



photonics

ФОТОНИКА:
НАУКА В ПРОИЗВОДСТВО

光子学：科学与生产
米士宗：对宗已译与

Сборник материалов
Белорусско-Китайского форума

中国 - 白俄罗斯论坛资料汇编

12-13 декабря 2013 года, г. Минск
2013年12月12 - 13日 明斯克市

STATE COMMITTEE ON SCIENCE AND TECHNOLOGY
Belarusian Institute of System Analysis and Information Support of Scientific and
Technical Sphere
Belarusian National Technical University

ФОТОНИКА: НАУКА В ПРОИЗВОДСТВО

Сборник материалов
Белорусско-Китайского форума

PHOTONICS: SCIENCE INTO PRODUCTION

Proceedings of Belarus-China Forum

12–13 декабря 2013
12–13 December 2013

Minsk
BNTU
2013

УДК 535+621.375.826(476+510)(06)
ББК 22.34(4Бел+5Кит)я43
Ф81

В сборник включены материалы Белорусско-Китайского форума «Фотоника: наука в производство».

The book includes the proceedings of Belarus-China Forum “Photonics: Science into Production”.

ISBN 978-985-550-434-5

© Belarusian National
Technical University, 2013

CONTENTS

ZHANG YE LASER SCIENCE	6
А.П. ШКАДАРЕВИЧ БЕЛОРУССКОЕ ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ (БЕЛОМО): ИСТОРИЯ, СОВРЕМЕННОСТЬ, НАПРАВЛЕНИЕ, ПЕРСПЕКТИВЫ	10
ZHENG LIGONG RECENT PROGRESS ON MAGNETIC AIDED OPTICAL POLISHING OF CIOMP	11
E.S. VOROPAY, M.P. SAMTSOV, A.P. LUGOVSKY, K.N. KAPLEUSKI, A.A. LUGOVSKY, L.S. LYASHENKO, D.G. MELNIKOV, A.E. RADKO, K.N. SHEVCHENKO, V.N. CHALOV, D.S. TARASOV, E.A. ZHAWRID, YU.P. ISTOMIN, E.N. ALEKSANDROVA, P.T. PETROV, D.I. DEMID PROMISING NEW-GENERATION PHOTSENSITIZERS FOR PHOTODYNAMIC THERAPY	18
Е.С. ВОРОПАЙ, М.П. САМЦОВ, А.П. ЛУГОВСКИЙ, К.Н. КАПЛЕРОВСКИЙ, А.А. ЛУГОВСКИЙ, Л.С. ЛЯШЕНКО, Д.Г. МЕЛЬНИКОВ, А.Е. РАДЬКО, К.Н. ШЕВЧЕНКО, В.Н. ЧАЛОВ, Д.С. ТАРАСОВ, Э.А. ЖАВРИД, Ю.П. ИСТОМИН, Е.Н. АЛЕКСАНДРОВА, П.Т. ПЕТРОВ, Д.И. ДЕМИД ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРЫ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ДЛЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ	21
E. KALABUKHOV, M. TATUR SOFTWARE SYSTEM FOR DEVELOPMENT OF ALGORITHMS FOR VIDEO PROCESSOR	25
Е.В. Калабухов, М.М. Татур ПРОГРАММНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ РАЗРАБОТКИ АЛГОРИТМОВ ВИДЕОПРОЦЕССОРА	28
V.A. ZAPOROZHCHENKO, Y.V. ZAPOROZHCHENKO, A.V. KARANKEVICH, V.S. MEZEN, N.N. VASILIEV, N.A. TYLETS, L.A. FEDOROV DPSS LASERS PRODUCED BY LOTIS ТП	32
В.А. ЗАПОРОЖЧЕНКО, Ю.В. ЗАПОРОЖЧЕНКО, А.В. КАРАНКЕВИЧ, В.С. МЕЗЕН, Н.Н. ВАСИЛЬЕВ, Н.А. ТЫЛЕЦ, Л.А. ФЕДОРОВ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ПРОИЗВОДСТВА ЛОТИС ТПИ	34
V.A. ORLOVICH, V.I. DASHKEVICH, R.V. CHULKOV LASER SOURCES OF PULSED EYE-SAFE RADIATION	36

В.А. Орлович, В.И. Дашкевич, Р.В. Чулков ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ БЕЗОПАСНОГО ДЛЯ ГЛАЗ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	39
V. V. Kabanov, E. V. Lebedok, D. M. Kabanov, K. I. Lantsov, A. G. Ryabtsev WATER-IN-OIL METER BASED ON LED-SPECTROSCOPY	43
В.В. Кабанов, Е.В. Лебедок, Д.М. Кабанов, К.И. Ланцов, А.Г. Рязцев СОДЕРЖАНИЯ ВОДЫ В НЕФТИ НА ОСНОВЕ СВЕТОДИОДНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	43
V. V. Kabanov, K. V. Lepchenkov, G. I. Ryabtsev, M. A. Shchemelev POWERFUL DIODE PUMPED LASERS FOR LIDAR AND ILLUMINATION SYSTEMS	44
В.В. Кабанов, К.В. Лепченков, Г.И. Рязцев, М.А. Щемелев МОЩНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ СИСТЕМ ЗОНДИРОВАНИЯ И ПОДСВЕТКИ	45
E. V. Lutsenko LASERS PUMPED BY INJECTION INGAN LASERS	46
Е.В. Луценко ЛАЗЕРЫ С НАКАЧКОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ ИНЖЕКЦИОННЫХ INGAN ЛАЗЕРОВ.....	49
E. S. Voropay, K. F. Ermalitskaia, A. P. Zajogin METHODS AND APPARATUS FOR LAYERWISE ATOMIC EMISSION ANALYSIS OF MATERIALS AND PRODUCTS WITH NANOMETER RESOLUTION.....	52
E. Zenkevich, C. von Borczykowski PHOTONICS AND RELAXATION PATHWAYS FOR SELF- ASSEMBLED NANOSTRUCTURES: MULTIPORPHYRIN COMPLEXES AND NANOCOMPOSITES «SEMICONDUCTOR CDSE/ZNS QUANTUM DOT - ORGANIC DYE»	57
V. E. Kisel, A. S. Rudenkov, N. V. Kuleshov, A. A. Pavlyuk HIGH EFFICIENT 12W DIODE-PUMPED ACTIVELY Q-SWITCHED YB:KGD(WO₄)₂ LASER	63
Zhang Jiamin, Zhang Bo XINXIANG BAIHE O.E CO.,LTD	69

