жидкости имеет взрывной характер и происходит за времена меньше 350 нс. На начальной стадии фазового взрыва пузырьки неравномерно распределены по

поверхности нагревателя, их число мало, и в момент зарождения пузырьков наблюдается излучение расходящихся волн давления. По мере роста температуры нагревателя число пузырьков растёт, и на заключительной стадии пузырькового распада поверхность нагревателя равномерно покрыта облаком пузырьков, которые в дальнейшем объединяются, формируя паровую пленку и переход к пленочному кипению.

Работа выполнена при финансовой поддержке интеграционного проекта №54 СО РАН.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Allen R.R., Meyer J.D. and Knight W.R. Thermodynamics and Hydrodynamics of Thermal Ink Jets // Hewlett-Packard J. – 1985. - Vol. 36. - P. 21-27.
2. Lang F., Mosbacher M. and Leiderer P. Near field induced defects and influence of the liquid layer thickness in Steam Laser Cleaning of silicon wafers // Appl. Phys. A. -2003. - Vol. 77.- P. 117-123.
3. Neumann J. and Brinkmann R. Boiling nucleation on melanosomes and microbeads transiently heated by nanosecond and microsecond laser pulses // J. Biomed. Opt. – 2005. - Vol. 10 (2). –P. 024001(1–12).
4. Lienhard, J.H. Corresponding states correlations of the spinodal and homogeneous nucleation limits // J. Heat Transfer. – 1982. – V. 104. – P. 379-381.
5. Павлов П.А. и Никитин Е.Д. Кинетика зародышеобразования в перегретой воде // Теплофизика высоких температур. – 1980. - Т.18. - №2.- С. 354-358.
6. Zhao Z., Glod S. and Poulikakos D. Pressure and Power Generation during Explosive Vaporization on a Thin-Film Microheater // Int. J. Heat Mass Transfer. – 2000. - Vol. 43. - P. 281-296.
7. Kuznetsov V.V., Vasserman E.S. Explosive vaporization dynamics on a flat microheater // Proc. 3-rd International Symposium on Two-Phase Flow Modeling and Experimentation. – 2004. – Pisa. - Paper ven 04.
8. Bhaskar E.V. and Aden J.S. Development of the thin-film structure for the ThinkJet printhead // Hewlett-Packard Journal. – 1985. - Vol. 36. - N5. - P. 27-33.

© В.В. Кузнецов, И.А. Козулин, 2011

УДК 528

*А.В. Кошелев, А.П. Карпик, Г.А. Уставич, А.К. Синякин, В.А. Кошелев,
С.С. Титов, Ю.В. Скипа, А.А. Дубинина, Н.В. Заржецкая*
СГГА, Новосибирск

ОБ АТТЕСТАЦИИ СОВРЕМЕННЫХ СВЕТОДАЛЬНОМЕРОВ НА ЭТАЛОННЫХ ЛИНЕЙНЫХ БАЗИСАХ

Выполнен критический анализ существующих схем метрологической аттестации фазовых светодальномеров с учетом некорректности используемых формул для расчета скорости распространения световых волн в атмосфере. Предложена новая схема создания базиса для метрологической аттестации фазовых светодальномеров.

*A.V. Koshelev, A.P. Karpik, G.A. Ustavich, A.K. Sinjakin, V. A. Koshelev, Yu. V. Skipa,
S.S. Titov, A.A. Dubinina, N.V. Zarjeckaja*
Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)
10 Plakhotnogo U1., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

CERTIFICATION OF MODERN OPTICAL RANGE-FINDERS ON CALIBRATION BASELINES

The authors analyze the existing chains for metrological certification of phase optical range-finders taking into account the fact of the formulae used for calculation of light waves propagation in the atmosphere being incorrect. A new scheme for the development of the baseline for certification of phase optical range-finders is offered.

В настоящее время аттестация высокоточных фазовых светодальномеров выполняется на эталонных базисах. Существующая государственная поверочная схема для передачи единиц длины от эталона к образцовым и рабочим средствам помимо геодезических жезлов, инварных проволок и лазерных интерферометров предусматривает использование фазовых светодальномеров соответствующего класса точности. Часто рекомендуемые для этих целей светодальномеры фирмы «Керн» ME-3000 с длиной волны несущего излучения $\lambda_1=0,485$ мкм, а также более поздняя модель ME-5000 с длиной волны лазера $\lambda_2=0,633$ мкм. Эти дальномеры имеют высокую инструментальную чувствительность порядка сотых долей миллиметра [1,2]. Однако исследования, выполненные автором в работе [3], показали, что в фазовых светодальномерах применяется некорректное значение скорости распространения оптических волн в атмосфере поэтому применение существующих светодальномеров в качестве рабочих средств для создания эталонных базисов недопустимо.

Это объясняется тем, что в настоящее время групповые скорости волн для фазовых светодальномеров определены из соотношения Рэлея с применением фазовых скоростей волн. Ранее полагалось, что из результатов реальных измерений интерферометрами Б. Эдлен определил фазовый показатель преломления с целью нахождения показателя преломления воздуха в зависимости от метеоусловий. В действительности, по результатам измерений Б. Эдлен нашел групповой показатель преломления атмосферы [4]. Экспериментально это доказано в работе [5]. При существующей методике расчета скорости волн в атмосфере для фазовых светодальномеров содержатся значительные систематические погрешности, пропорциональные длинам измеряемых расстояний. Целью настоящей работы является анализ и оценка величины погрешностей, вызванных использованием некорректного показателя преломления, а также разработка практических рекомендаций по созданию точных эталонных базисов.

Для этих целей вместо некорректной повсеместно используемой (И) формулы группового индекса показателя преломления атмосферы $N_{И0}(\lambda)$ в стандартных условиях

$$N_{И0}(\lambda) = (n_{g0} - 1)10^6 = 272,6129 + \frac{3 \cdot 1,5294}{\lambda^2} + \frac{5 \cdot 0,01367}{\lambda^4}. \quad (1)$$

предлагается (П) применять формулу, которая раньше называлась фазовым показателем преломления

$$N_{П0}(\lambda) = (n_{g0} - 1)10^6 = 272,6129 + \frac{1,5294}{\lambda^2} + \frac{0,01367}{\lambda^4}. \quad (2)$$

Для условий, отличающихся от стандартных, групповой индекс показателя преломления воздуха можно вычислить, используя значения $N_o = (N_{П0} \text{ или } N_{И0})$ в следующем выражении [3]:

$$N_{П(И)}(\lambda) = N_o \frac{T_o \cdot P}{P_o \cdot T} - \left(17,045 - \frac{0,5572}{\lambda^2} \right) \frac{e}{T}, \quad (3)$$

где $T_o = 288,15 \text{ K}$ ($t_o = 15^\circ \text{C}$), $P_o = 760 \text{ мм рт. ст.}$, P , T и e – измеренные на момент наблюдений средние значения давления, температуры и влажности на концах измеряемой линии.

Для оценки влияния некорректности используемых формул расчеты выполнялись с помощью разности расстояний, полученных с использованием корректных и некорректных значений показателя преломления атмосферы

$$\Delta(\lambda) = D_{И}(\lambda) - D_{П}(\lambda), \quad (4)$$

где $D_{И}(\lambda) = D_o[1 + N_{И}(\lambda) \cdot 10^{-6}]$, а $D_{П}(\lambda) = D_o[1 + N_{П}(\lambda) \cdot 10^{-6}]$. Расчеты выполнялись при $T = T_o$, $P_o = P$ и $e = 10 \text{ мм рт. ст.}$ Для светодальномера МЕ-3000 при $D_o = 3000 \text{ м}$ получено $\Delta(\lambda_1) = 42 \text{ мм}$, что соответствует коэффициенту, пропорциональному погрешности от длины измеряемой линии $b = 14 \text{ мм/км}$, а для МЕ-5000 при $D_o = 8000 \text{ м}$ [2] имеем $\Delta(\lambda_2) = 64 \text{ мм}$, соответствующее значению $b = 8 \text{ мм/км}$. Из вычислений с помощью уравнения (4) следует, что расчеты с использованием некорректных формул (1) дают существенно завышенные результаты светодальномерных измерений. Аналогичные выводы

получены в работе [6], где также отмечено, что результаты светодальномерных измерений искажены в сторону увеличения по сравнению с результатами прецизионных GPS-измерений. Это показывает, что методические погрешности существующих фазовых светодальномеров имеют величины, существенно превышающие их паспортные значения, а сами измеренные длины после введения поправок за атмосферу превышают их истинные значения.

Отметим, что ослабление указанных погрешностей может осуществляться двумя путями:

- Вводом соответствующих приборных поправок, определенных с достаточной частотой в диапазоне измеряемых длин на эталонных базисах, измеренных интерферометрами и инварными проволоками, даже при использовании некорректных скоростей, что и осуществлялось до настоящего времени;
- Использованием корректных значений скоростей оптических волн с применением формулы (2), представленной в данной работе.

Однако, практическое применение первого случая ограничено тем, что наибольшая длина надежно измеренного и проконтролированного с помощью инварных проволок и оптического интерферометра, например, финского базиса Нуммела имеет длину лишь 864 м [7]. Расстояния больше 864 м, измеренные даже самыми точными светодальномерами, до настоящего времени имеют реальные погрешности, близкие к представленным на рис. 1. Это дает основание полагать, что лишь до длины 864 м в рассматриваемом случае использование промежуточных точек с коррекцией за «приборные поправки» при их достаточной частоте позволяло, в определенной степени, лишь ослабить ошибки, обусловленные некорректностью используемых формул (1). В этом случае возможный график погрешностей с использованием существующей методики учета влияния атмосферы показан на рис. 1.

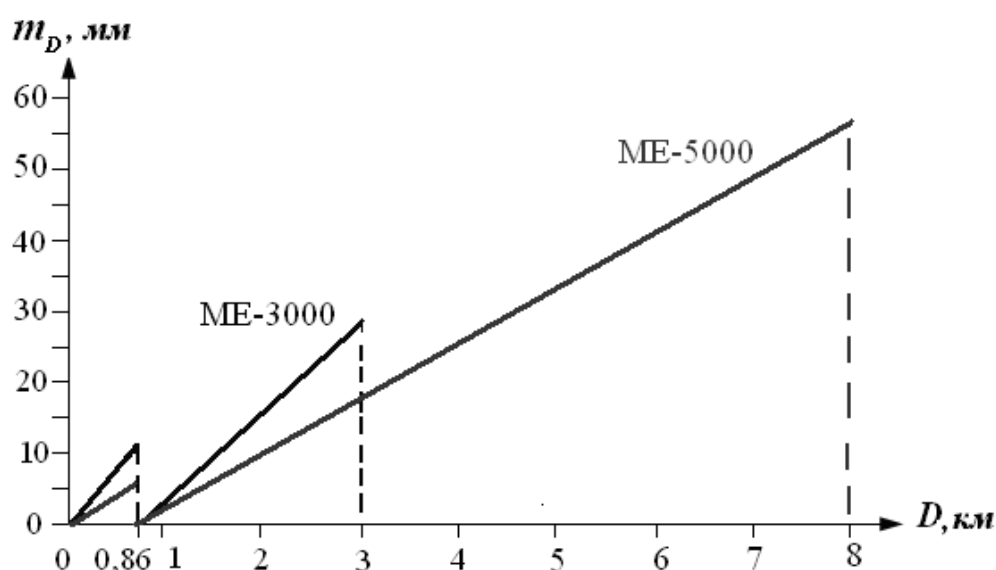


Рис. 1. График методических погрешностей, обусловленных влиянием атмосферы

В действительности, погрешности измерения расстояний, обусловленные влиянием атмосферы, для существующих фазовых светодальномеров могли быть частично снижены при определении приборных поправок на достаточно длинных базисах, измеренных GPS-аппаратурой. Однако и здесь возникают проблемы, поскольку современные GPS-приемники должны также аттестовываться на базисах, измеренных интерферометрами или инварными проволоками. В настоящее время, к сожалению, их длина не превышает 1 км. К тому же существует ряд инструкций [9], рекомендующих использование базисов, измеренных фазовыми светодальномерами, для метрологической аттестации GPS-приемников.

Здесь важно отметить, что в измерениях протяженных линий инварными проволоками и (или) лазерными интерферометрами происходит накопление ошибок пропорционально измеряемым длинам. При этом измерения инварными проволоками и лазерными интерферометрами весьма дороги и трудоемки. Поэтому возникает задача построения больших базисов с погрешностью, близкой к измерениям интерферометрами и инварными проволоками. Эта задача может быть сравнительно просто и без существенных затрат решена использованием метода, впервые предложенного в работе [8]. Сущность его сводится к следующему. Положим, что на местности имеется точно измеренный инварными проволоками или лазерным интерферометром эталонный базис, например, длиной 864 м. Пусть этот базис измеряется высокоточным фазовым светодальномером ME-5000 по цифровому индикатору без введения поправок на метеоусловия. Этот прибор позволяет брать отсчет в метрах до четвертого знака после запятой [2].

Затем с минимальным перерывом по времени в створе с эталонным базисом этим же светодальномером на местности по цифровому индикатору светодальномера откладывается и закрепляется надежными центрами точно такое же расстояние. При этом отложенное расстояние будет равно длине эталонного базиса, а точность отложенного расстояния будет близка к точности исходного прецизионного базиса. Таким образом, выполняя аналогичные действия по увеличению длины базиса, можно добиться требуемой длины прецизионного базиса, пригодного для эталонирования во всем диапазоне измеряемых длин аттестуемого светодальномера.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Камен Х. Электронные способы измерений в геодезии / М.: Недра, 1982. – 156 с.
2. А.А. Козырев, Э.В. Каспарьян, Д.В. Жиров, Ю.Г. Смагина. Саамский разлом (Хибины) – аномальный характер современных деформаций [Текст] // Вестник МГТУ, том 12, 2009. – №4. – С.702-707.
3. Кошелев А.В. О фазовом и групповом показателе преломления оптических волн для геодезических измерений [Текст] / А.В. Кошелев // Известия вузов. Геодезия и аэрофотосъемка. – 2009. – № 2. – С. 33-36.
4. Edlen B. The refractive index of air. // «Metrologia». – 1966. – V. 2, № 2. – P. 71-80.

5. Кошелев А.В. Учет влияния показателя преломления атмосферы на результаты светодальномерных измерений / Сб. трудов IX Междун. конф. «ПРИКЛАДНАЯ ОПТИКА-2010» – Санкт-Петербург. – С.265-269.

6. Savage J.C., Lisovski M., Prescott W. H. Observed discrepancy between Geodolite and GPS distance measurements. // Journal of Geophysical Research – 1996. 101, N 11. 25,547 - 25,552.

7. Kontinen R. The long- term stability of the Nummela Standard Baseline. Int. Union Geod. and Geophys // 21st Gen. Assembly, Boulder, Colorado, July 2-14, 1995.

8. Уставич Г.А., Кошелев А.В. Шестаков С.И. Съёмка подкрановых путей полярного крана АЭС. [Текст] /Уставич Г.А. //Геодезия и картография. -1994.-№ 4 - С.13-14.

9. Уставич Г.А. К вопросу создания эталонных базисов для аттестации спутниковой аппаратуры и светодальномеров. [Текст] /Уставич Г.А. // Геодезия и картография. -1999.-№ 9 - С.7 -14.

© А.В. Кошелев, А.П. Карник, Г.А. Уставич, А.К. Синякин, В.А. Кошелев,
С.С. Титов, Ю.В. Скипа, А.А. Дубинина, Н.В. Заржецкая, 2011

УДК 535.3; 535.4

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

ЛАЗЕРНАЯ РЕТУШЬ ОПТИЧЕСКОЙ НЕРАВНОМЕРНОСТИ ВОЗДУШНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ В МНОГОЛУЧЕВЫХ ИНТЕРФЕРОМЕТРАХ

Рассматриваются вопросы технологии исправления оптической неравномерности воздушных промежутков в многолучевых интерферометрах, положения зеркал которых при изготовлении устройств зафиксированы и не могут юстироваться. Искажения могут придавать промежутку, например, форму клина или быть вызванными неплоскостностью подложек зеркальных покрытий интерферометров.

D.V. Chesnokov, V.V. Chesnokov, D.M. Nikulin, D.V. Kochkaryov
Siberian State Geodesy Academy (SSGA)
10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

LASER RETOUCH OF OPTICAL NON-UNIFORMITY OF AIR INTERVALS IN MULTIBEAM INTERFEROMETERS

Questions of technology for correction of optical non-uniformity of air intervals in the multibeam interferometers, which positions of mirrors at manufacturing of devices are fixed and couldn't be justified, are considered. Corrections are reached by controllable lazer-pyrolitic local sedimentation of a transparent film of a necessary thickness on a surface of a mirror from an air backlash.

Рассматриваются вопросы технологии исправления оптической неравномерности воздушных промежутков в многолучевых интерферометрах, положения зеркал которых при изготовлении устройств зафиксированы и не могут юстироваться. Искажения могут придавать промежутку, например, форму клина или быть вызванными неплоскостностью подложек зеркальных покрытий интерферометров. Исправления достигаются контролируемым лазерно-пиролитическим локальным осаждением прозрачной плёнки необходимой толщины на поверхности зеркала со стороны воздушного зазора путём облучения зеркала сканирующим лазерным пучком с внешней стороны; нанесённая плёнка увеличивает оптическую длину пути излучения между зеркалами, компенсируя погрешности плоскостности зеркал. Возможна «доводка качества» интерферометра до уровня $\lambda / 100$ и менее оптической неравномерности воздушных промежутков между зеркалами интерферометра; достижимый уровень устранения искажений интерференционной картины определяется, главным образом, пределами их обнаружения.

Реальные поверхности обладают той или иной степенью отклонений от плоскостности. Например, в серийном оптическом производстве при изготовлении изделий по высшему классу точности допуск на отклонение формы поверхности зеркал точных приборов определяется числом колец интерференции $N=0,1 - 0,5$ (0,05 – 0,25 мкм на диаметре порядка 10 см) [1].

Задача получения воздушного промежутка существенно усложняется при необходимости его выдерживать плоским по всей поверхности пластин с точностью до сотых и менее долей длины волны света, требующейся в оптических устройствах [2], так как трудоёмким является изготовление самих пластин с указанным значением плоскостности.

В случаях величин воздушных промежутков между «квазиплоскими» оптическими поверхностями порядка микрометра и менее, имеющими большие площади, применим подход использования не плоского, но эквидистантного промежутка, рассматриваемый в [3, 4], с применением жертвенного слоя.

При воздушных промежутках между поверхностями более нескольких мкм использование жертвенного слоя проблематично, так как само его изготовление с нужной точностью становится сложной технологической задачей.

В настоящем сообщении рассматривается возможность улучшения оптической неравномерности («ретуши») воздушных промежутков в уже изготовленных интерферометрах или в других оптических устройствах с аналогичными «интерферометрическим» требованиями по равномерности воздушных промежутков. При такой «ретуши» в промежутке между зеркалами необходимо создать атмосферу паров летучих химических соединений, которые при лазерной термоактивации реакций между ними образуют на внутренней (со стороны промежутка) поверхности зеркального покрытия слой прозрачного вещества. Технология лазерного получения тонких плёнок (технология LCVD) в настоящее время довольно широко исследуется и используется в области микротехнологий [5].

Лазерное облучение ведётся с внешней по отношению к корректируемому промежутку стороны. Так как показатель преломления образующегося слоя больше единицы, оптическая длина пути между зеркальными покрытиями увеличивается на величину $\Delta = h(n-1)$, где h - толщина, n - показатель преломления образующегося прозрачного слоя. Например, при необходимости компенсировать оптическую неоднородность величиной $\Delta = \lambda / 10$ в видимом диапазоне спектра при $n=1,5$ толщина образующегося слоя должна быть ~100 нм. На рис. 1 показана упрощённая оптическая схема устройства для нанесения покрытий с контролем степени «залечивания» неоднородностей промежутка в ходе технологического процесса.

В корпус интерферометра, в котором полупрозрачные зеркала на прозрачных подложках расположены с некоторым воздушным промежутком, вводится парогазовая смесь реагентов. Нижнее зеркало с внешней стороны облучается сфокусированным лазерным пучком, перемещаемым с помощью гальванометрического зеркала, сканирующего по взаимно перпендикулярным направлениям; лазерный пучок в области падения поглощается, нагревает

полупрозрачное зеркало до температуры активации химической поверхностной реакции, в ходе которой на внутренней поверхности зеркала локально, только в нагретой области осаждается тонкая плёнка прозрачного вещества. Контроль за толщиной получающейся плёнки в реальном масштабе времени ведётся по интерференционной картине, формируемой в области соответствующего анализатора при освещении «ремонтируемого» интерферометра с помощью наклонного полупрозрачного зеркала, размещенного в лазерном пучке, монохроматическим коллимированным излучением. Интенсивность или длительность лазерного облучения ретушируемых участков регулируется с помощью цепи обратной связи по управляющим сигналам, формируемым в анализаторе интерференционной картины.

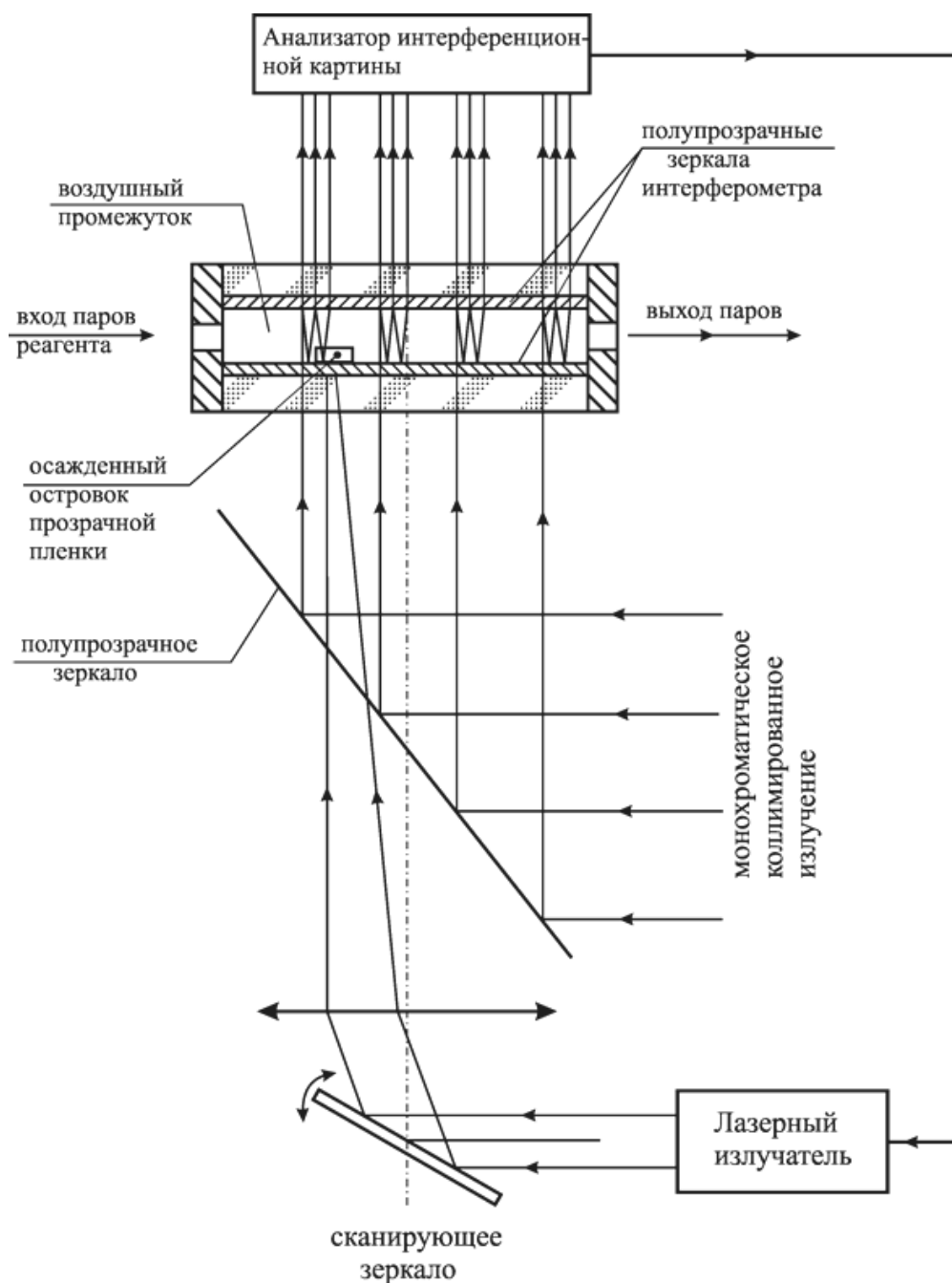


Рис. 1. Упрощённая схема устройства для ретуши воздушных промежутков в интерферометрах

В качестве материала прозрачных плёнок могут быть применены прозрачные окислы алюминия или кремния, которые получают пиролизом паров летучих соединений. Для получения плёнок Al_2O_3 используется, например, пиролиз паров изопропилата алюминия, который обладает достаточной летучестью при 130^0 С, разлагается при $270 - 400^0$ С с образованием прозрачной плёнки Al_2O_3 [6]. Температура пиролиза должна быть ниже температуры повреждения зеркальных покрытий, которые часто являются алюминиевыми. Для LCVD используются импульсные излучения эксимерных лазеров, азотного лазера, твердотельного лазера Nd:YAG с удвоением частоты и др. Длительность τ импульса излучения

$$l = \sqrt{a\tau},$$

где a - температуропроводность слоя, определяет глубину прогревания слоёв и ограничивает предельную толщину наносимой плёнки длиной l тепловой волны в зеркальном слое и наносимой плёнке. Наносимые при помощи облучения с тыльной стороны подложки диэлектрические плёнки могут иметь толщину не более нескольких десятых долей мкм.

Рассматриваемый метод ретуши интерферометров может существенно упростить и удешевить их производство, улучшить качество интерференционных приборов, так как позволит «доводить» качество изделий, изготавливаемых по производственным технологиям, до уровня «эксклюзивных», гораздо более дорогостоящих.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Справочник технолога-оптика /М.А. Окатов. Э.А. Антонов, А. Байгожин и др.; Под ред. М.А. Окатова. СПб.: Политехника, 2004. – 679 с.
2. Скоков И. В. Многолучевые интерферометры в измерительной технике. – М.: Машиностроение, 1989, - 256 с.
3. Чесноков Д.В. Исследование оптических характеристик управляемого микромеханического светофильтра/ Д.В. Чесноков, А.Е. Чесноков / Соврем. проблемы геодезии и оптики. 71 научно-техническая конф. СГГА. – Новосибирск, 2004. – С. 86-89.
4. Чесноков В.В., Чесноков Д.В., Никулин Д.М., Чесноков А.Е. Способ изготовления перестраиваемого светофильтра с интерферометром Фабри-Перо. Патент РФ № 2388025, заявлен 21.07.2008
5. Чесноков В.В., Резникова Е.Ф., Чесноков Д.В. Лазерные наносекундные микротехнологии / Под общ. ред. Д. В. Чеснокова.– Новосибирск: СГГА, 2003.
6. Осаждение плёнок и покрытий разложением металлоорганических соединений. Отв. ред. акад. Г.А. Разуваев. - М.: Наука, 1981. 322 с.

© Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков, Д.М. Никулин, Д.В. Кочкарёв, 2011

УДК 535.016

*В.П. Корольков^{1,2}, Р.К. Насыров¹, Р.В. Самсонов², А.А. Ионин³, С.И. Кудряшов³,
Л.В. Селезнев³, Д.В. Ситицын³, С.В. Макаров³, Б.Г. Гольденберг⁴, С.А. Сухих⁵,
А.И. Маслий⁶, А.Ж. Медведев*

¹ИАиЭ СО РАН, ²НГУ, ⁴ИЯФ СО РАН, ⁵ИФП СО РАН, ⁶ИХТТМ, Новосибирск

³ФИ РАН, Москва

ХАРАКТЕРИЗАЦИЯ НАНОСТРУКТУР, СФОРМИРОВАННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ

В статье рассмотрены экспериментальные методы характеристики наноструктур, сформированных фемтосекундным лазерным излучением на поверхности металлов, а также результаты их применения для исследования наноструктурированных поверхностей Ni/Cu фольг.

*V.P. Korolkov^{1,2}, R.K. Nasyrov¹, R.V. Samsonov², A.A. Ionin³, S.I. Kudryashov³, L.V. Seleznev³, D.V. Sinitzyn³, S.V. Makarov³, B.G. Goldenberg⁴, S.A. Suhikh⁵, A.I. Maslyi⁶,
A.J. Medvedev⁶*

¹IA&E SB RAS, ²NSU, ⁴INP SB RAS, ⁵ISP SB RAS, ⁶ICSSM, Novosibirsk

³LPI RAS, Moscow

CHARACTERIZATION OF NANOSTRUCTURES FORMED BY FEMTOSECOND LASER IRRADIATION ON METAL SURFACE

We considered in the paper different characterization methods for experimental study of femtosecond laser nanostructuring of metal surface, and also results of their application to studying the nanostructured surfaces of Ni/Cu foils.

В последние годы было обнаружено, что при воздействии излучения мощных фемтосекундных лазеров на поверхности некоторых металлов (тантал, никель, медь, вольфрам и т. д.) и полупроводников (кремний, германий) формируются квазипериодические поверхностные структуры наномасштабных размеров с характерным периодом от 100 до 800 нм, обычно меньшим, чем длина волны структурирующего излучения [1-5]. Такие структуры (решетки) могут придавать поверхности уникальные физические и химические свойства, меняющиеся в зависимости от длины волны излучения [4]. К таким свойствам относится, например, взаимодействие с падающим светом видимой и ближней ИК области спектра, в результате которого происходит практически полное его поглощение. В частности, на основе этого эффекта возможно нанесение антиотражающих покрытий, например, для создания высокоэффективных приемников излучения и эмиттеров для спектрального преобразования энергии горения. Но если предположить, что возможно перенесение такого нанорельефа

с поверхности металла на поверхность прозрачных материалов при репликации, то возникает новая перспективная область применения эффекта фемтосекундного лазерного наноструктурирования (ФЛН) для создания просветляющих непоглощающих покрытий оптических элементов.

Проблема исследования ФЛН состоит в том, что изменение поверхностного рельефа происходит на масштабах от сотен нанометров до десятков микрометров. Поэтому для анализа поверхности необходимо применять экспериментальные методики, основанные на различных физических принципах. В настоящей работе мы представляем методы характеристики поверхностных наноструктур, сформированных фемтосекундным лазерным излучением на поверхности электрохимически выращенных Ni/Cu фольг.

Оптическая микроскопия является наиболее простым и оперативным методом анализа поверхности, применимой для анализа морфологии поверхности при ФЛН от крупных неоднородностей, вызванных структурой распределения интенсивности фемтосекундного лазерного пучка, до размеров дефектов порядка единиц микрометров, образованных эрозией формируемой наноструктуры. Нанорешетки, возникающие в результате интерференции между падающей электромагнитной волной и возбуждаемыми ею поверхностными плазмонами, обнаруживаются надежно с помощью **сканирующей электронной микроскопии (СЭМ)** с увеличением не менее 3000X. Необходимо отметить, что, несмотря на то, что исследуемые образцы были металлическими, высокое разрешение СЭМ достигается только при напылении золота. Это вызвано, вероятно, накоплением заряда на слое оксида на поверхности наноструктур.

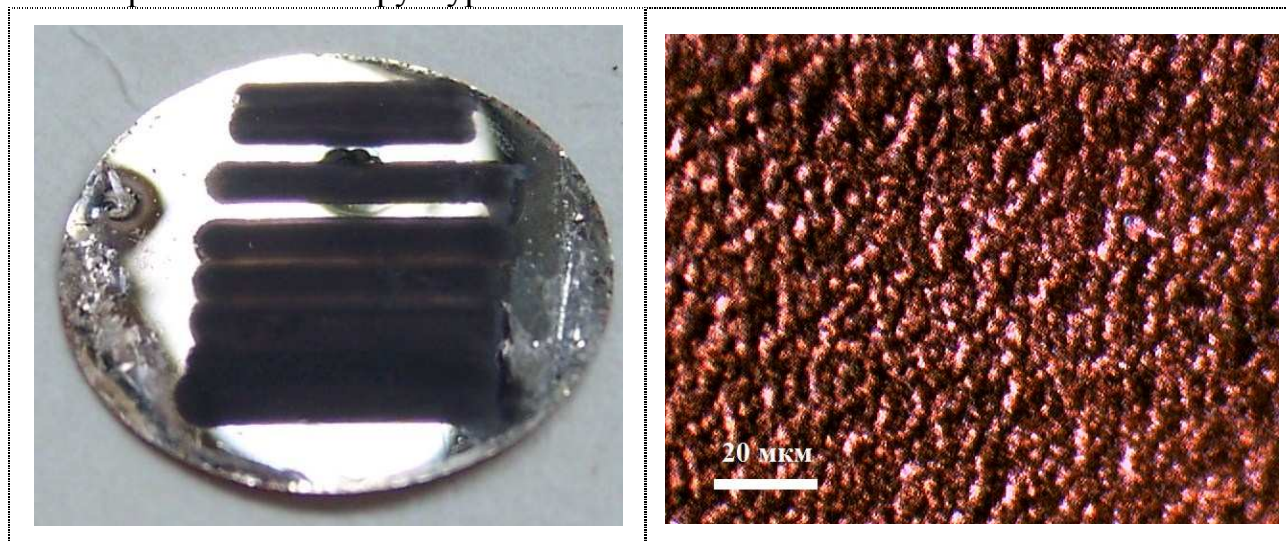


Рис. 1. (а) – образец Ni/Cu фольги (а), экспонированной в воздухе фемтосекундным излучением; (б) – микрофотография облученного участка, полученная с помощью оптического микроскопа

Исследования, проведенные нами при помощи оптической и растровой электронной микроскопии, показали, что при определенных условиях при облучении в воздухе и через тонкий (1-1.5 мм) поверхностный слой воды структура поверхности имеет вид квазипериодических бороздок (штрихов) с

характерными периодами порядка 400-450 (рис. 2, а) и 370-390 нм (рис. 2, б), соответственно, причем волновой вектор возникающих штриховых решеток, как и ожидалось, параллелен поляризации излучения лазера. При облучении в воде процесс формирования линейной решетки не столь выражен, как в воздухе. В других жидкостях такие частицы не образовывались, и штриховой характер структур полностью пропадал, приобретая вид совокупности нанопичков (рис. 2, в-г).

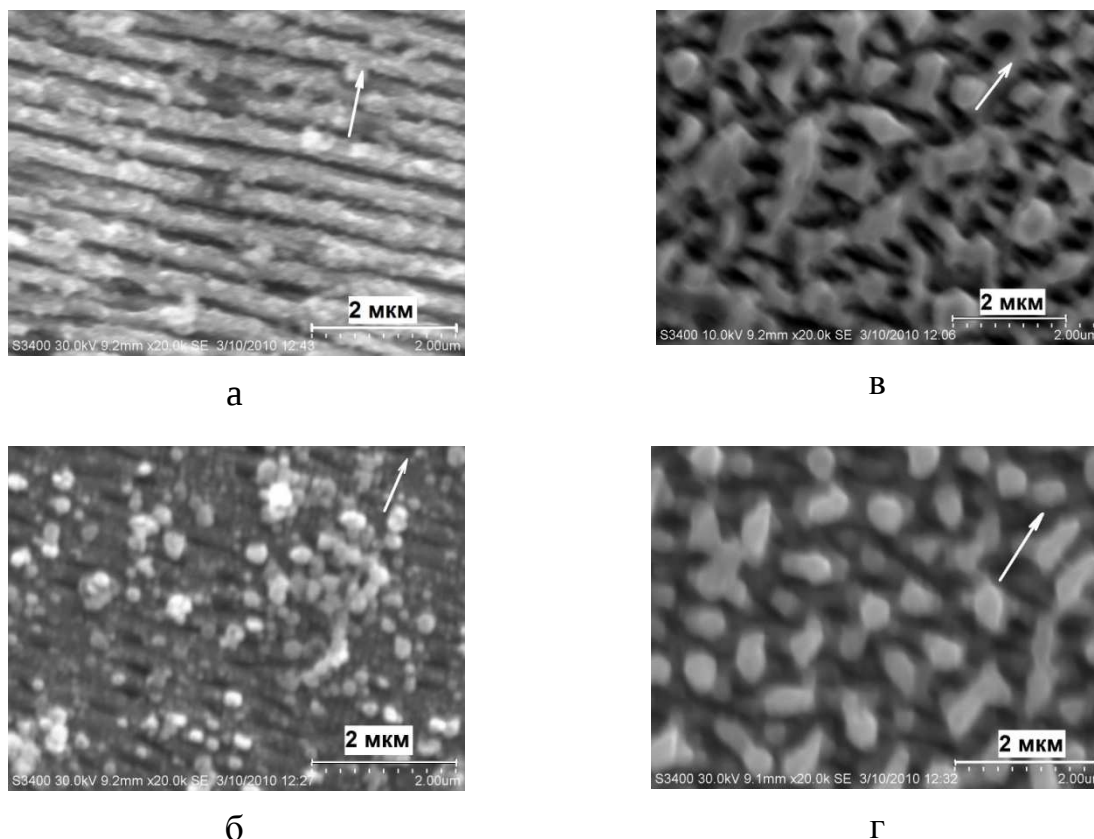


Рис. 2. СЭМ-снимки наноструктур, сформированных при различных условиях: (а) – на воздухе при плотности энергии 150 мДж/см², (б) – в воде при 100 мДж/см², (в) – в этаноле при 100 мДж/см², (г) – в бензине при 90 мДж/см². Стрелкой отмечена поляризация лазерного излучения. Сканирующий электронный микроскоп Hitachi S3400N

В силу довольно низкой степени упорядоченности поверхностных структур количественный анализ изображений поверхности удобно проводить с помощью Фурье-анализа. Перед анализом снимки ориентировались так, чтобы направление вектора поляризации было горизонтальным. Усредненные Фурье-спектры вычислялись отдельно для каждой горизонтальной строки изображения и затем усреднялись по всем строкам.

Усредненный Фурье-спектр (рис. 3, а) наноструктуры, полученной при облучении в воздухе, демонстрирует явный пик в районе пространственной частоты 2200 мм⁻¹, что соответствует периоду решетки 450 нм. Вместе с тем, помимо данного сильного пика заметен еще один более слабый, но отчетливый пик в области около 1330 мм⁻¹. Период 750 нм такой структуры соответствует длине волны используемого фемтосекундного лазера. Положение данных

пиков в Фурье-спектре позволяет приблизительно сопоставить их первой и второй гармоникам штрихового нанорельефа поверхности (рис. 2, а).

На Фурье-спектрах 2-5 структур, полученных при облучении в разных средах, видно, что характерные размеры дефектов поверхности лежат в пределах от 1500 до 3100 мм^{-1} , что примерно соответствует разбросу размеров от 300 до 700 нм. Разрушение линейного характера наноструктуры в жидкостях может быть связано со сложным преломлением света в жидкости, начинающей движение при многоимпульсном режиме облучения, а также движением самого расплава материала. Характерный размер наночастиц, образующихся при облучении фольги в воде равен порядка 300 нм, что согласуется с пиком на частоте 3000 л/мм для кривой 4 рис. 2, в. Присутствие наночастиц с размером менее 300 нм приводит к сильному подъему этой кривой на высоких пространственных частотах до 5500 мм^{-1} .

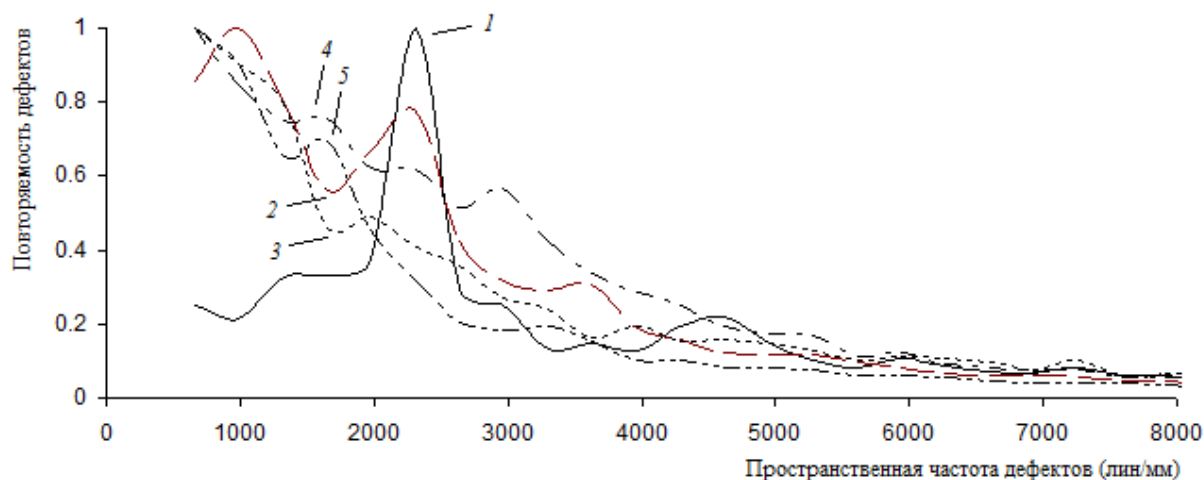


Рис. 3. (а) – Фурье-спектр СЭМ-снимка поверхности (б), экспонированной в воздухе излучением с плотностью энергии 150 мДж/см^2 , (в) Сравнение фурье-спектров СЭМ-снимков поверхностей со структурами, полученными при различных внешних условиях и энергиях излучения, приходящихся на один импульс. 1 – воздух (200 мДж/см^2), 2 – этанол (100 мДж/см^2), 3 – этанол (150 мДж/см^2), 4 – вода (100 мДж/см^2), 5 – бензин (90 мДж/см^2).

Оптическая бесконтактная профилометрия несмотря на невысокое горизонтальное пространственное разрешение дает полезную информацию об общем сьеме облучаемого материала за счет абляции. Это необходимо знать для возможных технологических применений изучаемого явления. Наши измерения с помощью интерферометра белого света WLI (ВМТ, Германия) показали, что огибающая поверхности после фемтосекундной лазерной обработки смещается вглубь фольги не более чем на 150-200 нм при плотности энергии до 200 мДж/см^2 .

Полезную информацию об изменении свойств поверхностей под действием интенсивного импульсного лазерного излучения можно получить с помощью атомно-силовой микроскопии и, в особенности, с помощью ее разновидности нанотвердометрии. Мы используем в наших исследованиях сканирующий нанотвердомер Наноскан-3D (ТИСНУМ, г. Троицк) [6]. Он

позволяет реализовать измерение твердости методами наноиндентирования и склерометрии не только монолитных образцов, но и тонких пленок. На рис. 4 показан результат исследования напыленной пленки хрома толщиной 75 нм до и после лазерного облучения по сравнению с твердостью калибровочного образца плавленого кварца. Существенно более высокая твердость пленок хрома по сравнению с твердостью массивных крупнозернистых образцов (1.3 ГПа) подтверждает результаты других авторов [7] и обусловлена частичной ликвидацией несплошностей в границах зерен при внедрении в них атомов кислорода, обладающих более сильной химической связью с атомами хрома, чем связь между атомами хрома. Возрастание твердости при облучении лазерным пучком вызвано, по все вероятности, окислением хрома на поверхности и в объеме пленки. Оксид хрома имеет твердость 21 ГПа согласно работе [8].

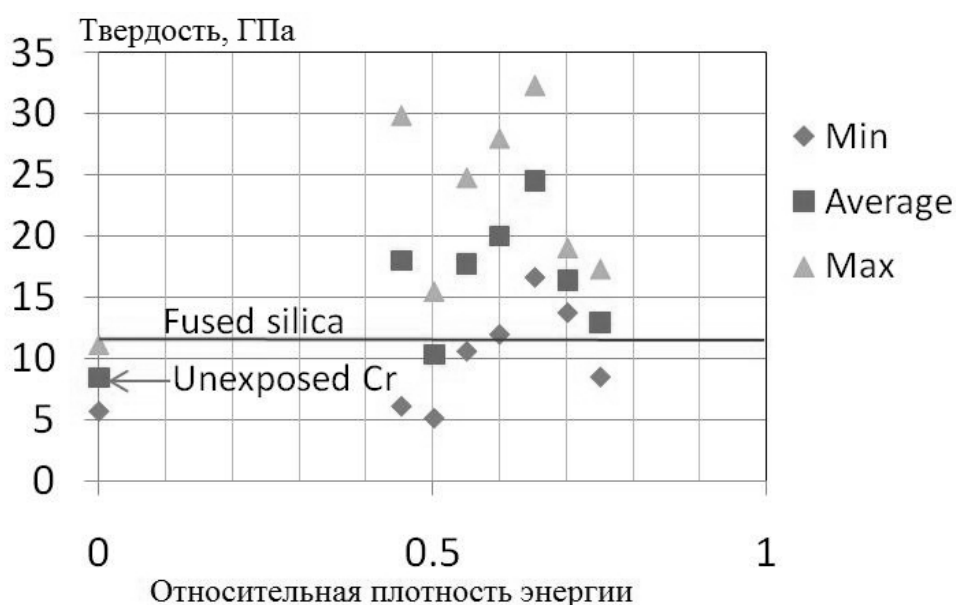


Рис. 4. Изменение твердости облученных лазерным излучением пленок хрома в зависимости от относительной плотности энергии лазерного пучка

Мы планируем провести подобные исследования и для Ni/Cu фольг с целью определения возможности применения наноструктурированных металлов для многократной репликации нанорельефа на поверхность полимерных образцов. Твердость поверхностного слоя покрытия играет в этом случае важную роль.

Таким образом, нами были исследованы наноструктуры, возникающие после облучения поверхности металлических образцов сверхкороткоимпульсным лазерным излучением. Установлен штриховой (линейчатый) характер таких структур при воздействии в воздухе и воде, а также отсутствие линейчатости при воздействии в некоторых других жидкостях. Также отмечено изменение упорядоченности решеток при изменении мощности лазера и параллельность волнового вектора возникающих штриховых нанорешеток поляризации структурирующего лазерного излучения.

Данная работа частично поддержана Междисциплинарным проектом № 55 СО РАН и проектами РФФИ 09-02-12018-офи_м, 10-08-00941-а.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Заботнов С.В., Головань Л.А., Остапенко И.А. и др. Фемтосекундное наноструктурирование кремниевых поверхностей// Письма в ЖЭТФ 83.- 76, №2.- 2006.-С.76-79.
2. Vorobyev A.Y., Makin V.S., and Guo C. Periodic ordering of random surface nanostructures induced by femtosecond laser pulses on metals// J. Appl. Phys.- 101.- 2007.- 034903.
3. Макин В.С., Макин Р.С., Воробьев А.Я., Гуо Ч. Диссипативные наноструктуры и универсальность Фейгенбаума в неравновесной нелинейной динамической системе металл-мощное поляризованное ультракороткоимпульсное излучение// Письма в ЖТФ. - 2008. - Т.34, вып.9. - С.55-64.
4. Yang Y., Yang J., Liang C., and Wang H., "Ultra-broadband enhanced absorption of metal surfaces structured by femtosecond laser pulses// Optics Express.- 16.-2008.-Р. 1259-11265.
5. Голосов Е.В., Ионин А.А., Кудряшов С.И. и др., Фемтосекундная лазерная запись субволновых одномерных квазипериодических наноструктур на поверхности титана// Письма в ЖЭТФ.- 90.- №2.- 2009.-С.116-120.
6. http://www.nanoscan.info/?page_id=70/
7. Фирстов С. А., Рогуль Т. Г., Свечников В. Л. и др. Структура, механическое поведение и нанотвердость поликристаллических хромовых и молибденовых покрытий, полученных методом магнетронного распыления // Металлофизика и новейшие технологии. – 2003. – 25, № 9. – С. 1153–1164.

© В.П. Корольков, Р.К. Насыров, Р.В. Самсонов, А.А. Ионин, С.И. Кудряшов, Л.В. Селезнев, Д.В. Сеницын, С.В. Макаров, Б.Г. Гольденберг, С.А. Сухих, А.И. Маслий, А.Ж. Медведев, 2011

УДК 517.9

В.В. Комиссаров

СибУПК, Новосибирск

Н.В. Комиссарова

СГГА, Новосибирск

О.Н. Чащин

СибУПК, Новосибирск

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОЩНОСТИ ТЕПЛОИЗОЛИРУЮЩЕГО СЛОЯ МЕТОДОМ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПЕРЕНОСА

В работе рассмотрены две обратные задачи теплопереноса, имеющие приложения к определению теплозащитных свойств строительных материалов и сооружений на стадии проектирования. Задача нахождения коэффициента теплопроводности для строительных материалов, имеющих слоистую структуру. Другая задача - определение геометрических характеристик сооружения при известных теплопроводящих свойствах материалов.

V.V. Komissarov

Siberian University of Consumer Co-operatives (SUCC), Novosibirsk

N.V. Komissarova

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA), Novosibirsk

O.N. Chashin

Siberian University of Consumer Co-operatives (SUCC), Novosibirsk

DETERMINATION OF POWER HEAT-INSULATING LAYER BY INVERSE HEAT

In this paper we consider two inverse problems of heat transfer with applications to the determination of heat-shielding properties of building materials and structures at the design stage. The first challenge is the task of finding the coefficient of thermal conductivity of building materials, which have a layered structure. Another challenge is to determine the geometrical characteristics of structures with known heat-conducting properties of materials.

Математическая постановка

Рассмотрим традиционную обратную коэффициентную задачу теплообмена в слоистой среде Ω , состоящей из n слоев. Требуется по известным m нестационарным измерениям температуры внутри тела определить коэффициенты теплопроводности слоистой среды. При этом теплофизические характеристики среды (толщина слоев, начальное распределение температуры, распределение источника тепла по времени и по пространству и т. д.) считаются заданными. Нетрадиционная задача состоит в

определении толщины теплоизолирующих слоев при известных коэффициентах теплопроводности слоев и необходимой мощности тех слоев, которые несут нагрузку.

Математическая модель процесса теплообмена:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \operatorname{div}(\beta \operatorname{grad} T) = F(\Omega, t) \quad (1)$$

в трехмерной области $\Omega = (0; a) \times (0; b) \times (0; c)$ переменных x, y, z , при изменении времени от t_1 до t_2 . Считаем $t_1 = 0$, β – неизвестный коэффициент теплопроводности, F – внутренний тепловой источник, ρC – коэффициент объемной теплоемкости с плотностью ρ . Все эти величины зависят от пространственных переменных с естественными упрощениями.

Начальное и краевые условия задаются в виде

$$T_{t=0} = T_0(x, y, z). \quad (2)$$

$$T = \tilde{T}(t) \text{ на } \tilde{A}_1, \quad (3)$$

$$\beta \frac{\partial T}{\partial n} = k[T(t, x, y, z) - T_{\text{нар}}] \text{ на } \tilde{A}_2, \quad (4)$$

где $\tilde{A}_1$ и $\tilde{A}_2$ – части границы области Ω , k – коэффициент теплообмена, $T_{\text{нар}}$ – наружная температура воздуха.

Координаты x и y направлены по простиранию стены, координата z – вглубь стены, перпендикулярно к ее плоскости, начало системы координат находится на внутренней поверхности стены $\tilde{A}_1$, $\tilde{A}_2$ – наружная поверхность стены. Температура $\tilde{T}(t)$ на $\tilde{A}_1$ предполагается регулируемой, поток тепла $\frac{\partial T}{\partial n}$ пропорционален разности температуры на внешней поверхности стены $\tilde{A}_2$ (определяемой переносом тепла по объему стены), и температуры наружного воздуха.

Решение прямой двумерной задачи теплопроводности с использованием неявного метода переменных направлений (неявная разностная схема)

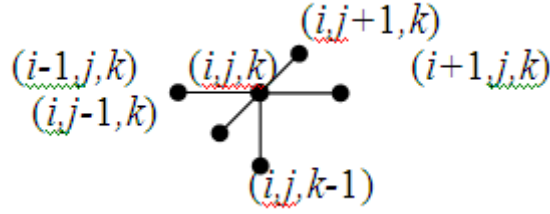
Построим в области $D = \{(x, y, t) \mid 0 < x < a, 0 < y < b, 0 < t \leq t_{\text{max}}\}$ равномерную прямоугольную сетку с шагом h в направлении x, y и с шагом τ – в направлении t . Обозначим узлы сетки (x_i, y_j, t_k) , приближенные значения функции $u(x, y, t)$ в этих узлах – $u_{i,j}^k$. Тогда

$$x_i = ih, \quad i = 0, 1, \dots, n_x, \quad n_x = a/h;$$

$$y_j = jh, \quad j = 0, 1, \dots, n_y, \quad n_y = b/h;$$

$$t_j = j\tau, \quad j = 0, 1, \dots, m, \quad \tau = t_{\text{max}}/m.$$

Аппроксимируем уравнение теплопроводности на шеститочечном шаблоне:



Воспользуемся продольно-поперечной схемой (неявный метод переменных направлений) [3]. Схема неявная по направлению x (по простиранию) и явная по направлению y (вглубь стены).

Алгоритм следующий: последовательно для всех j по явной разностной схеме определяется значение поля температур $u(x_i, y_j, t_{k-1/2}) \approx \underline{u}_{i,j+1}^{k-1/2}$:

$$\begin{cases} \underline{u}_{i,j+1}^{k-1/2} = \lambda_{i,j+1}(u_{i+1,j+1}^{k-1} + u_{i-1,j+1}^{k-1} + u_{i,j+2}^{k-1} + u_{i,j}^{k-1} - 4u_{i,j+1}^{k-1}) + \\ \quad + u_{i,j+1}^{k-1}, i = \overline{1, N_x - 1}, j = \overline{1, N_y - 2}, \\ \underline{u}_{i, N_y}^{k-1/2} = T_2, i = \overline{1, N_x - 1}. \end{cases}$$

Далее это значение используется в неявной схеме при решении системы N_x+1 линейных уравнений с N_x+1 переменными:

$$\begin{cases} u_{0,j}^{k-1/2} = T_2, \\ \lambda_{i,j} u_{i-1,j}^{k-1/2} - (1 + 4\lambda_{i,j}) u_{i,j}^{k-1/2} + \lambda_{i,j} u_{i+1,j}^{k-1/2} = \\ \quad = \lambda_{i,j} u_{i,j-1}^{k-1/2} - u_{i,j}^{k-1} - \lambda_{i,j} \underline{u}_{i,j+1}^{k-1/2}, \\ u_{N_x,j}^{k-1/2} = T_2, i = \overline{1, N_x - 1}, j = \overline{1, N_y - 1}. \end{cases}$$

Схема неявная по направлению y и явная по направлению x :

$$\begin{cases} u_{i,0}^k = T(x_i, t_k), \\ \lambda_{i,j} u_{i,j-1}^k - (1 + 4\lambda_{i,j}) u_{i,j}^k + \lambda_{i,j} u_{i,j+1}^k = \\ \quad = -\lambda_{i,j} u_{i-1,j}^k - u_{i,j}^{k-1/2} - \lambda_{i,j} \underline{u}_{i+1,j}^k, i = \overline{1, N_x - 1}, j = \overline{1, N_y - 1}, \\ u_{i, N_y}^k = T_2, \\ \underline{u}_{i+1,j}^k = \lambda_{i+1,j}(u_{i,j}^{k-1/2} + u_{i+1,j-1}^{k-1/2} + u_{i+1,j+1}^{k-1/2} + u_{i+2,j}^{k-1/2} - 4u_{i+1,j}^{k-1/2}) + \\ \quad + u_{i+1,j}^{k-1/2}, i = \overline{1, N_x - 2}, j = \overline{1, N_y - 1}, \\ \underline{u}_{N_x,j}^k = T_2, j = \overline{1, N_y - 1}. \end{cases}$$

Здесь $\lambda_{i,j} = \frac{\beta(x_i, y_j)\tau}{\rho(x_i, y_j)C(x_i, y_j)h^2}$. В выражении $\lambda_{i,j}$ учтена мощность

слоя теплоизолятора d_0 . Система имеет трехдиагональную матрицу, и её рациональней всего решать методом прогонки или методом Зейделя.

Универсальным методом, пригодным для решения уравнения теплопроводности с переменными и даже разрывными коэффициентами в произвольной области любого числа измерений, является локально-однородный метод [2]. Решение задачи в этой схеме ищется в виде решения цепочки одномерных задач.

Результаты численных экспериментов

Из физических соображений можно принять естественное предположение об одномерности модели. В пределах однородного слоя материала стены здания градиент температурного поля в направлении по глубине стены намного (в десятки раз) превосходит градиент этого же поля по простиранию стены [1].

На рис. 1 приведено распределение температур через 14 часов в квадратной области (помещении) размером 10 на 10. Толщина кирпичной стены – принята за 1, толщина теплоизолятора 0,5. Начальная температура во всей области: $+20^\circ$, температура вне области: -30° , температура источника тепла, располагающегося в центре области: $+70^\circ$.

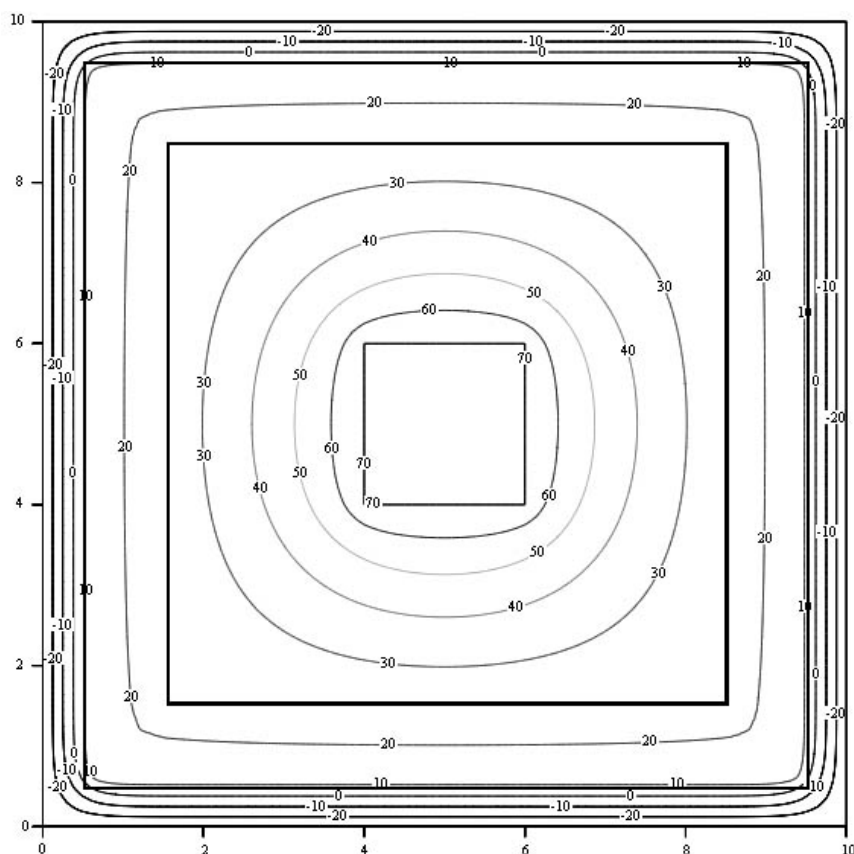


Рис. 1. Поле распределения температур в помещении через 14 часов

На рис. 2 приведен пример моделирования теплового процесса для одномерной модели. Левая граница области ($x = 0$) моделирует внутреннюю

стену здания, за ней температура $+20^{\circ}$, правая граница ($x = d$) – внешняя, за ней -30° .

На границах задаются условия Ньютона (третья краевая задача), т. е. происходит обмен тепла с внешней средой.

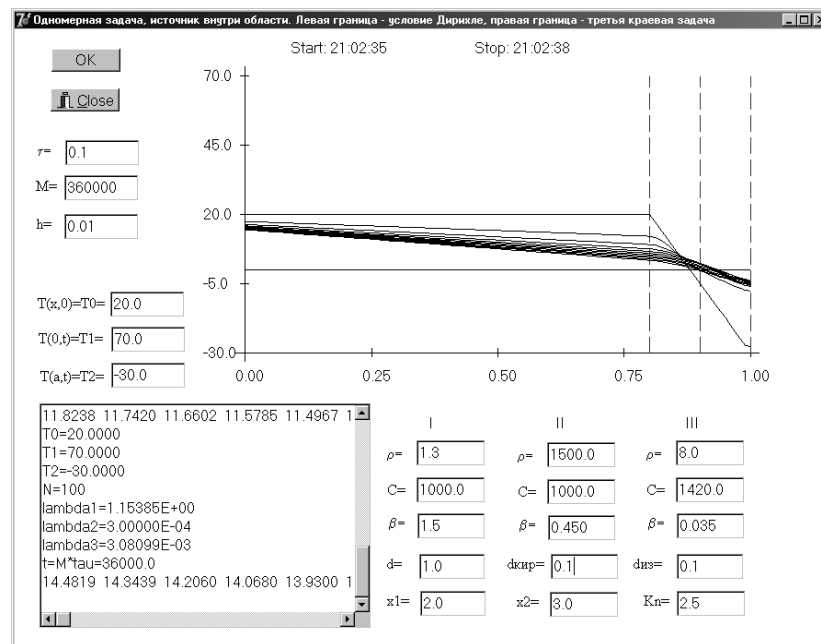


Рис. 2. Толщина кирпичной стены 0.2 м, толщина теплоизолятора 0.2 м

В начальный момент времени внутренняя часть помещения прогрета до $+20^{\circ}$, внутри стены температура распределена линейно от $+20^{\circ}$ до -30° (стабилизация теплового поля).

Сплошными линиями показано изменение температуры в течение 10 часов после отключения источника тепла. Шаг по времени 1 час.

Рассмотрены два типа обратных задач для параболических уравнений, имеющих приложения к проектированию строительных объектов и стройматериалов. Задача первого типа состоит в определении тепловых характеристик (неизвестного коэффициента теплопроводности). Такая постановка является традиционной, принадлежит к числу сильно некорректных задач и решается с применением регуляризирующих алгоритмов (РА). В настоящей работе применен РА Флетчера-Ривса, относящийся к классу градиентных методов. В задаче второго типа требуется определить геометрические характеристики области теплообмена при известных физических характеристиках теплопроводящей среды. Для её решения использован метод операторных уравнений с положительным оператором. Применение этого метода обосновано из физических соображений в силу естественных свойств монотонности. Проведённые вычислительные эксперименты убеждают в том, что имеет место практическая устойчивость использованных алгоритмов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Завадский В.Ф., Корнев Е.С. Физико-технические свойства стеновых изделий из бетонов различной плотности // Известия вузов. Строительство. 2006. – № 10. – С. 13 – 15.
2. Самарский А.А. Теория разностных схем.: - М.: Наука, 1983. – 616 с.
3. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. – 736 с.

© В.В. Комиссаров, Н.В. Комиссарова, О.Н. Чащин, 2011

УДК 531.7: 534.014.1

В.С. Корнеев, В.А. Райхерт, Д.В. Кочкарев,
СГГА, Новосибирск

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОДУЛЯ УПРУГОСТИ ЮНГА МНОГОСЛОЙНОЙ КОНСОЛЬНОЙ МИКРОБАЛКИ

Исследованы собственные изгибные колебания многослойной консольной микробалки, изготовленной на кремниевой основе. Метод исследования заключался в покадровой записи процесса собственных колебаний, возбужденных импульсным воздействием. В результате обработки экспериментальных данных определены собственная частота колебаний и модуль Юнга многослойной кремниевой структуры.

V.S. Korneyev, V.A. Reihert, D.V. Kochkarev.
SSGA, Novosibirsk

EXPERIMENTAL DETERMINATION OF YOUNG'S MODULUS OF THE MULTILAYER CANTILEVER MICRO BEAM

Own bending vibrations of the multilayered cantilever micro beam, made on a silicon base, are investigated. The method of investigation is the frame recording of a process of own bending vibrations, excited by impulsive external action. As a result of data processing eigenfrequency of vibrations and Young's modulus of the multilayer silicon structure were defined.

На рис. 1 представлено фото составного зеркала, изготовленного с помощью технологии объемного травления кремния. Зеркало состоит из двух массивов кремниевых микрополосок имеющих разную ширину, на которые гальваническим способом нанесен тонкий слой золота.

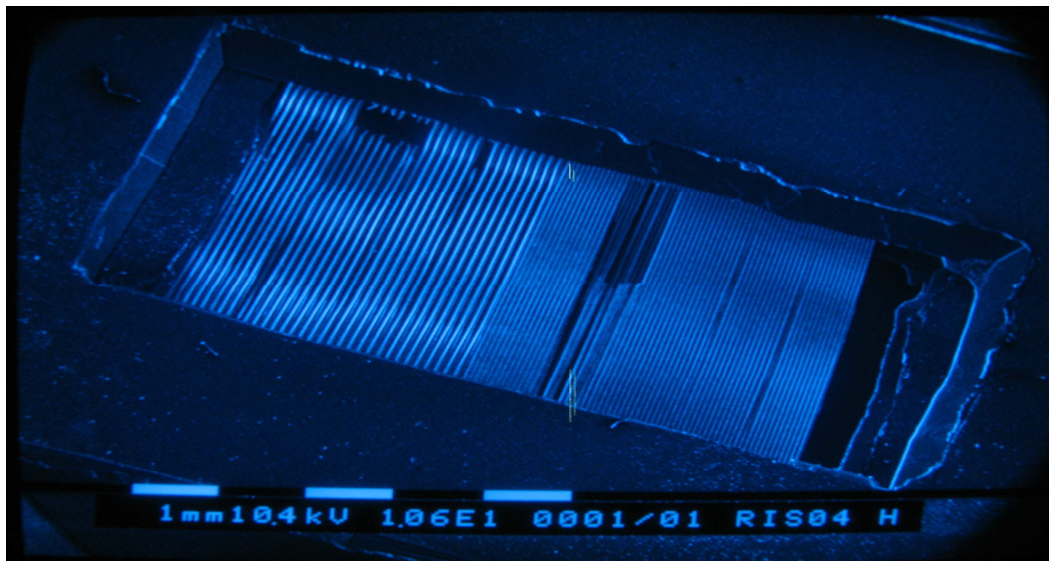


Рис. 1. Фото кремниевого составного зеркала, сделанное с помощью электронного микроскопа Philips SEM – 505

Длина элементов составного зеркала $l = 0,5$ (см); толщина $h = 3,5$ (мкм); ширина $b^< = 100$ (мкм) (на фото слева), $b^> = 50$ (мкм) (на фото справа)

Для управления угловым положением микрополосок используется электромагнитный способ, когда переменное магнитное поле взаимодействует с собственными магнитными моментами тонкой ферромагнитной пленки, нанесенной в вакууме на тыльную сторону микрополосок. Функциональное назначение составного зеркала – это пространственное управление оптическими лучами, при этом большие углы сканирования и высокое быстродействие может быть достигнуто при работе на резонансных частотах, которые составляют десятки кГц. Целью работы является экспериментальное исследование собственных изгибных колебаний консольных микробалок, возникающих при импульсном воздействии и определение модуля упругости Юнга этих элементов.

Для консольных балок собственная частота свободных колебаний определяется в соответствии с выражением [1]:

$$f_{n,c} = \frac{\eta_{n,c}^2}{4\pi\sqrt{3}} \frac{h}{l^2} \sqrt{E/\rho}, \quad (1)$$

где $\eta_{n,c}$ - коэффициент, зависящий от формы собственных колебаний; E, ρ - модуль Юнга и плотность материала балки соответственно; h, l - толщина и длина балки. В зависимости от формы собственных колебаний коэффициент $\eta_{n,c}$ имеет различные значения рис. 2, а, б, в.

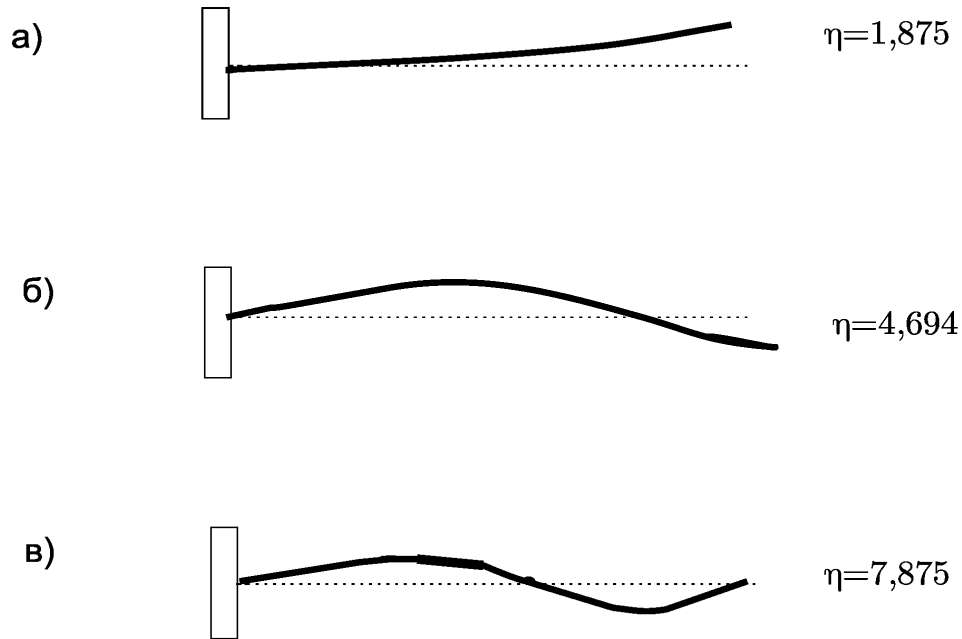


Рис. 2. Формы собственных колебаний консольных балок

Составное зеркало, представленное на рисунке 1, помещалось в рабочую камеру электронного микроскопа Philips SEM-505, остаточное давление в камере составляло $2 \cdot 10^{-5}$ (Па). При вертикальном встряхивании манипулятором микробалки (микрополоски, потерявшие одну из жестких связей) начинали колебаться под действием собственной тяжести.

Покадровая запись режима собственных колебаний позволила определить собственную частоту изгибных колебаний консольных микробалок, она составила $f_1 \approx 230 \pm 5$ (Гц).

Из (1) была рассчитана величина $\sqrt{E_{2x} / \langle \rho \rangle} = (8,21 \pm 0,02) \cdot 10^3$ (м/с). Эта величина хорошо согласуется со скоростью упругих продольных волн в кремнии $V_{L100} = 8,43 \cdot 10^3$ (м/с) [2].

Толщина слоя кремния (Si) $h_{Si} = 3$ (мкм), плотность $\rho_{Si} = 2,33 \cdot 10^3$ (кг/м³); толщина слоя золота (Au) $h_{Au} = 0,5$ (мкм), плотность $\rho_{Au} = 19,32 \cdot 10^3$ (кг/м³) [2]; что позволяет рассчитать среднюю плотность $\langle \rho \rangle = 4,76 \cdot 10^3$ (кг/м³) и модуль упругости Юнга данной двухслойной структуры $E_{2x} = 320 \pm 8$ (ГПа).

В работе [3] приведены результаты экспериментальных исследований крутильных колебаний микрополосок и выражение для определения собственной частоты крутильных колебаний:

$$f_n = \frac{nh}{lb} \sqrt{G / \rho}, \quad (2)$$

где: $n = 1; 2; 3 \dots$ - номер гармоники; G - модуль сдвига материала.

Модуль сдвига G связан с модулем упругости E соотношением [1]:

$$G = \frac{0,5E}{1 + \mu}, \quad (3)$$

где μ - коэффициент Пуассона (для прямоугольных сечений, когда $b \ll h$) $\mu \approx 0,3$.

После преобразований выражения (2) с учетом (3) получим следующее выражение для определения собственной частоты крутильных колебаний:

$$f_1 = (0,62) \frac{h}{lb} \sqrt{E / \rho} \quad (4)$$

Подстановка в выражение (4) приведенных выше размеров $l; b; h$, позволяет рассчитать собственную частоту крутильных колебаний многослойных микрополосок $f_1 \approx 38$ (кГц).

Расчеты показывают, что при одинаковых размерах микрополосок, крутильные колебания имеют более высокие собственные частоты по сравнению с изгибными колебаниями и могут обеспечить повышенное быстродействие сканирующих оптических устройств.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Справочник по сопротивлению материалов / Г.С. Писаренко, А.П. Яковлев, В.В. Матвеев // Киев, Наукова думка. – 1988. – С. 374.
2. Физические величины: справ. / под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мелихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – С. 1232.
3. Корнеев, В.С. Экспериментальные исследования параметров крутильных колебаний полосок микромеханической отражательной дифракционной решетки / В.С. Корнеев // «Вестник СГГА» / Вып. 1(12). – Новосибирск: СГГА, 2010. – С. 117-122.

© В.С. Корнеев, В.А. Райхерт, Д.В. Кочкарев, 2011

УДК 536.42

И.А. Козулин, В.В. Кузнецов, А.С. Шамирзаев

ИТ СО РАН, Новосибирск

РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООТДАЧА ПРИ КИПЕНИИ В МИКРОКАНАЛАХ РАЗЛИЧНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

Кипение движущейся жидкости в мини и микроканалах характеризуется определяющим влиянием эффектов стесненности на режим течения и теплообмена. В данной работе исследованы режимы течения и теплоотдача при кипении хладона R21 в микроканалах с различной ориентацией потока.

I.A. Kozulin, V.V. Kuznetsov, A.S. Shamirzaev

Institute of Thermophysics SB RAS,

630090 Novosibirsk, pr. Akademika Lavrentjeva, 1

FLOW PATTERN AND HEAT TRANSFER AT FLOWBOILING IN MICROCHANNELS WITH DIFFERENT ORIENTATION

The confinement effects have essential influence to flow boiling in small size channel. In article the investigation of flow pattern and heat transfer at flow boiling refrigerant R21 in micro-channel with different orientation was done.

Теплоотдача при кипении движущейся жидкости в микроканалах широко исследуется в связи с высокой эффективностью охлаждения электронных компонентов [1] и перспективой использования в аппаратах энергетики. При уменьшении поперечного размера отношение поверхности теплообмена к объему микроканала увеличивается обратно пропорционально диаметру канала, что обуславливает высокую интенсивность теплообмена.

В данной работе проведено исследование влияния ориентации каналов на режимы течения и теплообмен в микроканальных системах.

Исследование режимов течения проведено в системе вода- азот. Схема экспериментальной установки для исследования вертикального и горизонтального газожидкостного течения (H_2O/N_2) в прямоугольном микроканале приведена на рис. 1, а. Азот поступал из баллона (1) через регулировочный вентиль и расходомер газа (2) в экспериментальный участок (5). Вода поступала из бака (4), далее через регулировочный вентиль расхода жидкости, в ротаметр (3) и далее в смеситель, расположенный внизу перед экспериментальным участком. Экспериментальный участок представлял собой прямоугольный микроканал размером 0.72×1.5 мм², собранный из параллельных стеклянных пластин, длиной $L = 50$ см склеенных эпоксидным клеем. Гидравлический диаметр миниканала D_h равен 1,0 мм, и его зазор существенно меньше капиллярной постоянной воды $b = 2.72$ мм. На выходе из

экспериментального участка газожидкостная смесь откачивалась перистальтическим насосом (9) в бак с водой (4), при этом газ уходил в атмосферу, а насыщенная азотом вода возвращалась в экспериментальный участок.

Для регистрации режимов течения использованы: двухлучевое лазерное сканирование потока и высокоскоростная видеосъемка. При использовании метода двойного лазерного сканирования два лазера (7) располагались так, что лазерные лучи освещали одну из сторон прямоугольного канала. Для уменьшения диаметра светового пучка лазера использовалась диафрагма. Расстояние между лучами составляло 57 мм. Питание лазеров осуществлялось с помощью источника напряжения ТЕС-42 (8). Интенсивность прошедшего через канал света измерялась с помощью фотодиодов (6), расположенных на противоположной стороне канала. Сигналы с фотодиодов регистрировались с помощью высокоскоростной платы АЦП (Lcard L-264) с максимальной частотой опроса по всем каналам 200 kHz и обрабатывались на компьютере (10). Оцифровка сигнала осуществлялась с частотой в течение времени от одной до трех минут. С лицевой стороны канала, при помощи цифровой видеокамеры (AOS X-Pri mono) проводилась регистрация режима течения.

Схема экспериментального стенда для исследования теплообмена при кипении в микроканальном теплообменнике показана на рис. 1, б. Хладон из конденсатора насосом подаётся через фильтр на контроллер расхода Bronkhorst HI-TECH и через термостат поступает в испаритель-парогенератор для приготовления парожидкостного потока с заданным паросодержанием. Поток из парогенератора поступает в экспериментальный участок и затем в конденсатор. Расход рабочей жидкости задаётся при помощи контроллера расхода с точностью 0.022 г/с.

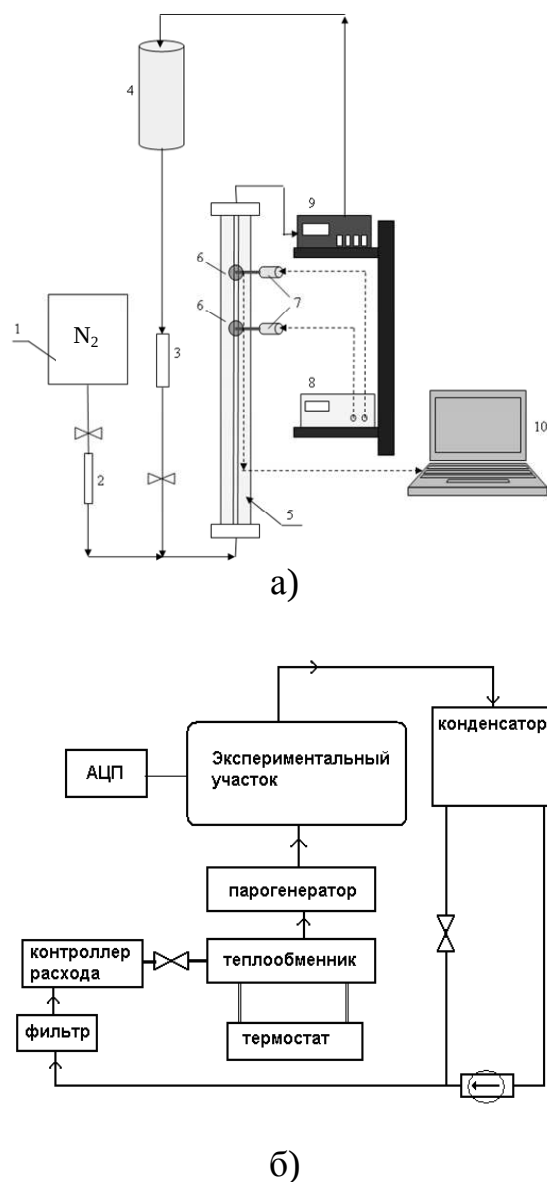


Рис. 1. Схема экспериментального стенда для исследования: а) вертикального и горизонтального газожидкостного течения (H_2O/N_2) в прямоугольном микроканале; б) теплообмена при кипении в микроканальном теплообменнике

Микроканальная пластина рабочего участка изготовлена фрезерованием из стали 12X18H9T, рис. 2, а. Она имеет 10 каналов шириной 640 мкм, гидравлический диаметр 0.975 мм, толщина ребра 1.15 мм, расстояние от внешней стенки до основания ребра – 2.4 мм. В семи сечениях по длине теплообменника для измерения температуры стенки заделано 14 термопар Т типа на глубину 0.6 мм. Термопары установлены на длине 5 мм, 30 мм, 55 мм, 65 мм, 90 мм, 110 мм и 115 мм от начала каналов. Для измерения входной и выходной температуры потока во входной и выходной камере установлены 2 изолированные термопары К типа. Парогенератор на входе в экспериментальный участок задает входное паросодержание вне зависимости от величины теплового потока, подводимого к теплообменнику. Подвод тепла к теплообменнику осуществляется с одной стороны от медного блока с вмонтированными обогревательными картриджами, рис.2, б. Второй медный

блок служит для компенсации тепловых потерь. Размер блоков $130 \times 60 \times 25 \text{ мм}^3$, максимальная достижимая мощность 380 Вт. Эксперименты проводились как с вертикальной, так и с горизонтальной ориентацией каналов.

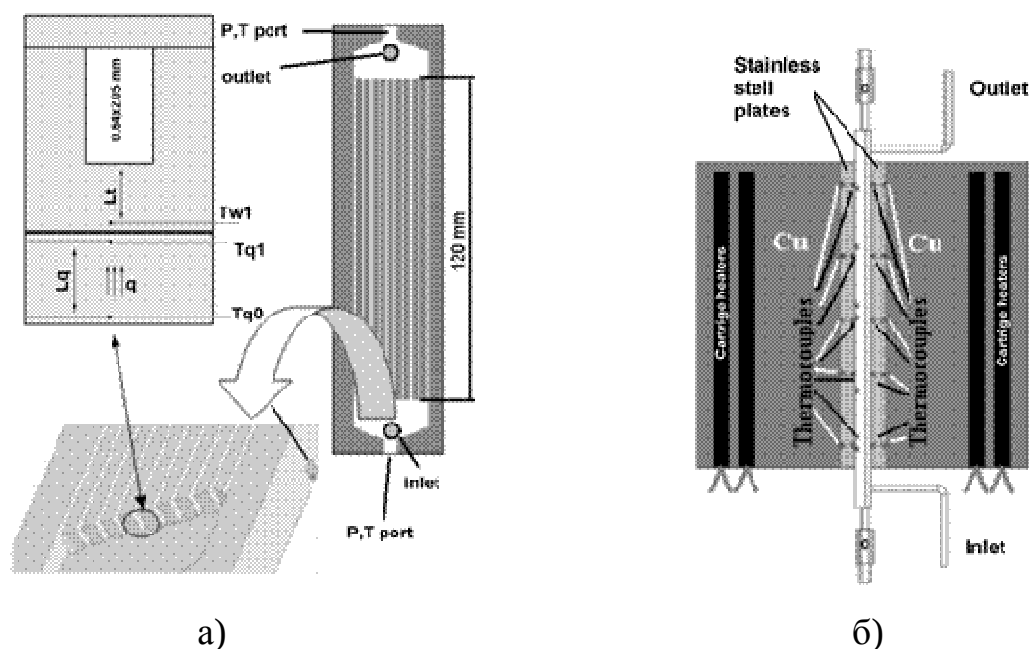


Рис. 2. Схема экспериментального участка: микроканальный теплообменник (а); подвод тепла (б)

Во входной и выходной камерах микроканальной пластины производится измерение температуры, давления и перепада давления. Для измерения теплового потока между микроканальной пластиной и нагревательным блоком установлена измерительная пластина из стали марки 12Х18Н9Т. Поверхности пластин притерты для обеспечения теплового контакта и соединены через высокотеплопроводную мастику.

Определение локального теплового потока производится измерением температурного напора на измерительной пластине. Температурный напор определяется термопарами Т типа, заделанными на глубину 0.7 мм в 5 сечениях, на расстоянии 10 мм, 40 мм, 62.5 мм, 90 мм, 120 мм от края пластины. Теплотери на экспериментальном участке откалиброваны и не превышают 0.19 Вт/К.

В процессе эксперимента происходит непрерывный опрос температур, и определяется среднеквадратичное отклонение каждой температуры по пяти измерениям. Полный цикл из 5 измерений занимает 50 сек. Режим считается установившимся, когда измеренный дрейф средней температуры стенки не превышает 0,1 К в течение пятнадцати минут. После стабилизации параметров потока поле температур в экспериментальном участке измеряется в течение 15-20 минут. Термопары К и Т типов тарированы совместно по платиновому термометру сопротивления Pt-100 (АТА-2210) в диапазоне температур от 15 до 100 °С, погрешность измерения температуры не превышает 0.1 К.

По измеренным температурам стенок локальный коэффициент теплопередачи определяется как

$$\alpha_i = q_{w,i} / |(T_{w,i} - T_{sat,i})|, \quad (1)$$

здесь $T_{sat,i}$ – температура насыщения, соответствующая данной термопаре, $T_{w,i}$ – внешняя температура стенки микроканальной пластины, определяемая по измеренной температуре с учетом градиента температуры в стенке, $q_{w,i}$ – локальный тепловой поток. Распределение давления по длине микроканала определялось линейной аппроксимацией по измеренным входным и выходным значениям. Локальный тепловой поток определялся по градиенту температуры на измерительной пластине

$$q_{w,i} = \lambda_w (T_{q1,i} - T_{q0,i}) / L_{q,i}. \quad (2)$$

Для исследования структуры течения в микроканале были проведены эксперименты по исследованию режимов течения двухфазного потока (H_2O/N_2) в горизонтальном и вертикальном микроканале с размерами $0.72 \times 1.5 \text{ мм}^2$ (гидравлический диаметр 1 мм).

На рис. 3 представлены карты режимов течения для вертикального и горизонтального микроканала. Видно, что карты режимов течения для вертикального и горизонтального канала совпадают. Это говорит о том, что ориентация микроканала не влияет на структуру двухфазного течения. В большей области течения наблюдается режим течения с удлинненными пузырями-снарядами S, который, при увеличении приведенной скорости газа переходит в переходный режим SC, когда наблюдается разрушение заднего фронта снарядов. При увеличении приведенной скорости газа наблюдается переход к кольцевому режиму с регулярными волнами AR, когда межфазная неустойчивость приводит к возникновению сужений в потоке газа, и поток характеризуется высокой степенью неравновесности. Линиями на рис. 3 показан расчет границ режимов по модифицированной модели [2].

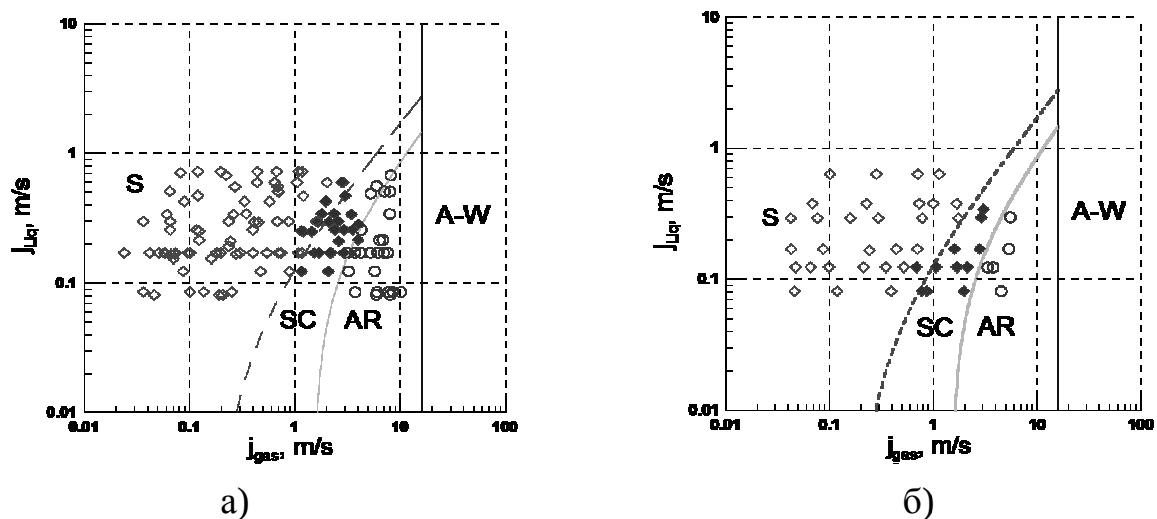


Рис. 3. Карта режимов течения для вертикального (а) и горизонтального (б) прямоугольного микроканала $0.72 \times 1.5 \text{ мм}^2$ (H_2O/N_2). Границы режимов течения нанесены по модифицированной модели Mishima & Ishii, 1984. S – снарядный режим, SC – переходный режим, AR – кольцевой режим с регулярными волнами. A-W – дисперсный

В стеснённых условиях влияние гравитационной составляющей на режимы течения мало, и изменение ориентации теплообменника с вертикальной на горизонтальную не должно оказывать существенного влияния на теплоотдачу при высоких массовых расходах. Это подтверждается экспериментальными данными при массовом расходе $137,2 \text{ кг/м}^2\text{с}$, представленными на рис. 4.

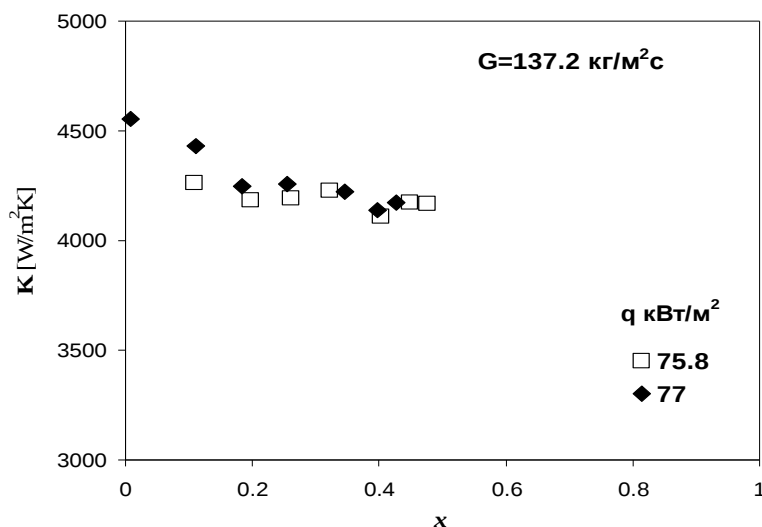


Рис. 4. Зависимость локального коэффициента теплопередачи микроканального теплообменника от паросодержания при массовом расходе $137,2 \text{ кг/м}^2\text{с}$.

Светлые точки – вертикальное течение, темные точки – горизонтальное течение

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 08-08-00953а. грант № 11-08-01140-а.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Bar-Cohen A., Rahim E., Modeling and prediction of two-phase refrigerant flow regimes and heat transfer characteristics in microgap channels, in: Proceedings of the 5th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels ICNMM2007-30216.
2. Mishima K., Ishii M., Flow regime transition criteria for upward two-phase flow in vertical tubes // Int. J. Heat and Mass Transfer 1984. – V. 27, №5. – P. 723-738.

© И.А. Козулин, В.В. Кузнецов, А.С. Шамирзаев, 2011

УДК 621.37

*Б.В. Поллер, В.М. Клементьев, А.В. Бритвин, Ю.Д. Коломников, С.И. Коняев,
С.И. Трашкеев, А.Б. Поллер, О.А. Ванда*
ИЛФ СО РАН, НГТУ, ЗАО «СКБ», СГГА, Новосибирск

ХАРАКТЕРИСТИКАХ МОДЕЛЕЙ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ФОТОННО-КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ И НАНОКОМПОЗИТНЫХ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЛАЗЕРНЫХ И ТЕПЛОВЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

В статье рассматриваются некоторые характеристики материалов, используемых в ТГц диапазоне. Впервые зарегистрирован термоориентационный эффект в центральносимметричных жидкостях, приводящий к структурным изменениям, нарушающим исходную симметрию нематических жидких кристаллов под действием теплового потока.

*B.V. Poller, V.M. Clementev, A.V. Britvin, Y.D. Kolomnikov, S.I. Konyaev,
S.I. Trashkeev, A.B. Poller, O.A. Wanda*
ILP SB RAS, NSTU, Inc. «SKB», SSGA, Novosibirsk

ABOUT SPECIFICATIONS MODEL THZ POLYMER PHOTONIC-CRYSTAL FIBERS AND NANOCOMPOSITE LIQUID CRYSTAL TRANSFORMERS OF LASER AND THERMAL RADIATION

The article discusses some of the characteristics of materials used in the THz range. First registered thermo orientation effect in centrally symmetric liquids, leading to structural changes that violate the original symmetry of nematic liquid crystals under the action of heat flow.

Большое значение для разработки полимерных терагерцовых волноводов имеют свойства самих полимерных материалов. Поэтому дополнительно к ранее исследованным пленкам и волокнам из полиэтилена, полиметилметакрилата (ПММА), фторопласта [1, 4], были разработаны пленки и волокна из полипропилена (PP).

Характеристики пропускания в диапазоне 0,2 – 2 мкм пленки толщиной 1 мм, полученной нами из гранул PP (производства химкомбината г. Томск) методом термоштамповки, показаны на рис. 1

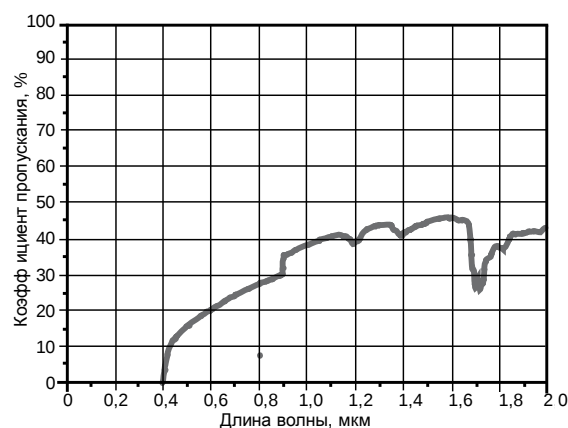


Рис. 1. Пропускание пленки толщиной 1 мм из РР в диапазоне 0,2 – 2,0 мкм

Для сравнения на рис. 2 показаны характеристики пропускания изготовленного в [2] окна из РР толщиной 2 мм в диапазоне от 0,2 до 2 мкм

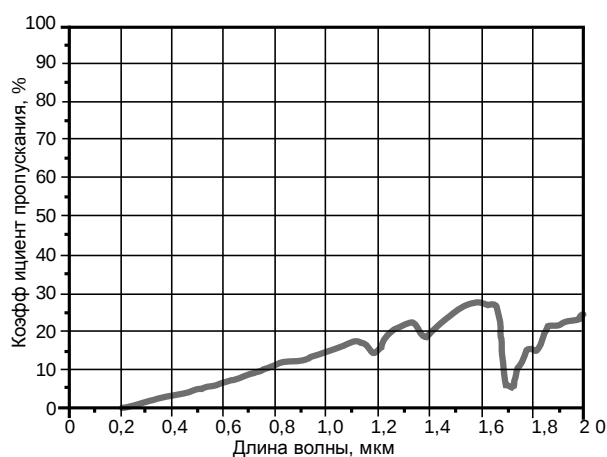


Рис. 2. Пропускание окна из РР толщиной 2 мм в диапазоне 0,2 – 2,0 мкм

Судя по виду кривых на рис.1 и рис.2 характеристики пропускания полимерных элементов из РР совпадают достаточно близко.

В терагерцовом и субмиллиметровом диапазонах характеристики пропускания окна из РР представлены на рис. 3 [2].

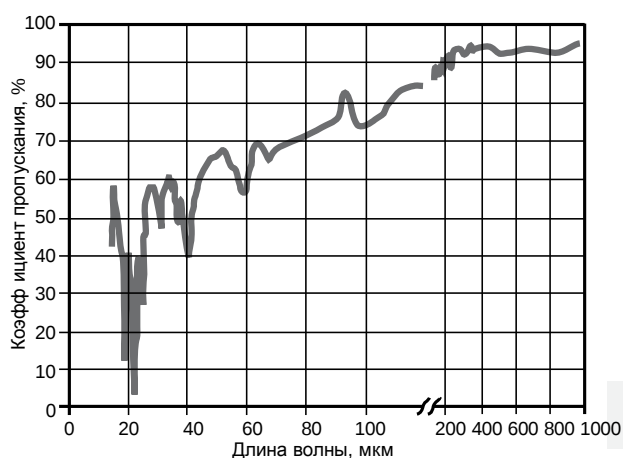


Рис. 3. Пропускания окна из РР толщиной 2 мм в терагерцовом и субмиллиметровом диапазонах

Учитывая данные рис. 3 и технологические свойства РР (простота изготовления пленок и нитей из РР в лабораторных условиях) можно считать этот материал перспективным для разработки физических моделей терагерцовых фотонно-кристаллических волноводов.

Были также рассмотрены спектральные, энергетические и технологические характеристики в ТГц диапазоне еще двух видов полимеров – полиметилметакрилата и нового полимера полиметилпентена (ТРХ) [2]. Сравнительная оценка характеристик затухания ТГц излучений в моноволноводах из трех видах полимеров (РР, РММА, ТРХ) показала, что наименьшее затухание можно получить в элементах из ТРХ. Однако получить сам этот полимер и сделать волокна из него достаточно сложно.

Ранее нами было обнаружено, что при нагревании ряда полимеров, для политетрафторэтилена (ПТФЭ) существует аномалия затухания оптических и ТГц излучений [3]. Для управления свойствами полимерных терагерцовых элементов (волокон, пленок и др.) представляет интерес исследование характеристик пропускания полимеров ПТФЭ и РР при облучении (нагреве) пленок CO_2 лазером.

Выполненные эксперименты позволили определить оценки уровней облученности полимерных пленок, при которых происходило резкое изменение затухания оптического излучения (просветление). Эти оценки представлены на рис. 4.

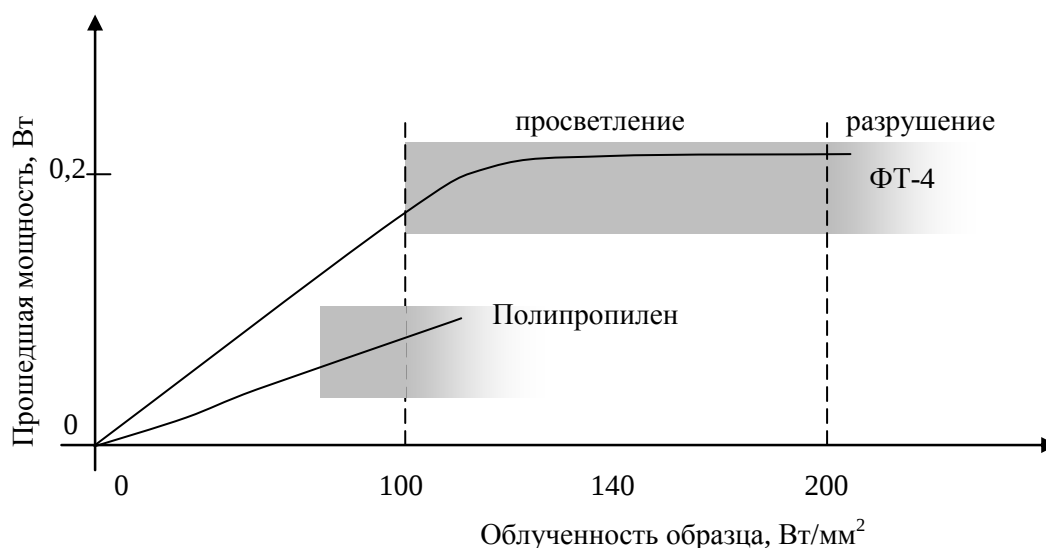


Рис. 4. Оценки облученности полимерных пленок (ПТФЭ, РР)

Просветление пленок из РР происходило при наступлении жидкой фазы материала, и облучаемая часть пленки сохраняла свою форму при определённой длительности облучения и воздействии сил тяжести. Пленки из ПТФЭ при определенном лазерном облучении сохраняли свою форму более стабильно.

Как известно, условием создания фотонно-кристаллического волновода (ФКВ) является условие формирования заданных (периодических) изменений коэффициента преломления материала волновода - $n(x,y,z)$ в масштабах, сопоставимых с длиной волны λ канализируемого излучения P . Анализ

современных методов синтеза ФКВ волноводов в оптическом и ТГц диапазонах показал, что основные физические модели основаны на технологии создания в материале волновода воздушных полостей различных размеров, за счет чего и достигается заданное изменение коэффициента преломления. Как правило, полимерные ФКВ формируют путем продавливания расплавленного полимера через матрицу заданной формы. Вместе с тем в терагерцовом диапазоне, где длина волны в сотни раз больше ($\lambda_T = 30 - 300$ мкм), чем в видимом и ближнем ИК диапазонах (0,4 – 2 мкм) открываются новые возможности заданного изменения коэффициента преломления и, соответственно, характеристик ФКВ [4] за счет сборки ФКВ из волокон определенного диаметра $d_i \leq \lambda_T$ и из разных полимеров с заданными коэффициентами преломления – n_i . В этом случае значительно расширяется диапазон изменения коэффициента преломления материала волновода, и можно формировать новые структуры изменения $n(x,y,z)$ в волноводе, недоступные для прежнего метода.

Для оценки этого метода была выполнена в лабораторных условиях вытяжка волокон из полипропилена РР ($n = 1,49$) с диаметром от 50 до 300 мкм. Ранее были изготовлены аналогичные волокна из полиметилметакрилата с ($n = 1,48 - 1,51$) [4]. Из имеющихся волокон были отобраны волокна диаметром около 200 мкм и длиной около 30 мм. Из них с помощью полимерной сетки-матрицы с ячейками 200 мкм на 200 мкм под микроскопом был собран элемент физической модели полимерного терагерцового ФКВ, показанный на рис. 5.