ER-JUN LIANG

RECENT ADVANCES IN 3D IMAGING AND SPECTROSCOPY 70

У ЦЗЭ, Л.А. БАШКИРОВ, С.В. СЛОНСКАЯ, С.В. ТРУХАНОВ, Л.С. ЛОБАНОВСКИЙ,
А.И. ГАЛЯС

**МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ ФЕРРИТОВ SR1–XSMXFE12–ZNXO19 82**

Е.В. ИВАКИН, И.Г. КИСЕЛЕВ

**МНОЖЕСТВЕННАЯ ДИАГНОСТИКА МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ
ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК 86**

В.В. ЖАРСКИЙ, О.Г. ДЕВОЙНО

**ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА БАЗЕ
ОПТОВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ 91**

Хоу ФАНХУАНЬ, Е.Д. КАРИХ

**ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ОНДУЛЯЦИОННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С
ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ 94**

Е. ГУЛЕВИЧ, Н. КОНДРАТЮК, А. ПРОТАСЕНЯ

**ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
УФ, ВИДИМОГО, БЛИЖНЕГО И СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА 99**

LASER SCIENCE

Zhang Ye

Belarusian State University, Minsk, Belarus

Laser science is a branch of optics that describes the theory and practice of lasers.

Laser science is principally concerned with quantum electronics, laser construction, optical cavity design, the physics of producing a population inversion in laser media, and the temporal evolution of the light field in the laser. It is also concerned with the physics of laser beam propagation, particularly the physics of Gaussian beams, with laser applications, and with associated fields such as nonlinear optics and quantum optics.

History

Laser science predates the invention of the laser itself. Albert Einstein created the foundations for the laser and maser in 1917, via a paper in which he re-derived Max Planck's law of radiation using a formalism based on probability coefficients (Einstein coefficients) for the absorption, spontaneous emission, and stimulated emission of electromagnetic radiation. The existence of stimulated emission was confirmed in 1928 by Rudolf W. Ladenburg. In 1939, Valentin A. Fabrikant predicted the use of stimulated emission to amplify "short" waves; In 1947, Willis E. Lamb and R. C. Retherford found apparent stimulated emission in hydrogen spectra and effected the first demonstration of stimulated emission;[2] in 1950, Alfred Kastler (Nobel Prize for Physics 1966) proposed the method of optical pumping, experimentally confirmed, two years later, by Brossel, Kastler, and Winter.

The theoretical principles describing the operation of a microwave laser (a maser) were first described by Nikolay Basov and Alexander Prokhorov at the All-Union Conference on Radio Spectroscopy in May 1952. The first maser was built by Charles H. Townes, James P. Gordon, and H. J. Zeiger in 1953. Townes, Basov and Prokhorov were awarded the Nobel Prize in Physics in 1964 for their research in the field of stimulated emission,.

The first working laser (a pulsed ruby laser) was demonstrated on May 16, 1960, by Theodore Maiman at the Hughes Research Laboratories.

Laser types

This is a list of laser types, their operational wavelengths, and their applications. Thousands of kinds of laser are known, but most of them are used only for specialised research.

(UV) beams. This is the technology behind the bright laser pointers particularly at green (532 nm) and other short visible wavelengths.

Thermal limitations in solid-state lasers arise from unconverted pump power that manifests itself as heat. This heat, when coupled with a high thermo-optic coefficient (dn/dT) can give rise to thermal lensing as well as reduced quantum efficiency. These types of issues can be overcome by another novel diode-pumped solid-state laser, the diode-pumped thin disk laser. The thermal limitations in this laser type are mitigated by using a laser medium geometry in which the thickness is much smaller than the diameter of the pump beam. This allows for a more even thermal gradient in the material. Thin disk lasers have been shown to produce up to kilowatt levels of power.

Fiber lasers

Solid-state lasers or laser amplifiers where the light is guided due to the total internal reflection in a single mode optical fiber are instead called fiber lasers. Guiding of light allows extremely long gain regions providing good cooling conditions; fibers have high surface area to volume ratio which allows efficient cooling. In addition, the fiber's waveguiding properties tend to reduce thermal distortion of the beam. Erbium and ytterbium ions are common active species in such lasers.

Quite often, the fiber laser is designed as a double-clad fiber. This type of fiber consists of a fiber core, an inner cladding and an outer cladding. The index of the three concentric layers is chosen so that the fiber core acts as a single-mode fiber for the laser emission while the outer cladding acts as a highly multimode core for the pump laser. This lets the pump propagate a large amount of power into and through the active inner core region, while still having a high numerical aperture (NA) to have easy launching conditions.

Pump light can be used more efficiently by creating a fiber disk laser, or a stack of such lasers.

Fiber lasers have a fundamental limit in that the intensity of the light in the fiber cannot be so high that optical nonlinearities induced by the local electric field strength can become dominant and prevent laser operation and/or lead to the material destruction of the fiber. This effect is called photodarkening. In bulk laser materials, the cooling is not so efficient, and it is difficult to separate the effects of photodarkening from the thermal effects, but the experiments in fibers show that the photodarkening can be attributed to the formation of long-living color centers.

Besides, there are still Chemical lasers, Excimer lasers, Photonic crystal lasers, Semiconductor lasers, Dye lasers, Free-electron lasers, Exotic media and so on.

Uses

Lasers range in size from microscopic diode lasers (top) with numerous applications, to football field sized neodymium glass lasers (bottom) used for inertial confinement fusion, nuclear weapons research and other high energy density physics experiments.

When lasers were invented in 1960, they were called "a solution looking for a problem". Since then, they have become ubiquitous, finding utility in thousands of

highly varied applications in every section of modern society, including consumer electronics, information technology, science, medicine, industry, law enforcement, entertainment, and the military.

The first use of lasers in the daily lives of the general population was the supermarket barcode scanner, introduced in 1974. The laser disc player, introduced in 1978, was the first successful consumer product to include a laser but the compact disc player was the first laser-equipped device to become common, beginning in 1982 followed shortly by laser printers.

Some other uses are:

- Medicine: Bloodless surgery, laser healing, surgical treatment, kidney stone treatment, eye treatment, dentistry
- Industry: Cutting, welding, material heat treatment, marking parts, non-contact measurement of parts
- Military: Marking targets, guiding munitions, missile defence, electro-optical countermeasures (EOCM), alternative to radar, blinding troops.
- Law enforcement: used for latent fingerprint detection in the forensic identification field
- Research: Spectroscopy, laser ablation, laser annealing, laser scattering, laser interferometry, LIDAR, laser capture microdissection, fluorescence microscopy
- Product development/commercial: laser printers, optical discs (e.g. CDs and the like), barcode scanners, thermometers, laser pointers, holograms, bubblegrams.
- Laser lighting displays: Laser light shows
- Cosmetic skin treatments: acne treatment, cellulite and striae reduction, and hair removal.