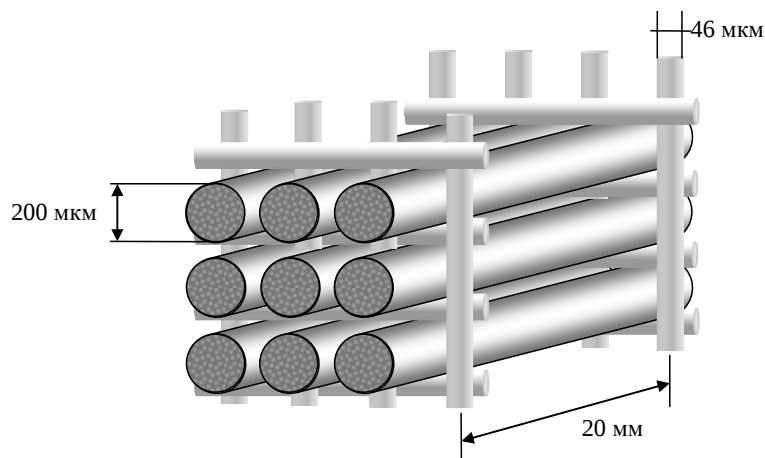


Рис. 5. Элемент физической модели полимерного ФКВ

Учитывая, что волокна могут изготавливаться из полимеров с другими коэффициентами преломления, размещая волокна в матрице с изменением по поперечному сечению волновода коэффициента преломления по параболе, несложно получить волновод с эффектом градана. Также принципиально важно, что при использовании волокон из полимеров, меняющих спектральные характеристики при внешнем лазерном облучении, открывается возможность быстрого дистанционного управления параметрами волновода и интеграции с жидкокристаллическими преобразователями.

Для разработки модели нелинейности нанокомпозитных преобразователей с жидкими кристаллами (ЖК), приводящей к генерации разностных частот, необходим учет поглощения излучения. Проведенные эксперименты выявили

новые особенности нелинейного поглощения излучения нематическими жидкими кристаллами (НЖК), не имеющие аналогов в твердых веществах и изотропных жидкостях. В результате впервые зарегистрирован термоориентационный эффект в центральносимметричных (нехиральных) жидкостях [5], приводящий к структурным изменениям, нарушающим исходную симметрию НЖК под действием теплового потока (поля градиента температуры). Предложена и обоснована система уравнений [6], описывающая термоориентационный эффект в нехиральных ЖК, наблюдавшийся в [5]. В математическую модель было введено уравнение состояния НЖК, учитывающее градиенты температуры и необходимую симметрию среды. Подобное уравнение записано впервые и, как показали эксперименты, адекватно описывает термоориентационные процессы в нехиральных жидкостях.

Исследование эффектов нелинейного поглощения излучения и ориентационных изменений в структуре НЖК проводилось на специально оборудованном стенде. Конструкция стенда позволяла использовать лазеры различных типов, фокусируя их излучение на образец с НЖК. Система регистрации состояла из He-Ne диагностирующего лазера подсветки для наблюдения излучения в дальней зоне и микроскопного оборудования для непосредственного наблюдения структуры НЖК в поляризованном свете. Данные с микроскопа фиксировались CCD-камерой. Форма излучения в дальней зоне регистрировалось цифровой фото- и видеокамерой.

Результаты экспериментальной оценки нарушения коноскопической картины при наличии светоиндуцированного и термоориентационного взаимодействий представлены на рис. 6.

Её расчетная модель показана на рис. 7. Из сопоставления рис.6 и рис. 7 следует, что расчетная модель достаточно адекватно отражает экспериментальную картину взаимодействия.

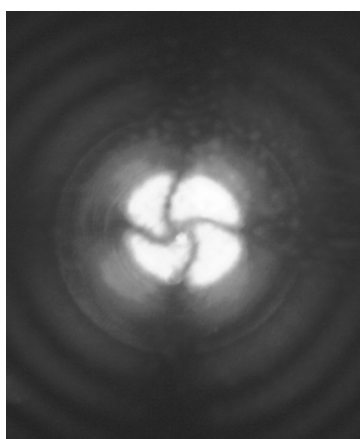


Рис. 6. Спиралеобразное нарушение (центральная область) коноскопической картины при наличии светоиндуцированного и термоориентационного взаимодействий одновременно

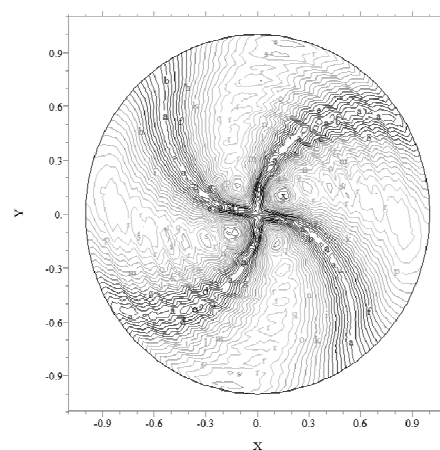


Рис. 7. Расчет профиля интенсивности диагностирующего излучения, прошедшего зону термоориентационного взаимодействия

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Б.В. Поллер, В.М. Клементьев, С.И. Трашкеев, С.И. Коняев, А.В. Бритвин, Д.Е. Трушенко, С.Г. Орлов. О характеристиках полимерных волноводов и преобразователей для терагерцовых информационных систем. Международная научная конференция «Радиолокация, навигация, связь», Воронеж, 2009, 20-24 апреля, Сб. докладов Т. 3, с. 1820-1823.
2. http://www.tydex.ru/products/thz_optics/thz_material/
3. Б.В. Поллер, В.М. Клементьев, А.В. Бритвин, Д.Е. Трушенко Об аномалиях затухания некоторых оптических и терагерцовых лазерных излучений в политет-рафторэтилене при изменении температуры. VI Международная выставка и научный конгресс «ГЕО-Сибирь-2008», 19-29 апреля 2010 г. Новосибирск, СГГА. с. 56-58
4. Б.В. Поллер, В.М. Клементьев, А.В. Бритвин, С.И. Трашкеев, С.И. Коняев, Ю.Д. Коломников, Д.Е. Трушенко. О создании терагерцовых фотонно-кристаллических полимерных волноводов. VI Международная выставка и научный конгресс «ГЕО-Сибирь-2008», 19-29 апреля 2010 г. Новосибирск, СГГА. с. 59-61
5. Е.И. Деменев, Г.А. Поздняков, С.И. Трашкеев. Нелинейное ориентационное взаимодействие нематического жидкого кристалла с тепловым потоком. Письма в ЖТФ, 2009, Т.35, вып.14, с. 76-83.
6. А.В. Бритвин, С.И. Трашкеев. Термоориентационный эффект в нематическом жидком кристалле. ЖТФ, 2010 (в печати).

© Б.В. Поллер, В.М. Клементьев, А.В. Бритвин, Ю.Д. Коломников, С.И. Коняев, С.И. Трашкеев, А.Б. Поллер, О.А. Ванда, 2011

УДК 681.775.7

А.А. Гиенко

ФГУП СНИИМ, Новосибирск

ПРИМЕНЕНИЕ ОТРАЖАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ ОБЪЕМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ. 3D МОНИТОР

В работе изложены некоторые методы визуализации объемных изображений с применением отражающих поверхностей особого вида. Методы могут быть использованы для разработки трехмерных дисплеев.

A.A. Gienko

Siberian State Metrology Research Institute, Novosibirsk

APPLICATION OF REFLECTING SURFACES FOR VISUALIZATION OF THE VOLUMETRIC IMAGES. 3D MONITOR

In this work some methods of visualization of the volumetric images with application of reflecting surfaces of the special kind are stated. The methods can be used for development of three-dimensional displays.

Продолжая тему, затронутую в работе [1], следует разобраться в методе цифрового синтеза стереоизображений, приведенном в работе [2]. Наибольший интерес представляет т. н. мультиплексная голограмма, синтезированная из последовательного ряда фотографических ракурсов рис. 1.



Рис. 1. Получение мультиплексной голограммы

На голографическую фотопластинку через узкую щель 1 последовательно, кадр за кадром, записываются отдельные стереоракурсы 2i. В качестве

транспаранта, отображающего каждый отдельный ракурс, в работе [2] использовалась монохромная LCD-матрица высокого разрешения с цилиндрической линзой Френеля 3 см. рис. 1.

Количество ракурсов – от 100 до 300. Конструкция установки для записи мультиплексной голограммы показана на рис. 2 и состоит из следующего:

1. Неподвижного держателя диафрагмы в виде узкой щели;
2. Подвижного блока с голографической фотопластинкой;
3. LCD модулятора для воспроизведения изображений;
4. Неподвижного блока линз Френеля, фокусирующих свет лазера на щель;
5. Направляющей платформы.

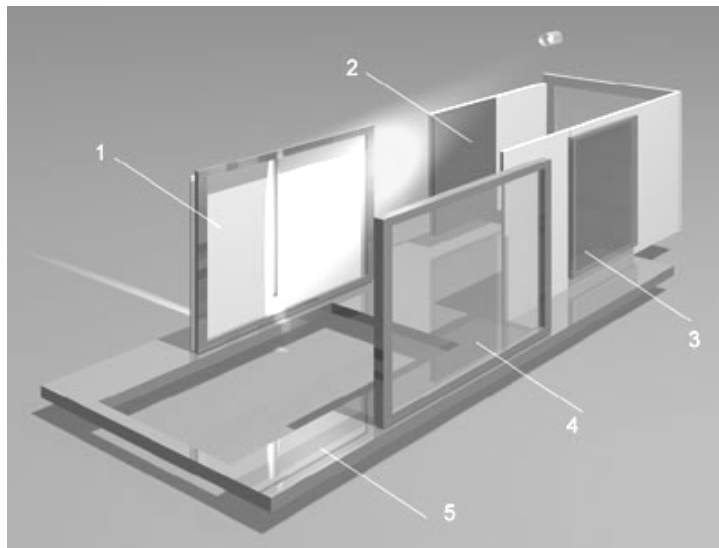


Рис. 2. Установка для записи голограммы

Как утверждается в [2], используя «мальтийский крест» в приводе винтовой пары перемещения подвижного блока и его масляное демпфирование, последовательную запись на мультиплексную голограмму стапятидесяти ракурсов можно произвести за две с половиной минуты.

После записи мультиплексной голограммы, называемой также «полосковой», необходимо произвести ее оптическое копирование. Изображение следует переписать голографическим методом на другую фотопластинку, как, например, описано в работе [3]. Во время копирования фотоэмульсия должна быть расположена в том же месте, где во время синтеза находился LCD-монитор. В результате процесса копирования все изображения сцены (ракурсы) окажутся записанными в плоскости фотоэмульсии, что эквивалентно результату регистрации объемного изображения - всех его составляющих ракурсов - одновременно. Таким способом готовят отражательную синтезированную голограмму см. рис. 3, пригодную для последующего тиражирования.



Рис. 3. Синтезированная голограмма (изготовленная Валерием Смирновым)

Ощущение глубины пространства у наблюдателя вызвано тем, что в пределах апертуры голографического дисплея он видит изображение ракурсов через непрерывный ряд изображений узких щелей. Сквозь каждое изображение щели, локализованное на некотором расстоянии от синтезированной голограммы, наблюдатель видит только один ракурс. Каждый его глаз при этом фиксирует изображение, адекватное условиям наблюдения реального объекта в пространстве.

Данные изображения щелей и являются зонами избирательного видения (ЗИВ), упомянутыми в работе [1]. Заметим, что все ракурсы, записанные на полосковую голограмму, теперь сосредоточены в синтезированной голограмме, создающей при своем освещении зоны избирательного видения для наблюдателя. И расположены они на том же месте, которое при оптическом копировании занимала полосковая голограмма рис. 4. Для примера количество ракурсов принято равным семи.

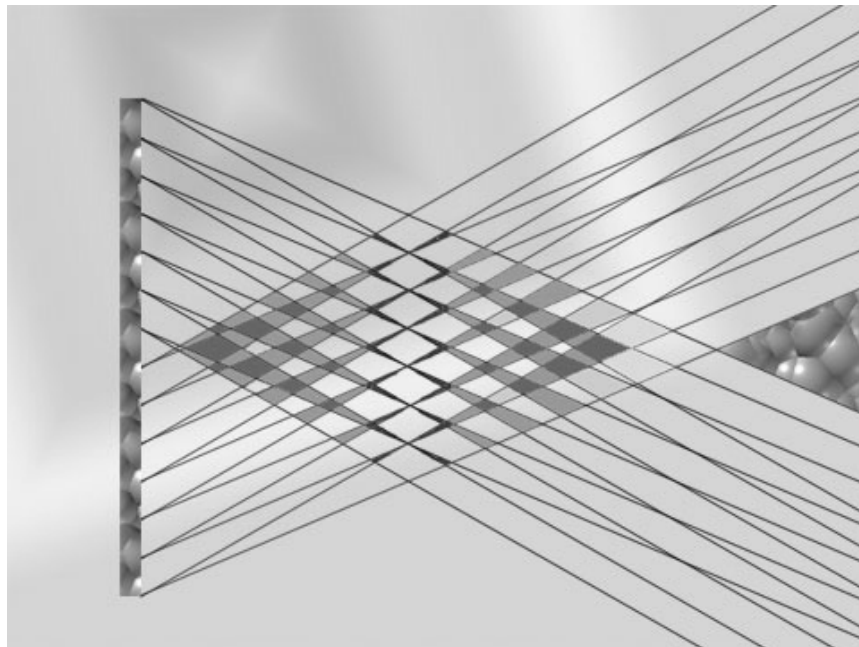


Рис. 4. Зоны избирательного видения на месте полосковой голограммы

Центральной проблемой для многоракурсных устройств отображения объемных изображений является распределение источников ракурсов в пространстве так, чтобы эти источники не мешали друг другу и не перекрывались. Как было показано выше, эта проблема для синтезированной голограммы решается автоматически – последняя просто содержит в себе все двумерные изображения, полученные с различных ракурсов. И распределяет их в пространстве для каждого глаза в отдельности. При этом возможно воспроизведение только статичного объемного изображения, состоящего просто из набора фотографий.

Для отображения трехмерных сцен, изменяющихся во времени, синтезированная голограмма не подходит. Проблема пространственного распределения источников ракурсов решается использованием в их роли проекционных устройств, [1]. Целью настоящей работы является исследование

катафотных поверхностей в качестве экранов для проекционных источников ракурсов.

В случае применения идеального катафота в качестве проекционного экрана (см. рис 5), все вышедшие из объектива лучи в него же и вернуться. На месте объектива экраном будет создана ЗИВ для одного ракурса, а именно для спроектированного на экран двумерного изображения. Тогда глаз наблюдателя должен быть расположен в том же месте, уже занятом проекционным устройством. Поэтому катафотными свойствами экран должен обладать только по горизонтали. А по вертикали являться либо диффузным рассеивателем, либо зеркалом.

Нами предлагается использовать в качестве подобной поверхности совокупность линейных угловых зеркал с углом 90 градусов рис. 6. Изображение проектируется на экран, который служит катафотом только в горизонтальной плоскости.

Характерные размеры зеркальных элементов должны быть порядка 1 мм и менее.

В плоскости вертикальной эта поверхность является обычным зеркалом. При отражении лучей света от подобной поверхности в пространстве формируется совокупность ЗИВ, аналогичная представленной на рис. 4, если использовать несколько проекционных устройств в качестве источников ракурсов.

Сформированные в горизонтальной плоскости ЗИВ являются вытянутыми по вертикали – рис. 6. Изображение зрачка проекционного объектива, видимое глазом из подобных ЗИВ, выглядит растянутым (или развернутым) по горизонтали. Чтобы развернуть изображение зрачка еще и по вертикали и увидеть полностью картинку ракурса, необходимо применить еще одну совокупность зеркальных элементов. Ею может служить, например, серия

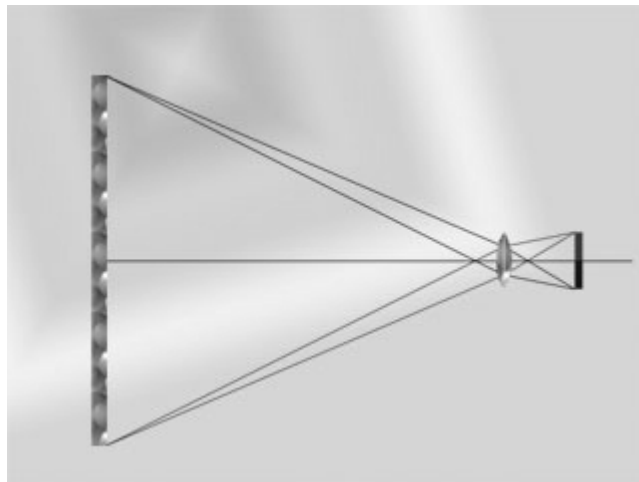


Рис. 5. Катафот в качестве экрана

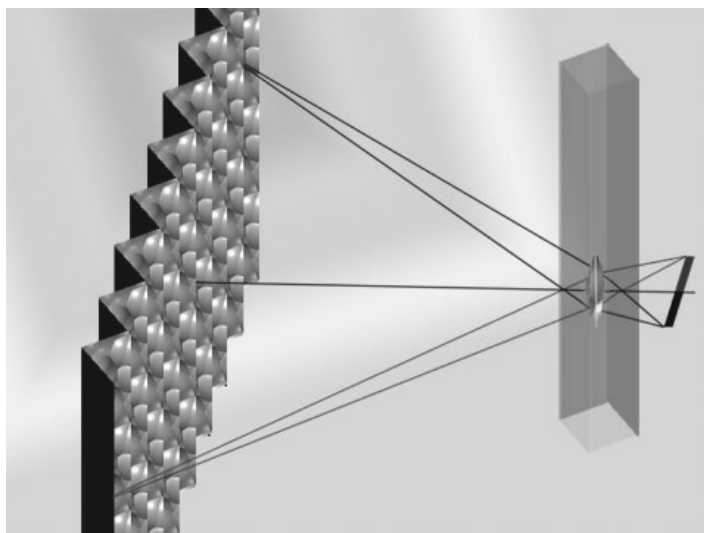


Рис. 6. Экран из совокупности зеркальных элементов

горизонтальных цилиндрических длиннофокусных зеркал, образующая с вышеописанным катафотным экраном перископную систему. Наблюдение полностью развернутого отдельного ракурса осуществляется уже на выходе этой системы. Характерные размеры зеркальных элементов должны быть порядка 1 мм и менее.

Практическое применение устройств подобного рода возможно в установках визуализации виртуальной реальности, дополненной реальности, или например, в рекламных установках для презентации товаров, в практике дистанционных телеизмерений, [4].

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гиенко А.А. Визуализация объемных изображений методом пространственной селекции ракурсов. 3D монитор. // Сб. матер. VI междунар. научн. конгресса «ГЕО-Сибирь-2010» - Новосиб., СГГА, 2010.-Т.5, ч.2.- С.14-17.
2. Интернет-ресурс <http://www.3dmix.com/rus/articles/synthesis/>.
3. Комар В.Г., Серов О.Б. Изобразительная голография и голографический кинематограф. – Москва, «Искусство», 1987.
4. Мамчев Г.В. Стереотелевидение – Москва, «Энергия», 1979.

© А.А. Гиенко, 2011

УДК 681.7.068

А.В. Бритвин, Б.В. Поллер

ИЛФ СО РАН, Новосибирск

ХАРАКТЕРИСТИКАХ «СОЛНЕЧНО-СЛЕПОГО» ФИЛЬТРА ДЛЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫХ АТМОСФЕРНЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ

В статье рассматриваются расчет характеристик и некоторые экспериментальные характеристики «солнечно-слепого» фильтра для ультрафиолетовых информационных систем.

A.V. Britvin, B.V. Poller

ILP SB RAS, Novosibirsk

ON THE CHARACTERISTICS OF «SOLAR BLIND» FILTER FOR ULTRAVIOLET ATMOSPHERIC INFORMATION SYSTEMS

The article considers the calculation of characteristics and some experimental characteristics of the «solar blind» filter for ultraviolet information systems.

Освоение нового ультрафиолетового диапазона в диапазоне ниже 290 нм открывает перспективы создания высокочувствительных атмосферных информационных систем для телекоммуникаций, экологии [1], так как в этом «солнечно-слепом» диапазоне отсутствуют солнечные помехи. Для защиты УФ приемников связи от засветки излучением со спектром более 290 нм необходимы «солнечно-слепые» фильтры, ослабляющие это излучение.

Солнечная облученность $H(\lambda)$ [Вт/(м² мкм)] в области спектра 300...400 нм на уровне моря на площадке, перпендикулярной солнечным лучам, представлена на рис. 1 [1].

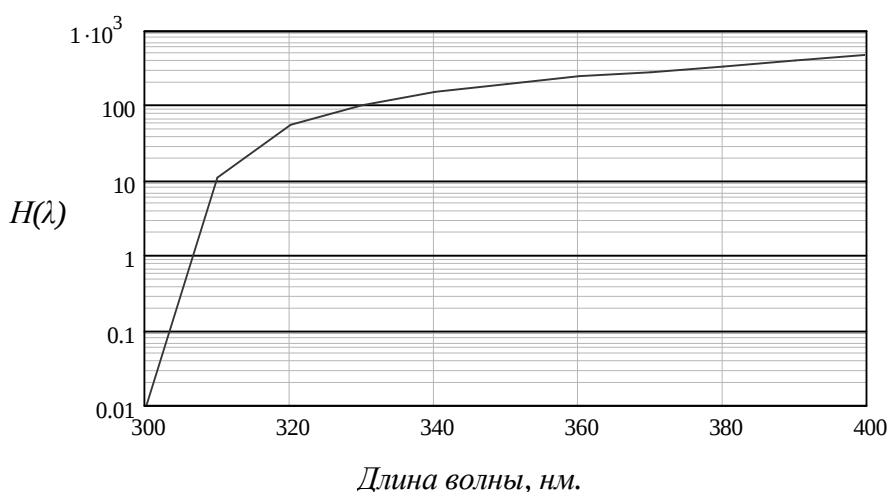


Рис. 1. Солнечная облученность $H(\lambda)$ [Вт/(м² мкм)] в области спектра 300-400 нм на уровне моря на площадке, перпендикулярной солнечным лучам

Мощность рассеянного солнечного излучения, регистрируемого ФЭУ, можно приближенно оценить по формуле

$$P_{\text{пр}}(\lambda) = T(\lambda) k(\lambda) S(\lambda) H(\lambda) S_{\text{пр}} \Delta\lambda,$$

где $T(\lambda)$ – спектр пропускания солнцезащитного УФ фильтра; $k(\lambda)$ – коэффициент характеризующий рассеяние солнечного излучения атмосферой; $S(\lambda)$ – спектральная чувствительность ФЭУ; $S_{\text{пр}}$ – площадь приемной апертуры; $\Delta\lambda$ – ширина спектрального интервала. Тогда

$$T(\lambda) = \frac{P_{\text{пр}}(\lambda)}{S(\lambda)H(\lambda)S_{\text{пр}}k(\lambda)\Delta\lambda}. \quad (1)$$

Расчет $k(\lambda)$ сложная математическая и физическая задача со многими неизвестными. Известно, что $k(\lambda)$ в каналах с рассеянием зависит от многих параметров и в области спектра 290...400 нм находится в пределах $10^{-6} - 10^{-12}$ [3], поэтому представим, что коэффициент рассеяния солнечного излучения в диапазоне 290...400 нм $k(\lambda) = 10^{-5}$. На рис. 2 представлены результаты оценки (по (1)) необходимого спектра пропускания солнцезащитного УФ фильтра для $k(\lambda) = 10^{-5}$ при следующих условиях: ширина спектрального интервала $\Delta\lambda = 0,01$ мкм; мощность излучения, регистрируемую ФЭУ в каждом интервале $\Delta\lambda$ с учетом его спектральной чувствительности $P_{\text{пр}}(\lambda) = 10^{-11}$ Вт/мкм; $S_{\text{пр}} = 7,854 \cdot 10^{-3}$ м² (диаметр линзы 5 см). При этом полная мощность, регистрируемого ФЭУ солнечного фонового излучения $P = \int_{290}^{400} P(\lambda) d\lambda \approx 10^{-12}$ Вт, что ниже пороговой

чувствительности ФЭУ в рабочем диапазоне длин волн 240 – 290 нм [4].

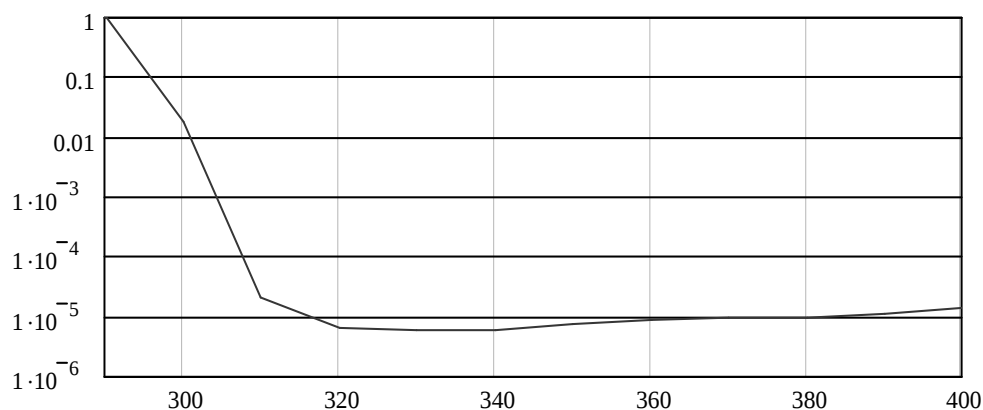


Рис. 2. Результаты оценки необходимого спектра пропускания солнечнослепого УФ фильтра

Следовательно, пропускание солнцезащитного фильтра в области 300 – 400 нм должно быть не более 10^{-5} . В области спектра выше 400 – 450 нм ФЭУ имеет меньшую чувствительность к излучению. Однако, так как солнечная фоновая помеха имеет широкий спектр, а так же максимум в видимой области, солнечная интегральная помеха в этой области спектра может привести к ухудшению пороговой чувствительности ФЭУ. Поэтому пропускание фильтра в области длин волн 400 – 1100 нм, так же должно быть не более 10^{-5} . В области спектра ниже 300 нм солнечная засветка практически отсутствует, и

пропускание фильтра определяется необходимой пороговой чувствительностью приемника, и должно быть максимально возможным. Излучение с длиной волны менее 240 нм сильно поглощается кислородом. Излучение лампы широкополосное ($\lambda_{\min}$ не менее 200 нм), поэтому коротковолновая граница пропускания фильтра должна быть не менее 240 нм.

Исходя из выше сказанного, а так же учитывая габаритные размеры макета УФ приемника, фильтр должен иметь следующие параметры:

- | | |
|---|------------|
| 1. Спектральный диапазон пропускания, нм | 240– 290 |
| 2. Коэффициент пропускания в центре диапазона, не менее, % | 40 |
| 3. Спектральный диапазон подавления, нм | 320 – 1200 |
| 4. Остаточное пропускание в области подавления, не более, % | 10^{-3} |

Интерференционный фильтр с пропусканием в области подавления 10^{-3} %, напыленный на подложку из кварцевого стекла и имеющий по 20 и более интерференционных слоев с каждой стороны подложки, будет блокировать участок спектра шириной в 70 – 100 нм. Чтобы подавить помеху в области спектра 320 – 1200 нм, необходима сборка из 10 и более таких фильтров. При этом пропускание фильтра в рабочей области спектра будет $T_{сб} = (T_{иф})^n$, где n – количество интерференционных фильтров в сборке, $T_{иф}$ – пропускание одного интерференционного фильтра. При $T_{иф} = 70$ %, $T_{сб} < 3$ %. Так же материалы для напыления фильтра должны иметь высокую прозрачность в полосе спектра 240 – 1200 нм.

Вследствие сложности изготовления такой сборки интерференционных фильтров и ее высокой стоимости, было предложено видимую часть спектра 380 – 600 нм подавить при помощи фильтра из цветного стекла УФС – 5, а область спектра 320 – 400 нм блокировать двумя интерференционными фильтрами.

Из имеющихся материалов были изготовлены два интерференционных фильтра и два идентичных фильтра из цветного стекла УФС – 5, спектры пропускания которых представлены на рис. 5. Измеренный спектр пропускания сборки интерференционный фильтр №1 и фильтр УФС-5 представлен на рис. 3. На рис. 5 представлен рассчитанный, используя спектры представленные на рис. 3 и 4, спектр пропускания фильтра из сборки интерференционных фильтров № 1 и № 2 плюс два фильтра из цветного стекла УФС-5. Из рис. 5 видно, что пропускание в рабочей области спектра 240 – 300 нм достигает 20 %. В области спектра подавления (выше 670 нм) пропускание фильтра не более 3 %.

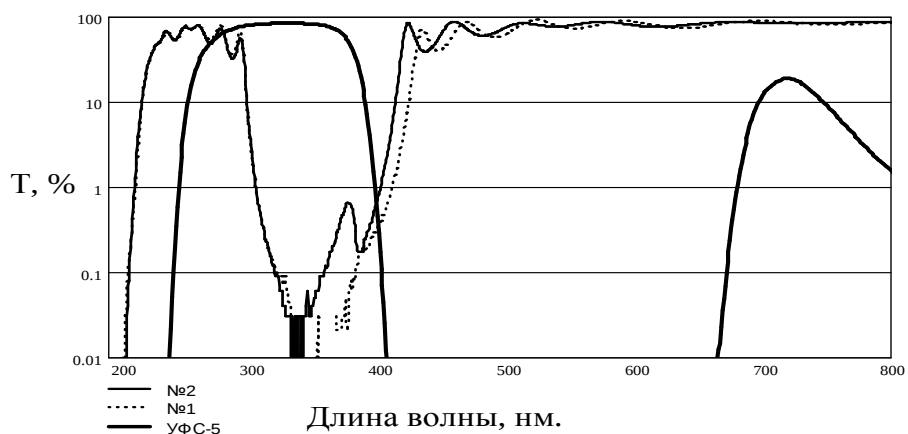


Рис. 3. Спектры пропускания интерференционных фильтров и фильтра из цветного стекла УФС-5

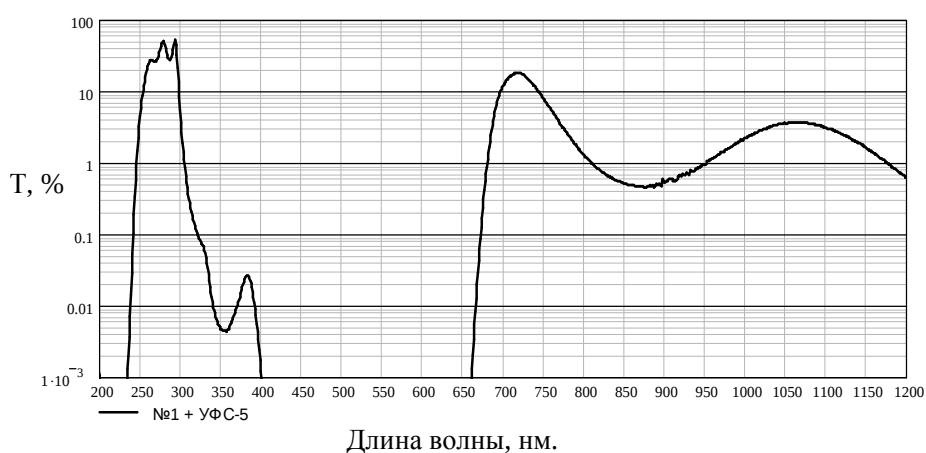


Рис. 4. Спектр пропускания сборки интерференционный фильтр и фильтр из цветного стекла УФС-5

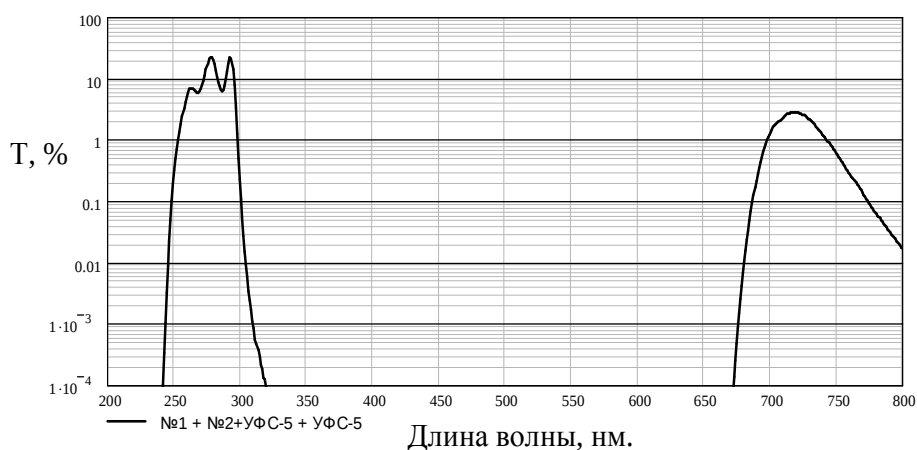


Рис. 5. Оценка спектра пропускания УФ фильтра

Как отмечалось выше, фильтр состоит из двух интерференционных фильтров и двух фильтров из цветного стекла УФС-5 толщиной 1 мм каждый. Между фильтрами проложены кольца из черной бумаги. Фильтры помещены в металлическую обойму. Структура фильтра представлена на рис. 6.

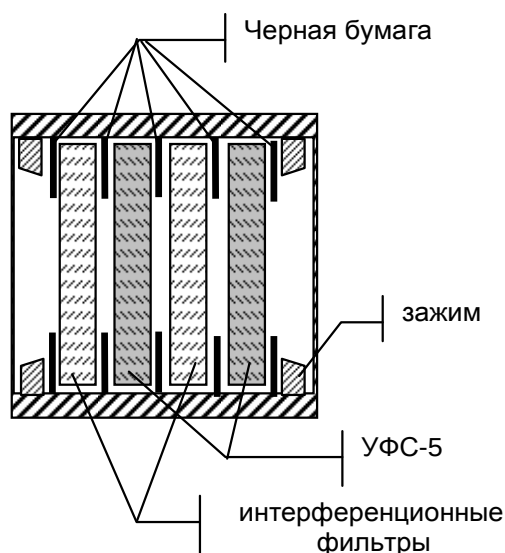


Рис. 6. Структура солнцезащитного фильтра

Исследования макета фильтра показали, что подавление солнечной помехи составило более 3 порядков, что позволило провести эксперимент по приему УФ рассеянных сигналов связи в атмосфере при солнечной освещенности до 40 клюкс.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Поллер Б.В. Ультрафиолетовые лазерные информационные системы. Состояние и перспективы развития / Сб. матер. Междун. научн. конгр. «ГЕО – Сибирь» – 2005. – Т. № 6. – С. 21 – 24.
2. Справочник по инфракрасной технике. В 4-х тт. Физика ИК-излучения. Том 1. / Ред. У. Вольф, Г. Цисис. Пер. с англ.– М.: Мир, 1995. – 606 с.
3. Пожидаев В.Н. Выбор длины волны для систем загоризонтной связи / Радиотехника и электроника. – 1977. – № 11. – С. 2265 – 2271.

© А.В. Бритвин, Б.В. Поллер, 2011

УДК 535.417

Ю.Ц. Батомункуев

СГГА, Новосибирск, e-mail: opttechnic@mail.ru

ТЕОРИЯ РАСЧЕТА ХРОМАТИЧЕСКИХ АБЕРРАЦИЙ РЕНТГЕНОВСКОГО ОБЪЕМНОГО ГОЛОГРАММНОГО ОСЕВОГО ЭЛЕМЕНТА

Представлена теория расчета хроматических aberrаций рентгеновского объемного голограммного осевого элемента (ГОЭ). В теории расчета учтены изменения показателя преломления и толщины рентгеновского ГОЭ.

Ju.Ts. Batomunkuev

SSGA, Novosibirsk, e-mail: opttechnic@mail.ru

THEORY FOR CALCULATION OF CHROMATIC ABERRATIONS OF X-RAY VOLUME HOLOGRAPHIC AXIAL ELEMENT

The chromatic aberration theory of x-ray volume holographic axial element (HOE) is presented. The changes of refraction index and thickness of x-ray HOE are taking into consideration in the theory.

Известно, что в рентгеновском нанометровом диапазоне электромагнитного спектра для получения изображений можно использовать изготовленную голографическим способом зонную пластину Френеля, представляющую собой голограммный осевой элемент (ГОЭ) [1,2]. Но качество изображения, формируемого зонной пластиной Френеля, ограничено ее хроматическими и монохроматическими aberrациями. Расчеты aberrаций рентгеновских голограммных элементов и их исправление, например в [1-3], проводятся подобно расчетам aberrаций тонкого ГОЭ видимого диапазона спектра [4,5], то есть без учета его толщины и изменения показателя преломления. Хотя известно, что толщина ГОЭ приводит не только к угловой и пространственной селективности, но и вносит дополнительные объемные aberrации в изображение [6,7].

Целью работы является разработка теории расчета хроматических aberrаций рентгеновского объемного ГОЭ с учетом изменений его показателя преломления и толщины.

При расчете aberrаций рентгеновского ГОЭ предполагается, что его средний показатель преломления совпадает со средним показателем преломления окружающей диэлектрической среды. Также считается, что длина волны восстановления λ_c отличается от длины волны записи λ_0 , а средний показатель преломления n_c и средняя толщина объемного осевого ГОЭ на стадии восстановления могут отличаться от среднего показателя n_0 и толщины на стадии записи. Толщина образца голографической среды, в объеме которой

формируется ГОЭ, предполагается модулированной и много меньшей длины и ширины образца. Голографическая среда образца предполагается средой с неизотропной усадкой.

На рис. 1, а и 2, а представлены схемы восстановления (рабочие схемы) пропускающего и отражающего объемного ГОЭ, где $A_c(0,0,z_c)$ и $B_c(x_c,y_c,z_c)$ – две близкие точки предмета и соответствующие им $A_i(0,0,z_i)$ и $B_i(x_i,y_i,z_i)$ – точки изображения, $M(x,y,z)$ – произвольная точка объемного ГОЭ. На рис. 1 и 2 ось Oz декартовой системы координат является оптической осью и направлена перпендикулярно поверхностям ГОЭ. Плоскость координат xOy проходит через центр ГОЭ. На рис. 1, б и 2, б представлены схемы записи объемного ГОЭ опорной (референтной) волнами, где $P_r(0,0,z_r)$ – точечный источник опорной (референтной) волны, $P_o(0,0,z_o)$ – точечный источник объектной волны, $M'(x',y',z')$ – точка объема ГОЭ при записи, соответствующая точке $M(x,y,z)$ при восстановлении. Расстояния, указанные в рабочей схеме, обозначим: $B_cM = l_c$, $MB_i = l_i$, $B_cM = d_c$, $MB_i = d_i$, $A_cO = z_c$, $OA_i = z_i$. А расстояния, указанные в схеме записи: $P_rM' = l_r$, $M'P_o = l_o$, $P_rO = z_r$, $OP_o = z_o$, где координаты $x'=x/m_x$, $y'=y/m_y$, $z'=z/m_z$, а m_x , m_y , m_z – коэффициенты усадки или набухания объемного ГОЭ вдоль соответствующих осей декартовой системы координат.

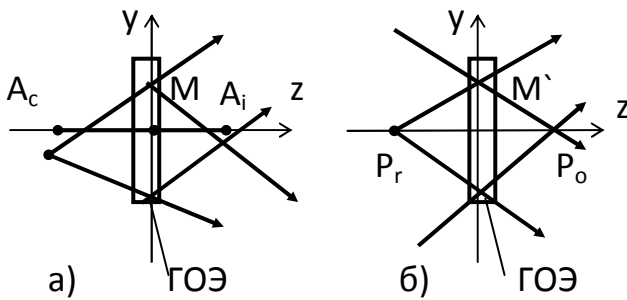


Рис. 1. Схема восстановления (а) и записи (б) пропускающего объемного ГОЭ

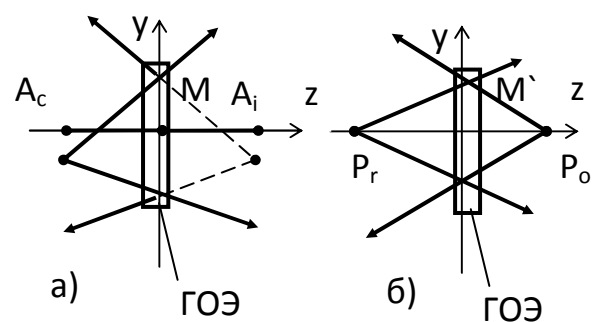


Рис. 2. Схема восстановления (а) и записи (б) отражающего объемного ГОЭ

Характеристическую функцию $V(x,y,z)$ рентгеновского ГОЭ можно записать в виде [8-12]

$$V(x,y,z) = l_c - z_c \pm (l_i - z_i) - km(x,y,z)\lambda_c/n_c,$$

где $m(x,y,z) = n_o(l_r - z_r \pm (l_o - z_o))/\lambda_o$ – пространственное распределение количества периодов модуляции показателя преломления, коэффициента поглощения или толщины объемного ГОЭ, n_o и n_c – начальное и среднее конечное значения показателя преломления, λ_o – длина волны лазера, используемого при записи, λ_c – рабочая длина волны, k – порядок дифракции.

Верхний знак «плюс» в выражениях для $V(x,y,z)$, $m(x,y,z)$ и в последующих выражениях соответствует отражающим объемным ГОЭ, а нижний знак «минус» – пропускающим объемным ГОЭ.

В силу пространственной и угловой селективности объемных ГОЭ практический интерес представляет случай, когда поперечные размеры (диаметр) объемного ГОЭ намного меньше расстояний z_c , z_i до плоскостей предмета и изображения, но больше размеров предмета и изображения. Кроме

этого считаем, что при записи отклонение от оптической оси источников опорной и объектной волн меньше поперечных размеров объемного ГОЭ, а размеры ГОЭ много меньше расстояний z_r , z_o от нее до источников опорной и объектной волн. Также считаем, что толщина ГОЭ много меньше расстояний z_c , z_i , z_r , z_o . Выражение для расстояния l_c может быть разложено в ряд по величинам малости x_c/z_c , y_c/z_c , x/z_c , y/z_c , z/z_c , а выражение для расстояния l_r – по величинам малости x_r/z_r , y_r/z_r , x/z_r , y/z_r , z/z_r . Аналогичным образом, разлагая выражение для расстояния l_i , по величинам малости x_i/z_i , y_i/z_i , x/z_i , y/z_i , z/z_i , а расстояние l_o по величинам малости x_o/z_o , y_o/z_o , x/z_o , y/z_o , z/z_o , и подставляя в характеристическую функцию $V(x,y,z)$ объемного ГОЭ, можно представить ее в первых порядках разложения в виде суммы частных характеристических функций $V_o^t(x,y,z)$, $V_o^v(x,y,z)$, $V_1^t(x,y,z)$, $V_1^v(x,y,z)$, $V_3^t(x,y,z)$, $V_3^v(x,y,z)$... , где $V_o^t(x,y,z) = -xB_{100} - yB_{010}$ – частная характеристическая функция монохроматической аберрации увеличения на рабочей длине волны тонкого ГОЭ; $V_o^v(x,y,z) = -xzB_{101} - xz^2B_{102} - yzB_{011} - yz^2B_{012}$ – частная характеристическая функция объемной монохроматической аберрации увеличения на рабочей длине волны; $V_1^t(x,y,z) = x^2F_{200}/2 + y^2F_{020}/2$ – частная характеристическая функция монохроматической дефокусировки (абerrации положения на рабочей длине волны) тонкого ГОЭ; $V_1^v(x,y,z) = (x^2/2)(zF_{201} + z^2F_{202}) + (y^2/2)(zF_{021} + z^2F_{022})$ – частная характеристическая функция объемной монохроматической дефокусировки (объемной aberrации положения на рабочей длине волны);

$$V_3^t(x,y,z) = - (x^4/8)S_{400} - (x^2y^2/4)S_{220} - (y^4/8)S_{040} + (x^3/2)C_{300} + (x^2y/2)C_{210} + \\ + (y^2x/2)C_{120} + (y^3/2)C_{030} - (x^2/2)A_{200} - xyA_{110} - (y^2/2)A_{020} - \\ - (x^2/4)(E_{200} - (y^2/4)E_{020} - (x/2)D_{100} - (y/2)D_{010})$$

– Частная характеристическая функция монохроматических aberrаций третьего порядка на рабочей длине волны тонкого ГОЭ,

$$V_3^v(x,y,z) = - (x^4/8)(3zS_{401} + 6z^2S_{402}) - (x^2y^2/4)(3zS_{221} + 6z^2S_{222}) - \\ - (y^4/8)(3zS_{041} + 6z^2S_{042}) + (x^3/2)(3zC_{301} + 6z^2C_{302}) + (x^2y/2)(3zC_{211} + 6z^2C_{212}) + \\ + (xy^2/2)(3zC_{121} + 6z^2C_{122}) + (y^3/2)(3zC_{031} + 6z^2C_{032}) - \\ - (x^2/2)(3zA_{201} + 6z^2A_{202}) - xy(3zA_{111} + 6z^2A_{112}) - (y^2/2)(3zA_{021} + 6z^2A_{022}) - \\ - (x^2/4)(3zE_{201} + 6z^2E_{202}) - (y^2/4)(3zE_{021} + 6z^2E_{022}) + \\ + (x/2)(3zD_{101} + 6z^2D_{102}) + (y/2)(3zD_{011} + 6z^2D_{012})$$

– Частная характеристическая функция объемных монохроматических aberrаций третьего порядка на рабочей длине волны.

По аналогии с известными aberrационными коэффициентами тонкого ГОЭ aberrационные коэффициенты в частных характеристических функциях соответствуют следующим типам монохроматических aberrаций [8]: B_{ijk} – aberrации увеличения, F_{ijk} – дефокусировке, S_{ijk} – сферической aberrации, C_{ijk} – коме, A_{ijk} – астигматизму, E_{ijk} – кривизне поверхности, D_{ijk} – дисторсии, где индексы i , j , k совпадают с соответствующими индексами aberrационных коэффициентов в частных характеристических функциях. Для каждого aberrационного коэффициента индексы i , j , k изменяются независимо. Индексы i , j , k также совпадают соответственно с показателями степени переменных x , y ,

z в частных характеристических функциях. Выражения для коэффициентов при индексе k, равном нулю, совпадают с известными выражениями коэффициентов абберации тонкого ГОЭ [7]. Выражения абберационных коэффициентов для первого порядка дифракции равны

$$\begin{aligned}
 B_{ijk} &= x_c/z_c^{i+j+k} \pm x_i/z_i^{i+j+k}, \\
 F_{ijk} &= 1/z_c^{i+j+k-1} \pm 1/z_i^{i+j+k-1} - (1 + \Delta\lambda_c/\lambda_o)(1/z_r^{i+j+k-1} \pm 1/z_o^{i+j+k-1})/((1 + \Delta n_c/n_o)(1 + \Delta m_x)^i(1 + \Delta m_y)^j(1 + \Delta m_z)^k), \\
 S_{ijk} &= 1/z_c^{i+j+k-1} \pm 1/z_i^{i+j+k-1} - (1 + \Delta\lambda_c/\lambda_o)(1/z_r^{i+j+k-1} \pm 1/z_o^{i+j+k-1})/((1 + \Delta n_c/n_o)(1 + \Delta m_x)^i(1 + \Delta m_y)^j(1 + \Delta m_z)^k), \\
 C_{ijk} &= x_c/z_c^{i+j+k} \pm x_i/z_i^{i+j+k}, \\
 A_{ijk} &= x_c^i y_c^j / z_c^{i+j+k+1} \pm x_i^i y_i^j / z_i^{i+j+k+1}, \\
 E_{ijk} &= x_c^i / z_c^{i+j+k+1} \pm x_i^i / z_i^{i+j+k+1}, \\
 D_{ijk} &= x_c^{i+2} / z_c^{i+j+k+2} \pm x_i^{i+2} / z_i^{i+j+k+2},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где $\Delta\lambda_c$ – рабочий спектральный диапазон объемного ГОЭ, Δn_c – среднее изменение показателя преломления объемного ГОЭ, Δm_x , Δm_y , Δm_z – изменение коэффициентов усадок соответственно вдоль осей Oх, Oу, Oz.

Представленные в (1) выражения абберационных коэффициентов F_{ijk} , S_{ijk} позволяют в явном виде выделить в них составляющие ΔF_{ijk} , ΔS_{ijk} , возникающие из-за изменения среднего показателя преломления и размеров ГОЭ

$$\begin{aligned}
 \Delta F_{ijk} &= (1/z_r^{i+j+k-1} \pm 1/z_o^{i+j+k-1})(\Delta n_c/n_o + i\Delta m_x + j\Delta m_y + k\Delta m_z - \Delta\lambda_c/\lambda_o), \\
 \Delta S_{ijk} &= (1/z_r^{i+j+k-1} \pm 1/z_o^{i+j+k-1})(\Delta n_c/n_o + i\Delta m_x + j\Delta m_y + k\Delta m_z - \Delta\lambda_c/\lambda_o).
 \end{aligned}$$

При этом, изменение среднего показателя преломления Δn_c объемного ГОЭ может быть представлено в виде $\Delta n_c = \Delta n^f + \Delta n^t + \Delta n^d$, где Δn^f и Δn^t – фотоиндуцированное и термоиндуцированное изменения показателя преломления, Δn^d – изменение показателя преломления из-за деформации объемного ГОЭ. Изменение размеров ГОЭ вдоль каждой из осей системы координат может быть представлено в виде коэффициента m, равного $m = 1 + \Delta m^f + \Delta m^t + \Delta m^d$, где Δm^f , Δm^t – фотоиндуцированное и термоиндуцированное изменения размеров, Δm^d – изменение размеров из-за деформации объемного ГОЭ. Следует особо отметить, что в отличие от видимой области в рентгеновской области спектра изменение среднего показателя преломления и размеров ГОЭ имеют одинаковый знак. Поэтому, если в видимой области спектра при увеличении температуры из-за объемного теплового расширения размеры ГОЭ увеличиваются, а его показатель преломления уменьшается, то при увеличении температуры рентгеновского ГОЭ увеличиваются и его показатель преломления, и размеры.

Известно, что в отличие от рентгеновского тонкого ГОЭ при расчете аббераций рентгеновского объемного ГОЭ необходимо учитывать его селективность [12]. Для объемного ГОЭ условие его локальной селективности можно представить соответственно в меридиональной и сагиттальной плоскостях в виде $V^v(x,y,z) \leq \xi_x(x,y,z)$ и $V^v(x,y,z) \leq \xi_y(x,y,z)$, где параметры расстройки $\xi_x(x,y,z)$ и $\xi_y(x,y,z)$ характеризуют локальные величины отклонения от условий дифракции Брэгга. Их величина зависит не только от угла падения

волн на поверхность ГОЭ и рабочей длины волны, но и от изменений показателя преломления и толщины ГОЭ.

Из характеристической функции $V(x,y,z)$ объемного ГОЭ могут быть определены геометрические aberrации Δx , Δy точек изображения по известным формулам: $\Delta x \approx z_i(\partial V(x,y,z)/\partial x)$, $\Delta y \approx z_i(\partial V(x,y,z)/\partial y)$. Отклонения Δx , Δy лучей от безаберрационного изображения представляются в виде суммы двух компонентов – aberrаций тонкого ГОЭ и объемных aberrаций и представлены в [9,10]. С практической точки зрения важной особенностью является повышение глубины резкости изображения вследствие уменьшения aberrаций [12].

Хроматические aberrации рентгеновского объемного ГОЭ. Выражения, описывающие геометрические хроматические aberrации, то есть отклонение координат лучей в плоскости изображения на величины Δx_λ , Δy_λ , Δz_λ от параксиальной точки изображения могут быть получены вычислением частных производных по длине волны λ_c из выражений координат Δx , Δy , Δz

$$\Delta x_\lambda = (\partial(\Delta x)/\partial \lambda_c)\Delta \lambda_c, \quad \Delta y_\lambda = (\partial(\Delta y)/\partial \lambda_c)\Delta \lambda_c, \quad \Delta z_\lambda = (\partial(\Delta z)/\partial \lambda_c)\Delta \lambda_c, \quad (2)$$

где $\Delta \lambda_c$ – рабочий диапазон длин волн объемного ГОЭ.

Из (2) получаем следующие выражения для определения геометрических хроматических aberrаций объемного ГОЭ, приводящих к изменению на Δx_λ , Δy_λ , Δz_λ координат лучей в плоскости изображения

1. При хроматизме положения

$$\Delta z_\lambda = (\partial z_i/\partial \lambda_c)\Delta \lambda_c = (k\lambda_c/\lambda_0)(1/z_r \pm 1/z_0)(\Delta \lambda_c/\lambda_0 - \Delta n_c/n_0 - 2\Delta m_x)z_i^2,$$

$$\Delta z_\lambda = (\partial z_i/\partial \lambda_c)\Delta \lambda_c = (k\lambda_c/\lambda_0)(1/z_r \pm 1/z_0)(\Delta \lambda_c/\lambda_0 - \Delta n_c/n_0 - 2\Delta m_y)z_i^2,$$

2. При хроматизме увеличения

$$\Delta x_\lambda = (B_{100} + zB_{101} + z^2B_{102})\Delta z_\lambda,$$

$$\Delta y_\lambda = (B_{010} + zB_{011} + z^2B_{012})\Delta z_\lambda,$$

3. При хроматической дефокусировке

$$\Delta x_\lambda = (\partial F_{200}/\partial \lambda_c + z\partial F_{201}/\partial \lambda_c + z^2\partial F_{202}/\partial \lambda_c)xz_i\Delta \lambda_c + (F_{200} + zF_{201} + z^2F_{202})x\Delta z_\lambda,$$

$$\Delta y_\lambda = (\partial F_{020}/\partial \lambda_c + z\partial F_{021}/\partial \lambda_c + z^2\partial F_{022}/\partial \lambda_c)yz_i\Delta \lambda_c + (F_{200} + zF_{021} + z^2F_{022})y\Delta z_\lambda,$$

4. При сферохроматической aberrации третьего порядка

$$\Delta x_\lambda = \quad \quad \quad =$$

$$(\partial S_{400}/\partial \lambda_c + 3z\partial S_{401}/\partial \lambda_c + 6z^2\partial S_{402}/\partial \lambda_c)x^3z_i\Delta \lambda_c/2 + (S_{400} + 3zS_{401} + 6z^2S_{402})x^3\Delta z_\lambda/2 +$$

$$+ (\partial S_{220}/\partial \lambda_c + 3z\partial S_{221}/\partial \lambda_c + 6z^2\partial S_{222}/\partial \lambda_c)xy^2z_i\Delta \lambda_c/2 + (S_{220} + 3zS_{221} + 6z^2S_{222})$$

$$xy^2\Delta z_\lambda/2,$$

$$\Delta y_\lambda = \quad \quad \quad =$$

$$(\partial S_{040}/\partial \lambda_c + 3z\partial S_{041}/\partial \lambda_c + 6z^2\partial S_{042}/\partial \lambda_c)y^3z_i\Delta \lambda_c/2 + (S_{400} + 3zS_{041} + 6z^2S_{042})y^3\Delta z_\lambda/2 +$$

$$+ (\partial S_{220}/\partial \lambda_c + 3z\partial S_{221}/\partial \lambda_c + 6z^2\partial S_{222}/\partial \lambda_c)yx^2z_i\Delta \lambda_c/2 + (S_{220} + 3zS_{221} + 6z^2S_{222})yx^2\Delta z_\lambda/2,$$

5. При хроматической коме третьего порядка

$$\Delta x_\lambda = 3(C_{300} + 3zC_{301} + 6z^2C_{302})x^2\Delta z_\lambda/2 + (C_{210} + 3zC_{211} + 6z^2C_{212})xy\Delta z_\lambda +$$

$$+ (C_{120} + 3zC_{121} + 6z^2C_{122})y^2\Delta z_\lambda/2,$$

$$\Delta y_\lambda = (C_{210} + 3zC_{211} + 6z^2C_{212})x^2\Delta z_\lambda/2 + (C_{120} + 3zC_{121} + 6z^2C_{122})xy\Delta z_\lambda +$$

$$+ 3(C_{030} + 3zC_{031} + 6z^2C_{032})y^2\Delta z_\lambda/2;$$

6. При хроматическом астигматизме третьего порядка

$$\Delta x_\lambda = (A_{200} + 3zA_{201} + 6z^2A_{202})x\Delta z_\lambda + (A_{110} + 3zA_{111} + 6z^2A_{112})y\Delta z_\lambda,$$

$$\Delta y_\lambda = (A_{110} + 3zA_{111} + 6z^2A_{112})x\Delta z_\lambda + (A_{020} + 3zA_{021} + 6z^2A_{022})y\Delta z_\lambda;$$

7. При хроматической кривизне поверхности изображения третьего порядка

$$\Delta x_\lambda = (E_{200} + 3zE_{201} + 6z^2E_{202})x\Delta z_\lambda/2,$$

$$\Delta y_\lambda = (E_{200} + 3zE_{201} + 6z^2E_{202})y\Delta z_\lambda/2,$$

8. При хроматической дисторсии третьего порядка

$$\Delta x_\lambda = (D_{100} + 3zD_{101} + 6z^2D_{102})\Delta z_\lambda/2,$$

$$\Delta y_\lambda = (D_{100} + 3zD_{101} + 6z^2D_{102})\Delta z_\lambda/2.$$

Таким образом, хроматические aberrации объемного ГОЭ складываются из хроматических aberrаций тонкого ГОЭ и объемной хроматической aberrации, зависящей от толщины ГОЭ. Объемная хроматическая aberrация зависит от толщины ГОЭ в первом приближении линейно. Для выполнения численных расчетов хроматических aberrаций требуется явный вид зависимости дисперсии показателя преломления и коэффициента усадки среды. Имея возможность создания голографических сред с аномальной дисперсией показателя преломления $\Delta n_c \approx C_1 \lambda_c$ или с дисперсией коэффициента усадки $\Delta m \approx C_2 \lambda_c$, где C_1 и C_2 – постоянные, можно разрабатывать ахроматические объемные ГОЭ с корректируемой хроматической aberrацией.

Температурная компенсация aberrаций рентгеновского объемного ГОЭ. Полученные в явном виде выражения для aberrационных коэффициентов позволяют выявить новые возможности компенсации aberrаций и установить более оптимальные условия восстановления объемных ГОЭ. Так, например, хроматическая aberrация положения компенсируется при выполнении условия

$$F_{ijk} = 1/z_c^{i+j+k-1} - 1/z_i^{i+j+k-1} \pm k(1 + \Delta \lambda_c/\lambda_o)(1/z_r^{i+j+k-1} - 1/z_o^{i+j+k-1})(1 - \Delta n_c/n_o - i\Delta m_x - j\Delta m_y - k\Delta m_z) = 0.$$

Учитывая, что изменение показателя преломления можно представить в виде $\Delta n_c = (\partial n/\partial T)\Delta T + \Delta n_c^f + \Delta n_c^d$, а изменения коэффициентов усадок – в виде $\Delta m_x = \alpha_x \Delta T + \Delta m_x^f + \Delta m_x^d$, $\Delta m_y = \alpha_y \Delta T + \Delta m_y^f + \Delta m_y^d$, $\Delta m_z = \alpha_z \Delta T + \Delta m_z^f + \Delta m_z^d$, получаем выражение для изменения температуры, при которой имеет место взаимная компенсация фотоиндуцированной, термоиндуцированной и деформационной aberrаций положения

$$\Delta T = [\pm(1/z_c^{i+j+k-1} - 1/z_i^{i+j+k-1})/(1 + \Delta \lambda_c/\lambda_o)(1/z_r^{i+j+k-1} - 1/z_o^{i+j+k-1}) + 1 - i(\Delta m_x^f + \Delta m_x^d) - j(\Delta m_y^f + \Delta m_y^d) - k(\Delta m_z^f + \Delta m_z^d) - (\Delta n_c^f/n_o + \Delta n_c^d/n_o)]/(\alpha_x + j\alpha_y + k\alpha_z + \partial n_c/\partial T),$$

где α_x , α_y , α_z – коэффициенты температурного расширения вдоль осей координат Ox , Oy , Oz , $\partial n_c/\partial T$ – термооптический коэффициент среды.

Заключение. Методом характеристической функции получены аналитические выражения монохроматических и хроматических aberrаций первого и третьего порядков рентгеновского объемного ГОЭ, учитывающие дисперсию его показателя преломления и толщины. В явном виде выделены коэффициенты хроматических aberrаций первого и третьего порядков. Показано, каким образом может быть учтено фотоиндуцированное, термоиндуцированное и деформационное изменение показателя преломления и толщины. Представленные выражения справедливы и для локальных частей рентгеновского объемного ГОЭ. Получены выражения, позволяющие определить температуру, при которой возможна компенсация хроматической

абберации положения и взаимная компенсация фотоиндуцированной, термоиндуцированной и деформационной аббераций положения.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Рентгеновская оптика и микроскопия / под ред. Г. Шмаля, Д. Рудольфа; пер. с англ. Н.Н. Зорева и И.В. Кожевникова; под ред. А.В. Виноградова. – М.: Мир. 1987. – 464 с.
2. Мишетт, А. Оптика мягкого рентгеновского излучения / А. Мишетт // Пер. с англ. Н.Н. Зорева и И.В. Кожевникова; под ред. А.В. Виноградова. – М.: Мир. – 1989. – 352 с.
3. Грейсху Г.И., Ежов Е.Г., Казин С.В., Степанов С.А. Фокусирующие объективы апохроматы на основе синтезированных голограмм // Сб. трудов 7 междун. конфер. «ГОЛОЭКСПО-2010». – Москва, 2010. – С. 16-23.
4. Meier R.W. Magnification and third-order aberration in holography // JOSA. –1965. –V. 55. – P. 987.
5. Champagne E. B. Nonparaxial imaging, magnification and aberration properties in holography // JOSA. –1967. –V. 57. – P. 51.
6. Forshaw M.R.B. The imaging properties and aberrations of thick transmission holograms // Opt. Acta. –1973. –V. 20, № 9. – P. 669–686.
7. Ган М.А. Теория и методы расчета голограммных и киноформных оптических элементов. –Л., ГОИ. – 1984. – 140 с.
8. Батомункуев Ю.Ц., Мещеряков Н.А. Расчет объемных голограммных линз для ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов спектра // Сб. матер. III междун. научн. конгр. «ГЕО-Сибирь-2007». – Новосибирск, 2007. – Т. 4., Ч. 1. – С. 180-184.
9. Батомункуев Ю. Ц., Мещеряков Н. А. Рентгеновские объемные голограммные элементы // Сб. матер. IV междун. научн. конгр. «ГЕО-Сибирь-2008». – Новосибирск, 2008. – Т. 4., Ч. 1. – С. 25-35.
10. Батомункуев Ю.Ц. Особенности расчета рентгеновских объемных голограммных элементов // Сб. трудов V междун. конфер. «ГОЛОГРАФИЯ ЭКСПО-2008». – Санкт-Петербург, 2008. – С. 101-105.
11. Батомункуев Ю.Ц., Мещеряков Н.А. Расчет рентгеновской голограммной линзы для нанометрового диапазона спектра / Вестник НГУ. – 2009. – Т. 4, № 2. – С. 3-7.
12. Батомункуев Ю.Ц. Теория аббераций объемного рентгеновского голограммного оптического элемента // Сб. матер. V междун. научн. конгр. «ГЕО-Сибирь-2009». – Новосибирск, 2009. – Т. 5., Ч. 2. – С. 57-63

© Ю.Ц. Батомункуев, 2011

УДК 539.21 .017

Д.С. Михайлова

СГГА, Новосибирск

РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ДИСПЕРГИРОВАННЫМИ ПЛЕНКАМИ НА ПРОЗРАЧНЫХ ПОДЛОЖКАХ

Приводится краткий обзор исследований оптических свойств тонких металлических пленок на прозрачных подложках на стадии их зарождения, характеризуемой диспергированным состоянием пленок и наличием в их структуре наноразмерных кластеров.

D.S. Mikhaylova

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

SCATTERING AND ABSORPTION OF LIGHT BY DISPERSED METAL FILMS ON TRANSPARENT SUBSTRATES

A brief review of studies on the optical properties of metal thin films on transparent substrates at the stage of their origin, characterized by dispersive-consistent state of the films and the presence of nanoscale clusters within their structure is presented.

Целью данной работы является обзор исследования процессов роста наноструктур при наносекундной длительности лазерных импульсов.

Актуальность решения проблем LCVD с наносекундной длительностью импульсов обусловлена, во-первых, недостаточным пониманием процессов формирования наноструктур на подложках, в частности, при наносекундной длительности лазерных импульсов, во-вторых, широкой распространенностью и постоянным развитием лазерных технологий в науке и промышленности.

Лазерные технологии формирования наноразмерных топологических рисунков на подложках, в отличие от фотолитографических, являются одностадийными, что позволяет резко сократить затраты на этапе разработок устройств.

Рассматриваемый вариант LCVD отличается использованием наносекундного лазерного облучения подложки, находящейся в условиях открытой атмосферы. Пары МОС подаются к реакционной зоне в струе инертного газа [1–4], облучение импульсно-периодическое, используется азотный лазер ($\lambda = 337$ нм); достигается скорость осаждения металла в импульсе (10–100) м/с, подбором условий осаждения достигается возможность получения нанокластеров металлов.

Общую картину процессов в случае наносекундного LCVD в открытой атмосфере можно охарактеризовать следующим образом [1]: за время лазерного импульса длительностью 6 нс с интенсивностью излучения $(1-5) \cdot 10^7$ Вт/см² поверхность подложки может нагреваться до температур в диапазоне (500–1500) °С; частота следования лазерных импульсов достигает 1000 с⁻¹. Скорость нарастания температуры поверхности в используемых режимах достигает $3 \cdot 10^{11}$ К/с, что существенно и нелинейно влияет на динамику роста плёнок на подложках [1,3].

В условиях открытой атмосферы разложение МОС ведётся на облучаемой поверхности в адсорбированном (или конденсированном) на поверхности слое молекул и в пристеночном (толщиной порядка единиц мкм) слое атмосферы.

Важной задачей при создании ряда наноразмерных устройств является получение кластеров металлов на поверхности диэлектрической подложки из пара атомов металла. Согласно [5], пары металлов должны находиться на поверхности в адсорбированном слое в метастабильном состоянии, в состоянии сильного пересыщения, при этом на поверхности могут флуктуационно возникать микроскопические зародыши. Возникшие зародыши будут находиться в равновесии с пересыщенным паром, если их размер и кривизна их поверхности обеспечивают равновесное давление пара p_r этих зародышей, равное давлению p_0 пересыщенного пара. Равновесие неустойчиво, так как случайное уменьшение зародыша вызовет его испарение, случайное увеличение размера вызовет его рост. Зародыши равновесного размера называют критическими. Зародыши новой фазы могут быть только очень малыми, так как возникают за счёт флуктуаций плотности пересыщенного пара, исключительно в условиях сильного пересыщения. Пересыщение определяется выражением:

$$S_s = p / p_0, \quad (1)$$

где p – текущее давление пара, p_0 – давление пара, находящегося в равновесии с жидкостью /твёрдым телом при данной температуре.

С течением времени при накоплении зародышей в достаточном количестве они снижают уровень пересыщения до значения, при котором процесс образования зародышей прекращается (так как размер критических зародышей становится слишком большим для флуктуационного механизма их возникновения). Размер меньших из зародышей становится меньше критического, и они испаряются, доминирующим становится процесс роста больших зародышей за счёт испарения малых. Процесс носит название коалесценции.

Растущий на поверхности микрокристалл (зародыш) может иметь плоскую форму, если вещество зародыша и подложки одно и то же, и если энергия адгезии превышает удвоенную поверхностную энергию подложки.

При падении света на малую частицу, размер которой меньше или сравним с длиной волны света, имеет место рассеяние света. Закономерности рассеяния определяются соотношением ρ между радиусом частицы a и длиной волны света в вакууме λ . Параметр ρ является дифракционным размером частицы и равен:

$$\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}. \quad (2)$$

Размер частиц может быть определен по форме индикатрисы рассеяния. В работе [6] приводятся графики полных индикатрис (интенсивности на графиках содержат интенсивности рассеянного излучения обеих поляризаций) для случая $m = \infty$. Эти графики изображены на рис. 1.

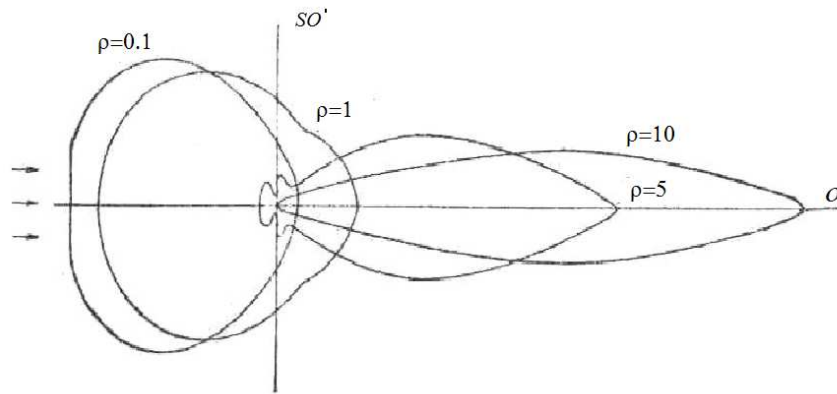


Рис. 1. Полные индикатрисы для абсолютно отражающих частиц

Так как рассеяние света зависит не только от размера частицы, но и от ее показателей преломления и поглощения, используют в качестве дифракционного размера частиц параметр mr , где m – комплексный показатель преломления.

$$m = n - i\chi; \quad \chi = nx, \quad (3)$$

где n – показатель преломления, x – индекс поглощения, χ – показатель поглощения.

В нашем исследовании представляет интерес изучение металлических рассеивающих частиц. Для таких частиц значение m велико, и в случае абсолютно отражающих (бесконечно проводящих) частиц электромагнитное излучение не проникает в вещество. Для подобного случая в [6] получены выражения для интенсивности рассеянного света (при падении естественного света):

$$I = \frac{I_0}{2r^2} \frac{5}{4} \alpha \left(1 - \frac{8}{5} \cos \beta + \cos^2 \beta \right); \quad \alpha = \frac{16\pi^4 a^6}{\lambda_a^4}, \quad (4)$$

где λ_a – длина волны в среде, в которую погружена частица, r – длина радиус-вектора точки наблюдения, I_0 – интенсивность падающего света, I – интенсивность рассеянного света, β – угол рассеяния (может принимать значения от 0 до π).

В [7] приведены расчетные зависимости сечения рассеяния железных сфер в диапазоне $\rho = 0 - 4$ на длине волны $\lambda = 420$ нм.

При диаметре сферической частицы, значительно меньшем длины волны (рэлеевское рассеяние), интенсивность полного рассеяния обратно пропорциональна четвертой степени длины волны. Однако в ряде случаев на такой зависимости может наблюдаться максимум.

При современных исследованиях нанотехнологий значительное внимание уделяется изучению оптических свойств металлических наноразмерных частиц – кластеров – и наносистем на их основе. Рассматриваются кластеры, содержащие от двух-четырех до тысяч и десятков тысяч атомов металлов. При этом теория Ми модифицируется [8] и должна учитывать дискретность электронных уровней кластеров, что приводит к уширению линии поглощения. Для малых металлических кластеров наблюдается эффект гигантского резонанса, приводящего к значительному усилению поглощения электромагнитного излучения. В этой теории оптическое поглощение кластера характеризуется сечением поглощения

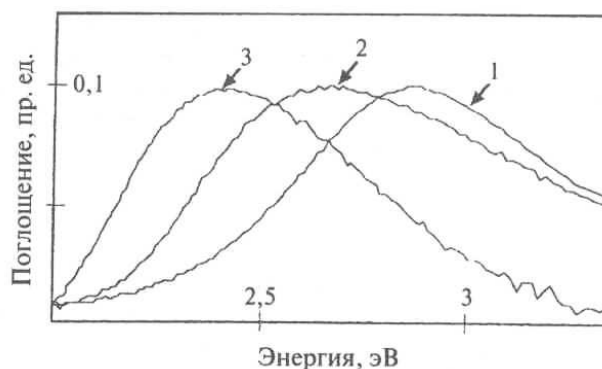
$$\sigma = \frac{ne^2}{mc\Gamma\epsilon_0} \left[\frac{\omega^2}{(\omega^2 - \omega_0^2) + (\omega\Gamma)^2} \right], \quad (5)$$

где n – число свободных электронов (атомов) в кластере, m – масса электрона, e – заряд электрона, c – скорость света, ϵ_0 – электрическая постоянная, Γ – константа демпфирования, ω_0 – собственная частота коллективных колебаний электронов в кластере, ω – частота падающего света.

В исследуемых нами процессах твердотельные нанокластеры получают в ходе лазерного пиролизического разложения элементоорганических соединений на подложке. Нуклеация атомов и зарождение новой фазы происходят на поверхности в условиях возникновения на поверхности активного атомного фона. Можно предположить, что происходит одновременное множественное зарождение кластеров новой фазы в реакционной среде с размерами, ограниченными диффузионными пределами, когда размер кластера меньше расстояния $L \approx (Dt)^{1/2}$, где D – коэффициент диффузии атомов кластера; t – время нуклеации [7]. Этот параметр можно считать размером окружающей кластер ячейки маточной среды, в которой успевает пройти при данных условиях нуклеация.

При экспериментальном исследовании наносистем на основе металлических нанокластеров был выявлен ряд особенностей оптических спектров поглощения [8]. Спектры поглощения наносистем характеризуются интенсивной широкой полосой, которая отсутствует у массивных металлов. Эта полоса связана с коллективным возбуждением электронов проводимости (поверхностными плазмонами) и приводит к появлению цветовых эффектов для разбавленных коллоидов благородных, щелочных и редкоземельных металлов, а также для дисперсных тонких плёнок благородных металлов на подложках.

Для примера приведем взятые из [8] графики спектров поглощения коллоидного раствора серебра и в наноструктурах на графитовой подложке (рис. 2).



1 – исходный коллоидный раствор с концентрацией $[Ag_n] = 2,5 \cdot 10^{-3}$ моль $\times$ л $^{-1}$; 2 – двумерная кластерная наноструктура, образовавшаяся на подложке после нанесения одной капли коллоидного раствора; 3 – трехмерная кластерная наноструктура, образовавшаяся после нанесения трех капель коллоидного раствора

Рис. 2. Изменение ширины и сдвига пика плазмонного поглощения в коллоидном растворе серебра и в наноструктурах, образованных на графитовой подложке

Задачами, решаемыми методами оптических исследований зародышеобразования при лазерно-пиролитическом осаждении плёнок металлов, является определение: размеров кластеров; изменения их размеров в ходе пиролиза; концентрации и степени упорядоченности их расположения на поверхности подложки.

Информацию о размерах кластеров образующейся диспергированной структуры можно получить, исследуя спектры поглощения в некотором диапазоне длин волн и определяя положение в спектре оптических резонансов и их ширину.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Чесноков, В. В. Лазерные наносекундные микротехнологии / В. В. Чесноков, Е. Ф. Резникова, Д. В. Чесноков; под общ. ред. Д. В. Чеснокова. – Новосибирск: СГГА, 2003. – 300с.
2. Чесноков, В.В. Лазерно-химическое осаждение пленок металлов / В.В. Чесноков, С.В. Земсков, И.Г. Игуменов // 5 отрасл. научно-техн. конф. «Тонкие пленки в производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем»: Тез. докл. – Нальчик, 1983.
3. Chesnokov D.V., Chesnokov V.V., Reznikova E.F. Problems of nanosecond laser technologies of film microstructures deposition // "7th Int. Conf. on Actual Problems of Electron. Instrum. Eng." APEIE-2004 (Russia, Novosibirsk, 20-23 sept. 2004): Proc., V.1.- Novosibirsk: NSTU, 2004.- P.216-226.
4. Chesnokov D.V., Chesnokov, V.V. Pyrolytic deposition of metal films on substrates in conditions of the open atmosphere initiated by nanosecond laser irradiation // "5th Int. Conf. on Actual Problems of Electron. Instrum. Eng." APEIE-2000 (Russia, Novosibirsk, 26-29 sept. 2000): Proc., V.1. – Novosibirsk: NSTU, 2000. – P.42-46.

5. Ролдугин, В.И. Физикохимия поверхности / В.И. Ролдугин. – Долгопрудный: Интеллект, 2008. – 568 с.
6. Шифрин, К.С. Рассеяние света в мутной среде. – М.: Изд-во технико-теорет. лит., 1951.
7. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1970.
8. Суздаlev, И.П. Нанотехнология: Физико-химия кластеров, наноструктур и наноматериалов. – М.: КомКнига, 2006.

© Д.С. Михайлова, 2011

УДК 681.787

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

МНОГОЛУЧЕВОЙ ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР.

В настоящем сообщении рассматриваются основы конструирования и функционирования многолучевого трёхзеркального интерферометра. Интерферометр представляет собой прямоугольную призму, гипотенузная грань которой является зеркалом полного внутреннего отражения, а катеты покрыты полупрозрачным зеркальным слоем. Показано, что многократное отражение от гипотенузной грани увеличивает чувствительность интерферометра. Такое устройство можно использовать в качестве НПВО-сенсора при исследовании состава газовых сред.

D.S. Mikhaylova, D.V. Chesnokov, V.V. Chesnokov
Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)
10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

TRIPLE-MIRROR MULTIPLE-BEAM INTERFEROMETER

The basics of designing and functioning of triple-mirror multiple-beam interferometer are presented in this article. The interferometer consist of a rectangular prism, whose hypotenuse facet is a mirror of total internal reflection, and whose legs are semitransparent mirrors. The multiple light reflecting from hypotenuse facet are rising sensitivity of interferometer. This device may be used as a BTIR-sensor for gaseous media composition analysis.

Широко известно использование призмённых элементов нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) для оптического анализа состава различных сред [1]. В таких анализаторах на гипотенузной поверхности призмы световой пучок, входящий и выходящий из призмы через её катетные грани, испытывает полное внутреннее отражение, и его электромагнитное поле туннелирует в окружающую среду на расстояние порядка длины волны света. Взаимодействие света со средой в области туннелирования приводит к его частичному поглощению или изменению фазы световых колебаний, вышедшее из призмы излучение несёт информацию о составе среды. Чувствительность таких устройств ограничена в связи с малой длиной области взаимодействия излучения со средой.

В настоящем сообщении рассматривается близкий по конструкции к рассмотренному выше призмённый элемент НПВО, в котором используется многолучевая интерференция, возникающая вследствие отражений света от

зеркальных покрытий катетных граней призмы и полного внутреннего отражения от гипотенузной грани.

На рис. 1 схематически показано устройство многолучевого трёхзеркального интерферометра в виде прозрачной прямоугольной равнобедренной призмы; основанием призмы является прямоугольный равнобедренный треугольник. Здесь 1 – прямоугольная трёхгранная равнобедренная прозрачная призма, 2 – катетные грани, 3 – полупрозрачные зеркала, 4 – гипотенузная грань, 5 – входящие лучи, 6 – прошедшие лучи, a – размер катетной грани призмы, 7 – выходная грань.

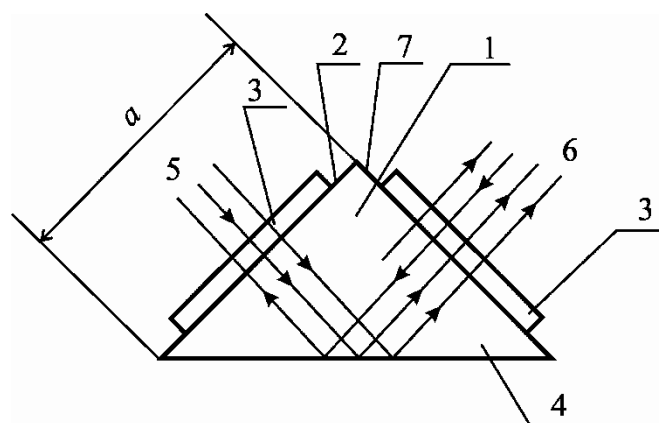


Рис. 1. Ход лучей в трёхзеркальном многолучевом интерферометре

Рассмотрим оптические процессы, происходящие в интерферометре. Излучение 5 падает на полупрозрачное зеркало 3 входной грани 2, прошедшая часть излучения (показано стрелками) отражается от гипотенузной грани 4; угол падения излучения на гипотенузную грань должен быть приблизительно $\pi/4$, это обусловлено геометрией призмы. Для полного внутреннего отражения излучения от гипотенузной грани необходимо следующее значение показателя преломления n призмы :

$$n \geq \frac{n_0}{\sin(\pi/4)}. \quad (1)$$

Здесь n_0 – показатель преломления среды, окружающей призму. Отражённое от гипотенузной грани излучение попадает на полупрозрачное зеркало 3 на выходной грани 7, частично отражается назад, повторяя свою траекторию, и так далее; излучение внутри призмы многократно отражается от зеркал и гипотенузной грани. Вышедшее из выходной грани излучение 6 образуется множеством интерферирующих между собой лучей. Максимум интенсивности интерферирующих лучей достигается, когда длина nL оптического пути между зеркалами на катетных гранях равна целому числу $\frac{\lambda}{2}$ полуволен излучения [2]:

$$nL = m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

Из геометрии призмы следует, что $L = a / \cos \beta$, где β – угол преломления луча на входной грани призмы. Учитывая закон преломления $n_0 \sin \alpha = n \sin \beta$, где

α – угол падения луча на входную грань из окружающей среды, и считая среду воздухом, получим:

$$L \approx a / \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{2n^2} \right), \quad (3)$$

справедливое при малых α . Для длины волны излучения, соответствующей максимуму интерференции, можно найти, используя (2) и (3), формулу:

$$\lambda_m = \frac{2nL}{m} \approx \frac{2na}{m} / \left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{2n^2} \right). \quad (4)$$

Из последней формулы видна возможность перестройки интерферометра по длинам волн путём изменения угла падения.

Интерферометр позволяет проводить анализ газовых сред путём анализа адсорбированного из газа на гипотенузную поверхность мономолекулярного слоя вещества. Каждый луч светового потока отражается от поверхности с полным внутренним отражением многократно. В теории резонаторов Фабри-Перо число отражений от зеркал характеризуется «эффективным числом отражений» $N_{\text{ЭФФ}}$, равным примерно 30 – 100. В такое же число раз возрастает чувствительность анализаторов адсорбционного слоя с использованием взамен рефрактометрических датчиков НПВО многолучевого трёхзеркального интерферометра.

Многолучевой трёхзеркальный интерферометр найдёт применение в оптике при создании интерференционных приборов различного назначения – для спектроскопии, при обработке оптической информации, в качестве сенсорных устройств различных датчиков и анализаторов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Харрик, Н. Спектроскопия внутреннего отражения / Н. Харрик. – М.: Изд. Мир, 1970. – 336 с.
2. Скоков, И.В. Многолучевые интерферометры в измерительной технике / И.В. Скоков. – М.: Машиностроение, 1989. – 256 с.

© Д.С. Михайлова, Д.В. Чесноков, В.В. Чесноков, 2011

УДК 621.396.2

О.В. Бояркеева

СГГА, Новосибирск

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИМИТАЦИИ НАВИГАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ

В статье проведен обзор и сравнительный анализ средств имитации навигационных полей.

O.V. Boyarkeeva

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

METHODS AND MEANS OF SIMULATION NAVIGATION FIELDS

The article provides an overview and comparative analysis of simulated navigation fields.

В околоземном пространстве существует совокупность физических навигационных полей искусственного и естественного происхождения. Находящийся в зоне действия этих полей потребитель с помощью специальной аппаратуры может определять свои координаты, параметры движения и текущий момент времени. Наиболее точно эти задачи решаются на основе применения сигналов спутниковых навигационных систем ГЛОНАСС, GPS и GALILEO.

Требования конкурентной способности отечественной спутниковой навигационной системы (СНС) ГЛОНАСС, возрастающие требования к точности и надежности координатно-временных определений, доступности навигационных сигналов, заставляют проводить исследования аппаратуры пользователей и исследовать основные сегменты, обеспечивающие функционирование системы ГЛОНАСС. Это сегмент эфемеридно-временного обеспечения (ЭВО) и сегмент метрологического обеспечения ГЛОНАСС.

Из-за сложности задач координатно-временных определений, решаемых на основе спутниковых навигационных технологий, наиболее приемлемыми для исследований этих задач представляются методы имитационного моделирования. Для этих целей применяются имитаторы навигационных сигналов [1] и имитаторы измерительной информации, поступающей от навигационных спутников [2].

Существует два типа имитаторов навигационной информации: физические имитаторы навигационных сигналов и программные имитаторы. Физические имитаторы навигационных сигналов являются самыми распространенными, т.к. позволяют сформировать радионавигационный сигнал, аналогичный сигналу навигационного спутника (НС). Такие имитаторы предназначены, главным

образом, для настройки аппаратуры пользователей в процессе ее производства и для калибровки этой аппаратуры при ее эксплуатации. Такая аппаратура выпускается рядом отечественных, (КБ НАВИС, ОАО МКБ «КОМПАС») [3] и зарубежных производителей (Cast Navigation, SPIRENT, WelNavigate) [4-6]. Характеристика физических имитаторов данных производителей приведена в табл. 1 и 2.

Таблица 1 Характеристики физических имитаторов навигационных сигналов отечественных производителей

Тип имитатора	СНС	Число каналов	Разделение по частотам	Погрешность воспроизведения, м
ИМ-2	ГЛОНАСС/GPS	12	L1/L2	0,5
СН-3802	ГЛОНАСС/GPS	4	L1/L2	-
СН-3803	ГЛОНАСС/GPS	12	L1/L2	-

Таблица 2 Характеристики физических имитаторов навигационных сигналов зарубежных производителей

Тип имитатора	СНС	Число каналов	Разделение по частотам	Погрешность воспроизведения, м
STR 4790	ГЛОНАСС/GPS	24	L1/L2	<0,3
STR 4760	ГЛОНАСС/GPS	32	L1/L2	0,01
GSS4750	ГЛОНАСС/GPS	4-16	L1/L2	0,01
GSS 4860	ГЛОНАСС/GPS	4-32	L1/L2	0,01
GSS 7700	GPS/GALILEO	4-32	L1/L2/L5	0,01
STR 4500	GPS	12	L1	0,01
GSS 6560	GPS	12	L1	0,0005
GSS 4730	GPS	4	L1/L2	0,01
GSS 4200	GPS	6	L1	0,01
GSS 4100	GPS	1	L1	-
DSR 220	GPS	16	L1/L2	-
CAST-500	GPS	12-16	L1/L2	0,01
CAST-1000	GPS	16	L1/L2	-
CAST-2000	GPS	16	L1/L2	0,0002
CAST-4000	GPS	20	L1/L2	0,0002
CAST Vip Simulator	GPS	32	L1/L5	0,0001
HAGR	GPS	12	L1/L2	-

Многие функции СНС описанные имитаторы воспроизводят достаточно грубо. Например, изменение радиальной дальности от НС до беззапросной измерительной станции воспроизводится как фрагмент параболической функции. В силу этого обстоятельства подавляющее большинство физических имитаторов не могут рассматриваться как средства измерений, задающие «эталонные» навигационные параметры.

Такие функции реализуются программными имитаторами измерительной информации. Данные имитаторы, как правило, воспроизводят условия формирования измерительной информации, адекватные реальным условиям.

Применяются, в основном, для отработки тех или иных фрагментов спутниковых технологий.

В настоящее время в рамках выполнения Федеральной Целевой программы «ГЛОНАСС» для целей формирования ЭВО отрабатывается беззапросная технология траекторных измерений, которая, в свою очередь, требует проведения комплекса исследований точностных характеристик измерительных каналов, определение оптимальной конфигурации сети беззапросных измерительных станций, выбора режимов проведения измерений. Такие исследования могут быть проведены методами имитационного моделирования с помощью программного имитатора измерительной информации.

Существуют программные имитаторы измерительной информации, поступающей от навигационных спутников [2], имитаторы эфемеридной информации, имитаторы нестабильностей квантовых стандартов частоты, применяемых в качестве бортовых часов [7].

В ФГУП «СНИИМ» разработан и применяется программный имитатор измерительной информации, поступающей с орбитальной группировки НС ГЛОНАСС, под названием ModBis24 [2].

Программный имитатор «Modbis 24» предназначен для решения следующих системных задач:

- Для отработки методик и алгоритмов оценивания текущих навигационных параметров и параметров согласующих модулей, учитывающих действие на КА возмущений и влияние различных факторов на точность измерений;

- Для оценивания метрологических характеристик применяемых алгоритмов воспроизведения текущих навигационных параметров по результатам траекторных измерений;

- «ModBis24» методами имитационного моделирования позволяет решить задачу оптимального размещения БИС и оптимального планирования измерительного процесса, произвести калибровку применяемого программного обеспечения посредством решения контрольных примеров.

Функционально программный имитатор ModBis 24 обеспечит решение следующих задач [8]:

- Расчет движения орбитальной группировки КА ГЛОНАСС (до 25 КА) с учетом действующих на КА возмущений;

- Задание сети БИС в геоцентрической системе;

- Задание параметров вращения Земли;

- Расчет геометрических дальностей от каждого КА до каждой БИС;

- Имитацию факторов, влияющих на точность измерений;

- Оценивание характеристик погрешностей модельных исследований.

Поэтому, чтобы устранить противоречия, связанные с недостатками физических имитаторов навигационных сигналов, представляется

целесообразным дополнить функции физических ИНС элементами программного имитатора ModBis 24.

Полученный имитатор навигационных сигналов с расширенными опциями станет важным фрагментом метрологического обеспечения ЭВО ГЛОНАСС.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. http://www.spirentcom.com/product_finder/index.cfm
2. Владимиров, В.М. 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
3. <http://www.navis.ru>
4. www.castnav.com
5. <http://www.welnav.com/products.htm>
6. <http://www.navsys.com>
7. Тиссен, В.М. Математические модели нестабильности КСЧ [Текст]/ В.М. Тиссен, А.С. Толстиков // Международная конференция «Актуальные проблемы электронного приборостроения. АПЭП –2004.» Материалы конференции. – Новосибирск. НГТУ. – 2004. – Том 3. – С. 263-269.
8. Бояркеева, О.В. Программный имитатор измерительной информации, поступающей от навигационных спутников орбитальной группировки ГЛОНАСС/О.В. Бояркеева, А.С. Толстиков // Материалы X международной конференции «Актуальные проблемы электронного приборостроения», АПЭП-2010.- Т.3. Метрология и метрологическое обеспечение. Измерительные приборы, устройства и системы.- Новосибирск, 2010.- С. 41-46.

© О.В. Бояркеева, 2011

УДК 681.783.25

С.А. Санчук, В.М. Тиссен

ФГУП «СНИИМ», СГГА, Новосибирск

КРАТКОСРОЧНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПВЗ НА ОСНОВЕ КАЛМАНОВСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

В данной работе изложен алгоритм прогнозов временных рядов ПВЗ на одни сутки с использованием калмановской фильтрации и приведены статистические оценки полученных результатов в сравнении с аналогичными результатами IERS и ИМВП.

S.A. Sanchuk, V.M. Thiessen

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SNIIM)

4 Dimitrova Ul., Novosibirsk, 630004, Russian Federation, SSGA, 10 Plahotnogo Ul, Novosibirsk, 630108, Russian Federation

SHORT-TERM FORECASTING EOP BASED ON KALMAN FILTERING

In this work the algorithm of prediction of time series of EOP for one day using a Kalman filter and were given the statistical evaluation of the results in comparison with similar results IERS and IMVP.

Задача высокоточного прогнозирования параметров вращения Земли (ПВЗ) приобрела особую актуальность с появлением в России и США в начале 1980-х годов глобальных навигационных спутниковых систем ГЛОНАСС и GPS. Развитие этих систем требует постоянного совершенствования программного обеспечения (ПО), что необходимо для повышения качества эфемеридно-временного обеспечения (ЭВО) ГЛОНАСС. Выполнение современных требований к ЭВО возможно только при условии обеспечения ПО космических аппаратов (КА) высокоточными прогнозами ПВЗ, так как они входят в начальные условия, используемые в дифференциальных уравнениях движения КА. Особенно это актуально в случае возникновения необходимости работы навигационных систем в автономном режиме. В настоящее время обновление ЭВО ГЛОНАСС производится ежедневно [1]. Вследствие этого возникает необходимость в ежедневном уточнении прогнозов ПВЗ сроком на одни сутки.

Из пяти основных параметров вращения Земли наибольшие влияние на качество ЭВО вносят погрешности прогнозов всемирного времени UT1, а также координат полюса Xp, Yp. Для решения задачи получения наилучшего прогноза на одни сутки наиболее подходящим методом является уточнение модели прогноза с использованием фильтра Калмана (ФК), т.к. он учитывает с наибольшим весом последние изменения прогнозируемого параметра [2].

Для применения предлагаемого метода запишем динамическое уравнение, аппроксимирующее изменение ПВЗ.

$$X_k = A_k \sin \omega T + B_k \cos \omega T + C_k \sin 2\omega T + D_k \cos 2\omega T, \quad (1)$$

где $A_k = 2A_{k-1} - A_{k-2}$, $B_k = 2B_{k-1} - B_{k-2}$, $D_k = 2D_{k-1} - D_{k-2}$,

$C_k = 2C_{k-1} - C_{k-2}$ коэффициенты изменяющиеся по линейному закону, которые можно записать в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} A_k \\ A_{k-1} \\ B_k \\ B_{k-1} \\ C_k \\ C_{k-1} \\ D_k \\ D_{k-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A_{k-1} \\ A_{k-2} \\ B_{k-1} \\ B_{k-2} \\ C_{k-1} \\ C_{k-2} \\ D_{k-1} \\ D_{k-2} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

В общем виде уравнение (2) можно записать следующим образом:

$$Z_k = AZ_{k-1}, \quad (3)$$

где A – матрица коэффициентов эволюции процесса.

С учетом (3) уравнение (1) запишется:

$$X_k = (\sin \omega T \ 0 \ \cos \omega T \ 0 \ \sin 2\omega T \ 0 \ \cos 2\omega T \ 0) Z_k \quad (4)$$

или

$$X_k = HZ_k, \quad (5)$$

где H – характеризует динамику процесса.

Процесс получения прогнозов состоит из двух этапов. На первом этапе производится предварительная оценка прогнозируемого параметра, а на втором его корректировка по последним известным данным.

На первом этапе формируется прогноз Z_k по Z_{k-1} .

При этом ожидаемые значения его среднего можно записать в виде:

$$\langle Z_k^- \rangle = A \langle Z_{k-1}^- \rangle. \quad (6)$$

Корреляционная матрица данного процесса будет иметь вид:

$$P_k^- = AP_{k-1}A^T + Q, \quad (7)$$

где $\langle Z_k^- \rangle$ и P_k^- ожидаемые оценки, Q – корреляционная матрица шума процесса.

На втором этапе производится процесс корректировки предварительных оценок (6), (7), который включает:

вычисление матричного «коэффициента Калмана»

$$K_k = P_k^- H^T (HP_k^- H^T + R)^{-1}, \quad (8)$$

где H – матрица динамики процесса, R – корреляционная матрица шума измерения, входящего;

2) обновление оценки для среднего значения вектора состояния по новым результатам измерения X_k^* :

$$\langle Z_k \rangle = \langle Z_k^- \rangle + K_k (X_k^* - H \langle Z_k^- \rangle), \quad (9)$$

где X_k^* – последние известные данные из наблюдений.

3) обновление оценки корреляционной матрицы:

$$P_k = (1 - K_k H) P_k^-. \quad (10)$$

Далее с учетом (8–10) производится следующий шаг прогноза по формулам (6) и (1).

Применение данной методики к обработке рядов ПВЗ показало хорошие результаты сравнимые с мировыми службами. В табл. 1 приведены средние абсолютные ошибки прогнозов ПВЗ служб IERS и ИМВП и полученных с помощью ФК за сентябрь-ноябрь 2010.

Таблица 1.

Абсолютные ошибки прогнозов ПВЗ	IERS	ИМВП
UT1 по прогнозам служб	0,000047	0,000060
UT1 по прогнозам ФК	0,000045	0,000058
Хр по прогнозам служб	0,000298	0,000302
Хр по прогнозам ФК	0,000278	0,000301
Ур по прогнозам служб	0,000250	0,000352
Ур по прогнозам ФК	0,000241	0,000346

Таким образом, анализируя данные табл. 1 можно прийти к выводу о целесообразности использования данной методики в целях повышения качество ЭВО.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Интерфейсный контрольный документ (редакция 5.1) / РОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ (2008). – официальное техническое описание параметров и сигнала ГЛОНАСС.

2. Браммер, К. Фильтр Калмана-Бьюси [Текст] /К. Браммер, Г Зиффлинг // под редакцией И.Е. Казакова. – М: Наука, 1982. – 200 с.

© С.А. Санчук, В.М. Тиссен, 2011

УДК 621.317

В.М. Тиссен, Е.А. Туголукова

ФГУП «СНИИМ», СГГА, Новосибирск

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО В ИМИТАЦИОННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ НЕСТАБИЛЬНОСТИ КВАНТОВЫХ ЧАСОВ

В данной работе приведен алгоритм формирования стохастических временных рядов с произвольными статистическими характеристиками, использующий метод Монте-Карло. Получены средне – арифметическая оценка математического ожидания и оценка с учетом взаимосвязей между соседними измерениями, показавшие целесообразность использования последней как более оптимальной.

V.M. Tissen, E.A. Tugolukova

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SNIIM)

4 Dimitrova UI., Novosibirsk, 630004, Russian Federation, SSGA, 10 Plahotnogo UI, Novosibirsk, 630108, Russian Federation

USING MONTE-CARLO SIMULATION OF QUANTUM INSTABILITY HOURS

In this paper we present an algorithm for the formation of stochastic time series with arbitrary statistical properties, using the Monte-Carlo method. Obtained in the middle of the arithmetic evaluation of the expectation and taking into account the interactions between neighboring measurements, which showed the feasibility of using the latter as a more optimal.

Постоянный рост требований к точности определения и прогнозирования элементов орбит НКА (навигационных космических аппаратов) ГЛОНАСС приводит к совершенствованию технических средств и методов навигационных измерений. Из существующих в настоящее время радиотехнических методов измерения расстояния для навигационных технологий наиболее перспективными являются беззапросные. Обязательным условием их проведения является наличие высокостабильных часов на измерительных станциях и НКА, шкалы которых согласованы со шкалой центрального синхронизатора КНС. Выполнение данного условия с высокой точностью является сложной задачей решение, которой развивается в двух направлениях:

- 1) Установка на КА и наземных беззапросных измерительных станциях (БИС) более совершенных высокостабильных атомных часов;
- 2) Создание и оптимизация алгоритмических методов внесения частотно-временных поправок в часы БИС и КА, компенсирующих их уход от номинала.

Первый путь сопряжен со значительными затратами, так как предполагает создание и внедрение новых разработок в области нано-технологий (новые поколения активных и пассивных водородных стандартов частоты, фонтанные часы).

Второй путь не требует затрат на создание дорогостоящих средств измерений, так как его развитие, прежде всего, связано с совершенствованием математических моделей нестабильностей ухода квантовых часов от номинала. Принято представлять уход квантовых часов путём аппроксимации в виде суммы двух составляющих[2].

$$\Delta\dot{T}_{\Pi}(t) = s(t) + w(t), \Delta T_{\Pi}(t_0) = \Delta T_{\Pi 0}, t \in [t_0, t_k], \quad (1)$$

связывающего уход часов БИС $\Delta T_{\Pi}(t)$ с характеристиками долговременной $s(t)$ и кратковременной $w(t)$ нестабильностей частоты генератора часов. [1]

Однако при создании имитационной модели часов необходимо разложить модель (1) на элементарные процессы дискретизированные во времени или в пространстве. Для реализации такого процесса нами предложен метод Монте–Карло, который основан на моделировании случайных процессов с помощью большого числа статистических испытаний. [4] Для решения задачи нестабильности ухода часов построена вероятностная модель, в виде математического ожидания функционала от случайного процесса. С её помощью моделируются массивы случайных величин с заданными распределениями.

Формирование массивов случайных чисел с различными СКО для заданных интервалов можно получить с помощью программного генератора случайных чисел (ГСЧ). Суперпозиция этих массивов происходит по схеме приведенной на рис. 1, поясняющей принцип работы алгоритма.