In 2004, excluding diode lasers, approximately 131,000 lasers were sold with a value of US\$2.19 billion. In the same year, approximately 733 million diode lasers, valued at \$3.20 billion, were sold.

References

1. Einstein, Albert (1917). Zur Quantentheorie der Strahlung [On the Quantum Theory of Radiation] (in German).
2. Steen, W. M. "Laser Materials Processing", 2nd Ed. 1998.
3. Batani, Dimitri (2004). "Il rischio da laser: cosa è e come affrontarlo; analisi di un problema non così lontano da noi" [The risk from laser: what it is and what it is like facing it; analysis of a problem which is thus not far away from us.] (Powerpoint). Programma Corso di Formazione Obbligatorio Anno 2004 (in Italian). Archived from the original on June 14, 2007. Retrieved January 1, 2007.
4. "The Nobel Prize in Physics 1966". Presentation Speech by Professor Ivar Waller. Retrieved, October 17, 2010.

БЕЛОРУССКОЕ ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ (БЕЛОМО): ИСТОРИЯ, СОВРЕМЕННОСТЬ, НАПРАВЛЕНИЕ, ПЕРСПЕКТИВЫ

А.П. Шкадаревич
БелОМО, г. Минск, Беларусь

БелОМО ведет свою историю с 1957 года. Во времена Советского Союза входило в состав Министерства оборонной промышленности СССР, специализировалось в следующих направлениях оптического приборостроения для обороны: космическая и аэрофотоаппаратура топографического назначения; фотограмметрическая техника; кинотеодолитная техника; оптика и лазерные системы управления огнем для бронетанковой техники; оптические прицелы и системы для легкого вооружения.

В настоящее время БелОМО состоит из 5-ти предприятий и Научно-технического центра, на которых работает свыше 8 тыс. человек.

Основными направлениями деятельности БелОМО являются:

- оптические прицелы и системы для легкого вооружения, номенклатура которых насчитывает более 100 моделей и охватывает все известные типы современных прицелов;
- лазерные системы управления огнем и противодействия;
- лазерно-оптические системы для комплексов противовоздушной обороны.

Из ближайших перспектив следует отметить оптико-электронные приборы разведки для беспилотных летательных аппаратов.

RECENT PROGRESS ON MAGNETIC AIDED OPTICAL POLISHING OF CIOMP

Zheng Ligong^{1,2}

¹*Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics (CIOMP), Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin, China*

²*Key Laboratory of Optical system advanced Manufacture Technologies Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin, China*

Abstract: Sub-aperture polishing technologies, including CCOS (Computer controlled Optical Surfacing), CCP (Computer controlled Polishing), MRF (Magnetorheological Finishing), IBF (Ion Beam Figuring) etc., are widely used for aspheric optical surface polishing. Because magnetic aided optical polishing could reach both high accuracy and low sub-surface damage, CIOMP cooperated with Belarusian National Technical University (BNTU) and A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of the National Academy of Sciences of Belarus (HMTI) respectively to develop magnetic aided polishing technologies for aspheric optics since 2008.

Key words: Magnetic Aided Polishing, Magnetorheological Finishing, Magnetic-Medium Assistant Polishing, aspheric optics

1. Introduction

MRF technology was invented by Mr. William Kordonski, A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of the National Academy of Sciences of Belarus in 1980s. Mr. Kordonski joined the Center of Optical Manufacture (COM), University of Rochester and started to develop computer numeric controlled MRF machines in 1990s. After that, QED company was established in 1996 and developed commercial MRF CNC machine successfully, and MRF technologies played an important role in high precision aspheric and freeform optical manufacturing^[1,2].

Prof. Mikalai Khomich, Belarusian national technical university, studied the MAM(Magnetic-Medium Assistant) polishing technology from 1960s, and developed prototype machine tools for metal grinding and polishing^[3,4]. The property of its removal spot is similar to that of MRF, so CIOMP decided to cooperate with BNTU and studied whether MAM could be applied to optical polishing.

2. Progress on MAM technology

MAM polishes the optical parts with abrasive slurry applying to the joint area between the magnetic medium brush and optical surface. By carefully designing, the magnetic wheel could generate magnetic field as shown in Fig-1. Under the magnetic field, the magnetic medium forms a brush that could contain the slurry and act on optical surface as flexible polishing tool.

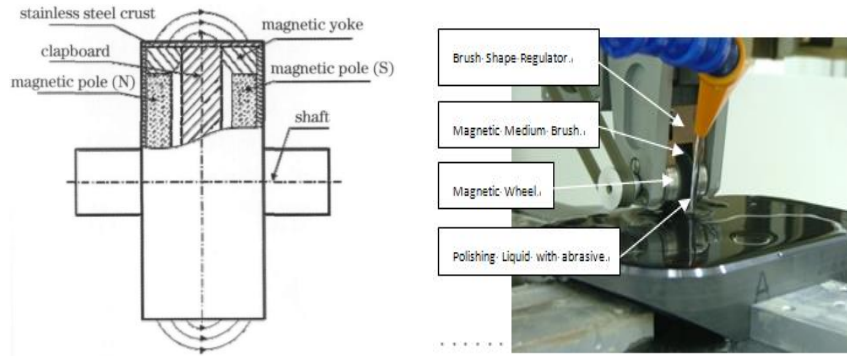


Fig 1. MAM polishing device

The MAM removal function which is not circular symmetry was tested as shown in Fig-2 and testing conditions in Table 1.

Table 1. Removal function testing conditions

Optical material:	Fused silica
Magnetic wheel:	Φ60mm
Magnetic medium:	PF40/0
Slurry:	CeO ₂

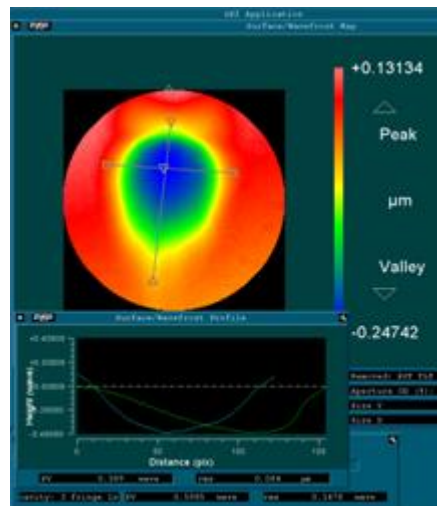


Fig 2. MAM Remove Function

As a deterministic fabrication, the stability of the MAM removal function is very important for polishing, and it highly depends on the stability of the polishing conditions including the slurry level, shape magnetic medium, magnetic wheel rotating speed, and so on. The testing shows the stability of MAM removal function is better than 90 % within 1 hour (See fig-3).