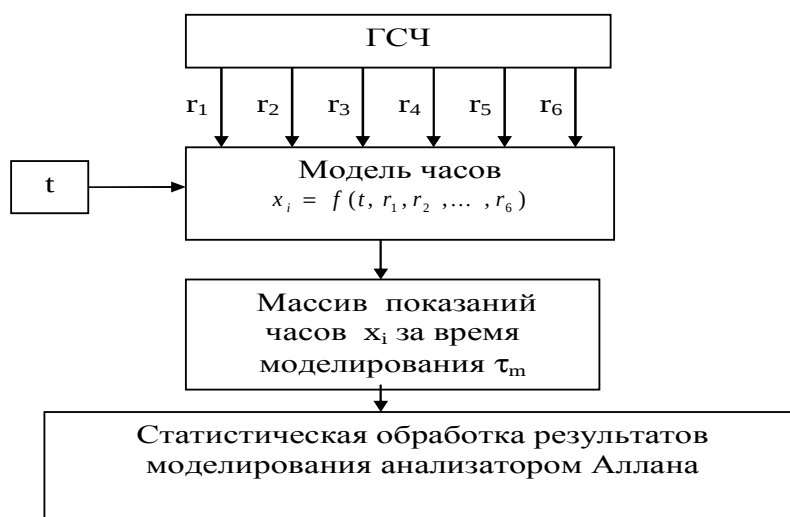


Рис. 1. Принцип работы алгоритма

Для формирования временного ряда случайных чисел использована стандартная рекуррентная процедура:

$$x_i = x_{i-1} + \delta x_i, \quad (2)$$

где x_i – вариация хода часов в момент времени t_i ; δx_i – случайная величина, определяющая СКО ухода часов.

Особенность предлагаемого алгоритма состоит в том, что величина δx_i на каждом шаге рассчитывается следующим образом:

$$\delta x_i = \int_{t_{i-1}}^{t_i} \frac{f_0 - f(t)}{f_0} dt, \quad (3)$$

где $\frac{f_0 - f(t)}{f_0} = Y(t)$ – относительная вариация частоты задающего генератора.

С учетом (3) формула (2) примет вид:

$$x_i = x_{i-1} + \int_{t_{i-1}}^{t_i} Y(t) dt, \quad (4)$$

где в соответствии с табл. 1 функцию $Y(t)$ можно представить в виде:

$$Y(t) = \sum_{j=1}^6 y_j(t); \quad y_j(t) = u_j, \quad (5)$$

где $u_j = k_j \cdot v_j$, – массивы нормально распределенных чисел для j интервала; v_j – нормально распределенные случайные числа с СКО = 1 и нулевым математическим ожиданием, рассчитываемые по формуле (1); k_j – коэффициенты пропорциональности, устанавливающие связь между фактическими значениями дисперсий квантовых часов на шести интервалах времени 1, 10, 100, 1 000, 10 000, 100 000 секунд и вариациями Аллана от отдельных составляющих ряда (5).

В настоящее время оценка математического ожидания (МО) частоты квантовых генераторов производится по ее среднеарифметическому значению за анализируемые интервалы времени.

Такая оценка может быть не оптимальной. Оптимальная оценка МО должна учитывать корреляционные связи между соседними измерениями по формуле приведённой в [3].

$$m_X = (I^T R^{-1} I)^{-1} I^T R^{-1} X, \quad (6)$$

где m_X – оптимальная оценка МО; I – единичный вектор с компонентами, равными 1; I^T – единичный транспонированный вектор; R^{-1} – обратная матрица корреляционной функции; X – вектор, содержащий данные измерений.

В корреляционной матрице R для стохастических временных рядов, сформированных с помощью выше описанного алгоритма моделированием на ЭВМ достаточно учесть взаимосвязи между 4 соседними показаниями разности частот. Тогда матрицу R можно записать в виде:

$$R_{n \times n} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} & r_{14} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ r_{12} & r_{11} & r_{12} & r_{13} & r_{14} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ r_{13} & r_{12} & r_{11} & r_{12} & r_{13} & r_{14} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ r_{14} & r_{13} & r_{12} & r_{11} & r_{12} & r_{13} & r_{14} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & r_{14} & r_{13} & r_{12} & r_{11} & r_{12} & r_{13} & r_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & r_{14} & r_{13} & r_{12} & r_{11} & r_{12} & r_{13} & r_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & r_{14} & r_{13} & r_{12} & r_{11} & r_{12} & r_{13} & r_{14} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & r_{14} & r_{13} & r_{12} & r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r_{14} & r_{13} & r_{12} & r_{11} & r_{12} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & r_{14} & r_{13} & r_{12} & r_{11} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где r_{11} , r_{12} , r_{13} , r_{14} – коэффициенты корреляции.

Элементы корреляционной матрицы (7) рассчитываются по формуле.

$$r_{ij} = \frac{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m x_i x_j}{\sqrt{\sum_{i=1}^n x_i^2 \sum_{j=1}^m x_j^2}} \quad (8)$$

где i, j – значение часов на моменты времени от 1 до 24 часов.

Результаты расчётов приведены в графическом виде на рис. 2 и отображают поведение нормированной корреляционной функции на интервале её исследования.

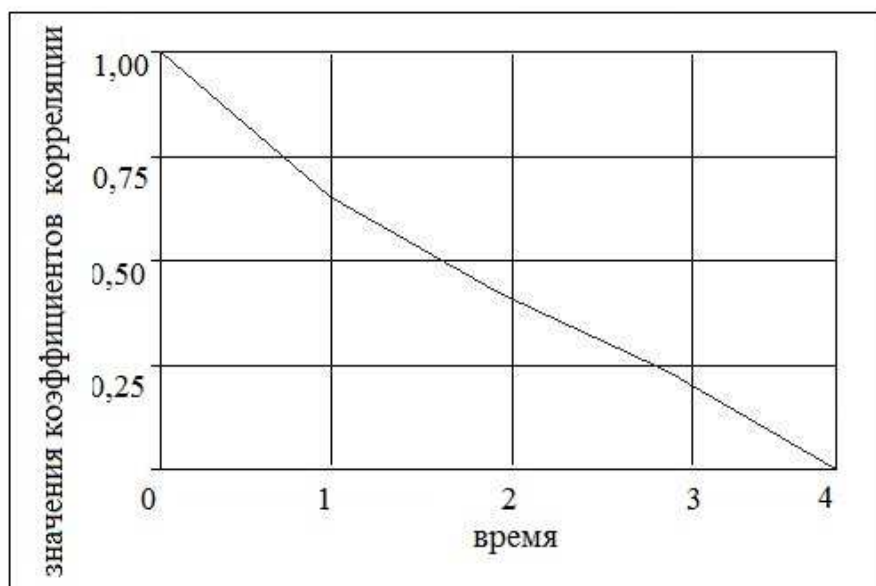


Рис. 2. График нормированной корреляционной функции

Соответствующие оценки МО, рассчитанные по средне – арифметическому и по формуле (6) приведены в таблице.

Таблица Сравнения оценок $M(x)$ полученных двумя методами.

генерируемые временные ряды Оценки МО	1-2	1-3	2-3	1-4
Средне арифметическая оценка $M(x)$	1,44E-14	8,94E-14	3,68E-13	7,58E-14
Оценка $M(x)$ с учётом корреляционных связей	1,56E-14	9,18E-14	3,87E-13	7,71E-14

Анализируя полученные результаты можно сделать следующие выводы:

- 1) Отмечается систематическое различие в оценках МО во всех 4-х случаях (см. Табл. 1), что подтверждает целесообразность применения формулы (6) для расчёта оптимальных оценок МО;
- 2) Рассчитанные значения корреляционной функции показывают устойчивость корреляционных связей между 4-мя соседними измерениями для всех анализируемых временных рядов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Тиссен, В.М. Математические модели нестабильности КСЧ [Текст] / В.М. Тиссен, А.С. Толстиков // материалы VII Международной конференции «Актуальные проблемы электронного приборостроения, АПЭП-2004». – Новосибирск: НГТУ, 2004. – С. 263-269.
2. Одуан, К. Измерение времени. Основы GPS [Текст] / К. Одуан, Б. Гино // перевод с английского Домнина Ю.С. под редакцией Татаренкова В.М. – М.: Техносфера, 2002. – 400 с.
3. Виленкин, С.Я. Статистическая обработка результатов исследования [Текст] / С.Я. Виленкин // случайных функций. – М.: Энергия, 1979. – 320 с.
4. Ермаков, С. М. Метод статистических испытаний (Метод Монте-Карло) [Текст] / С.М. Ермаков // М., 1962. – 244 с.

© В.М. Тиссен, Е.А. Туголукова, 2011

УДК 621.396.2

И.Е. Макаров

СГГА, Новосибирск

СИНХРОНИЗАЦИЯ ЧАСОВ В РАМКАХ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ДРЕЙФА РАЗНОСТИ КОДОВЫХ И ФАЗОВЫХ ПСЕВДОДАЛЬНОСТЕЙ НАВИГАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ ГЛОНАСС

Описывается эксперимент по синхронизации пространственно-разнесённых часов, выполняемый в рамках Федеральной Целевой Программы (ФЦП) ГЛОНАСС. Целью эксперимента является оценка погрешностей измерения Беззапросной Измерительной Станции (БИС) в рамках перехода наземного комплекса управления (НКУ) ГЛОНАСС на беззапросные технологии измерений.

I.E. Makarov

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

CLOCK SYNCHRONIZATION AS A PART OF CODE AND PHASE PSEUDORANGES DRIFT DIFFERENCE RESEARCH IN GLONASS NAVIGATION SIGNALS

The experiment description on synchronization of the spatially-carried clocks, carried out within the frame of Federal Target Program GLONASS is resulted. The experiment purpose is the estimation of errors of measurement by Non-request Measuring Station (NMS) within the frame of transition of the Earth-based Control Complex (ECC) GLONASS on non-request technologies of measurements.

На конец 2011 года намечено завершение первого этапа реализации федеральной целевой программы (ФЦП) «Глобальная навигационная система»[1], одной из задач которой является развитие наземной инфраструктуры ГЛОНАСС.

В связи с переходом наземного комплекса управления (НКУ) ГЛОНАСС на принципиально новые, 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.

Для уменьшения влияния случайных погрешностей, возникающих в кодовых каналах измерения псевдодальностей в аппаратуре БИС используется объединение данных кодовых и фазовых измерений псевдодальностей. Однако, при малых углах возвышения навигационного космического аппарата (НКА),

фиксируются различия между кодовыми и фазовыми псевдодальностями, наблюдаемыми БИС.

Цель проводимого исследования: установление величины разности между кодовой и фазовой псевдодальностью в момент восхода и заката НКА. Предполагаемыми причинами возникновения дрейфа являются:

1. Многолучёвость, приём прямого и отражённого сигнала.
2. Аппаратурная погрешность, возникающая вследствие прохождения навигационного сигнала по радиотехническим цепям аппаратуры, так и вследствие неверной оценки задержки в системе слежения за задержкой
3. Наличие в антенной системе запаздывания сигнала в зависимости от азимута прихода этого сигнала.

Исследование проводится в рамках ОКР «НКУ» являющейся составной частью ОКР «НКУ ГЛОНАСС» ФЦП «Глобальная навигационная система». Основание для выполнения работы – создание сети БИС в интересах обеспечения высокоточного определения эфемерид, параметров синхронизации и целостности навигационного поля модернизированной ГНСС ГЛОНАСС.

При проведении эксперимента имитируется проведение сеансов синхронных наблюдений по одному НКА в режиме In common view [2], на аппаратуре, которую планируется устанавливать в составе БИС.

В качестве опорного источника частоты в пункте синхронизации, имитирующем БИС, используется пассивный водородный стандарт частоты и времени Ч1-1006 (относительная погрешность выходных сигналов по частоте не более $\pm 3 \cdot 10^{-13}$ за 1 сутки).

На *первом этапе эксперимента* производилась привязка стандарта Ч1-1006 к эталону ВЭТ1-19 по частоте и моменту ШВ. Для этой цели частота стандарта Ч1-1006 с помощью встроенного синтезатора частоты сводится к номинальной, за которую принята частота эталона ВЭТ 1-19, это достигается путём подбора кода встроенного синтезатора частоты стандарта, при котором относительная разность частот стандарта-эталона будет минимальной. Далее производится синхронизация шкалы времени стандарта относительно шкалы времени эталона ВЭТ 1-19, для этого сигнал 1Гц рабочей шкалы эталона подаётся на вход «1PPS EXT» стандарта, после чего осуществляется синхронизация, то есть сведение фазы опорной (эталонной) и синхронизируемой шкал времени.

Результаты точности синхронизации стандарта Ч1-1006 по фазе и по частоте оценивались с помощью программы частотно-временных измерений «ETNA», разработанной в отделе №8 ФГУП СНИИМ. Данная программа обеспечивает сличение шкал и частот стандартов частоты эталона ВЭТ 1-19 на интервалах измерения 1 час, и их последующее усреднение на интервале 1 сутки.

Исследуемый стандарт частоты и времени вводится в систему сличений для определения и контроля расхождений положения ШВ и частоты стандарта относительно ШВ и частоты эталона, с целью дальнейшего наблюдения поведения ШВ прибора и оценивания параметров относительной

нестабильности частоты, среднеквадратического относительного отклонения частоты и ухода ШВ часов стандарта Ч1-1006 от эталона ВЭТ 1-19 (рис. 1).

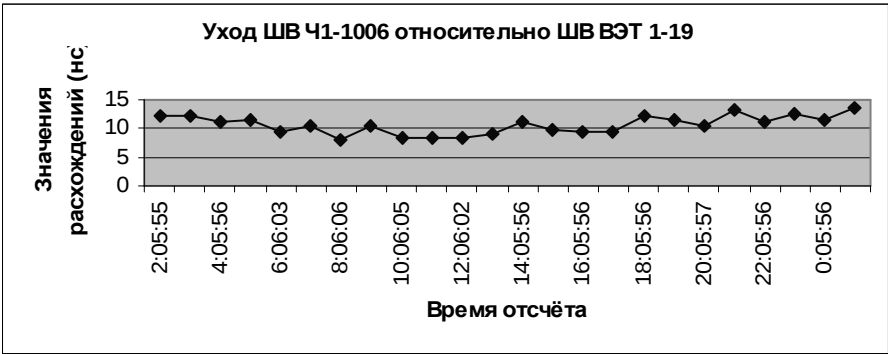


Рис. 1. Уход ШВ синхронизируемого стандарта относительно ШВ эталона ВЭТ 1-19

Вторым этапом осуществления эксперимента является проведение сеансов спутниковой синхронизации стандарта частоты Ч1-1006 по моменту шкалы времени эталона ВЭТ1-19. Для этого, на площадке СГГА развёртывается комплекс аппаратуры (рис. 2), включающий:

- Стандарт частоты Ч1-1006, используемый в качестве перевозимых квантовых часов (ПКЧ) и являющийся опорной ШВ для проведения измерений на комплексе СГГА;
- Два комплекта спутниковых навигационных приёмников МРК-33 (с антеннами LEYCA AR25 и С 003), предназначенные для проведения сеансов спутниковой синхронизации удалённых хранителей времени и планируемый к установке на БИС. А также приёмник Trimble-Netr5 (с антенной ZEPHIR 2) для сравнения точностных характеристик приёмника МРК-33 с зарубежными аналогами.

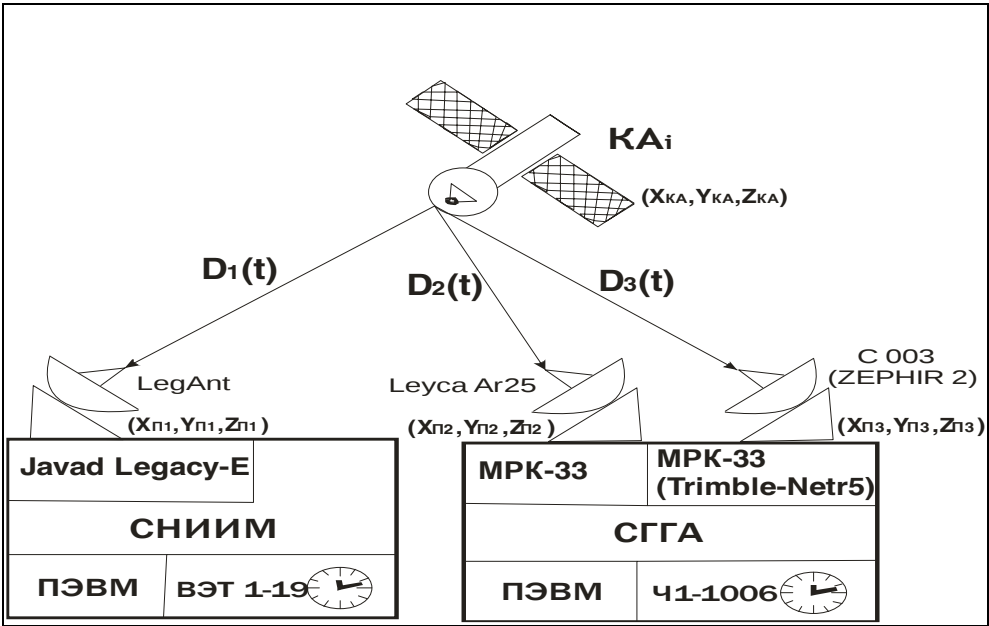


Рис. 2. Структурная схема эксперимента по синхронизации часов в пунктах СГГА и СНИИМ

Персональная электронно-вычислительная машина (ПЭВМ), предназначенная для предварительной обработки фалов «сырых данных» спутниковых измерений и их перевода в RINEX формат.

Вторая измерительная площадка развёртывается на базе вторичного эталона времени и частоты ВЭТ 1-19, расположенного в корпусе №1 ФГУП СНИИМ и включающего в свой состав спутниковый приёмник Javad-Legacy-E с антенной LegAnt и ПЭВМ.

Цель данного этапа проведения эксперимента – сравнение точностных характеристик приёмника МРК-33 и зарубежных аналогов, а также оценивания влияния применения различных типов антенн на погрешность определения псевдодальностей. Для этой цели проводится ряд сеансов спутниковой синхронизации пространственно-разнесённых хранителей с целью определения расхождений моментов ШВ пункта СГГА и эталона ВЭТ1-19 (СНИИМ). Синхронизация ШВ часов по методу in common view [2] позволит полностью исключить из данных измерений погрешность от ухода бортовых часов НС $\Delta T_c(t)$, а также связанную с уходом часов БИС $\Delta T_{II}(t) = T_{II} - T_{IIc}$ от момента шкалы времени центрального синхронизатора (ЦС) системы $T_{IIc}(t)$, что позволит произвести оценку других факторов, влияющих на точность измерений согласно уравнению:

$$D(t) = \rho(\mathbf{u}_c, \mathbf{u}_{II}) + c \cdot \Delta T_{II}(t) + \sum_{i=1}^8 p_k(t) \quad (1)$$

где $D(t)$ – измеренные псевдодальности; $\rho(\mathbf{u}_c, \mathbf{u}_{II})$ геометрические дальности от НС до приемной антенны БИС; $p_k(t), k=1, \dots, 8$ – факторы, влияющие на точность синхронизации, представляют собой соответственно:

$p_1(t) = c \cdot \Delta T_c(t)$ – уходы бортовых часов НС $\Delta T_c(t)$ относительно шкалы времени ЦС; $p_2(t) = \Delta D_{II}(t)$, $p_3(t) = \Delta D_{TP}(t)$ – задержки навигационного сигнала в ионосферном и тропосферном слоях, выраженные в единицах длины; $p_4(t), p_5(t)$ – погрешности, вызванные смещением фазовых центров передоющей антенны от центра масс НС и смещением фазового центра приемной антенны аппаратуры потребителя; $p_6 = N \times \lambda$ – неоднозначность фазовых измерений, N – неопределенно количество фазовых циклов, укладываемых на длину радиотрассы, λ – длина волны несущей; $p_7(t)$ – погрешности приведения вектора координат потребителя $\mathbf{u}_{II}$, определенных в связанной с вращающейся Землей гринвичской системе координат ГСК, в инерциальную систему координат ИСК 2000 а также погрешности вычисления вектора текущих координат НС $\mathbf{u}_c$ по эфемеридам, $p_8(t) = v(t)$ – представляют собой погрешности измерений, имеющие случайную природу.

Далее, из измеренных псевдодальностей $D(t)$ вычитают расчётные значения геометрических дальностей $\rho(\mathbf{u}_c, \mathbf{u}_{II})$. Поскольку уход бортовых часов НС $\Delta T_c(t)$ компенсируется благодаря применяемому методу синхронизации, а

уход часов БИС $\Delta T_{II}(t)$ устраняется применением метода ПКЧ, таким образом, выражение для невязок измерений $\delta p_K(t)$ примет вид:

$$\delta \sum_{i=2}^8 p_K(t) = D(t) - \rho(\mathbf{u}_C, \mathbf{u}_{II}) - c \cdot \Delta T_{II}(t) - c \cdot \Delta T_C(t) \quad (2)$$

Таким образом, появляется возможность оценки влияния некомпенсированных погрешностей на результат проводимых измерений.

Третий этап эксперимента предполагает транспортировку стандарта Ч1-1006 из СГГА в СНИИМ для проведения повторного сличения стандарта с эталоном ВЭТ 1-19. По полученным данным сличения определяется уход ШВ Ч1-1006 и ВЭТ 1-19 и рассчитывается корректирующая поправка к ходу ПКЧ. Данные, полученные в результате сличения, сравниваются с данными поправок, рассчитанных в ходе спутниковых сличений часов.

На завершающем этапе хода эксперимента (середина апреля 2011) производится анализ полученных данных. Цели проводимого анализа: отработка методик синхронизации БИС, определение влияния приёмника (антенны) на точность синхронизации БИС и точность определения псевдодальностей, определение природы и причин возникновения скачков между кодовой и фазовой псевдодальностью при малых углах возвышения КА.

Результаты проведения эксперимента планируется озвучить на секции конгресса Гео-Сибирь-2011. Окончательные выводы будут представлены в отчёте по проведению ОКР.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Федеральная целевая программа «Глобальная навигационная система»
// Федеральные целевые программы России. – информация с сайта
<http://www.programs-gov.ru/>

2. Макаров, И.Е. Сравнительный анализ методов синхронизации пространственно-разнесенных часов по навигационным сигналам [Текст] / И.Е. Макаров, А.С. Толстиков // III Международный научный конгресс «Гео-Сибирь-2007». Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника. Т.4, Ч.2. Сб. материалов III Международного научного конгресса «Гео-Сибирь-2007», 25-27 апреля 2007г. г. Новосибирск. – Новосибирск: СГГА, 2007. С.98-103.

© И.Е. Макаров, 2011

УДК 621.396.2

Д.В. Стубарев, А.С. Толстиков

СГГА, Новосибирск

АНАЛИЗ АЛГОРИТМОВ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ТРАЕКТОРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ МЕТОДАМИ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассматриваются алгоритмы предварительной обработки данных траекторных измерений по навигационным спутникам ГЛОНАСС применяемых для исключения аномальных значений, гладкого восполнения пропущенных данных, расчета и компенсации скачков фазовой неоднозначности.

D.V. Stubarev, A.S. Tolstikov

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

THE ANALYSIS OF ALGORITMS OF PRELIMINARY DATA PROCESSING TRAJECTORY MEASUREMENTS BY METHODS OF IMITATING MODELLING

Overcoming specified above difficulties forces to spend preliminary processing of the initial given measurements of length with the purpose of exception of abnormal values, smooth completion of the passed data, calculation and indemnification of jumps of phase ambiguity.

Рассматриваются траекторные измерения по навигационным спутникам ГЛОНАСС, выполняемые с сети беззапросных станций радиотехническими методами. Такие измерения проводятся при определении координат и времени в интересах потребителя навигационной информации и при решении задач, обеспечивающих функционирование спутниковой навигационной системы.

Практика решения перечисленных задач показывает, что от 10 до 30 процентов результатов траекторных измерений оказываются искаженными и нуждаются в коррекции [1]. В работе предлагаются алгоритмы предварительной обработки результатов траекторных измерений, обеспечивающие фильтрацию шумов и исключение аномальных значений, гладкое восполнение пропущенных данных, идентификацию скачков фазы несущей и в фазовых измерениях и компенсацию этих скачков. Исследование предложенных алгоритмов проводится методами имитационного моделирования.

Исходными данными для решения задач координатно-временных определений являются геометрические дальности $\rho(\mathbf{u}_c, \mathbf{u}_n)$ от навигационных спутников (НС) до измерительной станции.

$$\rho(\mathbf{u}_c, \mathbf{u}_n) = \sqrt{(x_c - x_n)^2 + (y_c - y_n)^2 + (z_c - z_n)^2}, \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{u}_c^T = [x_c, y_c, z_c]$ и $\mathbf{u}_i^T = [x_i, y_i, z_i]$ – вектор текущих координат НС (x_c, y_c, z_c) и вектор координат потребителя (x_i, y_i, z_i), определенные в единой геоцентрической системе координат.

Измерение указанных наклонных дальностей $\rho(\mathbf{u}_c, \mathbf{u}_n)$ радиотехническими методами сводится к определению длительности интервала времени, необходимого для прохождения навигационного сигнала от НС до приемной антенны потребителя. Этот измеренный временной интервал $D(t)$, выраженный в единицах длины и именуемый в дальнейшем псевдодальностью, связан с геометрической дальностью уравнением измерений:

$$D(t) = \rho(\mathbf{u}_c, \mathbf{u}_n) + \sum_{i=1}^9 p_i(t) + v(t), \quad (2)$$

где $P(t) = \sum_{i=1}^9 p_i(t)$ – группа факторов, влияющих на точность измерений;

$v(t)$ – возмущения стохастической природы.

Большую часть факторов p_i , влияющих на точность траекторных измерений, можно скомпенсировать на основе применения известных математических моделей для этих факторов НС [2]. Однако остаются факторы, не поддающиеся компенсации.

– Это выбросы в данных псевдодальномерных измерений, образующиеся в следствии многопутности прохождения радиосигнала. После удаления пачки выбросов образуются разрывы (см. рис. 1), требующие гладкого восполнения.

– Также в результате потери синхронизации приемной аппаратуры при фазовых измерениях образуются скачки фазы несущей. Требуется эти скачки идентифицировать и вводить соответствующие компенсирующие поправки в результаты фазовых измерений.

Перечисленные обстоятельства приводят к необходимости проведения предварительной обработки результатов траекторных измерений с целью:

– Фильтрации шумов, исключения выбросов из состава данных и замены их значениями, удовлетворяющих условиям гладкости траектории, для кодовых измерений;

– Идентификации и компенсации скачков фазовой неоднозначности в фазовых измерениях.

Для обработки измерений вводится в рассмотрение опорная траектория близкая к действительной траектории спутника, и анализируется относительное движение НС. Эта опорная траектория рассчитывается на основе бортовых эфемерид и последующей интерполяции с помощью полиномов Чебышева [2].

Для фильтрации шумов измерений и исключения небольших пачек выбросов авторами разработаны и применяются рекуррентные процедуры калмановского типа, адаптирующиеся к измерительной информации. При

обнаружении выбросов, не попадающих в заданный доверительный интервал, фильтр переводится из режима фильтрации в режим прогнозирования.

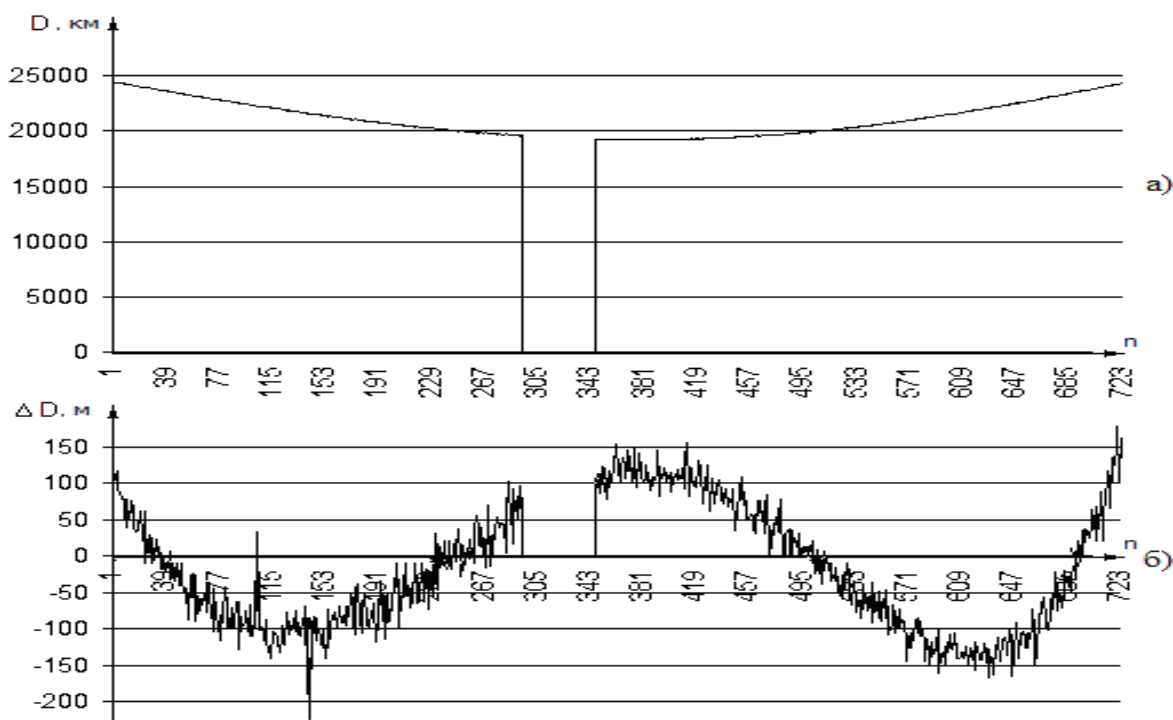


Рис. 1. Изменение псевдодалности $D(t)$ абсолютное (а) и относительное вдоль опорной траектории (б)

В случае прихода пачки выбросов большой длительности применяется алгоритм медианной фильтрации в виде процедуры «Тьюки 53Х» [4].

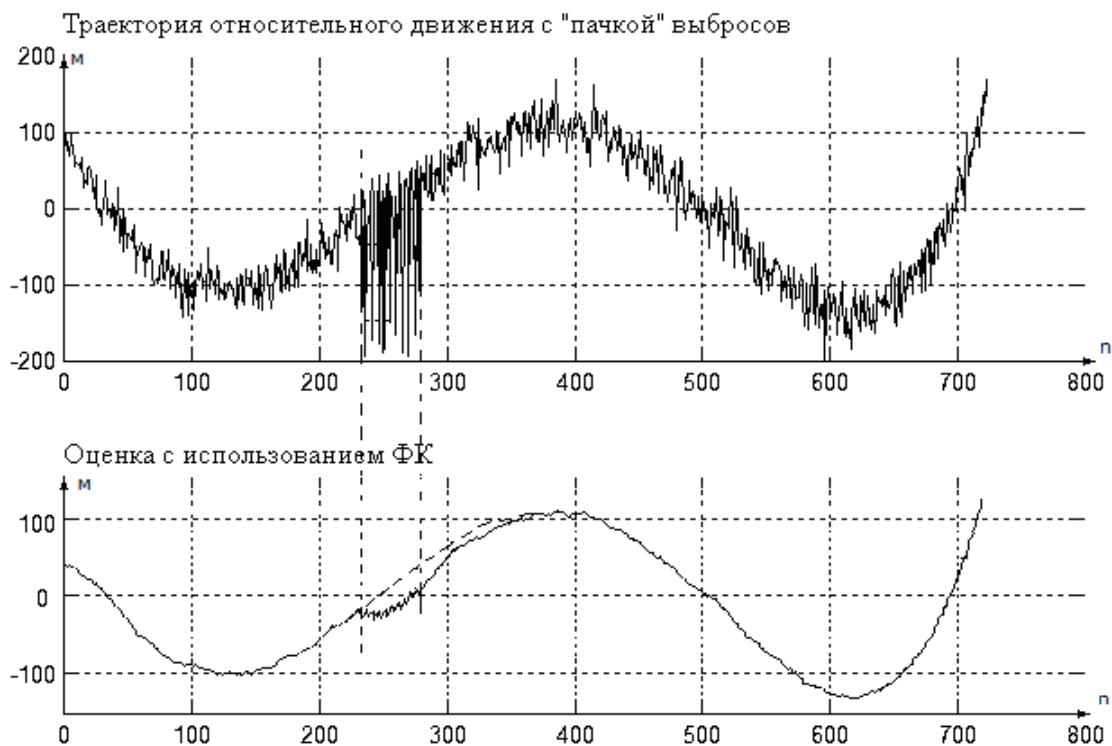


Рис. 2. Использование фильтра Калмана в условиях действия пачки выбросов

При использовании фильтра Калмана в массиве оценок возникает динамическая погрешность, проявляющаяся в виде фазового сдвига (см. рис. 3). Для исключения этой погрешности, авторами применена обработка выборок в прямом (рис. 3, Б) и обратном (рис. 3, В) направлениях.

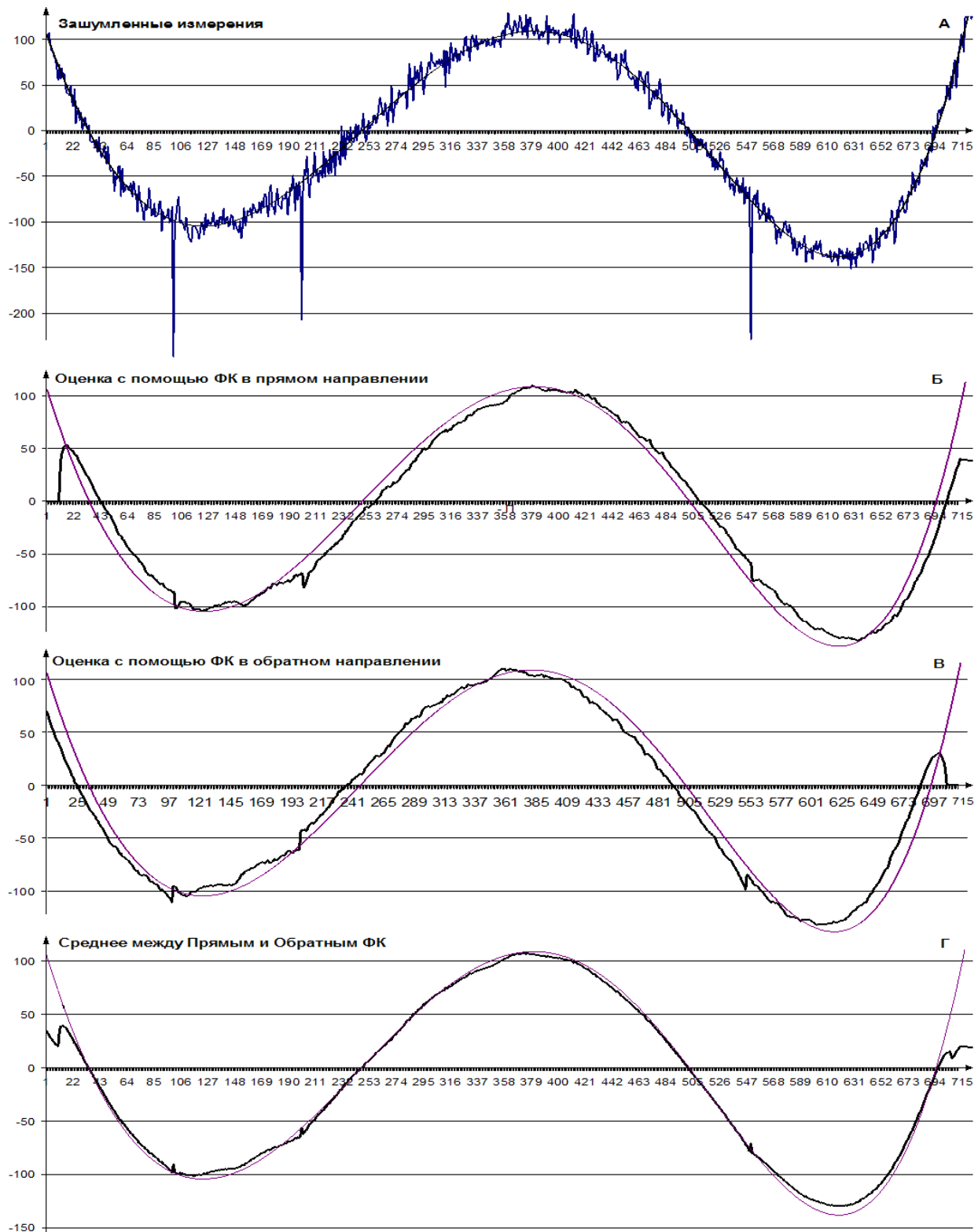


Рис. 3. Оценки измерений (А) с помощью ФК в прямом направлении (Б), ФК в обратном направлении (В) и среднее между прямым и обратным ФК (Г)

Для проведения сравнительного анализа оценивания параметров НС по загрязненной выборке был выбран метод имитационного моделирования на основе программного имитатора ModBis24 [5]. Моделирование проводилось с использованием следующих данных: - интервал радиовидимости НС - 5ч; СКО шума измерений - 20 м; - амплитуда выбросов – 180 м; - моменты появления выбросов: $k_1=100$, $k_2=200$, $k_3=550$.

Программный имитатор измерительной информации сети беззапросной измерительной станции представляет собой эффективный инструмент для отработки эфемеридно-временного обеспечения космической навигационной системы ГЛОНАСС, позволяющий проводить сравнительный анализ алгоритмов оценивания орбит, определять рациональный состав измерений и осуществлять подбор согласующих моделей для расчета компенсирующих поправок к факторам p_i , влияющим на точность траекторных измерений. С помощью ModBis24 проведен анализ алгоритмов предварительной обработки данных траекторных измерений, получены рекомендации по выбору конструктивных параметров алгоритмов для получения результатов траекторных измерений с приемлемой точностью.

Произведенный сравнительный анализ подходов и алгоритмов выявления и исключения выбросов (использование адаптивного линейного фильтра Калмана, медианного фильтра и процедуры «Тьюки 53Х») показал целесообразность предварительной медианной фильтрации исходных данных перед применением линейного фильтра.

Полученные результаты модельных исследований и результаты обработки реальных сигналов хорошо согласуются с теоретическими положениями, положенными в основу синтеза робастных алгоритмов обработки измерительной информации в спутниковых навигационных технологиях.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Антонович, К.М. Использование спутниковых радионавигационных систем в геодезии [Текст] /К.М. Антонович// Том 1. М.: ФГУП «Картгеоцентр», 2005. – 334 с.
2. Жданюк, Б.Ф. Основы статистической обработки траекторных измерений [Текст] / Б.Ф. Жданюк // М.: Сов. радио, 1978.- 384с., ил.
3. Ершов, А.А. Стабильные методы оценки параметров [Текст] /А.А. Ершов //Автоматика и телемеханика, 1978, №8, с. 66-100.
4. Микешина, Н.Г. Выявление и исключение аномальных значений [Текст] /Н.Г. Микешина //Заводская лаборатория, 1966, №3, с. 310-318.
5. Владимиров, В.М. Имитатор измерительной информации для отработки эфемеридно-временного обеспечения космической навигационной системы ГЛОНАСС [Текст] /В.М. Владимиров, А.К. Гречкосеев, А.С. Толстиков // Измерительная техника. – 2004.- 8. – С.12-14.

УДК 681.2:003.13.001.24

А.А. Мамонов, В.Я. Черепанов, Г.В. Шувалов, О.А. Ясырова
СГГА, ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ НЕФТЕПРОДУКТОВ И СОЗДАНИЕ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОБЪЕМНОГО РАСШИРЕНИЯ НЕФТЕПРОДУКТОВ

В статье рассмотрены вопросы метрологического обеспечения измерения плотности нефтепродуктов и создания средств измерений плотности и коэффициентов объемного расширения.

A.A. Mamonov, V.Ja. Tcherepanov, G.V. Shuvalov, O.A. Jasyrova
Siberian State Academy of Geodesy (SSGA), Siberian Scientific Research Institute of Metrology (FGUP SNIIM)
10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation
pr. Dimitrova 4, Novosibirsk 630004, Russian Federation

MEASUREMENT OF DENSITY OF OIL PRODUCTS AND CREATION OF MEASURING APPARATUSES OF FACTORS OF VOLUME EXPANSION OF OIL PRODUCTS

In article questions of metrological maintenance of measurement of density of oil products and creation of measuring apparatuses of density and factors of volume expansion are considered.

Плотностью однородного вещества называется физическая величина, определяемая массой вещества в единице объема.

В некоторых отраслях науки и техники в качестве характеристики вещества применяют относительную плотность, которая представляет собой отношение плотности рассматриваемого вещества к плотности другого (условного) вещества при определенных физических условиях. Следовательно, эта величина является безразмерной.

Плотность является одним из наиболее универсальных и доступных для измерения качественных показателей нефтепродуктов. Значение ее необходимо как для оптимизации режимов эксплуатации двигателей внутреннего сгорания, так и учете массы нефтепродуктов. Плотность характеризует химические свойства топлива, фракционный состав, испаряемость. Плотности нефтепродуктов существенно зависят от фракционного состава и изменяются в пределах указанных в табл. 1.

Таблица 1 Значение плотности некоторых нефтепродуктов

Вид нефтепродукта	Плотность нефтепродукта, кг/м ³
Бензин	710 - 750
Дизельное топливо	800 - 850
Нефть	800 - 950
Мазут	~ 950
Гудрон	990 - 1000
Смолы	> 1000

Для нефти и нефтепродуктов плотность является нормируемым показателем качества и на практике подлежит обязательному определению согласно ГОСТ 3900-85 «Нефть и нефтепродукты. Методы определения плотности» и ГОСТ Р 51069-97 «Метод определения плотности, относительной плотности и плотности в градусах API ареометром». Требования к измерительным процедурам при определении массы нефтепродуктов изложены в ГОСТ 8.595-2004 «Масса нефти и нефтепродуктов. Общие требования к методикам выполнения измерений».

Поскольку плотность нефтепродуктов меняется от температуры, то для сравнительных оценок значение плотности принято приводить к стандартной температуре (плотность при температурах 15 или 20⁰ С). Наиболее распространенными методами измерения плотности ареометрический, пикнометрический и метод гидростатического взвешивания. В последнее время успешно развиваются автоматические методы: вибрационные, ультразвуковые, радиоизотопные, гидростатические. Все методы измерения плотности являются косвенными, в которых об измеряемом параметре судят по результатам, полученным путем прямых измерений массы и объема.

В России стандартизированы два метода определения плотности: ареометрический и пикнометрический по ГОСТ 3900-85.

Рекомендуемые стандартные методы, хотя и обеспечивают необходимую точность, по своему конструктивному исполнению и условиям применения не всегда удовлетворяют требованиям практики, так как в большинстве случаев могут использоваться лишь в условиях стационарных лабораторий. Вместе с тем зачастую возникает необходимость оперативного определения плотности нефтепродуктов в местах их хранения и использования, особенно в полевых условиях. Это обуславливает необходимость создания современных экспресс-методов определения плотности нефтепродуктов.

В настоящей работе рассматривается барботажно-пузырьковый метод определения плотности нефтепродуктов, особенностью которого является то, что информация о плотности снимается в виде количества пузырьков воздуха, выходящих из измерительных трубок, и пропорционального разности давлений. Преимуществом метода является преобразование непрерывной неэлектрической величины – разности давлений – в последовательность дискретного счета пузырьков воздуха при барботаже его через исследуемую жидкость. Измерительная система состоит из двух измерительных трубок, помещенных в исследуемую жидкость (рис. 1).

В трубки под избыточным давлением подается воздух от компрессора так, чтобы он барботировался через измерительные трубки в режиме одиночных пузырей.

Для указанной системы было получено выражение для определения плотности в виде:

$$\rho = \left(\frac{(\alpha_2 v_2 - \alpha_1 v_1) d \sigma}{g^2 (h_2 - h_1)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

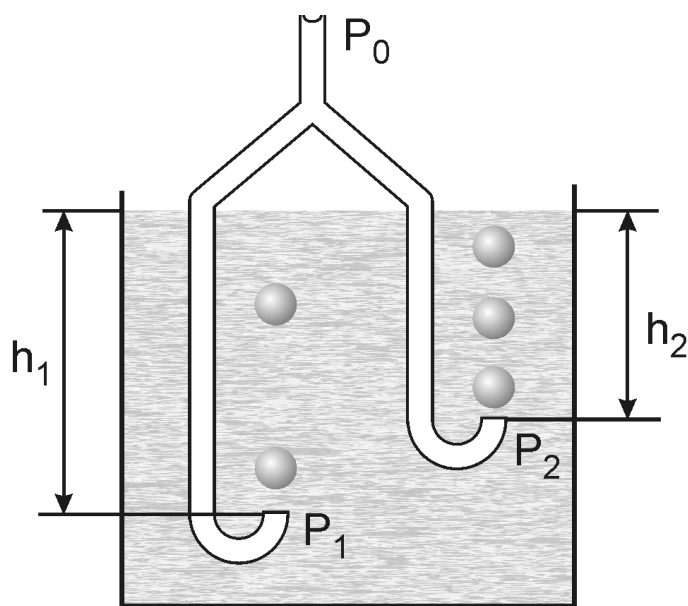


Рис. 1. Измерительная система для определения плотности жидкости

Были проведены экспериментальные исследования, в результате которых была подтверждена работоспособность барботажно – пузырькового метода и определены плотности некоторых судовых топлив (табл. 2).

Таблица 2 Плотность нефтепродуктов

Наименование жидкости	Плотность жидкости, кг/м ³	Плотность жидкости, рассчитанная по экспериментальным данным, кг/м ³
Бензин А-80	740	468
Бензин А-92	760	493
Дизельное топливо З-0,2-40	840	523
Дизельное топливо Л-0,2-40	860	530
Смесь рапсового масла и дизельного топлива 0,5ДТ+0,5РМ	872	554
Моторное масло МС-20сп	905	572

Из таблицы видно, что хотя количественные значения плотности отличаются от реальных значений примерно на 30 %, тем не менее, существует явно выраженная функциональная зависимость разности частот от плотности.

Различие между расчетными значениями и реальными показателями жидкости можно объяснить тем, что в расчетной формуле не учитывается влияние некоторых факторов, которые трудно учесть аналитически: испаряемости жидкости, растворяемости газа в жидкости, охлаждении жидкости при пропускании через нее газа. При измерениях эти факторы можно исключить градуировкой прибора по эталонным жидкостям.

С учетом проведенных исследований была разработана конструкция прибора, предназначенного для измерения плотности ГСМ, и разработана методика его применения для контроля плотности судовых топлив [1,2].

Плотность вещества, как правило, уменьшается с ростом температуры (вследствие теплового расширения) и увеличивается с повышением давления. Зависимость плотности от температуры при постоянном давлении в общем случае выражается уравнением

$$\rho_2 = \rho_1 [1 - \beta(t_2 - t_1)], \quad (2)$$

где ρ_1 – плотность при температуре t_1 , ρ_2 – плотность при температуре t_2 , β – средний коэффициент объемного теплового расширения в интервале от t_1 до t_2 .

Численно коэффициент β совпадает с относительным изменением плотности при изменении температуры на 1°C , то есть

$$\beta = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P, \quad (3)$$

где P – давление.

У многих жидкостей, в том числе нефтепродуктов, не содержащих парафина, наблюдается линейная зависимость плотности от температуры, так что для них справедливо соотношение

$$\frac{\rho_1 - \rho_2}{t_1 - t_2} = \alpha, \quad (4)$$

где α – постоянная для данной жидкости величина, равная тангенсу угла наклона (к оси температур) прямой линии, выражающей зависимость плотности от температуры.

Из соотношения (4) находим:

$$\rho_2 = \rho_1 - \alpha(t_2 - t_1). \quad (5)$$

Величина α представляет собой среднюю температурную поправку к плотности, показывающую, насколько изменяется плотность данной жидкости при изменении температуры на 1°C .

Сравнивая (2) и (5) получаем, что

$$\alpha = \rho_1 \beta. \quad (6)$$

Как видно из (6) температурная поправка в некотором интервале температур равна произведению плотности жидкости на средний коэффициент объемного расширения в том же интервале температур.

Для пересчета плотности ρ_t жидкости, измеренной при некоторой температуре t , на плотность ρ_{20} при нормальной температуре используется зависимость, полученная из уравнения (4):

$$\rho_{20} = \rho_t - \alpha(20 - t) \quad (7)$$

Значения α для нефтепродуктов приведены в ГОСТ 3900-85

Поскольку значения поправок являются средними, пересчеты по формулам (2) и (5) могут дать значительные погрешности, если разность температур t_1 и t_2 велика. Поэтому для определения плотности с большей точностью формулу (5) рекомендуется применять только в тех случаях, когда температура измерения t_1 отличается от температуры t_2 , при которой требуется определить плотность, не более чем на $\pm 10^\circ\text{C}$

Между тем большинство месторождений нефти в России находятся за полярным кругом. Температурный фон в зимнее время в этих районах достигает минус $(50-60)^\circ\text{C}$. В этих условиях точный учет массы нефтепродуктов становится невозможным, так как ГОСТ 3900-85 не учитывает влияние сортности нефтепродуктов, вследствие чего нефти из разных месторождений существенно отличаются по своим теплофизическим свойствам, что вносит значительную погрешность в результат определения массы нефтепродукта. Предлагается решение этой задачи путем создания эталонных средств воспроизведения единицы температурного коэффициента объемного расширения, которые позволят определять плотность нефтепродуктов на основе данных по коэффициенту объемного расширения.

В основе предлагаемой работы по обеспечению единства измерений свойств нефтепродуктов в диапазоне низких температур от минус 25°C до минус 60°C лежит метод измерения объемного расширения электрическим методом. При этом дополнительный объем расширенного нефтепродукта измеряется путем измерения емкости эталонного конденсатора, между электродами которого находится жидкость, коэффициент объемного расширения которой измеряется.

Таким образом, проводимые измерения коэффициента объемного расширения нефтепродуктов будут жестко увязаны с единицей электрической емкости, которая воспроизводится Государственным первичным эталоном единицы электрической емкости ГЭТ 107-77.