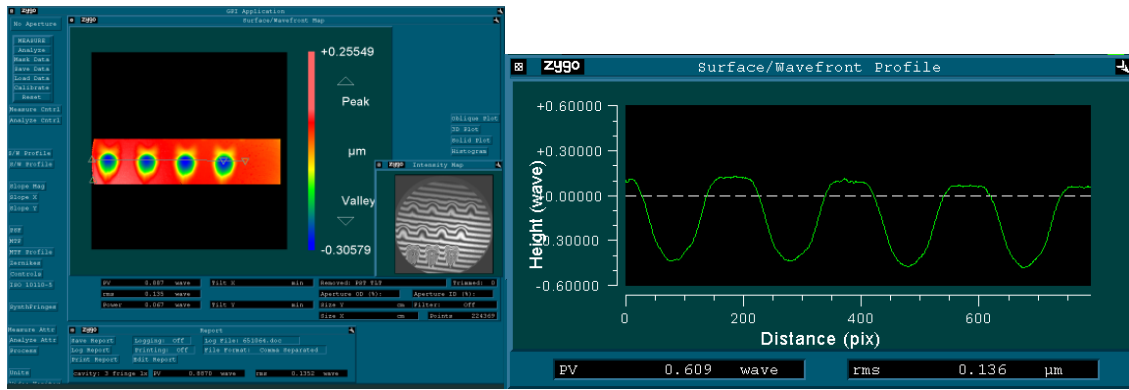
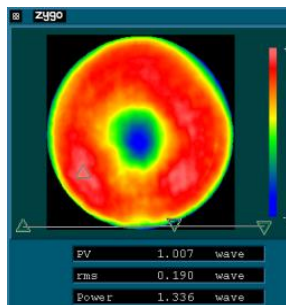


Fig 3. Stability of MAM Remove Function

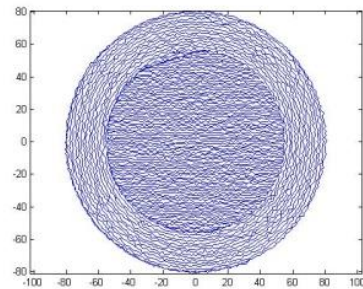
In order to verify the determination of MAM polishing, a flat part was polished by MAM, the conditions and results are below.

Table 2. Polishing Testing Conditions

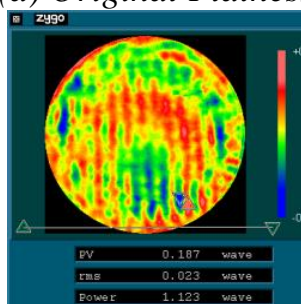
Optical material:	K7
Aperture of the part:	Φ150mm
Thickness of the part:	5mm
Magnetic wheel:	Φ60mm
Magnetic medium:	PF40/0
Slurry:	CeO ₂



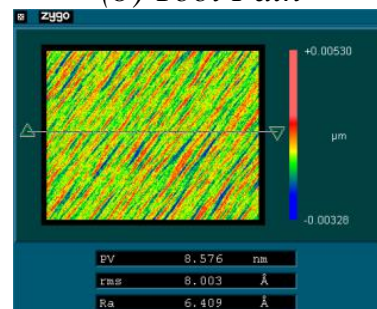
(a) Original Flatness



(b) Tool Path



(c) Flatness



(d) Roughness

Fig 4. MAM Computer Controlled Polishing test

After three circling, the flatness error converged from RMS 0.190λ to RMS 0.023λ , and the roughness of the part was RMS 0.8nm, the result showed that MAM technology is suitable for optical polishing.

3. Progress on MRF technology

MRF has been proved an effective method for optical finishing by QED. It works by the magnetorheological property of the magnetic fluid under magnetic field as shown in Fig-5.

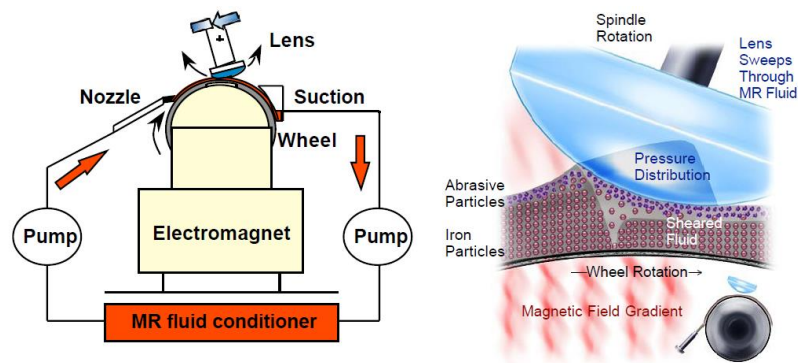


Fig 5. The principle of MRF

Cooperating with HMTI, CIOMP developed the MRF machine and tested the MRF removal function in Fig-6. In order to polishing large optics, the MRF is vertical which ensures that the optical part is under the polishing wheel.

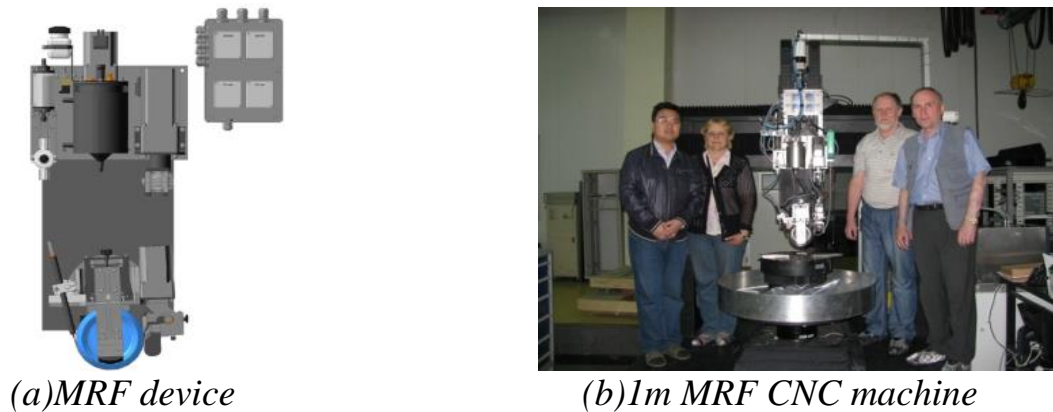
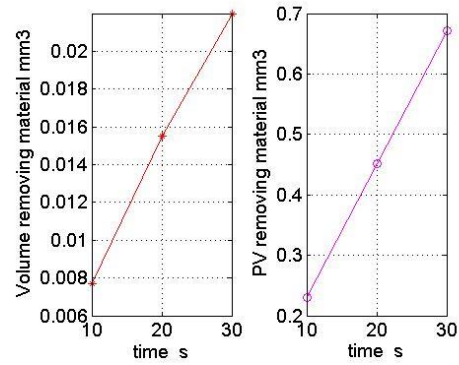
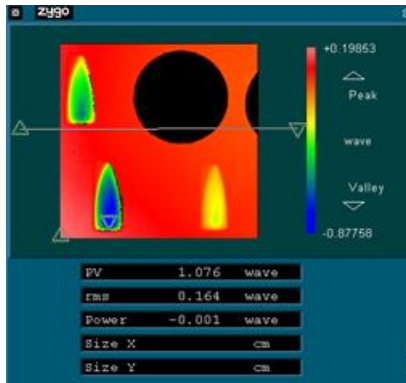


Fig 6. MRF machine

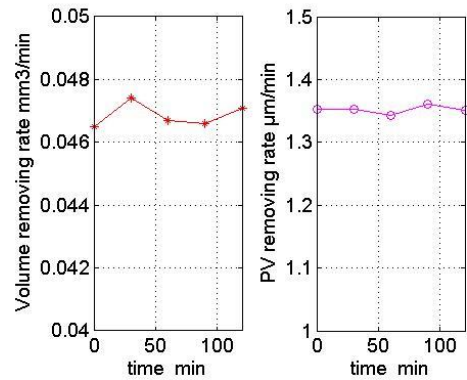
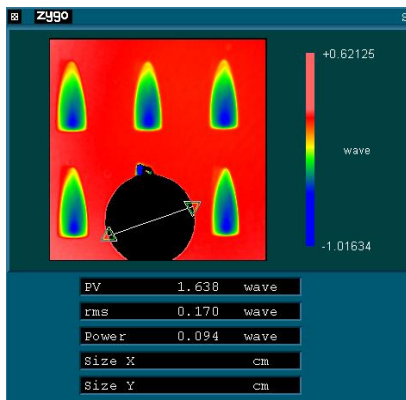
The linearity and stability were tested as shown in Fig-7 and its testing conditions in Table 3. The results show that the stability of its removal function is better than 95 % within 2 hours, and the volume and PV of material removed is almost linear to dwell time when rotating speed of the magnetic wheel is fixed. These results ensure that the MRF machine and MR fluid developed by HMTI and CIOMP are qualified for 1m level optical polishing.

Table 3. Polishing Testing Conditions

Optical material:	Si
Magnetic wheel:	Φ160mm
Wheel speed:	120 r/min
MRF fluid:	Diamond



(a) Linearity of MRF removal function



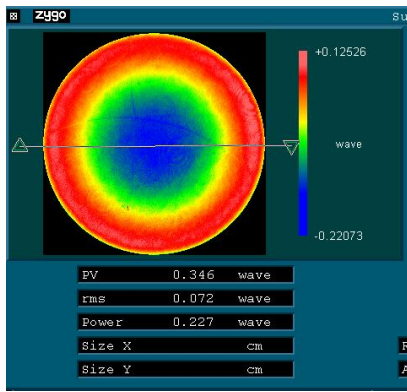
(b) Stability of MRF removal function

Fig 7. MRF removal function

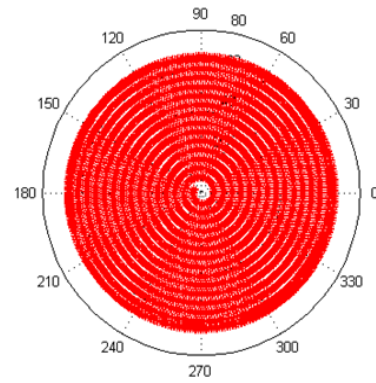
In order to verify the determination of MRF polishing of our machine, a flat Si part was polished by MRF, the conditions and results are below.

Table 4. Polishing Test Conditions

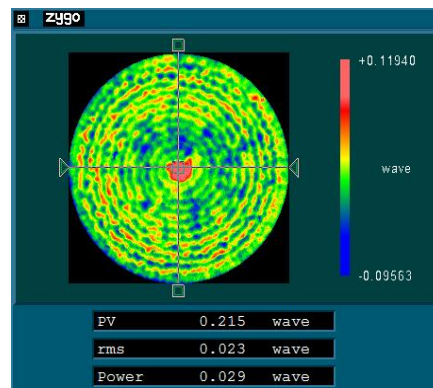
Optical material:	Silicon
Aperture of the part:	Φ120mm
Magnetic wheel:	Φ160mm
Wheel speed:	120r/min
MRF fluid:	Diamond



(a) Original Flatness



(b) Tool Path



(c) Flatness

Fig 8. MRF Computer Controlled Polishing test

In fig 8, just after one circling with spiral path, the flatness error converged from RMS 0.072λ to RMS 0.023λ , and the convergence rate is above 60 % which is almost the same value obtained by simulation. Also the roughness of the part was RMS ($<1\text{nm}$). These results showed that MRF is a high determined polishing method which is more suitable for optical polishing.

4. Conclusions

- a) Both MAM and MRF are qualified for optical polishing.
- b) Because the testing shows that the stability of MAM removal function decrease sharply after 1 hour, the diameter of optical parts have to be limited within 300mm. For the MRF technologies, the stability of its removal function is better than 95 % within 2 hour and 90 % within 4 hour respectively, the diameter of optical parts could be more than 1m level, but larger area of the removal function is needed.
- c) It is not easy to control the mid-spacial-frequency error when polish the optical parts by MAM and MRF. The other methods have to be introduced into polishing process to achieve better accuracy.

Acknowledgements

Prof. Mikalai Khomich and his team form Belarusian National Technical University developed the MAM device, and worked with CIOMP on the MAM

technologies, Dr. Evgeniya Korobko and her team from A.V. Luikov Heat and Mass Transfer Institute of the National Academy of Sciences of Belarus developed the MRF devices and worked with CIOMP on MRF technologies. Thanks for their excellent works. Also thanks Mr. Oleg Penyazkov and Mr. Yury Aliakseyeu for their well organization and smart leadership for the teams.