На основе этих измерений будут создаваться государственные стандартные образцы плотности нефтепродуктов в низкотемпературной области. Это обеспечит обеспечение единства измерений свойств нефтепродуктов в диапазоне низких температур от минус 25°C до минус 60°C

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ясырова, О.А., Шувалов, Г.В., Жуков, А.Ю. Исследование метрологических характеристик приборов для определения плотности жидкости [Текст] // Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника: Сборник материалов 4-го Международного

конгресса «ГЕО–СИБИРЬ–2008», 22–24 апреля 2008. – Новосибирск, 2008. – Том 4. – Часть 2. – С. 109–112.

2. Ясырова, О.А., Шувалов, Г.В. Разработка метода определения плотности нефтепродуктов [Текст] // Сборник научных трудов: вып. 6 / сост. В.А. Глушец. – Омск: Иртышский филиал НГАВТ, 2008. – С. 367 – 370.

© А.А. Мамонов, В.Я. Черепанов, Г.В. Шувалов, О.А. Ясырова, 2011

УДК 681.2:003.13.001.24

Е.А. Абрамова, Г.В. Шувалов, О.А. Ясырова

СГГА, ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ОЦЕНКА ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЦИЗИОННОСТИ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ НЕФТЕПРОДУКТОВ

В статье рассмотрены вопросы оценки показателей прецизионности методов измерений параметров нефтепродуктов.

E.A. Abramova, G.V. Shuvalov, O.A. Jasyrova

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA), Siberian Scientific Research Institute of Metrology (FGUP SNIIM)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

pr. Dimitrova 4, Novosibirsk 630004, Russian Federation

ESTIMATION OF INDICATORS PRECISION OF METHODS OF MEASUREMENTS OF PARAMETERS OF OIL PRODUCTS

In article questions of an estimation of indicators precision methods of measurements of parameters of oil products are considered.

Важнейшими коммерческими показателями качества нефтепродуктов являются: плотность, содержание серы, фракционный состав, температура вспышки. Нормативная база, регламентирующая вопросы метрологического обеспечения учета нефтепродуктов, в основном сложилась в 70-80 годы и морально устарела, в связи, с чем в настоящее время разработан проект Технического регламента «О требованиях к средствам измерений показателей нефти и нефтепродуктов», устанавливающий метрологические и технические требования к средствам и методам измерений показателей нефтепродуктов.

Так, например, по требованиям Технического регламента сходимость и воспроизводимость результатов измерений массовой доли серы в автомобильном бензине и дизельном топливе рассчитывается, как указано в табл. 1, а в судовом топливе как указано в табл. 2.

Таблица 1 Показатели точности измерения серы в бензине и дизельном топливе

Вид измерений	Характеристика измерения	Сходимость, г	Воспроизводимость, R
массовая доля серы	(от 5,0 до 60,0) мг/кг	$1,7+0,0248X$	$1,9+0,1201X$
	(св. 60 » 500) мг/кг	4,0	$4,6+0,075X$
Примечание – X-среднее значение результатов, мг/кг.			

Таблица 2 Показатели точности измерения серы в судовом топливе

Вид измерений	Характеристика измерения	Сходимость, г	Воспроизводимость, R
Массовая доля серы	до 1,0 % масс.	0,05 %	0,20 %
	св.1,0 до 2,0 % масс.	0,05 %	0,25 %
	св.2,0 до 3,0 % масс.	0,10 %	0,30 %
	св.3,0 до 5,0 % масс.	0,10 %	0,45 %

Сходимость и воспроизводимость результатов измерений температуры вспышки в закрытом тигле в дизельном и судовом топливе не должна превышать значений, указанных в табл. 3.

Таблица 3 Показатели точности измерения температуры вспышки

Температура вспышки	Сходимость	Воспроизводимость
До 104	2	4
Свыше 104	5	8

В настоящей работе был проанализирован парк современных приборов для анализа параметров нефтепродуктов на соответствие требованиям Технического регламента «О требованиях к средствам измерений показателей нефти и нефтепродуктов». Производилось сопоставление требований этого регламента с характеристиками существующих средств измерений. Был произведен анализ сходимости и воспроизводимости результатов измерений по основным параметрам нефтепродуктов: массовая доля серы, фракционный состав и температура вспышки в закрытом тигле. Также был произведен анализ погрешности измерений по параметру «плотность».

Определение массовой доля серы проводится приборами (табл. 4).

Таблица 4 Приборы для определения массовой доли серы в нефтепродуктах

Тип, марка прибора	Изготовитель	Метод определения (ГОСТ)	Метрологические характеристики
1 Анализатор серы АИСС-1М	Россия	ГОСТ Р 51947-2002	Диапазон 0,015 % - 5 %;
2 Анализатор серы АСЭ-2	Россия	ГОСТ Р 51947-2002	Диапазон 0,005 % – 5 %; Сходимость 0,0003 % (3мг/кг)
3 Анализатор серы RX-360SH (внесен в Госреестр)	Россия	ISO 8754, ASTM D4294	Диапазон -0,003 %-6,00 %; Воспроизводимость 0,0005 % (5 мг/кг)
4 Анализатор SLFA-20	Horiba, Япония	ASTM D4294 (ГОСТ Р 51947-02)	Диапазон от 0,05-5 %; Сходимость 0,0015 % (15 мг/кг)
5 Анализатор серы СПЕКТРОСКАН S	Россия	ГОСТ Р 51947-02 (ASTM D 4294-98)	Два диапазона - до 0,1 %; от 0,1 % до 5 %;
6 Анализатор АСЭ-1	Россия	ГОСТ Р 51947-2002,	Диапазон измерений - от 0,005 % до 5 %; сходимость – 0,003 % (30 мг/кг)
7 Прибор ФАКЕЛ	Россия	Ламповый метод по ГОСТ 19121-73	Диапазон измерений от 0,01 % до 5 %;

8 Анализатор АК-6	Россия	Ламповый метод по ГОСТ 19121	Диапазон измерения 0,001 % - 5 %;
9 Анализатор SLFA-2100/2800	Horiba, Япония	ASTM D4294-98, ГОСТ Р 51947-02	Диапазон 0,05 % - 5 %; Сходимость –0,00016 % (1,6 мг/кг)
10 Спектроскан -SL	Россия	ГОСТ Р 51947-02	диапазон от 0,0007 % до 5 %;
11 Анализатор СИМ-6	ФГУП СНИИМ	ГОСТ 19121-73	Диапазон 0,01 % - 1,00 %; Пределы допускаемой относительной погрешности не более 15 %.
12 Анализатор SLFA-20/20T	Horiba, Япония	ASTM D4294/ISO 8754/ГОСТ 51947-2002	Диапазон 0,001 % – 5 %; воспроизводимость 0,0006 % (6 мг/кг)
13 Анализатор серы АСВ-1	НПП «Буревестник»,	ГОСТ Р 51947-2002	Диапазон от 0,0005 % до 5 %; Сходимость не более 0.0002 % (2 мг/кг)

Только в пяти из тринадцати приборов для анализа массовой доли серы в нефтепродуктах указана сходимость и только в двух других приборах – воспроизводимость. В остальных производитель не указывает эти параметры.

Из пяти приборов с известной сходимостью два прибора для анализа массовой доли серы в нефтепродуктах не удовлетворяют требованиям Технического регламента к характеристикам автомобильного бензина и дизельного топлива, а для судового топлива все приборы удовлетворяют требованиям Технического регламента.

Из 2-х приборов с известной воспроизводимостью один прибор не удовлетворяет требованиям Технического регламента к характеристикам автомобильного бензина и дизельного топлива, но удовлетворяет требованиям к характеристикам судового топлива. Аналогично был проведен анализ 7 приборов по температуре вспышки нефтепродуктов в закрытом тигле (табл. 5).

Таблица 5 Приборы для определения температуры вспышки нефтепродуктов

1.Анализатор АК-5Д	Россия	ГОСТ 6356-75	Определение температуры вспышки до 300 °С
2 Аппарат ТВЗ-ЛТ	Россия	ГОСТ 6356-75	Температура вспышки (30-360) °С;
3 Аппарат ТВЗ-1М	Россия	ГОСТ 6356-75	Диапазон рабочих температур, °С (30 – 360);
4 Аппарат ТВЗ-ЛАБ-01	Россия	ГОСТ 6356-75	Диапазон рабочих температур 35 °С-350 °С
5 СИМ-5Д	Россия	ГОСТ 6356-75	Определение температуры вспышки до 300°С;
6. Прибор ВСПЫШКА-А	Россия	ГОСТ 4333 и ГОСТ 6356-75	Температур вспышки в закрытом тигле от 30 °С до 260 °С;
7.Анализатор РМ-М	Россия	ГОСТ 6356-75	Диапазон рабочих температур-40 °С- 360°С

По проекту Технического регламента сходимость и воспроизводимость результатов измерений температуры вспышки в закрытом тигле в дизельном и судовом топливе не должна превышать значений, указанных в табл. 3.

Эти требования полностью копируют ГОСТ 6356-75. Так как все семь анализируемых приборов для определения температуры вспышки в закрытом тигле соответствуют ГОСТ 6356-75, то можно сказать, что все они удовлетворяют требованиям проекта Технического регламента.

Таким образом, можно сделать общий вывод по результатам сопоставления характеристик средств измерений:

- Анализировалось 13 приборов для измерения массовой доли серы в нефтепродуктах, только в 5-ти из них производитель указал сходимость и в 2-х других – воспроизводимость;

- Из пяти приборов с известной сходимостью два прибора для анализа массовой доли серы в нефтепродуктах не удовлетворяют требованиям технического регламента к характеристикам автомобильного бензина и дизельного топлива, а для судового топлива все приборы удовлетворяют требованиям технического регламента;

- Из двух приборов с известной воспроизводимостью один прибор не удовлетворяет требованиям технического регламента к характеристикам автомобильного бензина и дизельного топлива, но удовлетворяет требованиям к характеристикам судового топлива;

- Все семь анализируемых приборов для определения температуры вспышки в закрытом тигле удовлетворяют требованиям проекта технического регламента;

- Все пять анализируемых приборов для определения фракционного состава удовлетворяют требованиям проекта технического регламента;

- Из десяти анализируемых приборов для измерения плотности половина не удовлетворяет требованиям проекта технического регламента.

Таким образом, большая часть производителей приборов для анализа массовой доли серы в нефтепродуктах не указывают в описании прибора сходимость и воспроизводимость, в этом случае необходимо запросить информацию по этим параметрам у производителя или экспериментально получать эти характеристики.

УДК 681.2:003.13.001.24

Е.А. Абрамова, Г.В. Шувалов, О.А. Ясырова

СГГА, ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

РАЗРАБОТКА МЕТОДА ОЦЕНКИ СТАБИЛЬНОСТИ И СОВМЕСТИМОСТИ СУДОВЫХ ТОПЛИВ

В статье рассмотрены вопросы создания метода оценки стабильности и совместимости судовых топлив на борту речных судов.

E.A. Abramova, G.V. Shuvalov, O.A. Jasyrova

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA), Siberian Scientific Research Institute of Metrology (FGUP SNIIM)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

pr. Dimitrova 4, Novosibirsk 630004, Russian Federation

WORKING OUT OF THE METHOD OF THE ESTIMATION OF STABILITY AND COMPATIBILITY SHIP MINERAL OIL

In article questions of creation of a method of an estimation of stability and compatibility ship mineral oil топлив onboard river crafts are considered.

С расширением применения смесевых и альтернативных топлив на судах речного флота повышаются требования к свойствам компонентов топлив и их качеству. Комплекс требований, предъявляемых к параметрам топливо-смазочных материалов (ТСМ) изложен в ряде государственных стандартов, в частности, ГОСТ 2084-77, ГОСТ 305-82, ГОСТ Р 51105-97, ГОСТ 8226-82. В них нормируются эксплуатационные и физико-химические характеристики дизельного топлива и моторных масел, применяемых на судах.

При эксплуатации судовых энергетических установок часто возникают необходимость смешивания топлив различных видов. К таким случаям необходимо отнести: прием в не полностью опорожненные цистерны, содержавшие топливо с другими характеристиками; перевод двигателей с одного вида топлива на другой после длительной работы на одном из них; улучшение качество высоковязких топлив путем его разбавления маловязким топливом. Использование топливных смесей осуществляется также по экономическим причинам или при отсутствии на борту судна топлива, соответствующего требованиям завода-изготовителя. Кроме того, в большинстве случаев применение топливных смесей дает значительный экономический эффект за счет более низкой стоимости компонентов смеси.

Топливные смеси могут быть приготовлены как на бункеровочных базах, так и непосредственно на борту судна. Второй вариант является предпочтительным, так как часто время жизни топливной смеси ограничено.

Для приготовления топливных смесей используются струйные и статические смесители, специальные смесительные установки или многократная прокачка топлив по контуру насос–цистерна–насос. Процесс приготовления топливных смесей включает определение требуемой пропорции смешивания, контроль требуемой пропорции в ходе приготовления и проверку стабильности смеси.

Топливная смесь должна иметь мелкодисперсную структуру и быть стабильной. Стабильность характеризует способность судового топлива, не расслаиваясь и не образуя осадка, сохранять свой состав и основные свойства при хранении, транспортировании и применении. Если топливо прямогонное, то оно стабильно. В то же время стабильное топливо не всегда бывает прямогонным.

Потеря стабильности смеси проявляется в образовании и выпадении осадка. Основной причиной потери стабильности является несовместимость компонентов смеси. Кроме этого, потеря стабильности может наблюдаться при продолжительном хранении смеси.

Поэтому при смешивании топлив возникает необходимость учитывать такое их эксплуатационное качество, как совместимость. Совместимость топлив рассматривается как стабильность их смеси. Несовместимость может наблюдаться в том случае, если смешиваются два топлива из разных источников. Так, при добавлении дистиллятного топлива парафинового типа к остаточному может наблюдаться выпадение из смеси асфальтенов.

Исходные топлива являются несовместимыми, если стабильность смеси хуже, чем стабильность наихудшего из них. Нестабильность смеси приводит к выпадению значительного количества осадков. Основным признаком несовместимости топлив является повышенное отделение шлама при сепарировании. Размер частиц асфальтенов в стабильных смесях составляет 1–5 мкм, смесь не расслаивается при хранении. При хранении нестабильной смеси происходит ее расслоение. Частицы асфальтенов имеют размеры 15–25 мкм и достигают 120–150 мкм, а при наличии карбенов и карбоидов – до 2–3 мм [1].

Для оценки стабильности и совместимости остаточных топлив, получаемых смешением прямогонных компонентов и продуктов глубокой переработки нефти, используют комплекс методов, основанных на искусственном старении топлив, которое вызывает смещение адсорбционного равновесия асфальтенов и их осаждение [2]. Методы ГОСТ Р 50837 (определение ксилольного и толуольного эквивалентов, общий осадок, стабильность и совместимость по пятну) описывают поведение топлива в условиях испытания, которые приводят к осаждению асфальтенов.

Метод определения толуольного эквивалента (ГОСТ Р 50837.3) позволяет судить о прямогонности (стабильности) остаточных топлив. Толуольный эквивалент – средняя объемная доля толуола в двух растворах, первый из которых дает на фильтре пятно с кольцевым рисунком, а второй – с более высокой концентрацией толуола, где наблюдается отсутствие кольца. При

толуольном эквиваленте не более 30 топливо считается прямогонным (стабильным).

Метод определения ксилольного эквивалента (ГОСТ Р 50837.4) позволяет оценить устойчивость против осадкообразования, особенно при смешении мазутов из разных нефтей. Ксилольный эквивалент определяется дробью, в числителе которой минимальная концентрация ксилола в «н-гептане, при которой появляется кольцо внутри пятна, а в знаменателе – минимальная концентрация ксилола в н-гептане, при которой кольцо внутри пятна исчезает. Топлива с ксилольным эквивалентом не более 25-30 относятся к прямогонным (стабильным). Толуольный и ксилольный эквиваленты – критерии стабильности дисперсной структуры, показывающие степень ароматичности топлива, которая необходима для сохранения асфальтенов в диспергированном состоянии.

Общий осадок (ГОСТ Р 50837.6) и его нормирование в отечественных и зарубежных стандартах обусловлено образованием осадка и отложений. Метод определения общего осадка в остаточных топливах состоит из двух частей: горячее фильтрование и использование стандартных процедур старения. Для топлив с вязкостью при 100°С < 55 мм²/с и для смесей, содержащих остаточные компоненты, общий осадок оценивается после горячего фильтрования. В соответствии с ГОСТ Р 50837.6 разность массовых долей общего осадка с предварительным старением и без него не более 0,03 % является одним из критериев прямогонности (стабильности) остаточных топлив. Данный критерий определяют в том случае, если один из результатов, полученных при определении ксилольного и толуольного эквивалентов, более 30.

Метод определения стабильности и совместимости по пятну (ГОСТ Р 50837.7) является визуальным методом оценки агрегативного состояния асфальтенов в топливе. Метод предназначен для определения стабильности остаточных топлив и совместимости их с базовыми компонентами смешения. Эти показатели характеризуют остаточные или смесевые топлива, испытывающие высокие нагрузки центрифугирования, сжатия и образующие осадки при хранении и транспортировании.

Стабильность остаточных топлив характеризуется отсутствием в них взвешенных твердых частиц в условиях испытания. Совместимость – отсутствием взвешенных твердых частиц в смеси, состоящей из равных объемов котельного топлива и компонента смешения (керосин, дизельное топливо и их смеси). Сущность метода – визуальная оценка ядра и окраски пятна на бумажном фильтре, образованных каплей пробы в условиях испытания, и сравнение пятна со стандартными пятнами.

Остаточное топливо, дающее пятно, оцененное как № 3 и выше, считается нестабильным. Смесь остаточного топлива с компонентом смешения считается несовместимой, если результат испытания оценен как № 3 и выше. Пятно № 3 при определении совместимости является одним из критериев прямогонности (стабильности) остаточных топлив.

Стандартные методы определения стабильности и совместимости по условиям применения не всегда удовлетворяют требованиям практики, так как

являются практически качественными и не позволяют оценить возможность изготовления смесового топлива еще до его приготовления по характеристикам компонентов. Вместе с тем зачастую возникает необходимость оперативного определения стабильности и совместимости нефтепродуктов в местах их хранения и использования, особенно в полевых условиях. Это обуславливает необходимость создания современных экспресс-методов определения стабильности и совместимости нефтепродуктов.

При создании экспресс-методов определения стабильности и совместимости нефтепродуктов предполагается использовать следующие физико-химические методы:

- Диэлькометрический;
- Оптический;
- Определение магнитной восприимчивости.

Предварительные эксперименты показывают принципиальную возможность применения данных методов для оценки стабильности и совместимости нефтепродуктов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гаврилов, С.В. Технология использования воды, топлива, смазки [Текст] / С.В.Гаврилов // – Петропавловск-Камчатский: КамчатГТУ, 2003. – 203 с.
2. Митусова, Т.Н., Непомнящая Е.В. Судовые топлива. Основные эксплуатационные характеристики [Текст] / Митусова Т.Н., Непомнящая Е.В. // Мир нефтепродуктов. Вестник нефтяных компаний. – 2009.- № 9-10.-С.58 - 62.

© Е.А. Абрамова, Г.В. Шувалов, О.А. Ясырова, 2011

УДК 546.16:182

А.П. Ильин, И.В. Клековкин, Г.В. Шувалов

СГГА, ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОХИМИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ НАНОПОРОШКОВ МЕТАЛЛОВ

Рассмотрены основные характеристики нанопорошков металлов: форма, размеры частиц, содержание металлической составляющей, параметры химической активности нанопорошков.

A.P. Ilin, I.V. Klekovkin, G.V. Shuvalov

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA),

Siberian Scientific Research Institute of Metrology (FGUP SNIIM)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

pr. Dimitrova 4, Novosibirsk 630004, Russian Federation

RESEARCH OF THERMOCHEMICAL CONDITION NANOPOWDER OF METALS

The basic characteristics nanopowder metals are considered: the form, the sizes of particles, the maintenance of a metal component, parameters of chemical activity nanopowder.

Для тестирования устойчивости нанопорошков (НП) и их смесей к окислению и к химическому взаимодействию использовался дифференциальный термический анализ (ДТА). На основе данных ДТА определяют четыре параметра химической активности [1]. Под параметрами химической активности нанопорошков металлов понимают следующие величины: температура начала окисления $t_{н.о.}$, степень окисленности α , максимальная скорость окисления v_{max} и удельный тепловой эффект реакции ΔH . В работе использовали термоанализатор SDT Q600; анализ проводили в режиме линейного нагрева в интервале 20...1000 °C со скоростью нагрева 10 град./мин в атмосфере воздуха; $Cu_{K\alpha}$ -излучение, метод порошка. Для тестирования был выбран нанопорошок алюминия и его смеси с нанопорошком молибдена (табл. 1) и с нанопорошком вольфрама (табл. 2), которые, как известно, обладают каталитическими свойствами. Для тестирования были выбраны нанопорошки алюминия, молибдена и вольфрама, полученные с помощью электрического взрыва проводников в среде аргона [1]. Исследуемые смеси подвергались ДТА, на основе которого были определены параметры химической активности для оценки термической устойчивости смесей.

Параметры химической активности НП алюминия. При нагревании в воздухе согласно ДТА (рис. 1) НП алюминия проявляет высокую активность в сравнении с другими, используемыми в данной работе, порошками.

По ТГ (рис. 1) заметна десорбция газообразных веществ, адсорбированных на поверхности частиц (~3 % масс.). Затем происходит резкое увеличение скорости роста массы (ТГ) и выделение теплоты, носящие взрывоподобный характер (ДТА).

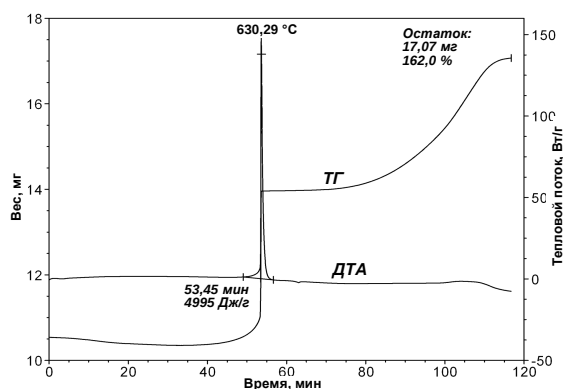


Рис. 1. Термограмма
НП алюминия

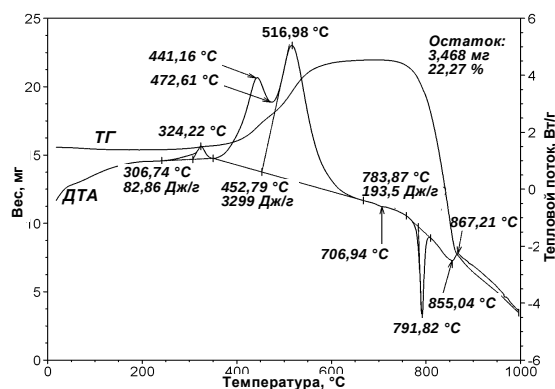


Рис. 2. Термограмма
НП молибдена

Параметры химической активности НП молибдена и его смесей с НП алюминия. При нагревании НП молибдена (рис. 2) процесс его окисления протекает в две стадии с максимумами при 441 и 517 °C, что сопровождается увеличением массы образца. Наличие двух максимумов тепловыделения, наиболее вероятно, связано с бимодальным распределением частиц по диаметру: сначала окисляется фракция более мелких частиц, а затем — более крупная фракция. Необходимо также отметить, что вероятность образования MoO_2 при повышенных температурах мала: оксид молибдена (IV) практически мгновенно окисляется до MoO_3 и его можно получить только в восстановительной среде. При дальнейшем нагревании, начиная с 784 °C, наблюдается эндоэффект и резкое уменьшение массы образца, связанные с возгонкой оксида молибдена (VI).

На термограмме НП молибдена при температуре ~300 °C наблюдался эффект выделения тепла (82,86 Дж/г), не сопровождавшийся изменением массы образца. Такой тепловой эффект объясняется протеканием релаксационных процессов в структуре наночастиц, что для НП молибдена обнаружено впервые.

Параметры химической активности исследуемых смесей (табл. 1), необходимые для оценки устойчивости к окислению и к химическому взаимодействию компонентов, были также определены по данным термического анализа.

Таблица 1 Состав исследуемых смесей НП алюминия и молибдена и параметры их химической активности

№ обр.	Состав образца, % масс.		$t_{н.о.}, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \% \text{ масс.}$	$v_{\text{max}}, \% \text{ масс./с}$	$\Delta H, \text{Дж/г}$
	Al	Mo				
1	100	0	450	63,8	0,130	4995
6	90,9	9,1	400	52,5	0,130	4265
7	83,3	16,7	380	42,8	0,080	4612
8	71,4	28,6	370	20,3	0,020	4020
9	0	100	350	42,3	0,007	3299

При содержании НП молибдена в смеси менее 30 % масс. термограмма имеет вид, близкий к термограмме НП алюминия: наблюдается один узкий экзотермический экстремум окисления алюминия, сопровождающийся интенсивным окислением с большим тепловыделением и значительным приростом массы (до 4995 Дж/г и 63,8 % масс., соответственно, для НП алюминия).

В целом, параметры активности смесей изменялись немонотонно: максимальная скорость окисления ($v_{\text{max}}, \% \text{ масс./с}$) уменьшалась с увеличением содержания НП молибдена. При нагревании до 1000 $^\circ\text{C}$ степень окисленности ($\alpha, \% \text{ масс.}$) смесей НП ниже, чем НП алюминия без добавок и минимальна (20,3 % масс.) для образца 3. Что касается величины удельного теплового эффекта ($\Delta H, \text{Дж/г}$), то для смесей он меньше, чем для НП алюминия без добавок: в целом ΔH с увеличением содержания добавки НП молибдена уменьшается. С увеличением содержания НП молибдена в смеси температура начала окисления снижается от 450 $^\circ\text{C}$ (НП алюминия) до 370 $^\circ\text{C}$ (НП молибдена).

Параметры химической активности НП вольфрама и его смесей с НП алюминия. Согласно ДТА исходных порошков и их смесей и расчетам параметры активности приведены в табл. 2.

Таблица 2 Состав исследуемых смесей НП алюминия и вольфрама и параметры их химической активности

№ обр.	Состав образца, % масс.		$t_{н.о.}, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \% \text{ масс.}$	$v_{\text{max}}, \% \text{ масс./с}$	$\Delta H, \text{Дж/г}$
	Al	W				
1	100	0	400	45,9	0,10	4995
10	90,9	9,1	380	50,3	0,10	5794
11	83,3	16,7	380	58,5	0,41	6993
12	71,4	28,6	380	56,2	0,05	6593
13	0	100	370	24,1	0,03	3197

Температура начала окисления ($t_{н.о.}$) НП алюминия составляла 400 $^\circ\text{C}$, а НП вольфрама – 320 $^\circ\text{C}$. С ростом содержания НП вольфрама в смесях $t_{н.о.}$ не изменялась (табл. 2). Для смеси НП вольфрама и алюминия, содержащей 16,7 % масс. НП вольфрама три параметра активности из четырех в несколько раз выше, чем для других составов. При нагревании в воздухе вначале окисление

НП протекает относительно медленно, а затем, с увеличением количества выделяющегося тепла, процесс окисления переходит в режим теплового взрыва.

Таким образом, можно сделать вывод, что для объективной оценки термохимических свойств нанопорошков металлов можно использовать 4 параметра химической активности.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ильин, А.П. Физика горения и взрыва [Текст] / А.П. Ильин, Г.В. Яблуновский, А.А. Громов //.— 2001. — Т.37, №4. — С.58-62.

© *А.П. Ильин, И.В. Клековкин, Г.В. Шувалов, 2011*

УДК 519.23

А.А. Полтавец

СГГА, Новосибирск

ИЛЛЮСТРАЦИЯ УСТОЙЧИВОСТИ СРЕДНИХ ВЕЛИЧИН ПРИ АНАЛИЗЕ ЭКСПЕРТНЫХ ОЦЕНОК

В работе на примере анализа измерений, полученных в порядковой шкале, иллюстрируется неустойчивость ассоциативных средних относительно допустимых преобразований. Из рассмотренных средних величин устойчивой является только медиана.

A.A. Poltavets

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

ILLUSTRATION OF AVERAGES STABILITY IN APPRAISAL ANALYSIS

By the example of measurements taken in ordinal scale the instability of the associative averages relative to the admissible transformations is illustrated. The only stable average among those considered is the median.

В данном сообщении рассматривается устойчивость статистик (средних величин), измеренных в порядковой шкале, относительно монотонно возрастающего преобразования шкалы φ . Наиболее распространёнными типами шкал являются шкалы наименований, шкалы порядка, интервальные шкалы и шкалы отношений. Измерения, осуществляемые с помощью двух первых шкал, считаются качественными, а двух последних – количественными [1].

Говорят, что шкала является порядковой, если допустимое преобразование шкалы φ – монотонно возрастающее преобразование. Под статистикой понимаем действительную функцию g , зависящую только от шкальных значений. Если $X = (x^1, x^2, x^3, \dots, x^n)$ – набор из шкальных значений (измерений в порядковой шкале), то статистикой будет, например, среднее арифметическое

$$g(X) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x^i. \quad (1)$$

Статистика называется устойчивой относительно преобразования φ , если для двух векторов измерений X_1 и X_2 при выполнении неравенства $g(X_1) < g(X_2)$ выполняется неравенство $g(\varphi(X_1)) < g(\varphi(X_2))$ [3].

В порядковых шкалах выражены, как правило, мнения экспертов. Один из видов экспертного оценивания – экзаменационные оценки. Неудобство балльных

оценок хорошо известно. Вряд ли кто-либо будет утверждать, что знания отличника равны сумме знаний двоечника и троечника (хотя $5 = 2 + 3$), хорошист соответствует двум двоечникам ($2 + 2 = 4$), а между отличником и троечником такая же разница, как между хорошистом и двоечником ($5 - 3 = 4 - 2$). Поэтому очевидно, что для анализа подобного рода качественных данных (например, сравнение результатов экзаменов академической группы студентов по различным предметам) необходима теория, дающая базу для разработки, изучения и корректного применения конкретных методов расчета. Это и есть одно из прикладных направлений теории измерений [2]. В данном сообщении приводится пример устойчивости различных статистик относительного монотонного преобразования порядковой шкалы. Этот пример можно рассматриваться как начальное исполнение рекомендаций по исследованию прикладной теории измерений, основываясь на доказанной в [1] теореме о медиане.

Следуя [3], рассмотрим n -мерное пространство R^n , $n \geq 2$, числовых наборов (векторов) $X = (x^1, x^2, \dots, x^n)$. Пусть задана функция $F(x), x \in R^1$, строго монотонная (строго возрастающая или строго убывающая), F^{-1} – обратная к ней. Тогда средней величиной совокупности X является величина $g(X)$ [3]

$$g(X) = F^{-1}\left(\sum_{i=1}^n a^i F(x^i)\right), \quad (2)$$

$$\text{где} \quad 0 \leq a^i < 1; \quad i = 1, 2, 3, \dots, n; \quad \sum_{i=1}^n a^i = 1.$$

Если $a^i = n^{-1}$, то при $F(x) = x$ имеем среднее арифметическое (1).

При $F(x) = \ln x$ имеем среднее геометрическое,

$$g_G(X) = \sqrt[n]{x^1 \cdot x^2 \cdot x^3 \cdots x^n}; \quad (3)$$

при $F(x) = x^{-1}$ имеем среднее гармоническое,

$$g_H(X) = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{x^i}}; \quad (4)$$

при $F(x) = x^2$ имеем среднее квадратическое,

$$g_Q(X) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x^i)^2}. \quad (5)$$

Если из совокупности чисел $x^1, x^2, x^3, \dots, x^n$ с помощью их перестановки в неубывающем порядке получить вариационный ряд

$$x(1) \leq x(2) \leq x(3) \leq \cdots \leq x(n), \quad (6)$$

то в качестве среднего можно использовать медиану.

Если ряд содержит нечётное число значений, то медиана равна среднему упорядоченных по величине значений

$$g_M = x\left(\left[\frac{n}{2}\right] + 1\right), \quad (7)$$

если n чётное, то медиана определяется как

$$g_M = \frac{x\left[\frac{n}{2}\right] + x\left(\left[\frac{n}{2}\right] + 1\right)}{2}, \quad (8)$$

где формула $\left[\frac{n}{2}\right]$, означает, целую часть от деления числа n на два.

Рассмотрим пример.

Пусть в академической группе студентов из восемнадцати человек сравниваются результаты двух экзаменов. Результаты экзаменов приведены в табл. 1.

Таблица 1 Результаты двух экзаменов.

Пятибалльная шкала оценок	Частоты оценок по предмету	
	Предмет 1	Предмет 2
5	2	0
4	0	17
3	16	1
2	0	0

Средние значения оценок по каждому предмету, вычисленные по формулам (1), (3), (5), (8), приведены в табл. 2.

Таблица 2 Средние значения оценок

Средние значения	Предмет 1	Предмет 2
$g_A(X)$	3,2	3.9
$g_G(X)$	3.2	4.4
$g_Q(X)$	3.3	3.9
$g_M(X)$	3	4

Как видно из таблицы 2, все средние значения оценок по первому предмету меньше соответствующих оценок по второму предмету и очевидным является факт одинакового отношения порядка между соответствующими средними величинами. Однако, поскольку оценки получены в порядковой шкале, то отношение порядка между соответствующими средними значениями должно сохраниться при любом допустимом для данной шкалы преобразовании. Допустимым является преобразование: $2 \Rightarrow 2$; $3 \Rightarrow 3$; $4 \Rightarrow 4$; $5 \Rightarrow 100$. Средние значения в новой шкале представлены в табл. 3.

Табл. 3 показывает, что отношения порядка между предметами остались неизменными лишь для медианы. Следовательно, для сравнения успеваемости академической группы по разным предметам предпочтительнее пользоваться

устойчивой относительно допустимого преобразования медианной, чем средними арифметическими, средними геометрическими или средними квадратическими оценками, полученными по измерениям в порядковой шкале.

Таблица 3 Средние значения оценок в новой шкале

Средние значения	Предмет 1	Предмет 2
$g_A(X)$	13.9	3.9
$g_G(X)$	4.4	4.4
$g_Q(X)$	33.4	3.9
$g_M(X)$	3	4

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Орлов, А.И. Устойчивость в социально–экономических моделях [Текст] /А.И. Орлов// – М.: «Наука». – 1979.
2. Орлов, А.И. Прикладная статистика [Текст] /А.И. Орлов// – М.: «Экзамен». – 2004.
3. Орлов, А.И. Связь между средними величинами и допустимыми преобразованиями шкалы [Текст] /А.И. Орлов// Математические заметки, т.30, №4 1981. – М.: «Наука».

© А.А. Полтавец, 2011

УДК 621.319.4:620.179

П.М. Плетнев, Г.В. Симонова, Д.П. Симонов, С.А. Степанова
СГГА, СГУПС, Новосибирск

ОПТИМИЗАЦИЯ МЕТОДОВ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ КЕРАМИКИ

Предложен метод контроля количественных характеристик микроструктуры керамики на основе компьютерной обработки цифровых снимков поверхности позволяющий сократить время и повысить достоверность результатов оценки её качества. Метод может быть использован для экспресс-контроля параметров керамики в её серийном производстве.

P.M. Pletnev, G.V. Simonova, D.P. Simonov, S.A. Stepanova
Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)
10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk , 630108, Russian Federation

OPTIMIZATION OF QUALITY ASSURANCE METHODS FUNCTIONAL CERAMICS

The quality monitoring quantitative characteristics a microstructure ceramics on the basis computer processing digital pictures of a surface allowing to reduce time and to raise reliability results an estimation of its quality is offered. The method can be used for express control parameters of ceramics in its batch production.

Название Керамика объединяет широкий класс материалов изготовленных из оксидов различных металлов методом температурной обработки (спеканием). Свойства полученного продукта определяется качеством исходного сырья и стабильностью технологии изготовления.

В настоящее время различные виды корундовой керамики широко используются в различных отраслях вакуумного приборостроения.

Спечённые керамические изделия являются поликристаллическими, их свойства определяются не только химическим составом, но и сочетанием кристаллической, аморфной (стекловидной) и газовой (поры) фаз. Для определения внутреннего строения керамики употребляется термин микроструктура, т. е. распределение, относительное количество, форма и размеры каждой фазы

Установление связи количественных характеристик микроструктуры керамики с технологией её изготовления с одной стороны и микроструктурой и свойствами полученного материала с другой стороны позволит однозначно оценить и обеспечить требуемые свойства готового керамического изделия.

Традиционно качество керамики оценивают на основе визуального измерения размеров и количественного соотношения фрагментов структуры

образца с использованием микроскопов обеспечивающих увеличение изображение поверхности в 360-400 раз [1].

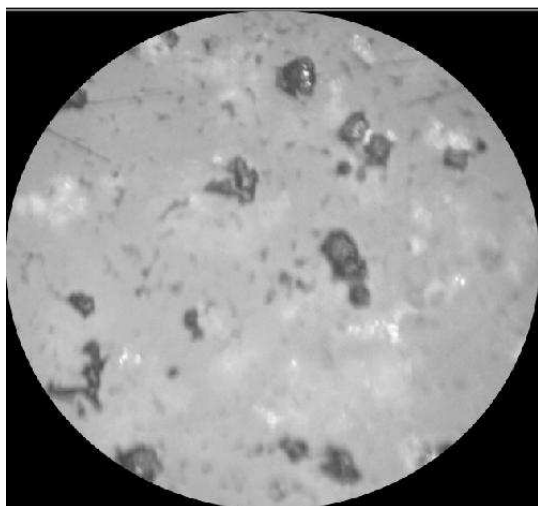
Этот метод достаточно трудоёмкий, позволяет обеспечить только выборочный контроль, а оценочные характеристики обладают существенной субъективной компонентой.

В данной работе приводятся результаты компьютерной обработки цифровых снимков различных образцов керамики. Снимки получены с помощью микроскопа МИА ЛабМет-И1 при увеличении 400 X.

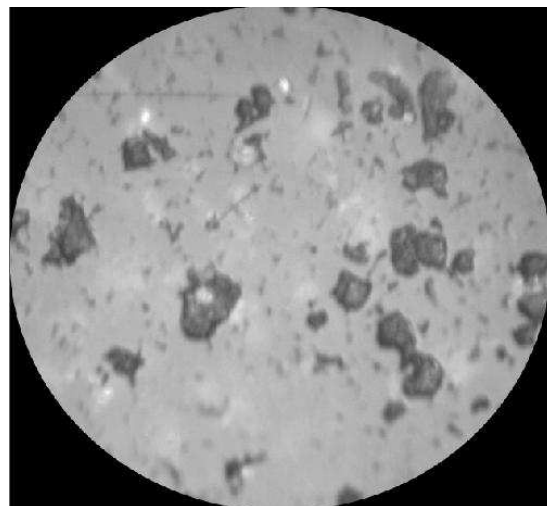
Оценивались относительные характеристики яркости света отраженного от поверхности керамики, которые связаны с разными коэффициентами отражения свет от разных фаз.

Обработка результатов проводилась с помощью программного продукта ERDAS Imagin методом контролируемой классификации.

На рис. 1 приведены снимки поверхностей керамики типа при различных температурах спекания.



Образец 1 T=1670 C



Образец 2 T=1700

Рис 1. Снимки поверхности керамики ВК-94-1 при разных температурах спекания

Хорошо видно, что разным температурам спекания соответствует различное распределение фазовых компонент.

Результат распределения фрагментов поверхности с разной яркостью по уровням яркости приведен на рис. 2 по оси X указаны градации уровня яркости, а по Y - количество пикселей отнесенных к данному уровню. Хорошо видно отличие количественного распределения яркостей для разных образцов . Промежуточные максимумы указывают на присутствие в обрабатываемом массиве данных дополнительных элементов, которыми могут быть трещины или посторонние примеси.

Снимки проводились при освещении поверхности образцов световым потоком разного спектрального состава. В качестве исходного источника света использовалась типовая лампа накаливания со сплошным спектром излучения.

Для проверки влияния спектрального состава излучения на количественные характеристики отраженного света были сделаны и обработаны снимки поверхности в разных спектральных интервалах. Для выделения заданного спектрального интервала использовались калиброванные фильтры.

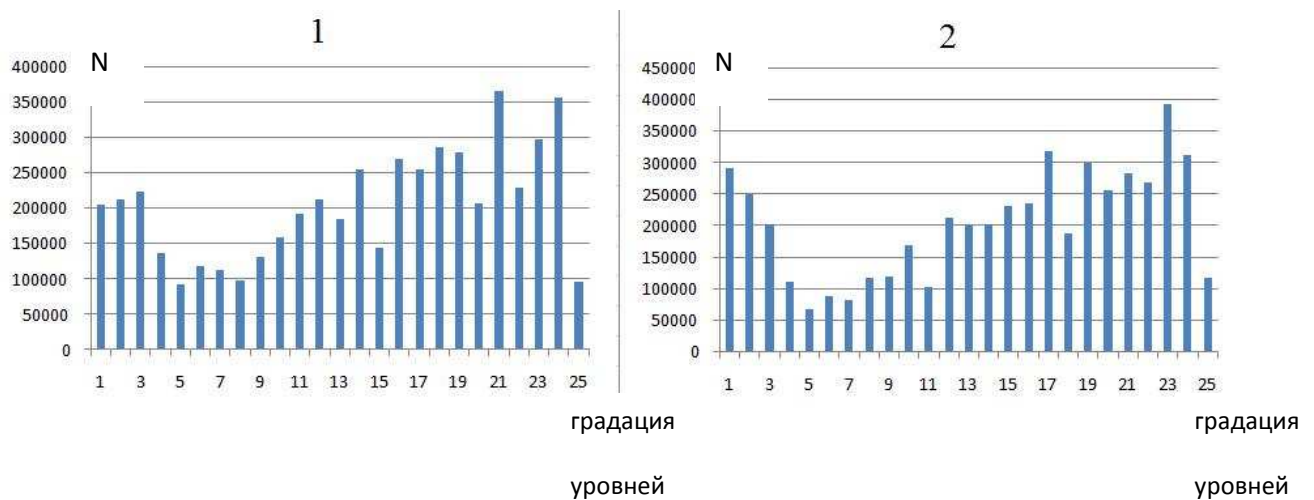


Рис. 2. Гистограмма распределения количества пикселей с заданным уровнем яркости

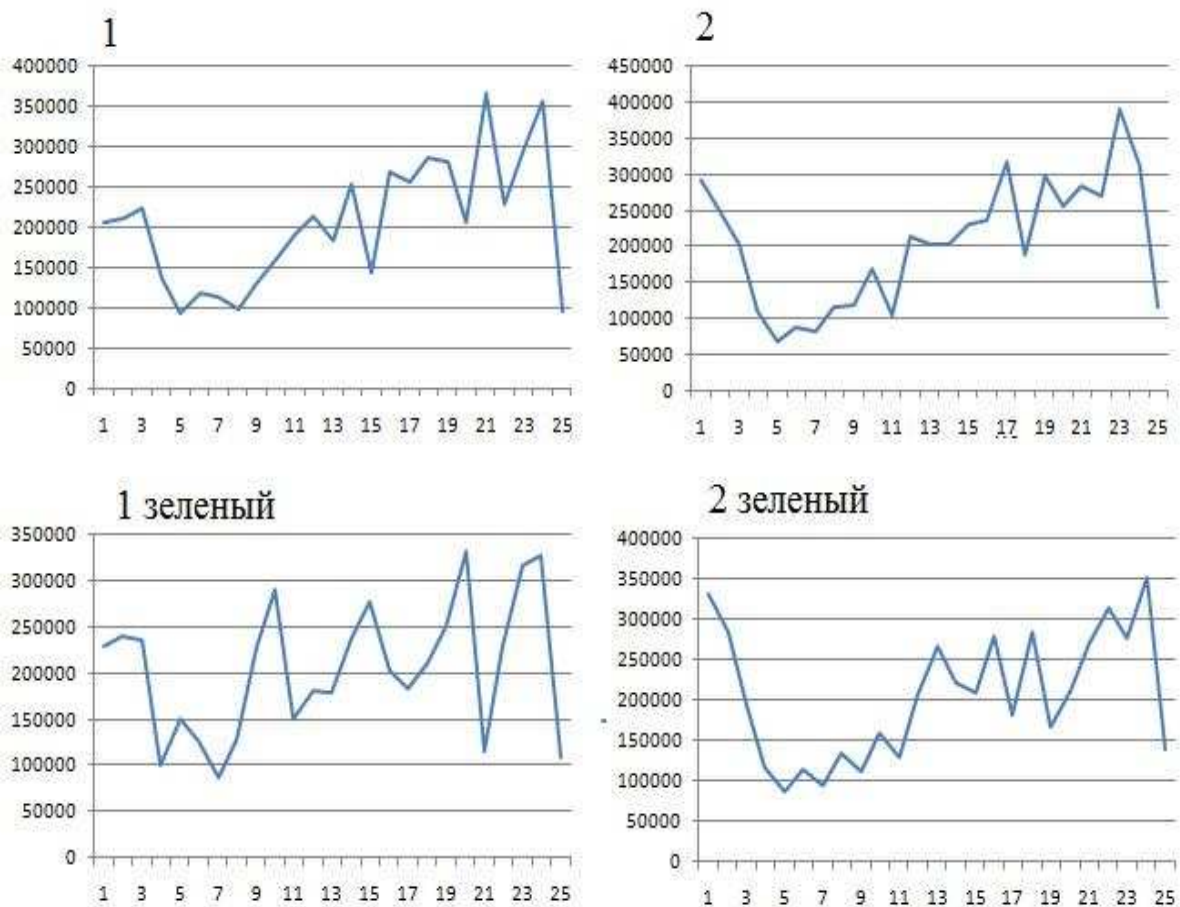


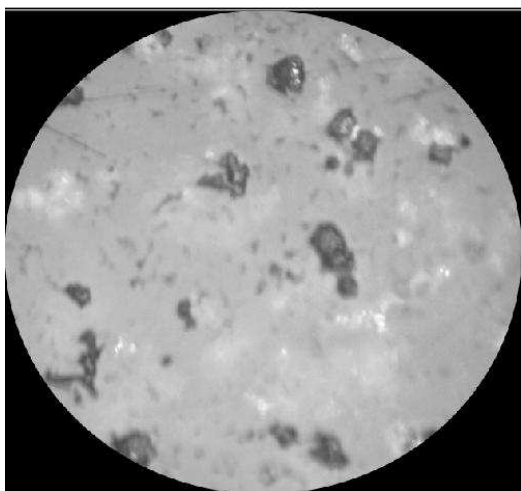
Рис. 3. Сравнительные характеристики классификации распределения яркости для двух образцов при освещении сплошным спектром и выделенным спектральным интервалом (500 – 600 нм)

Полученные зависимости показывает, что спектральный состав излучения оказывает влияния на характер распределения яркости отражённого света, однако, для однозначных выводов относительно выбора спектрального интервала и его связи со структурой керамики необходимы дополнительные исследования.

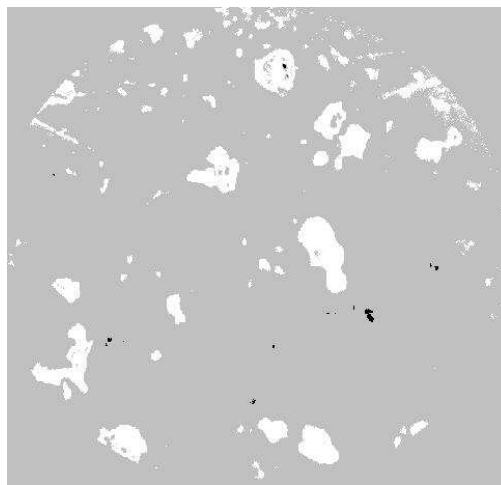
На рис. 4 показан результат контролируемой классификации для образца керамики на основе выбора эталонных признаков яркости соответствующей порам (рис. 4, а).

На рис. 4, б показаны выявленные с помощью компьютерного поиска участки поверхности, яркости которых соответствуют эталонным. Из сравнения рисунков видно, что компьютерная модель поверхности, занятой порами практически полностью совпадают с её реальным распределением.

Полученные результаты показывают возможность создания электронного эталонного образца керамики любого типа, а также фрагментов её структуры. Сравнение цифрового изображения исследуемого образца и эталонного позволит определить процентное содержание каждой фазы микроструктуры, форму и расположение фрагментов, а также пригодность исследуемого материала для дальнейшего использования. Создание такой методики значительно упростит процедуру контроля качества керамики, повысит достоверность результатов контроля.



а



б

Рис. 4. Эталонная поверхность керамики (рис. 4, а).

Компьютерная модель этого же участка поверхности (рис. 4, б)

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Степанова, С.А. Оптимизация микроструктуры керамики и разработка методов её контроля в условиях серийного производства [Текст] /С.А.Степанова// Диссертация на соискания учёной степени кандидата технических наук. – Свердловск, 1984 г.

2. Бердов, Г.И. Неразрушающий контроль качества керамических изделий оптическим методом [Текст] / Г.И. Бердов, П.М. Плетнёв// Электронная техника, серия 7 ТОПиО, вып. 2. – 1979. – с.43-48.

© П.М. Плетнев, Г.В. Симонова, Д.П. Симонов, С.А. Степанова, 2011

УДК 006:528

Б.С. Могильницкий, Г.В. Шувалов

ФГУП «СНИИМ», СГТА, Новосибирск

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ НАНОСТРУКТУР ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА

Представлен метод анализа наноструктур поверхности веществ. Информация о наноструктуре поверхности содержится в форме отраженных сверхкоротких лазерных импульсов. Рассматриваются возможности получения такой информации.

B.S. Mogilnitsky, G.V. Shyvalov

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRM) 4 Dimitrova str.,
Novosibirsk, 630004, Russian Federation; Siberian State Academy of Geodesy
(SSGA) 10 Plakhotnogo UL., Novosi-birsk, 630108, Russian Federation

ABOUT POSSIBILITY OF RESEARCH NANOSTRUCTUR OF THE SURFACE AT LIGHT REFLECTION

The analysis method nanostructur a surface of substances is presented. The information about nanostructures surfaces contains in the form of the reflected supershort laser impulses. Possibilities of reception of such information are considered.