References

1. Daniel C. Harris. History of Magnetorheological Finishing[C]. SPIE, 2011, 8016: 1~22
2. S. D. Jacobs, D. Golini, Y. Hsu, B. E. Puchebner et al. . Magnetorheological finishing: a deterministic process for optics manufacturing[C]. SPIE, 1995, 2576:372~382.
3. Zhang Feng, Deng Weijie. Magnetic- medium assistant polishing of silicon modification layer on silicon carbide surface [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(11): 1116001.
4. Zhang Feng, Zhang Binzhi. Surface roughness of optical elements fabricated by magnetic fluid-assistant polishing[J]. Optics & Precision Engineering, 2005, 13(1): 34~39
5. Marc Tricard¹, Paul Dumas, and Greg Forbes. Sub-aperture approaches for asphere polishing and metrology[C]. SPIE. 2005, 5638:284~299.

PROMISING NEW-GENERATION PHOTSENSITIZERS FOR PHOTODYNAMIC THERAPY

E.S. Voropay¹, M.P. Samtsov², A.P. Lugovsky², K.N. Kapleuski¹, A.A. Lugovsky¹,
L.S. Lyashenko¹, D.G. Melnikov¹, A.E. Radko², K.N. Shevchenko², V.N. Chalov³,
D.S. Tarasov², E.A. Zhawrid³, Yu.P. Istomin³, E.N. Aleksandrova³,
P.T. Petrov⁴, D.I. Demid⁴

¹*Belarusian State University, Minsk, Belarus*

²*Research Institute of Applied Physics Problems of BSU, Minsk, Belarus*

³*N.N. Alexandrov National Cancer Centre of Belarus for Oncology and Medical
Radiology, Lesnoy, Belarus*

⁴*Institute of Bioorganic Chemistry of National Academy of Sciences of Belarus
Minsk, Belarus*

The photodynamic method for therapy of malignant tumors is extensively used all over the world. The photodynamic therapy (FDT) method is based on the capability of photosensitizers to be accumulated in tumor tissues and to acquire the marked cytotoxic properties due to optical activation. The photosensitizers are represented mainly by the porphyrin-series compounds – derivatives of hematoporphyrin and chlorine e6. Positive results have been obtained for PDT of carcinoma cutaneum, malignant tumors of head and neck, bladder, bronchi, female genital organs, metastatic cutis in the case of breast cancer, esophagus and stomach.

Further success of using the PDT method is associated with phototherapeutic compounds of new generation which are characterized by a strong absorption of light in the region of so-called phototherapeutic window from 700 to 900 nm, where light scattering by the biological tissues is low and there is practically no light absorption by such endogenic biomolecules as hemoglobin, melanin, and water. Because of this, light penetrates deep into the tissues making it possible to use PDT in treatment of both the surface and deep-lying tumors. The new-generation photosensitizers must be accumulated predominantly within tumor tissues, be minimally toxic and rapidly removable from the normal tissues to preclude the development of side effects due to the prolonged phototoxicity. One of the groups of compounds representing the new-generation phototherapeutic preparations is a group of the polymethine dyes showing particular advantages over the porphyrin series compounds. The tricarbocyanine dyes are characterized by the presence of the light absorption band with a high molar absorption factor ($>10^5 \text{ M}^{-1}\text{cm}^{-1}$) in the longer wavelength region (700–900 nm) as compared to the porphyrin derivatives.

The development of the new-generation sensitizers for photochemotherapy was based on studies of their most important parameter – ability of activation by optical radiation with the wavelength corresponding to the transparency window of biological tissues. For the majority of photosensitizers, damage of tumor cells on PDT is dependent on the medium oxygenation. To attain the identical oxygen consumption rates in the process of phototherapy, it is required to provide the same numbers of the absorbed photons in unit time at every of the irradiation wavelengths

used. This may be achieved by adequate selection of the power density for light incident on a sample. As demonstrated by the obtained results, when numbers of the absorbed photons in unit time is the same, efficiency of the photoactivated damage of cancerous HeLa cells is identical at all the three wavelengths. At the same time, the data obtained for HeLa cells and *in vivo* reveal particular differences. Damage of the tumor cells *in vivo* is growing thrice when the phototreatment wavelength is varying over the range from 668 to 780 nm. Increase in depth of necrosis for the light source with the wavelength 740 nm, compared to irradiation at 668 nm, is in line with the increased light transmission by the tissues on going to the near IR spectral region. But situation is different when compared with the wavelengths 740 and 780 nm. Proceeding from the spectrum given in the literature for the photodissociation effect of oxyhemoglobin, at the wavelength 780 nm the process efficiency is nearly twice as that at 740 nm. Therefore, a difference in the tumor damage depth for sources with different wavelengths is determined both by the difference in transmission of tissues depending on the phototreatment wavelength and by differences in the photodissociation efficiency of hemoglobin complexes in blood vessels. In this way the photochemotherapeutic damage of tumor tissues is growing thrice when the irradiation wavelength is varying from 668 to 780 nm. In the process of phototreatment *in vivo* one can observe a growth of the half-width and a blue shift in fluorescence spectra for tricarbocyanines in tumor tissues due to different transmission of the tissues and growing of the local oxygen concentration.

To establish mechanisms of damage for the tumor cells, the spectral, kinetic, and photochemical properties of tricarbocyanine dyes have been studied on condition that the ionic equilibrium is shifted to the increased portion of close contact pairs. The studies have been conducted considering the fact that introduction of an additional salt in low-polar solutions of polymethine dyes leads to the ionic equilibrium shifted to the increased portion of contact ion pairs including the close ones as well. In low-polar dichlorobenzene the introduction of tetrabutyl ammonium chloride results in lowering of the fluorescence quantum efficiency and fluorescence lifetime; besides, quantum efficiencies of photodestruction and of the singlet oxygen formation are growing. The latter is indicative of a considerable increase of the molecules passing to the triplet state upon addition of the salt. Thus, the introduction of salt leads to significant changes of the photophysical and photochemical characteristics of the dye due to the increased portion of close contact ion pairs. The influence exerted by the increased portion of close contact ion pairs in a solution on the free radical formation process has been investigated by examination of nonstationary absorption spectra for tricarbocyanine in low-polar dichlorobenzene and in dioxane. As demonstrated by the induced absorption spectrum for tricarbocyanine dye upon addition of tetrabutyl ammonium chloride, the contribution made by the additional band with $\lambda_{\max} = 735$ nm into the total spectrum of nonstationary absorption is increased indicating a growth in the number of radicals. In the process the salt addition is responsible for lowering of the dye's fluorescence quantum efficiency and lifetime in proportion correlating with a change in the intensity of a new band.