Исследование поверхности твердых тел, полупроводников, жидкостей по изучению их чистоты, загрязнения примесями является весьма актуальной проблемой сегодняшнего дня. В связи с развитием работ в области нанотехнологий, ведутся поиски новых методов исследования наноструктур веществ. Известные методы исследования на основе электронной и атомной микроскопии используют современную дорогую и сложную технологию. С этой точки зрения привлекательным обстоятельством является поиск возможностей использования оптических методов, например, на принципах отражения света от исследуемых поверхностей. Заметим, что в этом случае используется излучение оптического диапазона, где длина волны света значительно больше (примерно в 1000 раз) размера исследуемых объектов. В работе рассмотрены некоторые возможности изучения поверхности наноструктур при использовании сверхкоротких лазерных импульсов пико-, фемтосекундной длительности излучения.

При зондировании поверхности монохроматическим стационарным лазерным излучением отраженный луч несет энергетическую и локальную спектроскопическую информацию на фиксированной длине волны облучения о процессах поглощения или отражения. Эта информация дает возможность

определить лишь природу поверхности: проводник, полупроводник или диэлектрик. При акте отражения формируется направленное (зеркальное) отражение - когда размер неоднородностей поверхности много меньше длины волны локации или дисперсное (матовое) - когда размер шероховатостей сравним или больше длины волны локации. Дополнительную информацию в этом случае о состоянии вещества в приповерхностном слое можно получить с помощью поляризационных характеристик излучения при его отражении [1].

Совсем другая ситуация при отражении сверхкоротких лазерных импульсов (СКИ). Эти импульсы несут богатую спектроскопическую информацию о состоянии отражающей поверхности поскольку зондирование производится широким частотным спектром сверхкороткого импульса. Вся информация об отражающей поверхности заключена в форме отраженных импульсов.

Согласно современным представлениям временная форма сверхкороткого импульса формируется из частотного спектра импульса с помощью преобразований Фурье. Поскольку временное и спектральные описания светового импульса эквивалентны, то форма светового импульса определяется фазами и амплитудами спектральных компонент [2].

В области пико- и фемтосекундных длительностей спектральная форма лазерных импульсов имеет сложную структуру из-за фазовой модуляции частоты вследствие дисперсии лазерного кристалла (чирп). Это проявляется в том, что частотные интервалы продольных мод лазера в этом случае не являются эквидистантными. В настоящее время предложены методы компенсации влияния дисперсии [3], что дает возможность формирования эквидистантной решетки частот спектра импульса. В случае отражения лазерного сверхкороткого импульса от поверхности со значительной дисперсией это может дополнительно создавать трудности при анализе его формы.

Спектральный подход к изучению отражения СКИ представлен в работе [4], в которой на основании обобщенной формулы Френеля определена форма отраженного импульса для случая линейного (малая интенсивность СКИ) и нелинейного (большая интенсивность СКИ) отражения от среды с нерезонансной нелинейностью и дисперсией. В работах [5, 6], рассматриваются модели резонансного взаимодействия СКИ с отражающей поверхностью. Отметим, что в последнее время число работ в этом направлении имеет тенденцию роста [7].

Таким образом, главная задача при исследовании поверхности в том числе и на наноуровне состоит в анализе формы отраженного СКИ. Вследствие того, что оптико-электронные методы регистрации ограничены наносекундным временным разрешением, интенсивно разрабатываются оптические методы анализа формы СКИ [8-10]. Так в [8] предложен метод разложения СКИ в пространственный спектр дискретных компонент эквивалентных частотному спектру СКИ. Возникающая при этом интерференционная картина пространственных компонент и представляет временную форму СКИ.

С другой стороны, спектр указанных пространственных компонент, определяющий временную форму СКИ, эквивалентен спектру продольных мод (частот) лазерного сверхкороткого импульса поскольку он формируется резонатором лазера. Таким образом, ИФП, как резонатор лазера, с одной стороны формирует спектр продольных лазерных мод в сверхкоротком импульсе, с другой используется как спектральное дисперсионное устройство при анализе СКИ оптическими методами [9].

При отражении светового импульса информация о мгновенных процессах взаимодействия света с поверхностью сосредоточена в отраженном сигнале. Поверхность одномоментно освещается дискретным набором продольных типов колебаний (лазерных частот), формирующихся в резонаторе лазера. Их число определяется параметрами резонатора лазера и активной среды. Например, для метрового резонатора и титан-сапфирового кристалла лазера число продольных мод составляет несколько миллионов. В отсутствие частотной дисперсии в кристалле лазера, они расположены через равные частотные промежутки в 150 МГц ($\Delta\nu = c/2L$). С другой стороны, такие частотные интервалы эквивалентны пространственным интервалам между волновыми фронтами продольных мод (аналог пространственного спектра дискретных компонент в [8]) в соответствии с соотношением $(\Delta\nu)/\nu = (\Delta\lambda)/\lambda$. Отсюда для метрового резонатора Ti:Sa - лазера пространственный интервал между волновыми фронтами продольных мод равен $3 \cdot 10^{-11}$ м. Другими словами, волновые фронты мод светового импульса, сформированные резонатором лазера, освещающие поверхность, разделены пространственно на величину 0.03 нм. Это по существу виртуальная пространственная наношкала, возникающая на исследуемой поверхности в процессе акта отражения каждого лазерного импульса. Наношкала является удобной системой отсчета для определения размеров исследуемых особенностей наноструктур. Местоположение таких особенностей поверхности на пространственной наношкале определяется по шкале частот резонансами поглощения или другими аномалиями в отражении света. Таким образом, размеры неоднородностей могут быть определены с помощью виртуальной пространственной наношкалы с достаточной точностью. Это весьма существенное благоприятное обстоятельство в анализе пространственных наноструктур отражающей поверхности с помощью лазерных СКИ.

Стабильность пространственных (частотных) наношкел определяется стабильностью резонатора импульсного лазера и может достигать фантастической величины при активной стабилизации длины резонатора лазера [11].

Здесь добавим, что новые возможности пространственного разрешения открываются при использовании сверхкоротких лазерных импульсов для генерации акустических импульсов на поверхности вещества – импульсов деформации [12]. Пространственная протяженность акустических видеоимпульсов длительностью 1 пс в твердых телах составляет около 5 нм, что позволяет существенно повысить пространственное разрешение в

дефектоскопии. Масштабы пикосекундных импульсов деформации сравнимы с периодом кристаллической решетки.

Длительность отраженного импульса, как основная составляющая формы, дает обширную информацию о структуре поверхности вещества. Прецизионное измерение длительности сверхкоротких импульсов изложено в работе [13]. Таким образом, мы получаем дополнительный оригинальный метод исследования наноструктур поверхности веществ оптическими методами в удобных и понятных для нас условиях.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Оптические методы исследования поверхности: эллипсометрия. Режим доступа: [http:// solidba-se/karelia.ru/edu/SURF/flash/ellips/htm](http://solidba-se/karelia.ru/edu/SURF/flash/ellips/htm)
2. Сверхкороткие световые импульсы, под ред. С.Шапиро.- М. Мир, 1981. С.38.
3. Bagayev S.N., Chepurov S.V., Klementyev V.M.et al.Appl.Phys.B, 2000.- V.70,- P.375.
4. Ястребова, Н.В.. Особенности нелинейного отражения импульсов из малого числа колебаний светового поля от просветленной границы раздела сред.[Текст]/ Н.В. Ястребова // Проблемы когерентной и нелинейной оптики. СПб. 2002; С.196-203. Режим доступа: [usa.ifmo.ru/publications BOOK006/paper 005.pdf](http://usa.ifmo.ru/publications/BOOK006/paper005.pdf).
5. Ваганас, Э. Отражение ультракоротких импульсов света от нелинейной границы раздела диэлектрических сред. [Текст]/ Э.Ваганас, А.И.Маймистров.// - Оптика и спектроскопия -1998.- Т.84,- №2, - С.301-306.
6. Розанов, Н.Н.. Отражение сверхкоротких импульсов от границы среды Друде-Лоренца. [Текст] / Н.Н.Розанов.// - Оптика и спектроскопия,- 2003 - Т.94,- №3,- С.439-442.
7. Режим доступа: <http://peisv.viniti.ru/show.php.code=ХЕНСР>
8. Мазуренко, Ю.Т. Нелинейная оптика спектрально разложенных волновых пакетов. [Текст]/ Ю.Т. Мазуренко //Оптика и спектроскопия – 1985- Т.59,- вып.1,- С.57-61.
9. Мазуренко, Ю.Т. Анализ формы сверхкоротких импульсов методом нелинейной спектральной интерферометрии. [Текст] / Ю.Т. Мазуренко, С.Э.Путилин, А.Г.Пельменев, В.Н.Шехтман.// - Оптика и спектроскопия - Т.89.- №4 - Р.666-672.
10. Мазуренко, Ю.Т. Самореферентное измерение сверхкороткого импульса методом стандартной интерферометрии сдвига. [Текст] /Ю.Т.Мазуренко// - Оптика и спект-роскопия – 2009 -Т.106. - №1-Р.134-145.
11. Багаев, С.Н. Частотная стабилизация продольных мод фемтосекундного лазера с помощью опорного лазерного источника [Текст] / С.Н. Багаев, В.С.Пивцов, А.М.Желтиков // Квантовая электроника – 2002 - Т.32 - №4 - С.311.
12. Tam A.C. // Appl.Phys.Lett. - 1984. - V.45. - P.510.

13. Могильницкий, Б.С. Импульсная интерферометрия: возможности и их реализация. [Текст] / Б.С. Могильницкий // Материалы X международной научнотехнической конференции (АПЭП - 2010)- 2010 - Т.3 - С.60.

© Б.С. Могильницкий, Г.В. Шувалов, 2011

УДК 006:528

Б.С. Могильницкий, Г.В. Шувалов

ФГУП «СНИИМ», СГТА, Новосибирск

ПРИНЦИП АНАЛИЗА НАНОВЕЩЕСТВ СВЕРХКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ СВЕТА

Представлен принцип анализа наноструктур по *временным* процессам взаимодействия сверхкоротких лазерных импульсов оптического диапазона с исследуемым веществом. Времена релаксации возбужденных состояний среды несут информацию о ее структуре. Рассмотрены возможности известных оптических методов в получении такой информации.

B.S. Mogilnitsky, G.V. Shuvalov

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRM) 4 Dimitrova str.,
Novosibirsk, 630004, Russian Federation; Siberian State Academy of Geodesy
(SSGA) 10 Plakhotnogo UL., Novosi-birsk, 630108, Russian Federation

PRINCIPLE ANALYSIS NANOMATERIAL ULTRASHORT LIGHT PULSES

The analysis principle nanostructures on time processes of interaction of supershort laser impulses of an optical range with investigated substance is presented. Times of a relaxation of the raised conditions of environment bear the information on its structure. Possibilities of known optical methods in reception of such information are considered.

Известные методы анализа наноструктур (растровая электронная и оптическая микроскопия, сканирующая зондовая микроскопия, лазерная интерферометрия и фазометрия и др.), как правило, связаны с пространственным представлением восприятия событий, временная составляющая этих процессов остается как-бы «за кадром», вне поля зрения. В тоже время наномир как и макромир, в котором мы творим, и мегамир (космос) подчиняется фундаментальному закону о единстве пространства-времени: бессмысленно говорить о пространстве без времени, как и времени вне пространства [1]. Поэтому любой физический процесс длится определенный промежуток времени. Временная составляющая измерительного процесса при нестационарном облучении (сверхкороткие импульсы) дает дополнительную, а порой и более фундаментальную информацию об исследуемом веществе.

В области наноразмеров оптические классические методы исследований такие как интерференция и дифракция малоэффективны в силу большого различия между длиной волны используемого излучения и размером анализируемых нановеществ. Сложность проблемы анализа указанными оптическими методами заключается в сверхмалых размерах анализируемых

объектов. Выход из этой ситуации – переход в более коротковолновую (УФ и Гамма) часть спектра, что неизбежно усложняет процесс анализа из-за сложности процесса измерения и аппаратуры. С этой точки зрения весьма привлекательными, на наш взгляд, являются методы светорассеяния в оптической области, поскольку они являются универсальными для любых соотношений размеров рассеивателя к длине волны зондирующей радиации. Здесь необходимо отметить что, для решения указанных задач кроме светорассеяния применимы хорошо разработанные методы лазерной нестационарной спектроскопии позволяющие определять состав веществ на атомном и молекулярном уровне и косвенно их структуру.

Достаточно эффективными возможностями в задачах изучения структуры веществ обладают нестационарные методы светорассеяния. Информация о временах рассеяния и релаксации при импульсном зондировании, заключена в форме импульсов эхо-сигнала. Форма рассеянного импульса света несет главную информацию о структуре рассеивателя. Это, по существу, информация о фундаментальном строении веществ [2].

Задача сегодняшнего дня состоит в анализе формы и точном измерении длительности сверхкороткого информационного импульса, как основной составляющей его формы.

Поэтому к известным методам исследования нановеществ следует добавить существенное направление - анализ наноструктур по временным процессам оптических методов: классического светорассеяния Релея, ВКР и ВРМБ и др.

Кратко рассмотрим возможности таких методов:

I. В рамках обсуждаемой проблемы нестационарное Релеевское рассеяние является решением поставленной задачи. Поскольку размер рассеивателя ($d \sim 1-100$ нм) много меньше длины волны падающего светового импульса ($\lambda \sim 1000$ нм) и для случая однократного рассеяния (газы, чистые жидкости и др.) имеем следующие возможности получения информации:

а) Если длительность импульса τ больше времени двойного прохождения света через наночастицу T_1 ($\tau > T_1 = d/cn$, d - размер рассеивателя, n – показатель преломления наночастицы, c - скорость света в вакууме), то эхо-импульс будет такой же длительности;

б) Если τ (нано-, пико- и наноимпульсного) меньше T_1 ($\tau < T_1$), то эхо – импульс будет уширенным пропорционально размеру частицы. Измерив точно длительность эхо-импульса, определим размер наночастицы как $d = c \cdot n \cdot \tau$ [3]. В случае многократного рассеяния (сплошные среды, твердые тела, кристаллы и др.) - импульсный отклик зависит от свойств облучаемой среды [4].

II. Нестационарное ВКР

Известно физическое явление, позволяющее решить фантастическую задачу - уловить и расшифровать сигналы, испускаемые наночастицами вещества - молекулами. Это явление - комбинационное рассеяние света (ВКР). В форме эхо-сигнала ВКР записана богатая информация о строении молекул, о процессах происходящих в них, и об их взаимодействиях.

Импульс света с $\lambda \sim 1000$ нм вызывает ВКР с измененной длиной волны на величину $\Delta\lambda$, т.е. $\lambda_{\text{вкр}} = \lambda \pm \Delta\lambda$, где $\Delta\lambda$ изменяется в широких пределах (0.005-0.2) λ , а в газах может быть значительным - порядка λ и даже больше [5]. Эхосигнал в виде импульса, несет информацию о строении молекул и атомов. Основная информация - в изменении длительности стоксова импульса по сравнению с длительностью импульса накачки.

Более современная технология ВКР - нестационарная КАРС (комбинационная когерентная спектроскопия) определяет время релаксации возбуждения среды сверхкороткими импульсами. Для спектрально-ограниченных лазерных импульсов справедливо соотношение $\Delta\nu_n \cdot \tau \sim 1$. Откуда $\tau = 1/\Delta\nu_n$, где $\Delta\nu_n$ – неоднородно уширенная линия перехода [6], которую теперь вместо оценки можно точно определить, прецизионно измерив длительность СКИ.

III. Сверхкороткие акустические импульсы

Принципиально новые возможности в нелинейной и прикладной акустике открываются при использовании сверхкоротких лазерных импульсов для генерации акустических импульсов – импульсов деформации [6]. Пространственная протяженность акустических видеоимпульсов длительностью 1 пс в твердых телах составляет около 5 нм, что позволяет существенно повысить пространственное разрешение в дефектоскопии. Масштабы пикосекундных импульсов деформации сравнимы с периодом кристаллической решетки. Возникающий акустический импульс – это видеоимпульс (импульс с длительностью в один период). Актуальная задача сегодняшнего дня – точно измерить его длительность. Это даст возможность пронаблюдать картину распределения дефектов и остаточных напряжений в пленках и измерить их толщину [7].

IV. ВРМБ – вынужденное рассеяние Мандельштам-Брюэлена – рассеяние

Света на звуковых волнах в твердых телах. Современное направление - рассеяние связанное с нестационарными нелинейными оптическими явлениями: эффектами сжатия и расплывания мощных сверхкоротких импульсов в оптических волокнах и других твердых средах [6].

Отдельный интерес представляет режим самосжатия, в котором форма импульса в среде остается неизменной, образуя оптический солитон [8]. ВРМБ как и ВКР представляет собой идеальный метод для изучения структуры решетки твердых тел, а также влияние возмущений на фононовые спектры. Получение такой информации связано с технологией точного измерения длительности рассеянного импульса света.

К рассмотренным методам добавим методы использующие явления когерентности света.

V. Лазерная импульсная спектроскопия атомов и молекул.

К настоящему времени эта относительно новая часть лазерной спектроскопии достаточно разработана теоретически и экспериментально [9]. Основные разделы, требующие точного измерения временных интервалов это: нестационарная спектроскопия, когерентные резонансные эффекты (затухание свободной поляризации, квантовые биения, оптическая нутация, фотонное эхо,

самоиндуцированная прозрачность). Эти проблемы существуют и для случая многофотонных резонансов.

Когерентная нестационарная спектроскопия связана с измерением времен релаксации матричных элементов и времен релаксации энергии. Информация об указанных процессах заключена в форме импульсов, точнее в разности форм зондирующего импульса и эхо-сигнала. Основной составляющей формы является длительность импульса. Точное измерение длительности импульсов является метрологическим обеспечением указанных фундаментальных методов исследования структуры и природы нановеществ.

VI. Импульсная интерферометрия

Одним из новых методов исследования сред с помощью сверхкоротких импульсов является метод импульсной интерферометрии [10, 11]. В отличие от классической, нестационарная интерферометрия дает информацию как о спектральных так и о временных особенностях среды. Из-за отсутствия оптико-электронных средств регистрации мгновенно протекающих процессов, импульсная интерферометрия является одним из простых средств анализа нестационарных процессов. В качестве анализатора используется ИФП, который является средством измерения длительности сверхкоротких импульсов света. Метод точного измерения длительности сверхкоротких импульсов света изложен в [10, 12].

VII. Выводы и заключения

Здесь мы кратко рассмотрели только часть наиболее важных возможностей получения информации о строении нановеществ с помощью методов и принципов нестационарного оптического зондирования сред. Временная составляющая получаемой информации несет фундаментальные знания о веществе на наноуровне. За такой информацией будущее, поскольку она является огромным дополняющим вкладом в известные методы изучения природы веществ и бурно развивается.

К настоящему времени разработаны и интенсивно разрабатываются новые оптические методы, позволяющие регистрировать импульсную информацию сверхкороткой длительности. Это реальный путь использования огромных возможностей современных лазерных технологий для решения актуальных задач науки и производства. В работе представлены некоторые возможности решения указанной проблемы.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Планк, М. Единство физической картины мира [Текст] / М.Планк// - М.:Наука, 1966.
2. Сверхкороткие световые импульсы. Под ред. С.Шапино [Текст] - Москва,1981.
3. Исимару, Ф. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. [Текст] / Ф.Исимару // 1981.-М.: Мир - Т.1. - С.118.
4. Сергеева, Е.А. Распространение фемтосекундного импульса в рассеивающей среде: теоретический анализ и численное моделирование [Текст]

/ Е.А. Сергеева, М.Ю. Кириллин, А.В.Приезжев // - Квантовая электроника – 2006 - Т.36 - №11 -С.1023/

5. Сушинский, М.М. Комбинационное рассеяние света и строение вещества. [Текст] / М.М. Сушинский // - «Наука», М.1981.

6. Ахманов, С.А. Оптика фемтосекундных импульсов. [Текст]/ С.А. Ахманов, В.А.Вислоух, А.С. Чиркин // - «Наука», М. 1988.

7. Tam A.C. // Appl.Phys.Lett. - 1984. - V.45. - P.510.

8. Вислоух В.А. // УФН. - 1982.- Т.136. - С.539.

9. Лазерная спектроскопия атомов и молекул. Под ред. С.Шапиро. [Текст] / Москва. 1979.

10. Могильницкий Б.С. Импульсная интерферометрия: возможности и их реализация. [Текст] / Б.С. Могильницкий // Материалы X международной конференции «Актуальные проблемы электронного приборостроения, АПЭП-2010».— Новосибирск, 2010. Сб.тр.-Т.10 - С.60-64.

11. Беспалов В.Г., Ефимов Ю.Н., Стаселько Д.И. Спектрально-временной анализ переходных процессов в интерферометре Фабри-Перо [Текст] // Оптика и спектроскопия.- 2001.- Т.90,- №4,-С.900-698.

12. Могильницкий Б.С. Измерение некоторых параметров сверхкоротких лазерных импульсов. [Текст] / Б.С. Могильницкий // Сб. материалов международного научного конгресса «ГЕО-Сибирь-2010»— Новосибирск: СГГА, - 2010 – Т.5, Ч.2.- С.143-146.

© Б.С. Могильницкий, Г.В. Шувалов, 2011

УДК 528.71:528.8

А.А. Горбылев, Д.А. Гривастов

СГГА, ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ИНТЕГРИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ПРОЦЕССОМ ПЕРЕДАЧИ ЕДИНИЦЫ ТЕМПЕРАТУРЫ

В данной статье рассказывается о составе и принципе работы интегрированной системы управления, применяемой на вторичном эталоне температуры в ФГУП «СНИИМ».

A.A. Gorbylev, D.A. Grivastov

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRIM) 4 Dimitrova,
Novosibirsk, 630004, Russian Federation; Siberian State Academy of Geodesy
(SSGA) 10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

INTAGRATED MANAGEMENT SYSTEM TRANSFERRING PROCESS VALUE OF TEMPERATURE

This article describes the composition and working principles of integrated management system used in the secondary temperature standard in the Federal State Unitary Enterprise «SSRIM».

Существует несколько направлений, в которых происходит развитие систем управления объектами и процессами. Некоторые из этих направлений стали доминирующими в определённых областях. Так, выпускается большое количество электронных регуляторов на основе микропроцессоров (микроконтроллеров), автономно выполняющих задачи регулирования и прочно занявшие нишу управления промышленными технологическими процессами с небольшим количеством параметров и несложными законами управления. Для управления сложными процессами в рамках агрегатов или даже целых предприятий в настоящее время практически всегда используются системы управления типа SCADA, обладающие значительной вычислительной мощностью. Промежуток между этими крайними направлениями плотно заполнен системами управления с разными пропорциями узкой специализации, характерной для автономного микропроцессорного регулятора, а также масштабируемости и гибкости настройки, характерных для систем SCADA.

Рассматривая область управления установками для воспроизведения реперных точек температурной шкалы и процессами измерений, выполняемых на вторичных эталонах единицы температуры, можно отметить, что по совокупности экономических факторов и требуемой эффективности системы управления оптимальный выбор решения находится где-то посередине: бюджет хозрасчётного научно-исследовательского метрологического института не позволяет провести

внедрение, не говоря уже о собственной разработке, «полновесной» системы SCADA, а возможности недорогих микропроцессорных регуляторов и программируемых логических контроллеров (ПЛК) оказываются недостаточными для решения поставленных задач.

Прототип используемой в настоящий момент ФГУП «СНИИМ» системы управления вторичным эталоном температуры был создан более четырёх лет назад. С тех пор было выпущено несколько реализаций, опыт внедрения которых позволял глубже вникать в тонкости взаимодействия программно-аппаратных компонентов в реальном времени и посредством этого совершенствовать функциональные характеристики системы.

В основе системы управления, структура которой приведена на рис. 1, лежит клиент-серверная архитектура программного обеспечения. Выбор архитектуры продиктован необходимостью решения задачи управления в реальном времени. Центральное место в архитектуре занимает программный компонент – сервер, единственной задачей которого является немедленное обеспечение требуемой информацией других программных компонентов – клиентов. Сервер представляет из себя мини-программу, работающую как простой конечный автомат с двумя функциями – сохранения переданной информации во внутренних буферах и передачи сохранённой информации по запросу. Перед сохранением сервер добавляет к полученной информации метку системного времени, так что клиент, получив от сервера ответ на свой запрос, имеет представление об актуальности полученной информации. Некоторые из буферов выделены для того, чтобы хранить результаты измерений и расчётов, другие – чтобы транслировать внутри системы команды управления.

Программные компоненты-клиенты можно разделить на три основных класса – драйверы блокирующих устройств, фоновые и интерактивные компоненты.

Драйверы блокирующих устройств обеспечивают взаимодействие и обмен информацией с аппаратными устройствами системы, требующими неопределённого времени ожидания поступления от них данных. До получения информации от аппаратного устройства такой драйвер находится в состоянии ожидания, а при получении немедленно передаёт её серверу. В системе к таким драйверам относятся драйвер измерителя температуры и драйвер нановольтмикроомметра.

Фоновые компоненты с заданной периодичностью (1..5 с в зависимости от задачи, решаемой компонентом) опрашивают сервер и, при обнаружении поступления новой информации, считывают её с сервера, производят обработку, а затем отправляют результаты обработки обратно серверу. Так работает, например, программный регулятор температуры. Этот компонент считывает из сервера результаты измерений и установки температуры, вычисляет в соответствии с заданным алгоритмом величину выходного воздействия, а затем передаёт результаты вычислений серверу, чтобы другой программный компонент – драйвер цифроаналогового преобразователя (ЦАП), считал их и сформировал посредством усилителей мощности соответствующее воздействие на исполнительный элемент – нагреватель

печи. Кроме регулятора температуры к фоновым компонентам относятся генератор графики, драйвер ЦАП и драйвер коммутатора измерительных сигналов (КИС), а также частично веб-интерфейс, поскольку его управляющий сценарий содержит код, обеспечивающий автоматическое периодическое обновление данных и графиков на экране пользователя.

Интерактивные компоненты находятся в состоянии блокирующего ожидания команды оператора, после получения которой передают связанную с командой информацию серверу. Единственный интерактивный компонент системы – веб-интерфейс.

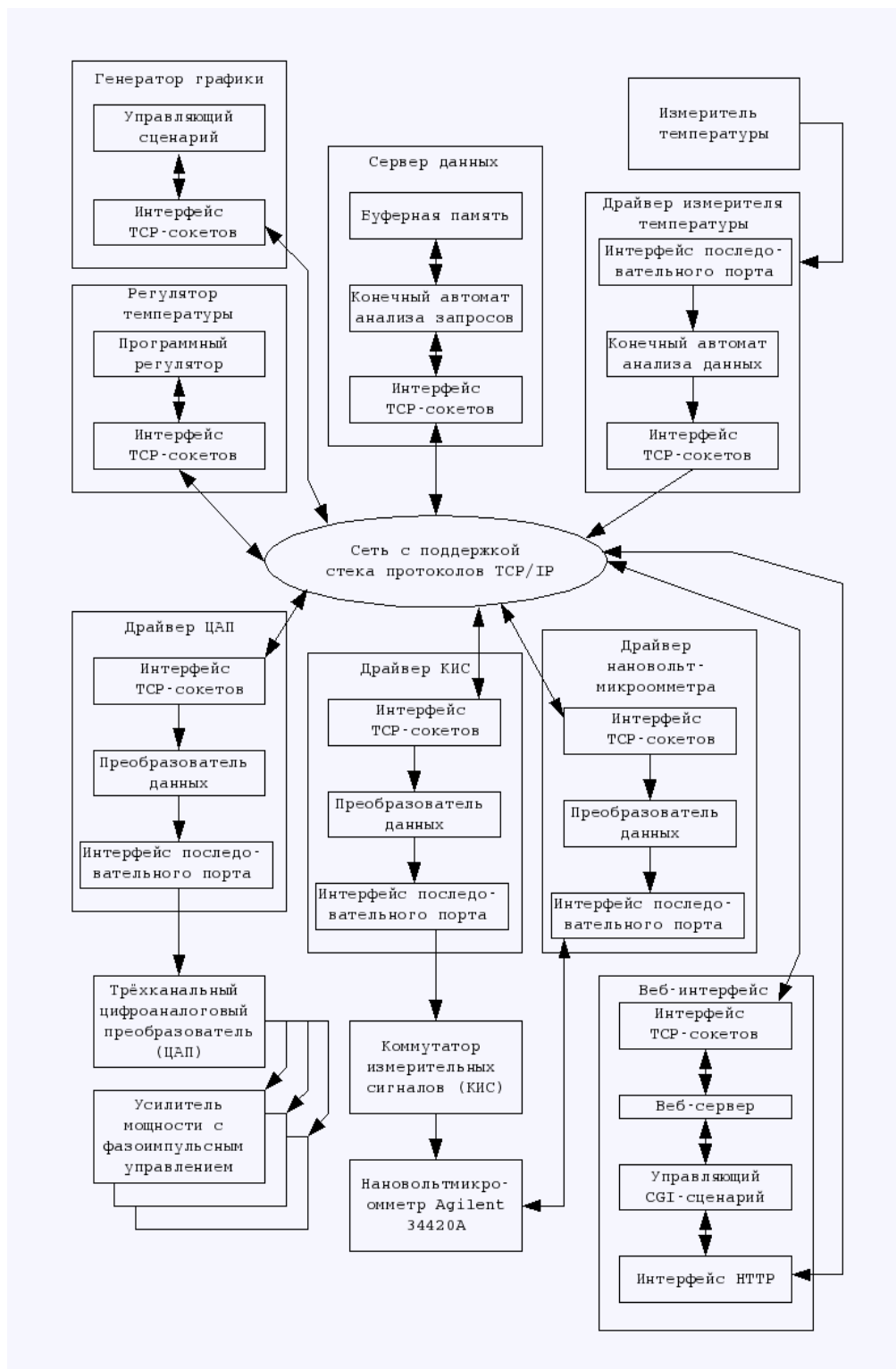


Рис. 1. Программно-аппаратная структура системы

Декомпозиция решаемой задачи на простейшие подзадачи и выделение для каждой из подзадач отдельного программного компонента повышает надёжность и живучесть системы управления. При таком подходе упрощены отладка и тестирование, а масштабирование осуществляется просто путём запуска дополнительных программных компонентов. Например, при включении в работу новой установки необходимо запустить с заданными параметрами аппаратных портов драйвер измерителя температуры, драйвер ЦАП и регулятор

температуры, после чего обновить конфигурацию генератора графики, чтобы обеспечить корректное формирование графиков температуры в печи через веб-интерфейс.

Рассмотрим подробнее аппаратный состав интегрированной системы управления. Установки для реализации реперных точек температурной шкалы - «Индий», «Олово», «Цинк» и «Алюминий» представляют собой трёхзонные печи, в которые помещены ампулы с чистыми металлами. Питание нагревателей печей осуществляется посредством трёхканальных блоков усилителей мощности с фазоимпульсным управлением. Сигналы управления усилителями мощности формируются программно-управляемыми ЦАП. Обратная связь обеспечивается шестью датчиками температуры, три из которых контролируют температуру нагревателей, два измеряют градиент температуры по высоте ампулы с металлом, а один – контрольный – помещается непосредственно в канал ампулы. По его показаниям поддерживается необходимый режим работы установки в соответствии с текущим этапом процесса воспроизведения реперной точки температурной шкалы - нагрев, плавление, перегрев или затвердевание металла в ампуле. После получения плато затвердевания этот датчик удаляется из канала ампулы для того, чтобы можно было выполнять в нём градуировку эталонных термометров.

Сигналы датчиков температуры, размещённых в печах установок, измеряются двенадцатиканальными измерителями температуры на основе прецизионного измерителя «Термоизмеритель ТМ-12» (один измеритель - на две установки).

Сигналы эталонных термометров коммутируются при помощи КИС, который имеет восемь каналов для сигналов сопротивления с четырёхпроводной схемой измерений и четыре канала для сигналов ЭДС. Из восьми каналов для сигналов сопротивления четыре предназначены для подключения градуируемых термометров сопротивления, четыре – для подключения эталонных мер сопротивления. Эталонные меры сопротивления термостатированы в суховоздушном термостате при температуре $(20 \pm 0,1)^\circ\text{C}$. При измерении сигналов сопротивления КИС обеспечивает переключение направления измерительного тока.

Сигнал с выхода КИС поступает на вход нановольтмикроомметра Agilent 34420A. Параллельно с нановольтмикроомметром для осуществления его периодической калибровки подключен компаратор напряжений P3017.

Программные компоненты системы функционируют под управлением операционной системы Linux на выделенной ЭВМ или кластере ЭВМ, включенных в локальную компьютерную сеть. Доступ оператора установок и других пользователей возможен с любой ЭВМ, включенной в ту же локальную сеть или через прокси-сервер из сети Интернет. Количество одновременно подключившихся пользователей практически не влияет на функционирование системы управления, поскольку доля веб-интерфейса в информационном обмене между программными компонентами крайне невелика.

УДК 528.71:528.8

Д.П. Троценко, В.Я. Черепанов, В.А. Ямшанов
СГГА, ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТЕРМОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ ДЛЯ ВОСПРОИЗВЕДЕНИЯ И ПЕРЕДАЧИ ЕДИНИЦЫ ПЛОТНОСТИ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА

В статье рассмотрена возможность использования термомагнитного эффекта Нернста–Эттингсгаузена для создания эталонов единицы плотности теплового потока. Представлены результаты исследования материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Описан принцип работы установок для воспроизведения и передачи единицы плотности теплового потока.

D.P. Trotsenko, V.Ya. Cherepanov, V.A. Yamshanov

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA), 10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation, Siberian Scientifically Research Institute of Metrology (SSRIM), 4 Dimitrova Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

PERSPECTIVE APPLICATION OF THERMOMAGNETIC PHENOMENON FOR RECREATION AND TRANSFER UNIT OF HEAT FLUX

The article is considered the use of thermomagnetic Nernst-Ettingshausen effect to create standards of the unit of density of the heat flow. The results of research material $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ are submitted. The principle of work installations is described for reproduction and transfer of units of density of the heat flow.

В ФГУП «СНИИМ» выполнена работа по исследованию термомагнитных явлений с целью определения возможности их применения для совершенствования эталонов и методов передачи единицы поверхностной плотности теплового потока.

Наибольший интерес для решения поставленной задачи представляют термомагнитные эффекты явлений Нернста–Эттингсгаузена и Риги-Ледюка [1], устанавливающие взаимосвязь плотности теплового потока в проводниках и полупроводниках с электрическими и магнитными величинами (постоянным электрическим напряжением и магнитной индукцией), которые можно стабилизировать и измерять с высокой точностью. При этом неизменность характеристик преобразования, например, плотности теплового потока в электрический сигнал при постоянном значении магнитной индукции, определяется высокой стабильностью состава и свойств чистых металлов и полупроводников, используемых в качестве измерительных преобразователей.

Эффект Нернста–Эттингсгаузена был открыт в 1886 г. немецким физиком В. Нернстом и экспериментально подтверждён австрийским физиком А.

Эттингсгаузен в 1887 г. В твердом проводнике, в котором создан градиент температуры $\Delta T/\Delta x$ и перпендикулярно ему приложено магнитное поле с индукцией B , возникает электрическое напряжение E в двух направлениях – параллельно градиенту температуры и перпендикулярно ему (но в обоих случаях перпендикулярно магнитному полю):

$$E = QB(\Delta T/\Delta x), \quad (1)$$

где Q – коэффициент Нернста.

Эффект Риги-Ледюка был открыт в 1887 г. итальянским физиком А. Риги и французским физиком С. Ледюком. В твердом проводнике, в котором создан в определенном направлении градиент температур $\Delta T/\Delta x$ и перпендикулярно ему приложено магнитное поле с индукцией B , возникает вторичный градиент температур $\Delta T/\Delta y$ в направлении, перпендикулярном $\Delta T/\Delta x$, и направлению магнитного поля:

$$\Delta T/\Delta y = SB(\Delta T/\Delta x), \quad (2)$$

где S – коэффициент Риги-Ледюка.

Были проведены исследования образцов из разных материалов: никеля, меди, титана, нержавеющей стали, КРТ-полупроводниковых структур (кадмий-ртуть-теллур $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$).

Полученные значения коэффициентов преобразования для термомагнитных преобразователей теплового потока для меди и никеля требуют использования высокочувствительных средств измерений постоянного напряжения (на уровне одной десятой и даже сотой доли милливольт). Поэтому были проведены исследования постоянной Нернста в металлах и сплавах со значениями теплопроводности менее 15 Вт/(м·К) (титан и его сплавы, нержавеющая сталь), в которых можно получить значительные градиенты температуры. Однако выполненные на низкотеплопроводных образцах измерения также привели к неудовлетворительно малым значениям электрического сигнала на чувствительном элементе (образце), составляющим несколько милливольт. Поэтому дальнейшие исследования были направлены на использование в качестве чувствительных элементов полупроводниковых гетероструктур – КРТ. В работе исследовался чувствительный элемент в виде образца размером 20×5×0,015 мм с толщиной рабочего слоя КРТ 6,5 мкм.

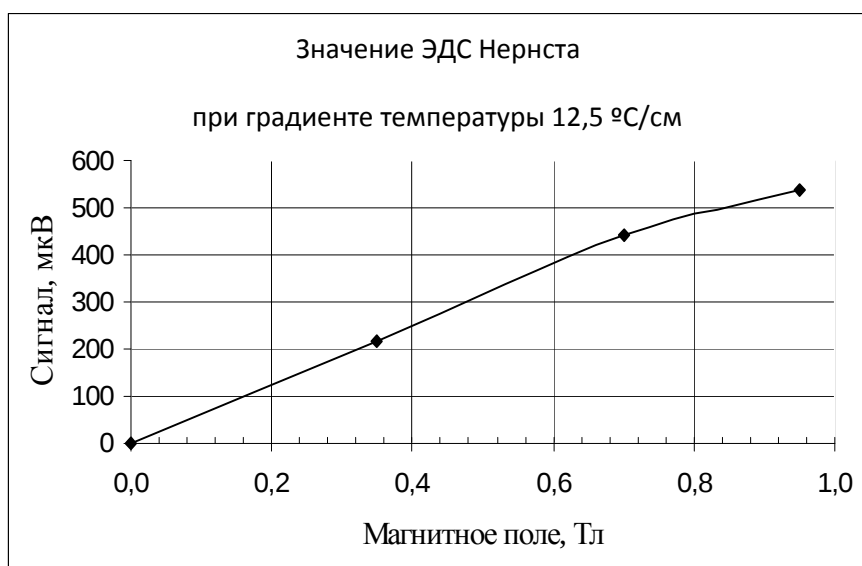


Рис. 1. Зависимость ЭДС Нернста от магнитной индукции для КРТ-структуры

Согласно формуле (1) на значение ЭДС Нернста оказывают влияние две величины: градиент температуры и магнитная индукция. Изменение сразу двух величин не целесообразно, так как трудно выделить влияющую величину. Поэтому в экспериментах в качестве фиксированного параметра был выбран градиент температуры. Исследования были проведены при следующих значениях градиента температуры: $0,3\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{см}$; $4\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{см}$; $12,5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{см}$.

В качестве примера на рисунке 1 приведена зависимость ЭДС Нернста от значений магнитной индукции при градиенте температуры $12,5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{см}$.

Видно, что значение сигнала, вызванного эффектом Нернста–Эттингсгаузена, достигает $0,5\text{ мВ}$, что вполне достаточно для его надежных и высокоточных измерений. Зависимость от значений индукции магнитного поля близка к линейной. Чувствительность к изменению перепада температуры на образце, а, следовательно, и теплового потока составляет около $20\text{ мкВ}/^{\circ}\text{C}$, или 4% , при изменении перепада температуры на $1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Это позволяет обеспечить чувствительность термомагнитных преобразователей на основе КРТ-гетероструктур к изменению плотности теплового потока (при разрешении измерителя постоянного напряжения в $0,1\text{ мкВ}$) на уровне около $0,02\%$.

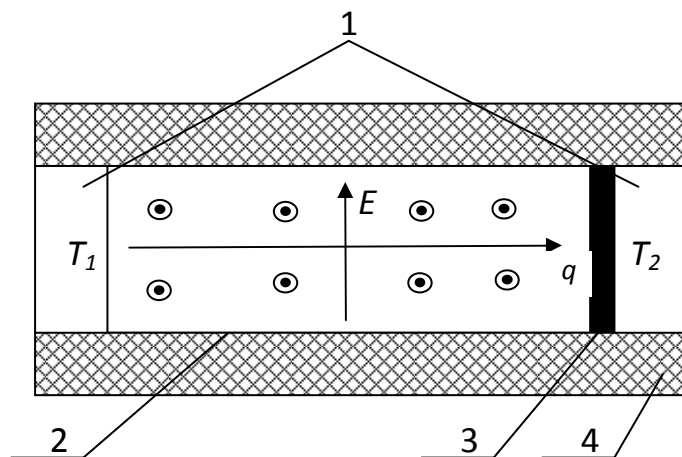
Таким образом, полученные результаты исследований образца КРТ-гетероструктуры показывают, что этот полупроводниковый материал может быть использован в качестве чувствительного элемента в термомагнитных преобразователях теплового потока.

Термомагнитные преобразователи теплового потока могут выполнять две функции в поверочной схеме для средств измерений поверхностной плотности теплового потока:

- В составе теплотрической установки в качестве эталонного средства воспроизведения и передачи единицы плотности теплового потока;
- В качестве компаратора при передаче единицы плотности теплового потока.

При использовании термомагнитного преобразователя в качестве эталонного источника теплового потока (рис. 2) в составе теплотрической установки проводят следующие операции: устанавливают эталонный ДТП последовательно с чувствительным элементом (относительно теплового потока); регулировкой температуры T_1 и T_2 тепловодов задают калибровочное значение плотности q теплового потока (по показанию эталонного ДТП); измеряют ЭДС Нернста E ; аналогично определяют ЭДС при других значениях плотности теплового потока и строят зависимость $E = f(q)$.

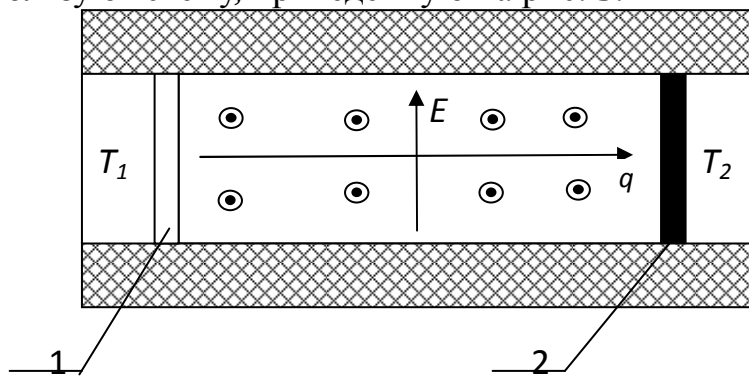
Полученная таким образом зависимость ЭДС Нернста от плотности теплового потока будет являться градуировочной зависимостью термомагнитного датчика, с помощью которого значение единицы плотности теплового потока можно передать поверяемым средствам измерений. Для этого в тепловую цепь последовательно с чувствительным элементом датчика устанавливают поверяемый датчик. Затем, задавая значения плотности теплового потока, соответствующие предварительно полученной зависимости, получают искомую зависимость сигнала поверяемого датчика от задаваемых значений плотности теплового потока.



1 – тепловоды; 2 – чувствительный элемент; 3 – эталонный или поверяемый ДТП; 4 – теплоизоляция

Рис. 2. Схема воспроизведения и передачи единицы поверхностной плотности теплового потока

При использовании термомагнитного преобразователя в качестве компаратора используют схему, приведенную на рис. 3.



1 – эталонный ДТП; 2 – поверяемый ДТП

Рис. 3. Схема термомагнитного компаратора теплового потока

В этом случае тепловой поток, задаваемый в преобразователе, проходит одновременно через поверяемый и эталонный датчики. Сравнение их сигналов позволяет определить метрологические характеристики (коэффициент преобразования) поверяемого датчика. При этом эталонный датчик может находиться при постоянной температуре, а температуру поверяемого датчика можно варьировать, определяя тем самым температурную зависимость его коэффициента преобразования.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Физические величины. Справочник [Текст] // И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. — 1232 с.

© Д.П. Троценко, В.Я. Черепанов, В.А. Ямшанов, 2011

УДК 681.1:006

А.Д. Зонова, В.Я. Черепанов

СГГА, ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В СИСТЕМАХ ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ

В статье приведены результаты экспериментальных исследований неразрушающего теплотрического метода измерений расхода теплоносителя и тепловой мощности, выделяемой им в системах теплоснабжения. Метод основан на использовании накладных датчиков температуры и теплового потока.

A.D. Zonova, V.Ya. Cherepanov

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRIM) 4 Dimitrova,
Novosibirsk, 630004, Russian Federation; Siberian State Academy of Geodesy
(SSGA) 10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

RESEARCH OF HEAT MEASUREMENTS METHOD OF A NON- DESTRUCTION CHECKING OF HEAT CARRIER PARAMETERS IN HEAT SUPPLY SYSTEMS

In article are given the results of the experimental researches of a non-destruction heat measurements method of the heat-carrier consumption and heat power, selected by them in heat supply systems. The method is based on use of additional sensors of the temperature and the heat flow.

В настоящее время учёт эффективности теплоснабжения в зданиях и сооружениях осуществляется с помощью теплоизмерительных приборов и систем. Использование этих средств измерений предусматривает определение параметров теплоносителя – расхода, температуры, тепловой мощности и энергии с помощью стационарных измерительных преобразователей (датчиков), как правило, встроенных в трубопроводы систем теплоснабжения. Предложенный в [1] теплотрический метод измерений тепловой мощности и расхода также предполагает «врезку» используемых при реализации метода датчиков в трубопровод.

В данной статье приводятся результаты исследования теплотрического метода, основанного на использовании накладных датчиков разности температуры и теплового потока (ДТП) [2, 3]. Эффективность работы, например, отопительного прибора (ОП), определяется путём измерений теплового потока и разности температуры на расходомерном участке, представляющим собой участок трубопровода, а также измерений разности

температуры на входе и выходе ОП. При реализации такого метода датчики закрепляют на поверхности трубопроводов. При этом не требуется нарушать целостность отопительной системы. За счёт этого обеспечиваются неразрушающие измерения параметров теплоносителя.

Мощность P_G , выделяемую отопительной системой на расходомерном участке трубопровода, подводящего теплоноситель к отопительному прибору, и мощность P_x , выделяемую ОП, определяют по формулам

$$P_G = K_S G \Delta t, \quad (1)$$

$$P_x = K_S G \Delta T, \quad (2)$$

где K_S – коэффициент, учитывающий калорические свойства теплоносителя (для воды его часто называют коэффициентом Штука) и зависящий от давления и температуры теплоносителя; G – массовый расход теплоносителя; Δt – разность температуры на расходомерном участке; ΔT – разность температуры на ОП.

Расход теплоносителя, как следует из (1), определяют по формуле

$$G = \frac{P_G}{K_S \Delta t}. \quad (3)$$

Значение P_G определяют путём измерений теплового потока на поверхности расходомерного участка с помощью накладных ДТП.

Измеряя электрический сигнал ДТП, можно рассчитать искомое значение P_G по формуле

$$P_G = K E F, \quad (4)$$

где K – коэффициент преобразования ДТП, Вт/(м²·мВ); E – электрический сигнал датчика; F – площадь поверхности расходомерного участка.

Подставляя значение расхода G в формулу (2), получаем искомое значение мощности, выделяемой ОП,

$$P_x = \frac{P_G \Delta T}{\Delta t}. \quad (5)$$

Свойства реального теплоносителя могут отличаться от свойств дистиллированной воды, которые принято учитывать коэффициентом Штука K_S . Однако в теплотрическом методе этот коэффициент не участвует при расчёте мощности, выделяемой ОП. Поэтому данный метод пригоден для любых теплоносителей и не требует знания их свойств.

Разности температуры, измеряемые термоэлектрическими датчиками, рассчитывают по формулам

$$\Delta T = \frac{\Delta E}{n_1 S_1}, \quad (6)$$

$$\Delta t = \frac{\Delta e}{n_2 S_2}, \quad (7)$$

где ΔE и Δe – значения электрических сигналов (термо-э.д.с.) датчиков, расположенных на расходомерном участке и ОП соответственно; n_1, n_2 – общее число пар спаев дифференциальных термопар в датчиках; S_1, S_2 – чувствительность термопар.

Подставляя выражения (4), (6) и (7) в формулу (5), получаем

$$P_x = \frac{K E F \Delta E n_2 S_2}{n_1 S_1 \Delta e}. \quad (8)$$

При условии, что $n_1 = n_2$, $S_1 = S_2$, получают уравнение измерений тепловой мощности, выделяемой теплоносителем на поверхности ОП,

$$P_x = \frac{K E F \Delta E}{\Delta e}. \quad (9)$$

На рис. 1 приведена принципиальная схема расходометрической установки, которая использовалась для экспериментальных исследований предлагаемого метода. Установка состоит из электронасоса 2 с блоком управления расходом 1, регулятора 3 температуры теплоносителя с контрольным датчиком температуры 5 и электронагревателем 4, расходомерного участка с накладными датчиками разности температуры 8 и теплового потока 9, эталонных термопреобразователей 6 и эталонного расходомера 14 с манометром 13 и измерителя температуры 7, а также из отопительного прибора 10, переключателя 11, милливольтметра 12 и вентиля 15 для регулирования расхода теплоносителя.

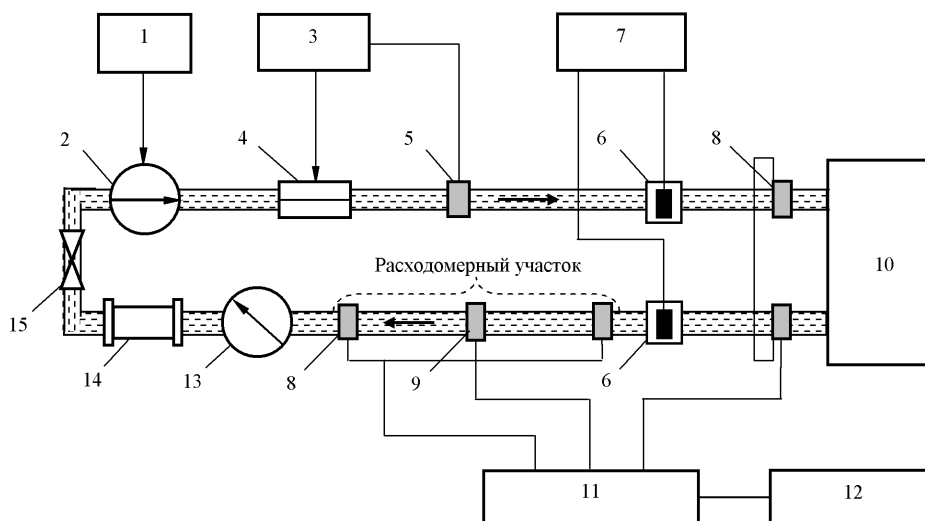


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки

Электронасос 2 с помощью блока управления расходом 1 обеспечивает циркуляцию теплоносителя в измерительном контуре. Температура теплоносителя задаётся и поддерживается постоянной с помощью регулятора 3 путём изменения мощности электронагревателя 4. Эталонные термопреобразователи 6 с измерителем температуры 7 обеспечивают точное измерение температуры теплоносителя, а эталонный расходомер 14 обеспечивает точное измерение расхода.