The formation of radicals may influence the patterns of the dye photodestruction in deoxygenated solutions. As photodestruction of the dyes because of self-sensitized oxidation in deoxygenated solutions is excluded, with growing numbers of radicals in such conditions, the probability of finding the results of interaction between the dye molecules and these intermediates or products of reactions with the solvent is greater.

Photodestruction of the dyes with different counter-ions in oxygenated alcoholic solutions proceeds with identical quantum efficiencies independent of the presence of the salt. In deoxygenated alcoholic solutions the dye photodestruction quantum efficiency is decreased by more than an order of magnitude and is identical (within the scope of definition) for tricarbocyanine dyes with different counter-ions, being invariable upon the salt addition.

Also, deoxygenation in low-polar dichlorobenzene leads to lowering of the dye photodestruction quantum efficiency by an order and more and, as distinct from oxygenated solutions, the efficiency is invariable for the dyes with different counter-ions. Note that for a tricarbocyanine dye with the counter-ion I⁻ the quantum efficiency of the singlet oxygen generation in low-polar solutions is by an order of magnitude higher than that for a tricarbocyanine dye with the counter-ions ClO₄⁻ and Br⁻. Therefore, identical values of the photodestruction quantum efficiencies in deoxygenated solutions for dyes with different counter-ions point to the fact that under these conditions a mechanism of the polymethine dye photodestruction is not associated with transition of molecules to the triplet state.

Addition of salt results in a considerable (by a factor of 3.5) increase in the quantum efficiency of the photoreaction of a tricarbocyanine dye with the counter-ion Br in deoxygenated solutions of dichlorobenzene. As this takes place, addition of the salt leads to the growing formation of radicals. Because of this, we can conclude that the radical formation is a decisive factor for photodestruction of tricarbocyanine dyes in deoxygenated solutions.

A change in the photophysical and photochemical characteristics of tricarbocyanine dyes in low-polar solvents upon addition of tetrabutyl ammonium bromide is caused by a greater portion of close contact ion pairs and by the formation of free radicals due to the ultrafast (<150 fs) electron transfer between cation and anion in the molecules.

So, the studies conducted *in vitro* and *in vivo* for the developed compounds have revealed their potentialities and advantages over other classes including their applicability as photosensitizers for diagnostics and phototherapy of deep lying tumors and also in hypoxic conditions. The mechanisms responsible for the photoactivity in hypoxic conditions have been interpreted; the methods to establish the optimum doses of phototreatment have been proposed on the basis of recording the changes in the spectral characteristics of photosensitizers; the diagnostic methods for the neoplasm localization regions have been optimized.

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ ФОТОСЕНСИБИЛИЗАТОРЫ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ ДЛЯ ФОТОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕРАПИИ

Е.С. Воропай¹, М.П. Самцов², А.П. Луговский², К.Н. Каплевский¹,
А.А. Луговский¹, Л.С. Ляшенко¹, Д.Г. Мельников¹, А.Е. Радько²,
К.Н. Шевченко², В.Н. Чалов³, Д.С. Тарасов², Э.А. Жаврид³, Ю.П. Истомина³,
Е.Н. Александрова³, П.Т. Петров⁴, Д.И. Демид⁴

¹*Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь*

²*Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко БГУ
г. Минск, Беларусь*

³*Республиканский научно-практический центр онкологии и медицинской
радиологии им. Н.Н. Александрова, п. Лесной, Беларусь*

⁴*Институт биоорганической химии НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь*

Метод фотодинамической терапии (ФДТ) злокачественных опухолей широко применяется во многих странах мира. В основе метода лежит способность препаратов-фотосенсибилизаторов накапливаться в опухолевых тканях и приобретать выраженные цитотоксические свойства при активации светом. В качестве фотосенсибилизаторов для ФДТ используются, в основном, соединения порфиринового ряда – производные гематопорфирина и хлорина еб. Получены положительные результаты при лечении методом ФДТ рака кожи, злокачественных опухолей головы и шеи, мочевого пузыря, бронхов, женских половых органов, пищевода и желудка, метастазов в коже, рака молочной железы.

Дальнейшие успехи метода ФДТ связывают с использованием нового поколения фототерапевтических препаратов, характеризующихся сильным поглощением света в области «фототерапевтического окна» – от 700 до 900 нм, в которой мало рассеяние света биологическими тканями и практически отсутствует поглощение света эндогенными биомолекулами, такими как гемоглобин, меланин и вода. Это обеспечивает глубокое проникновение света в ткани и позволяет использовать метод ФДТ для лечения не только поверхностных, но и глубокорасположенных опухолей. Необходимым требованием для нового поколения фотосенсибилизаторов является также преимущественное накопление в опухолевой ткани, минимальная токсичность, а также быстрое выведение из нормальных тканей во избежание развития побочных эффектов, вызванных пролонгированной фототоксичностью. Одной из групп соединений нового поколения фототерапевтических препаратов является группа полиметиновых красителей, имеющих определенные преимущества перед соединениями порфиринового ряда. Для трикарбоцианиновых красителей является характерным наличие полосы поглощения света с высоким молярным коэффициентом поглощения (более $10^5 \text{ M}^{-1} \text{ cm}^{-1}$) в более длинноволновой области спектра (700–900 нм), чем производные порфина.

При разработке нового поколения сенсibilизаторов для фотохимиотерапии нами проведены исследования одного из важнейших параметров – их способность к активации световым излучением с длиной волны, соответствующей области прозрачности биологических тканей. Для подавляющего большинства фотосенсibilизаторов повреждение опухолевых клеток при ФДТ зависит от насыщенности среды кислородом. Для создания одинаковой скорости расходования кислорода в процессе фотовоздействия выполнены условия по обеспечению одинакового количества поглощенных квантов света в единицу времени на каждой из использованных длин волн фотовоздействия. Это достигалось выбором для каждого источника своей плотности мощности света падающего на образец. Полученные данные свидетельствуют о том, что эффективность фотоактивации гибели раковых клеток HeLa при обеспечении одинакового количества поглощенных квантов света в единицу времени на всех трёх длинах волн света одинакова. Вместе с тем, между данными, полученными на клетках HeLa и *in vivo*, наблюдаются различия. Повреждение опухолевых тканей *in vivo* возрастает в 3 раза при изменении длины волны фотовоздействия в диапазоне от 668 до 780 нм. Увеличение глубины некроза для источника света с длиной волны 740 нм по сравнению с излучением 668 нм согласуется с ростом пропускания света тканями при переходе к ближнему ИК- диапазону спектра, но не при сравнении этого параметра для воздействия излучением с длиной волны 740 и 780 нм. Из приведенного в литературе спектра действия фотодиссоциации оксигемоглобина на длине волны 780 нм эффективность этого процесса почти в два раза выше, чем на длине волны 740 нм. Следовательно, отличия в глубине повреждения опухоли для источников с различными длинами волн определяются, как различием в пропускании тканей в зависимости от длины волны светового излучения, так различной эффективностью фотодиссоциации комплексов гемоглобина в кровеносных сосудах. Таким образом, фотохимиотерапевтическое повреждение опухолевых тканей возрастает в 3 раза при изменении длины волны фотовоздействия в диапазоне от 668 до 780 нм. В процессе фотовоздействия *in vivo* происходит увеличение полуширины и коротковолновым смещением в спектрах флуоресценции трикарбоцианинов в опухолевых тканях, которое обусловлено различием в пропускании тканей и ростом локальной концентрации кислорода.