Работа на установке начинается с монтажа накладных датчиков разности температур и теплового потока. Затем включается электронасос 2 и регулировкой блока управления 1 задаётся необходимый расход нагревающей жидкости в контуре, определяемый по показаниям эталонного расходомера 14. Значение температуры теплоносителя задаётся по показаниям термометра 5 с помощью регулятора 3 путём изменения мощности нагревателя 4.

На рис. 2 приведены результаты предварительных исследований зависимости разностей температур на расходомерном участке и на входе и выходе ОП, плотности теплового потока, мощности и расхода от заданной температуры теплоносителя и при трёх значениях его расхода.

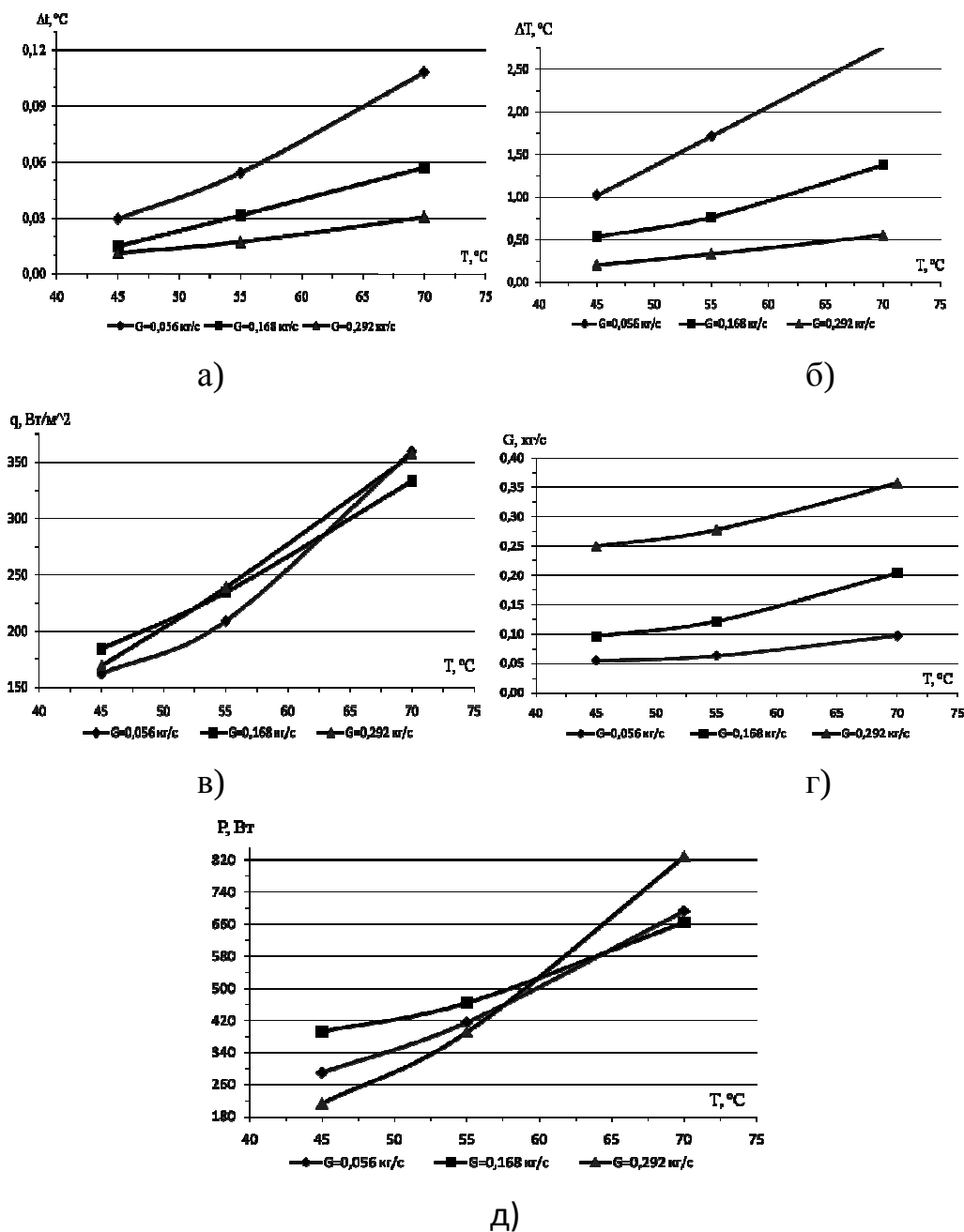


Рис. 2. Зависимости разности температуры на расходомерном участке (а); разности температуры на входе и выходе ОП (б); плотности теплового потока q (в); расхода G (г) и мощности P (д) от температуры теплоносителя

Анализ полученных данных подтверждает работоспособность метода и реализующего его измерительного устройства. Однако значительные расхождения результатов измерений расхода, превышающие 10 %, полученных с помощью накладных датчиков и рассчитанных по показаниям эталонных датчиков, приводят к большим погрешностям определения тепловой мощности. Основной причиной такого расхождения при измерениях расхода, по-видимому, является, прежде всего, погрешность измерений малой разности температуры на расходомерном участке. Возможность повышения точности этих измерений является первоочередной задачей дальнейших исследований. Кроме этого, требуют дополнительного изучения причины зависимости расхода от температуры, приведённой на рис. 2, з.

В целом исследования показали, что разработанный метод позволяет определять эффективность работы отопительной системы по измеренным параметрам теплоносителя и, в частности, работоспособности отопительных приборов без нарушений рабочего режима и целостности системы теплоснабжения.

Это открывает перспективы использования метода для решения многих задач в сфере рационального использования теплоэнергетических ресурсов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Патент № 2124188 Российская Федерация. Теплосчётчик-расходомер [Текст] / С.С. Баталов, В.Я. Черепанов // Опубл. 1998, Бюл. № 36. RU 2124188 C1, 6 G 01 K 17/10, G 01 F 1/68, 1998.
2. Зонова, А.Д., Черепанов, В.Я. Исследование неразрушающего метода измерений тепловой мощности отопительных приборов [Текст] / А.Д. Зонова, В.Я. Черепанов // ГЕО-Сибирь-2010. – Т. 5. Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии. Ч. 2: сб.матер. VI Международного научного конгресса «ГЕО-Сибирь-2010», 19-29 апреля 2010 г. – Новосибирск: СГГА, 2010. – С.124-129.
3. ГОСТ 30619-98. Энергосбережение. Преобразователи теплового потока термоэлектрические общего назначения. Общие технические условия. – Введ. 2006 – 01 – 01. – Киев: Госстандарт Украины, 2000. – 21 с.

© А.Д. Зонова, В.Я. Черепанов, 2011

УДК 528.71:528.8

В.Ю. Кондаков, В.С. Крылов

СГГА, ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

АНАЛИЗ МЕТОДОВ РАСЧЕТА ПОТЕРЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ, ПРИМЕНЯЕМЫХ НА ОПТОВОМ РЫНКЕ ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ

В статье рассматривается численный эксперимент по сравнению методов расчета потерь электрической энергии. Приводятся результаты эксперимента и анализ выявленных методических погрешностей.

V.Ju. Kondakov, V.S. Krulov

Siberian Scientific-Research Institute of Metrology (SSRIM) 4 Dimitrova,
Novosibirsk, 630004, Russian Federation; Siberian State Academy of Geodesy
(SSGA) 10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

ANALYSIS METHOD OF CALCULATION INDEMNITY ELECTRICAL ENERGY IN SERVICE WHOLESALE MARKET ELECTRIC POWER

In article is considered numerical experiment for comparisons method of calculation indemnity electrical energy. Results of experiment and analysis methodical error introduce in conclusion.

В статье рассматриваются нагрузочные потери электрической энергии, которые происходят в силовых элементах электрических сетей при передаче через них электрической энергии. Согласно документу «Методика расчета технологических потерь электроэнергии при ее передаче по электрическим сетям в базовом периоде», утвержденной Приказом Минэнерго России №326 от 30 декабря 2008 г. самым достоверным методом является метод оперативных расчетов.

В соответствии с этим методом нагрузочные потери электрической энергии рассчитывают по формуле:

$$\Delta W_{н\ j} = 3 \cdot R \cdot \sum_{j=1}^M (I_j^2 \cdot \Delta t_j) \cdot 10^{-3} = R \cdot \sum_{j=1}^M \left(\frac{P_j^2 + Q_j^2}{U_j^2} \cdot \Delta t_j \right) \cdot 10^{-3}, \text{ кВт} \cdot \text{ч}, \quad (1)$$

где R – активное сопротивление силового элемента электрической сети, Ом;

I_j – токовая нагрузка силового элемента электрической сети, принимаемая на интервале времени Δt_j неизменной, А; P_j , Q_j – значения трехфазной активной и реактивной мощности силового элемента электрической сети, принимаемые на интервале времени Δt_j неизменными, кВт, квар, соответственно; U_j – значение линейного напряжения силового элемента электрической сети, принятое на интервале Δt_j неизменным, кВ; Δt_j – интервал времени, в течение

которого нагрузка элемента сети с сопротивлением R принимается неизменной; M – количество интервалов времени Δt_j в базовом периоде.

На оптовом рынке электрической энергии результатами измерений, передаваемыми автоматизированными информационно-измерительными системами коммерческого учета электроэнергии (АИИС КУЭ) во внешние системы, являются приращения электрической энергии, поэтому для дальнейшего анализа потери выразим через электрическую энергию:

$$\Delta W_{ij} = R \cdot \sum_{j=1}^M \left(\frac{W_{Aj}^2 + W_{Dj}^2}{\Delta t_j \cdot U_j^2} \right), \text{ Вт} \cdot \text{ч}, \quad (2)$$

где W_{Aj} – приращение активной электрической энергии на интервале Δt_j , кВт·ч;

W_{Dj} – приращение реактивной электрической энергии на интервале Δt_j , квар·ч.

Очень часто встречаются ситуации, когда расчет потерь необходимо выполнить при условии реверсивного направления передачи электрической энергии через силовой элемент. Например, такая ситуация возникает при расчетах потерь в линии электропередач отходящих от узловой (транзитной) подстанции. Цифровые счетчики имеют возможность измерять активную и реактивную электроэнергию как поступающую в сеть или отдаваемую из сети. Условно направления передачи электрической энергии названы «прием» и «отдача».

Один из методов расчета нагрузочных потерь электрической энергии основывается на вычислении потерь отдельно для направления прием и для направления отдачи (метод №1). При этом, для расчета потерь на прием используются приращения активной и реактивной электроэнергии в сторону прием, а для отдачи только в сторону отдачи. Метод излагается в формулах 3:

$$\begin{aligned} \Delta W_i^{\text{пр}} &= R \cdot \frac{W_{A\text{пр}}^2 + W_{D\text{пр}}^2}{T \cdot U^2}, \text{ Вт} \cdot \text{ч}, \\ \Delta W_i^{\text{от}} &= R \cdot \frac{W_{A\text{от}}^2 + W_{D\text{от}}^2}{T \cdot U^2}, \text{ Вт} \cdot \text{ч}, \\ \Delta W_i &= R \cdot \frac{W_{A\text{пр}}^2 + W_{D\text{пр}}^2}{T \cdot U^2} + R \cdot \frac{W_{A\text{от}}^2 + W_{D\text{от}}^2}{T \cdot U^2}, \text{ Вт} \cdot \text{ч}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $W_{A\text{пр}}$ – приращение активной электрической энергии на получасовом интервале в направлении прием, кВт·ч; $W_{D\text{пр}}$ – приращение реактивной электрической энергии на получасовом интервале в направлении прием, кВт·ч; $W_{A\text{от}}$ – приращение активной электрической энергии на получасовом интервале в направлении отдачи, кВт·ч; $W_{D\text{от}}$ – приращение реактивной электрической энергии на получасовом интервале в направлении отдачи, кВт·ч; T – временной интервал равный 0,5 часа.

Другим методом расчета нагрузочных потерь электрической энергии является метод без разделения на потери по направлениям прием и отдачи (метод 2). Потери электроэнергии подсчитанные таким методом относят к собственнику силового элемента электрической сети.

Для расчета используется следующая формула 4:

$$\Delta W_n = R \cdot \frac{(W_{\text{Апр}} + W_{\text{Аот}})^2 + (W_{\text{Рпр}} + W_{\text{Рот}})^2}{T \cdot U^2}, \text{ Вт} \cdot \text{ч}, \quad (4)$$

Численный эксперимент состоит в расчете нагрузочных потерь по двум методам. Исходными данными являются два временных интервала, на которых задается постоянное значение тока и коэффициента мощности, но изменяется направление передачи электроэнергии. В результате рассчитанные значения потерь по двум методам сравниваются с потерями, рассчитанными по методу оперативных расчетов, формула 2. Методическая погрешность оценивается в виде относительной разности потерь электроэнергии, рассчитанных по каждому методу, относительно потерь рассчитанных по методу оперативных расчетов.

Входные данные: длительность интервалов и значения токов задаются в относительном виде:

$$\begin{aligned} t_1 &= dt \cdot T; t_2 = (1 - dt) \cdot T; T = t_1 + t_2; 0 < dt < 1 \\ I_1 &= dI \cdot I; I_2 = (1 - dI) \cdot I; I = I_1 + I_2; 0 < dI < 1 \end{aligned} \quad (5)$$

где dt – доля интервала времени t_1 в суммарном интервале времени T , dI – доля тока, протекающего на интервале времени t_1 относительно суммарного максимального тока I .

Для каждого из двух интервалов задавались значения коэффициента мощности: $\cos\varphi_1$ и $\cos\varphi_2$. Эксперимент проводился для случая только активного потребления ($\cos\varphi_1 = \cos\varphi_2 = 1$) и для случая, изменяющегося характера потребления с реактивного на активный ($\cos\varphi_1 = 0,5$; $\cos\varphi_2 = 1$).

Из задаваемых токов, коэффициентов мощности и временных интервалов вычислялись приращения активной и реактивной электрической энергии. Затем по этим приращениям вычислялись потери электрической энергии на линии электропередачи, с сопротивлением 1 Ом.

Результатом эксперимента являются трехмерные графики зависимости относительной методической погрешности от изменения долей интервалов времени и долей токов. Графики представлены на рисунках 1 – 4.

На рисунке 1 изображена поверхность относительных погрешностей определения нагрузочных потерь по методу № 1, для случая, когда приращения реактивной энергии равны нулю.

На рисунке 2 изображена поверхность относительных погрешностей определения нагрузочных потерь по методу № 2, для случая, когда приращения реактивной энергии равны нулю.

На рисунке 3 изображена поверхность относительных погрешностей определения нагрузочных потерь по методу № 1, для случая, когда на одном из двух временных интервалов присутствует реактивная мощность при коэффициенте мощности, равном 0,5.

На рисунке 4 изображена поверхность относительных погрешностей определения нагрузочных потерь по методу № 2, для случая, когда на одном из двух временных интервалов присутствует реактивная мощность при коэффициенте мощности, равном 0,5.

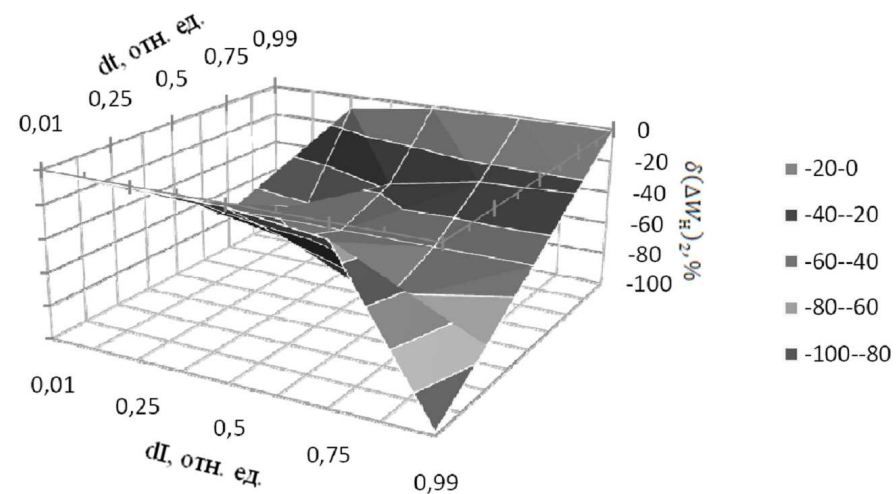


Рис. 1. Метод № 1, $\cos\varphi_1=\cos\varphi_2=1$

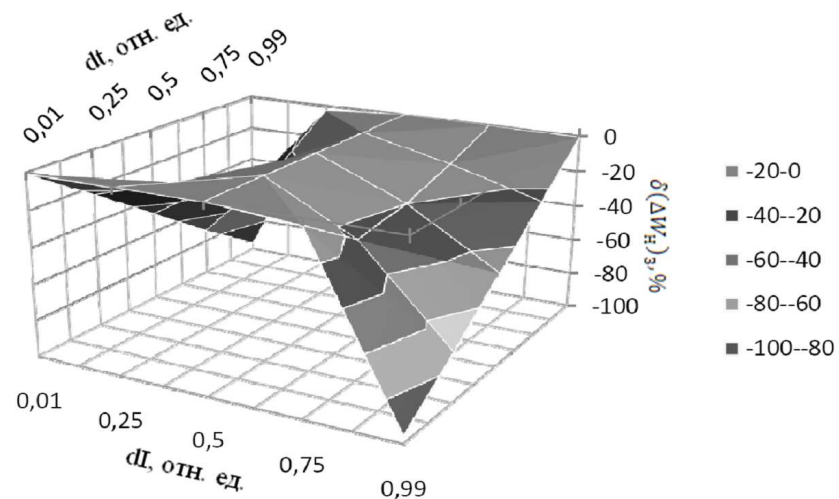


Рис. 2. Метод № 2, $\cos\varphi_1=\cos\varphi_2=1$

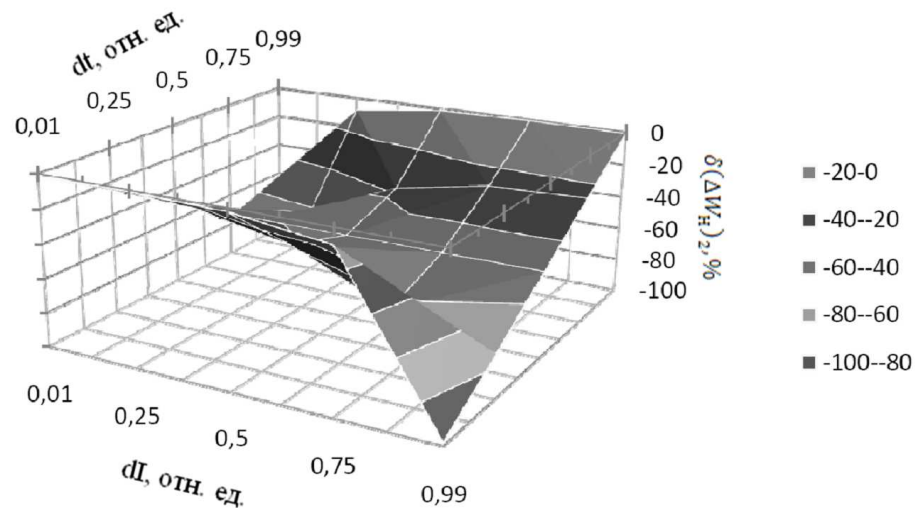


Рис. 3. Метод № 1, $\cos\varphi_1=0,5$; $\cos\varphi_2=1$

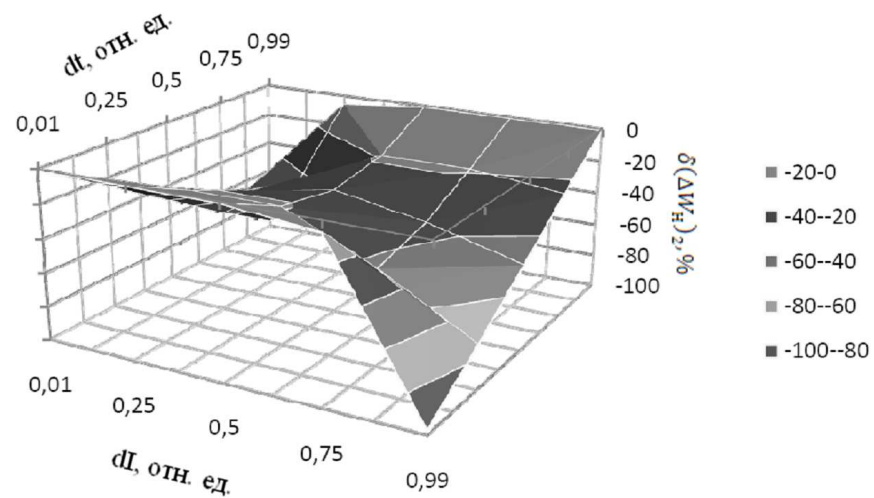


Рис. 4. Метод № 2, $\cos\varphi_1=0,5$; $\cos\varphi_2=1$

Из представленных результатов видно, что оба метода вносят методические погрешности, причем, всегда отрицательные, т. е. занижающие реальные значения потерь. Для случая активного потребления погрешность метода №1 близка к нулю только в областях dI близкой к 1 и dt больше 0,5 или dI близкой к 0 и dt меньше 0,5. Эти области обозначают случай, когда в одном из интервалов количество переданной электроэнергии в одну сторону намного больше, чем количество электроэнергии переданной в обратную сторону, и изменение тока несущественно. Т. е. случай близкий к постоянной передаче электроэнергии в одном направлении. Для метода №2 погрешность близка к нулю почти во всей области, кроме dI больше 0,75 и dt меньше 0,75 или для dI меньше 0,25 и dt больше 0,25. Эти области означают передачу намного большего количества электрической энергии в одном направлении по сравнению с электроэнергией в другом направлении.

Заниженные концы поверхностей, т. е. максимальная погрешность, около dI близкой к 1 для обоих методов, означает то, что кратковременные импульсы тока не могут быть обнаружены по данным методам.

Для случаев, когда в одном из интервалов резко сменился характер реактивной электроэнергии, вид поверхности относительной погрешности для метода №1 существенно не изменился. А для метода № 2 середина поверхности, в областях dI около 0,5 и dt около 0,5, снизилась ниже 20 %. Это возникло из-за того, что среднее значение коэффициента мощности стало сильно отличаться от его реальных значений на интервалах.

В методе №1 методическая погрешность возникает благодаря тому, что каждый из неизвестных интервалов времени t_1 и t_2 , заменяется их известной суммарной длительностью. В методе №2 методическая погрешность возникает благодаря тому, что значение среднего тока на интервале T , отличается от реальных значений тока на интервале t_1 и t_2 .

Выводы: метод №2 вносит существенно меньшую методическую погрешность в связи с чем, его применение выглядит более предпочтительным, в то же время для дальнейшего уменьшения методической погрешности выглядит целесообразным умножение величины потерь на коэффициент формы, величина которого обеспечивает минимальное среднее значение методической погрешности для всех соотношений токов и длительностей интервалов времени.

© В.Ю. Кондаков, В.С. Крылов, 2011

УДК 536.6

Н.А. Курбатова

СГГА, Новосибирск

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДАТЧИКОВ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫМ МЕТОДОМ

Разработана экспериментальная измерительная установка, позволяющая исследовать радиационно-конвективный метод. На установке проведены исследования температурной зависимости коэффициента преобразования датчиков теплового потока.

N.A. Kurbatova

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

RESEARCH OF TEMPERATURE DEPENDENCE FACTOR OF TRANSFORMATION OF HEAT FLUX SENSORS RADIATIONNO-CONVECTIVE METHOD

The experimental measuring installation allowing to investigate radiationno-convective method is developed. The researches are spent of temperature dependence factor of transformation of heat flux sensors.

Решение задач энергоэффективности и энергоресурсосбережения должно основываться на измерениях, пожалуй, на единственном способе получения объективной и достоверной информации о процессах и объектах. Для получения такой информации при учете тепла в системах теплоснабжения широко используются теплоизмерительные приборы и системы. Для количественной оценки утечек тепла в настоящее время все большее распространение получают измерители теплового потока, использующие в качестве первичных измерительных преобразователей накладные контактные датчики теплового потока [1], которые часто называют тепломерами. Основной характеристикой этих датчиков является коэффициент преобразования K , устанавливающий связь между плотностью q теплового потока, проходящего через датчик, и его электрическим сигналом (термо-э.д.с.) E :

$$K = q/E, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{мВ}). \quad (1)$$

Для установления этой связи используют поверочные теплотрические установки, в которых формируется тепловой поток известной плотности. В зависимости от способа создания теплового потока такие установки обычно делятся на кондуктивные, конвективные и радиационные [2].

Радиационный метод достаточно широко используют при поверке датчиков путем сравнения показаний поверяемых и эталонного датчиков при воздействии на них радиационного теплового потока одинаковой плотности [3]. При этом значения плотности потока определяют по сигналу эталонного датчика. Достоинство метода – возможность получения высоких значений плотности теплового потока, а также близость условий поверки к условиям эксплуатации датчиков при их размещении на поверхности объектов. Недостатком такого метода поверки являются возможность возникновения погрешностей, обусловленных неидентичностью геометрии и свойств поверяемых и эталонного датчиков, приводящая к неодинаковости взаимодействия теплового излучения с их поверхностью, а также необходимость наличия вакуума. Кроме этого для осуществления метода компарирования необходимо иметь эталонный датчик высокой точности.

При осуществлении абсолютного радиационного метода, не имеющего таких недостатков, необходимы излучатели теплового потока известной мощности, в качестве которых используют модели абсолютно черного тела (АЧТ). Чаще всего такие излучатели конструктивно выполняют в виде горизонтальной трубчатой печи, внутри которой помещается тепловой блок в виде стакана из материала с высокой теплопроводностью. Блок снабжают термометрическим каналом для размещения в нем эталонного датчика температуры. Нагретая полость стакана служит источником теплового излучения.

Условием близости свойств излучения такой полости к АЧТ является выполнение двух условий: малость площади ее выходного отверстия по отношению к площади полости излучателя (блока) и однородность температурного поля полости. Степень близости такого излучателя к свойствам АЧТ определяется коэффициентом черноты, который для реальных тел может изменяться в пределах $0 < \varepsilon < 1$. Значение этого коэффициента для моделей АЧТ находят расчетным путем на основании данных по геометрическим параметрам излучателя и однородности его температурного поля. Наиболее удачные конструкции АЧТ имеют расчетное значение ε более 0,99. Тепловой поток на выходе излучателя определяется при этом по закону Стефана-Больцмана.

Недостатком таких устройств является то, что учесть конвективную составляющую теплообмена невозможно. Поэтому необходимо наличие вакуума, что существенно усложняет конструкцию устройства.

Поэтому актуальной является задача создание тепловых излучателей с измеряемым, а не с расчетным значением создаваемого теплового потока, позволяющих проводить поверку в условиях атмосферы при наличии конвективного теплообмена [4].

Схема теплотметрической установки, реализующей радиационно-конвективный метод, представлена на рис. 1.

Устройство работает следующим образом. Калибруемый датчик 1 помещают в теплоизолирующее кольцо 3, расположенное на выходном отверстии излучателя 2. На внешнюю поверхность датчика устанавливают

термоэлектрическую батарею Пельтье 15, внешняя поверхность которой находится в тепловом контакте с сосудом 16, наполненным тающим льдом. Регулируя ток в термобатарее 15 источником 14, устанавливают по сигналу датчика 13, регистрируемому измерителем 4, необходимую температуру калибруемого датчика. К нагревателю теплового излучателя 5 подводят электрическую мощность P_u от источника питания 6, которую измеряют измерителем 7. С помощью регулятора 11 устанавливают мощность нагревателя 9 экрана 8, при которой эго температура становится равной температуре излучателя, что определяется по показаниям датчиков температуры 10 и 12. В этом случае подводимая к теплому излучателю 2 электрическая мощность P_u , преобразуясь в тепло, создает тепловой поток Q_0 на выходном отверстии излучателя, равный мощности P_u .

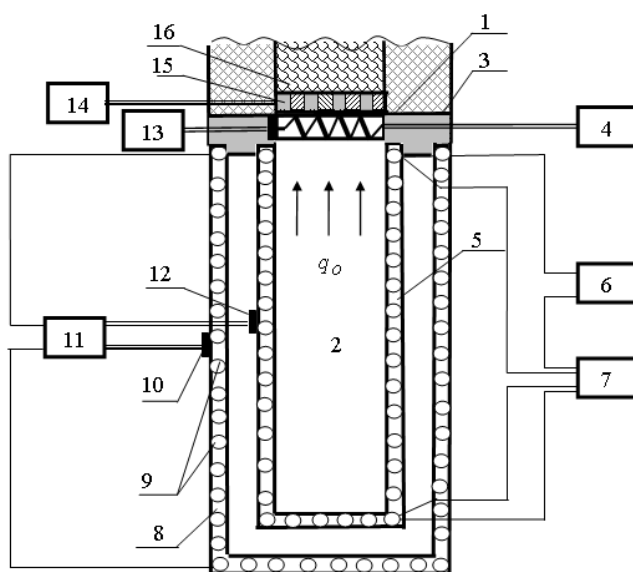


Рис. 1. Схема конвективно-радиационной теплотрической установки

Так как калибруемый датчик 1 расположен вблизи выходного отверстия излучателя и перекрывает его, то плотность теплового потока q_o , проходящего через датчик, определится соотношением

$$q_o = Q_o / F_o = P_n / F_o, \quad (2)$$

где F_o — площадь выходного отверстия излучателя.

Следовательно, измеряя мощность электрического нагревателя теплового излучателя, площадь его выходного отверстия, а также электрический сигнал E датчика, рассчитывают значение его коэффициента преобразования K по формуле:

$$K = P_n / F_o E. \quad (3)$$

Наличие тающего льда позволяет стабилизировать отвод тепла от термобатареи, что способствует стабилизации температурного режима всего устройства. Регулировка тока в термобатарее позволяет устанавливать различные значения температуры калибруемых датчиков. Благодаря этому

можно устанавливать зависимость коэффициента преобразования датчиков от их температуры.

На рис. 2 приведен график такой зависимости для термоэлектрического датчика теплового потока № 2117 с диаметром 27 мм при значениях плотности теплового потока около 1800 Вт/м^2 в наиболее используемом на практике диапазоне температуры от 0 до 40°C .

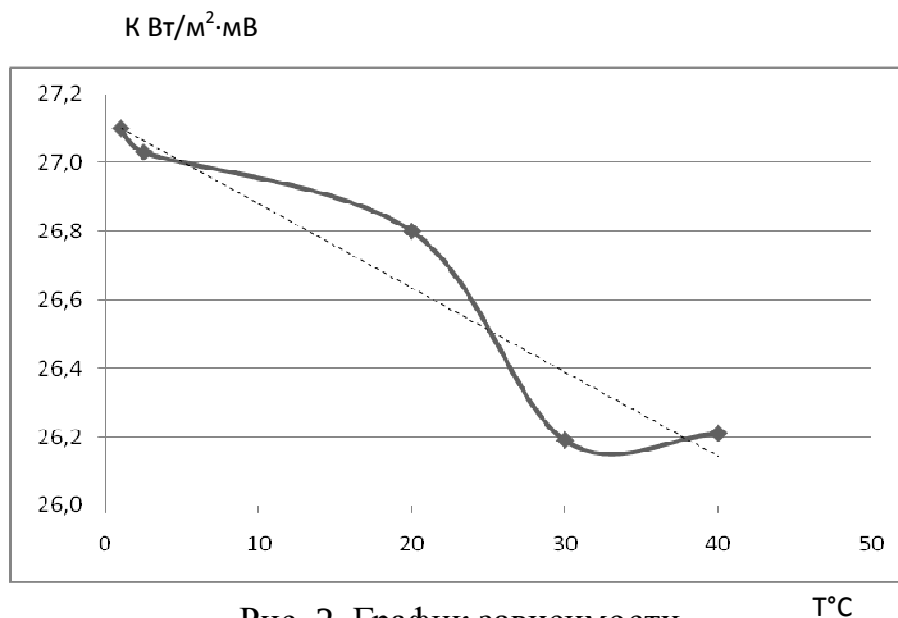


Рис. 2. График зависимости $T, ^\circ\text{C}$

Полученные экспериментальные точки сглажены прямой (пунктирная линия) методом наименьших квадратов. Максимальное отклонение этих точек от прямой не превышает 1 %. Это вполне соответствует требованиям точности, предъявляемым к эталонным поверочным установкам для средств измерений поверхностной плотности теплового потока, для которых значение погрешности установлено от 1,5 до 3,0 %.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Геращенко, О.А. Основы теплотметрии [Текст] / О.А. Геращенко // Киев: Наукова думка, 1971. – 191 с.
2. МИ 1855-88. Государственная поверочная схема для средств измерений поверхностной плотности теплового потока в диапазоне $10\text{--}2000 \text{ Вт/м}^2$. Методические указания // Томбасов Е.А., Лозинская О.М., Черепанов В.Я. – Введ. 1989-01-01. – М.: Изд-во стандартов, 1988. – 5 с.
3. Декуша, Л.В. Установка для радиационной градуировки преобразователей теплового потока [Текст] / Л.В. Декуша, Т.Г. Грищенко, В.Б. Зайцев // Промышленная теплотехника, 2003. № 4. С. 462-464.
4. Курбатова, Н.А. Установка для проверки датчиков теплового потока на основе адиабатического излучателя / Н.А. Курбатова, В.Я. Черепанов // Материалы международной конференции «Актуальные вопросы электронного приборостроения – АПЭП-2010». – Новосибирск: НГТУ, 2010. – С. 31-34.

УДК 621.317

С.В. Владимирова, Ю.А. Пальчун

СГГА, Новосибирск

АЛГОРИТМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФУНКЦИИ ПОПРАВКИ ПО МОДУЛЮ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ПАРАМЕТРОВ ОТРАЖЕНИЯ

В статье рассмотрена методика анализа измерителей параметров передачи в режиме измерения параметров отражения с использованием концепции, базирующейся на выражениях для функций поправки.

S.V. Vladimirova, U.A. Palchun

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

ALGORITHMIC METHODS OF DEFINITION OF FUNCTION OF THE AMENDMENT AT MEASUREMENT OF PARAMETERS OF REFLECTION

In article the technique of the analysis of measuring instruments of parameters of transfer in a mode of measurement of parameters of reflection with use of the concept which are based on expressions for functions of the amendment is considered.

Измерение параметров образцовых мер комплексного коэффициента передачи в общем случае распадается на две задачи: измерение параметров передачи и измерение параметров отражения. Несомненно, что главной является первая задача, а вторая задача в данном случае выступает в роли вспомогательной. Возможны алгоритмы измерения, в которых вторая задача фактически вырождается, но возможны и алгоритмы, в которых она становится в единый ряд с первой.

При измерении параметров отражения у четырехполюсника измеряют параметры $\dot{S}_{11}$ и $\dot{S}_{22}$.

Для измеряемого параметра $\dot{S}_{11}$ известно измерительное уравнение

$$\dot{N} = \frac{\dot{A}\dot{S}_{11} + \dot{B}}{1 + \dot{A}_1\dot{S}_{11}}, \quad (1)$$

где $\dot{N}$ – измеренное значение комплексного коэффициента отражения (ККО); $\dot{A}$, $\dot{A}_1$, $\dot{B}$ – эквивалентные параметры измерителя; $\dot{S}_{11}$ – действительное значение измеряемого коэффициента отражения со стороны входа четырехполюсника.

Выражение (1) может быть преобразовано к виду

$$\dot{N} = \dot{A}\dot{S}_{11} \frac{1 + \dot{B}\dot{S}_{11}^{-1}}{1 + \dot{A}_1\dot{S}_{11}}, \quad (2)$$

$$\text{где } \dot{B} = \frac{\dot{B}}{\dot{A}}.$$

После соответствующих преобразований, из выражения (2) получим выражение (3)

$$\dot{N} = |N|e^{i\varphi_N} = |A|e^{i\varphi_A} \cdot |S_{11}|e^{i\varphi_{S_{11}}} \cdot \frac{1 + |B| \cdot |S_{11}^{-1}| \cdot e^{i(\varphi_B - \varphi_{S_{11}})}}{1 + |A_1| \cdot |S_{11}| \cdot e^{i(\varphi_{A_1} + \varphi_{S_{11}})}} \quad (3)$$

Используя формулу Эйлера $e^{ix} = \cos x + i \sin x$,

где e – основание натурального логарифма; i – мнимая единица, выражение (3) можно представить в виде

$$N = |A| \cdot (\cos \varphi_A + i \sin \varphi_A) \cdot |S_{11}| (\cos \varphi_{S_{11}} + i \sin \varphi_{S_{11}}) \cdot \frac{1 + |B| \cdot |S_{11}^{-1}| \cdot e^{i(\varphi_B - \varphi_{S_{11}})}}{1 + |A_1| \cdot |S_{11}| \cdot e^{i(\varphi_{A_1} + \varphi_{S_{11}})}} \quad (4)$$

Преобразование числителя $1 + |B| \cdot |S_{11}^{-1}| \cdot e^{i(\varphi_B - \varphi_{S_{11}})}$, и знаменателя выполняется аналогично.

Для модуля измеряемого коэффициента отражения получим

$$|N| = |\dot{A}| |\dot{S}_{11}| \frac{\sqrt{1 + 2 \cdot |B| \cdot |S_{11}^{-1}| \cdot \cos(\varphi_B - \varphi_{S_{11}}^{-1})}}{\sqrt{1 + 2 \cdot |A_1| \cdot |S_{11}| \cdot \cos(\varphi_{A_1} - \varphi_{S_{11}})}}$$

Используя разложение в ряд Маклорена функции $\sqrt{1+x} \approx 1 - \frac{x}{2}$ и $\frac{1}{1-z} \approx 1 + z$ получаем формулу (5)

$$|N| = \frac{1 - |B| \cdot |S_{11}^{-1}| \cos(\varphi_B - \varphi_{S_{11}}^{-1})}{1 + |A_1| |S_{11}| \cdot \cos(\varphi_{A_1} - \varphi_{S_{11}})} \quad (5)$$

Из формулы (7) будет находиться функция поправки по модулю

$$\begin{aligned} |N| &= 1 - |B| \cdot |S_{11}^{-1}| \cos(\varphi_B - \varphi_{S_{11}}^{-1}) - |A_1| |S_{11}| \cdot \cos(\varphi_{A_1} - \varphi_{S_{11}}) \\ \Delta N &= |N| - 1 = -|B| \cdot |S_{11}^{-1}| \cos(\varphi_B - \varphi_{S_{11}}^{-1}) - |A_1| |S_{11}| \cdot \cos(\varphi_{A_1} - \varphi_{S_{11}}) \end{aligned}$$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Пальчун, Ю.А. Проблемы поддержания единства измерений параметров передачи в коаксиальных трактах [Текст] / Ю.А. Пальчун, В.И. Евграфов, В.А. Треногин // Тез. докл. Рос. науч.-техн. конф. «Информатика и проблемы телекоммуникаций». – Новосибирск, 1994. – С. 53.
2. Журавлева, О.Б. Методы и средства измерения параметров СВЧ устройств на основе многополюсных измерительных преобразователей [Текст] / О.Б. Журавлева // Дис. канд. техн. наук. – Новосибирск, 1987. – 211 с.
3. Новый подход к проверке высокоточных устройств для измерения параметров отражения и передачи в коаксиальных трактах [Текст] / Н.И.

Горлов, Ю.А. Пальчун, В.И. Серых и др. // Тр. междунар. науч.-техн. конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения». – Новосибирск, 1994. – Т. 3. – С. 29-30.

© С.В. Владимирова, Ю.А. Пальчун, 2011

УДК 006.91: 681.26

А.А. Коллер

СГГА, ФГУП «СНИИМ», Новосибирск

ПОГРЕШНОСТИ СИЛОИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ НЕСОВЕРШЕНСТВОМ СИЛОВОСПРОИЗВОДЯЩИХ СИСТЕМ

В статье рассмотрены вопросы исследования и уменьшения погрешностей силоизмерительных устройств и систем, возникающие вследствие несовершенства силовоспроизводящих систем, передающих размер единицы силы.

A.A. Koller

Siberian State Academy of Geodesy (SSGA)

10 Plakhotnogo Ul., Novosibirsk, 630108, Russian Federation

Siberian State Scientific Research Institute of Metrology (FSUE «SNIIM»)

pr. Dimitrova, 4, Novosibirsk, 630004, Russia

ERRORS OF FORCE MEASURING INSTRUMENT ARISING BECAUSE OF IMPERFECTION OF SYSTEMS CREATING LOADING

In article questions of research and reduction of errors of force measuring instrument and systems, arising owing to imperfection the systems transferring the size of unit of force are considered.

Передача единицы физической величины – одна из основных составляющих метрологической деятельности в области обеспечения единства измерений. Воспроизведение и передача единицы силы в России, как во всем мире, осуществляется с использованием силовоспроизводящих систем (машин) и переносных силоизмерительных устройств (динамометров, датчиков). Указанные средства измерений «чередуются» на различных уровнях поверочной схемы как в существующем ГОСТ 8.065-85 [1], так и в новом ГОСТ Р 8.663-2009 [2], который вступает в России в действие с 1 июля 2011 года. Новый стандарт меняет «очередность» силовоспроизводящих машин и переносных динамометров, устанавливая рабочими эталонами 1-го разряда именно стационарные машины, а не переносные динамометры, как это было в предыдущем документе. Внедрение нового стандарта вызывает много вопросов, связанных с недостаточной готовностью технической и нормативной базы отечественной метрологии в этом виде измерений. Однако основные принципы воспроизведения и передачи единицы силы не изменились. В качестве высших по точности эталонных средств используются установки непосредственного нагружения, которые воспроизводят значения силы по массе входящих в них

мер и по установленному значению ускорения свободного падения. Передача воспроизводимой первичным эталоном единицы силы рабочим эталонам и средствам измерений осуществляется переносными динамометрами механического или электромеханического типа и силовоспроизводящими машинами, реализующими принцип непосредственного нагружения рычажного или гидравлического действия. Переносной динамометр устанавливается в рабочее пространство машины, после чего на него воздействуют задаваемые нормированные нагрузки. Таким образом, проводится поверка и градуировка силовоспроизводящей установки или переносного динамометра в зависимости от их положения в поверочной схеме.

Необходимо отметить, что основной проблемой измерений силы является то, что задачей устройства для измерений силы (прилагаемой нагрузки) является преобразование векторной величины (силы) в скалярную величину, то есть такую, которая однозначно описывается одним параметром. Так, основной погрешностью переносных динамометров является случайная составляющая, связанная в основном с особенностями передачи нагрузки от силовоспроизводящей системы на динамометр. Динамометры на растяжение менее подвержены данному влиянию, поскольку передача нагрузки через резьбовой хвостовик с последующим упругим шарниром практически не создает на динамометре паразитных изгибающих моментов и боковых нагрузок. На динамометры, работающие на сжатие, нагрузка передается через опорные механические площадки реверса. Это создает приложенные к упругому телу дополнительные составляющие нагрузки – нестабильные изгибающие моменты и боковые не измеряемые нагрузки, оказывающие существенное влияние на измерение основной силы, проявляющееся в невоспроизводимости показаний.

На рисунке показана типичная конструкция опорной площадки и реверса, состоящая из двух колонн 1, заделанных в поперечину 2, на которой установлен динамометр 3. Жесткость опорной площадки, состоящей из поперечины 2 велика в направлении колонн и, наоборот, незначительна в перпендикулярном направлении. Смещение оси динамометра с линии а – а, проходящей через центры жесткости колонн, вызывает появление изгибающего момента и поворота опорной площадки в процессе нагружения динамометра. Следовательно, ось динамометра отклоняется от направления нагрузки. Такие же процессы происходят и при передаче нагрузки на силовводящий узел динамометра. Таким образом, на динамометр действуют изгибающие моменты и составляющие нагрузки, часто называемые «перерезывающими силами», в двух плоскостях, поскольку изгибающий момент одной траверсы будет перпендикулярен большей жесткости другой траверсы, и наоборот.

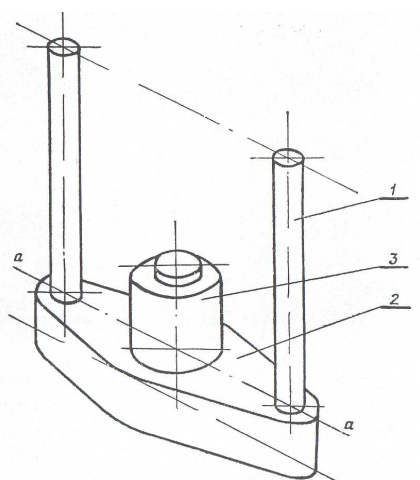


Рис. Конструкция опорной площадки и реверса силовоспроизводящей машины

Конструкция опорной площадки, описанная выше, используется в большинстве применяемых в настоящий момент силовоспроизводящих систем. Следует отметить, что непосредственный контроль характеристик соосности рабочего пространства таких систем при их эксплуатации не проводится. Так, в соответствии с требованиями ГОСТ 25864-83 [3], отклонение от соосности захватов машин должно быть не более 1 мм при нагрузке, равной 50% номинальной. При этом не устанавливается метод контроля данной характеристики. Контроль соосности происходит «косвенно», через показания динамометра при измерении силы. Так, если при поверке силовоспроизводящей системы переносным динамометром полученные показания выходят за пределы допускаемых отклонений, есть основания предполагать, что это произошло вследствие некорректной установки динамометра в рабочем пространстве.

Вопросы влияния векторного характера измеряемой величины при измерениях силы и передаче единицы силы были поставлены еще более 40 лет назад, например, в работах специалистов Научно-исследовательского и конструкторского института испытательных машин, приборов и средств измерения масс (НИКИМП). Однако нельзя не отметить, что многие из этих вопросов остаются открытыми и в настоящий момент. Принцип действия большинства современных средств измерений силы и массы основан на преобразовании деформации упругих элементов, возникающей под действием силы тяжести взвешиваемого груза, в аналоговый или цифровой электрический сигнал, изменяющийся пропорционально нагрузке. Как правило, в качестве измерительных элементов в таких средствах измерения применяются серийно выпускаемые тензорезисторные датчики. Стремительный переход к тензометрическим методам измерений силы и массы произошел в 90-х годах во время кардинальных преобразований в экономической сфере [4]. В большинстве случаев использовались (и продолжают использоваться и в настоящий момент) тензорезисторные датчики и вторичная аппаратура иностранного производства, что остро ставило вопрос гармонизации международной и российской нормативных баз в области изготовления и эксплуатации средств измерений массы. Также нельзя не отметить, что из-за

прекращения государственного финансирования в конце 1980-х годов работы по созданию нового и совершенствованию имеющегося в эксплуатации оборудования, составляющего метрологическую базу, были приостановлены, что затронуло наравне с другими видами измерений также измерения массы и силы.

Вместе с тем, работы по изучению влияния вектора приложения нагрузки при измерениях силы все же проводились. В частности, разрабатывались силоизмерительные датчики, позволяющие определить модуль и направление в пространстве прикладываемой силы, а также проводились эксперименты по моделированию невертикального приложения нагрузки к силоизмерительным устройствам [4]. Актуальность подобных исследований возрастает в настоящий момент в связи с всё новыми требованиями к характеристикам измерительной аппаратуры и к методам её испытаний и поверки. Так, многие изготовители сило- и весоизмерительных устройств указывают в литературе рекламного характера, что их изделия сохраняют метрологические характеристики при отклонении вектора ввода силы до определенных углов, например, до 5° . Однако в настоящий момент не существует нормативных документов, устанавливающих методы проверки такой характеристики, и, как следствие, она не может быть нормирована в технической документации.

Зависимость воспроизведения силоизмерительным устройством значения прилагаемой нагрузки от вектора приложения силы и положения устройства в нагружающей системе была проиллюстрирована, в частности, в [5]. В этой работе приведены данные по изменению показаний осесимметричного датчика цилиндрической формы при его повороте вокруг оси симметрии, а также изменение показаний датчика при каждом «отрыве» опорной площадки реверса от силовводящего узла датчика. Различное поведение отдельной измерительной системы и той же системы, встроенной в измерительную установку, является еще одной важной особенностью измерений силы.

Вопрос влияния векторного характера измеряемой величины работу сило- и весоизмерительных систем остается в настоящий момент недостаточно проработанным. Дальнейшие исследования в этом направлении позволят повысить точность выполняемых измерений и качество работ по обеспечению единства измерений. Перспективными направлениями в данных исследованиях являются:

- Контроль соосности элементов рабочего пространства и геометрических параметров силозадающей системы методами линейных и угловых измерений;
- Контроль значения и направления составляющих нагрузки многокомпонентными силоизмерительными датчиками, устройство которых позволяет определить модуль и направление в пространстве прикладываемой силы;
- Разработка устройств, позволяющих моделировать невертикальное приложение нагрузки к силоизмерительным устройствам в стандартных силовоспроизводящих системах.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. ГОСТ 8.065-85. Государственный первичный эталон и государственная поверочная схема для средств измерения силы
2. ГОСТ Р 8.663-2009. Государственная поверочная схема для средств измерения силы
3. ГОСТ 25864-83 Машины силоизмерительные образцовые 2-го разряда. Общие технические требования
4. Цибин И.Г. Особенности проведения испытаний весо- и силоизмерительных систем, допускающих возникновение неосевой нагрузки / И.Г. Цибин, А.А. Коллер // Материалы X международной конференции «Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2010» – Новосибирск, 2010. – С.70-72.
5. Коллер А.А. Сравнительный анализ методов испытаний тензорезисторных датчиков для целей утверждения их типа и условий работы в составе большегрузных весов / А.А. Коллер // Сборник научных трудов аспирантов и молодых ученых Сибирской государственной геодезической академии. Вып. 5. – Новосибирск: СГГА, 2008. – С. 20 – 26.

© А.А. Коллер, 2011