Для установления механизма фотоповреждения опухолевых клеток проведены исследования спектрально-кинетических и фотохимических свойств трикарбоцианиновых красителей при условии смещения ионного равновесия в сторону увеличения доли тесных контактных ионных пар. При планировании этих исследований исходили из того факта, что введение в малополярные растворы ПК дополнительной соли приводит к смещению ионного равновесия в сторону увеличения доли контактных ионных пар, в том числе и тесных контактных пар. В малополярном дихлорбензоле при введении соли тетрабутиламмоний бромида уменьшается квантовый выход флуоресценции и время жизни флуоресценции, кроме этого происходит увеличение квантового

выхода фотодеструкции и квантового выхода образования синглетного кислорода. Последнее обстоятельство, свидетельствует о значительном увеличении выхода молекул в триплетное состояние при введении дополнительной соли. Таким образом, введение соли приводит к значительным изменениям фотофизических и фотохимических характеристик красителя, которые обусловлены проявлением увеличения доли тесных контактных ионных пар. Для выяснения влияния увеличения доли тесных контактных пар в растворе на процесс образования радикалов проведены исследования нестационарных спектров поглощения трикарбоцианинового красителя в малополярном ДХБ, а также в диоксане. В спектре наведенного поглощения трикарбоцианинового красителя при введении ТБАБ вклад дополнительной полосы с $\lambda_{\text{макс}} = 735$ нм в суммарный спектр нестационарного поглощения увеличивается, что свидетельствует о росте числа радикалов. При этом, введение соли вызывает падение квантового выхода и времени жизни флуоресценции красителя в пропорции, коррелирующей с изменением интенсивности новой полосы.

Образование радикалов может повлиять на закономерности фотодеструкции красителей в освобожденных от кислорода растворах. В связи с тем, что фотодеструкция красителей в обескислороженных растворах вследствие самосенсибилизированного окисления исключена, то при росте числа радикалов в таких условиях становится более вероятным обнаружение результатов взаимодействия молекул красителя с этими интермедиатами или продуктами их реакции с растворителем.

В воздухомонасыщенных спиртовых растворах фотодеструкция красителей с разными противоионами протекает с одинаковым квантовым выходом, значение которого не зависит от наличия соли. В обескислороженных спиртовых растворах квантовый выход фотодеструкции красителей уменьшается более чем на порядок, имеет одинаковые значения (с точностью определения) для трикарбоцианиновых красителей с разными противоионами и не изменяется при введении соли.

В малополярном ДХБ удаление кислорода также приводит к уменьшению квантового выхода фотодеструкции красителей более чем на порядок и, в отличие от воздухомонасыщенных растворов, имеет постоянное значение для красителей с разными противоионами. Следует учесть, что для трикарбоцианинового красителя с противоионом Γ квантовый выход генерации синглетного кислорода в малополярных растворителях на порядок выше, чем для трикарбоцианинового красителя с противоионами ClO_4^- и Br^- . Следовательно, полученные одинаковые значения квантового выхода фотодеструкции в обескислороженных растворах для красителей с разными противоионами позволяют сделать заключение, что в этих условиях механизм фотодеструкции ПК не связан с выходом молекул в триплетное состояние.

Введение соли приводит к значительному (в 3.5 раза) увеличению квантового выхода фотореакции трикарбоцианинового красителя с противоионом Br^- в обескислороженных растворах дихлорбензола. При этом,

как было показано выше, введение соли приводит к росту числа образовавшихся радикалов. Это позволяет сделать заключение об определяющей роли образования радикалов в фотодеструкции трикарбоцианиновых красителей в обескислороженных растворах.

Причиной изменения фотофизических и фотохимических характеристик трикарбоцианинового красителя в малополярных растворителях при введении тетрабутиламмоний бромида является увеличение доли тесных контактных пар и образование свободных радикалов в результате сверхбыстрого (<150 фс) переноса электрона между катионом и анионом молекул.

Таким образом, выполненный комплекс исследований *in vitro* и *in vivo* для разрабатываемого класса позволил определить их особенности и преимущества в сравнении с другими классами, в том числе применимость в качестве фотосенсибилизаторов для диагностики и фототерапии опухолей глубокой локализации, а также в условиях недостатка кислорода. Дана интерпретация механизмов, обуславливающих фотоактивность в гипоксических условиях, предложены методики определения оптимальных доз фотооблучения, основанные на регистрации изменений спектральных характеристик фотосенсибилизаторов, а также оптимизированные методики диагностики областей локализации новообразований.

SOFTWARE SYSTEM FOR DEVELOPMENT OF ALGORITHMS FOR VIDEO PROCESSOR

E. Kalabukhov, M. Tatur

Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Minsk, Belarus
E-mail: tatur@i-proc.com; kalabukhov@bsuir.by

1. Task of creating the system

Video processing system can be built using both universal and specialized calculators – video processors. The hardware part of the specialized system typically includes a video camera, a video processor and monitor (or video server).

In addition to creating the actual hardware of the video processor, you typically need to create firmware that translates the video stream received from a camera to achieve a certain effect (for example, increase the contrast, sharpness, performing filtering etc.).

Perform creation and debugging of firmware directly to the video processor is quite a long process (creation – flash – testing – analysis – modernization, etc. the cycle). It is time-consuming and requires, in some cases stable video input.

Besides creating firmware for a number of video processors depends on the hardware platform, (for example, resources, feasibility of processing operations), although the processing algorithm remains almost total.

Our approach is to use a software system for creating and debugging the initial idea of the algorithm. At the same time, this step does not use a dedicated video processor and runs on a personal computer, although the formation of the algorithms should be carried out taking into account the special requirements for data format and permissible operations with them. In such a software system source and the received data is stored in the video files (as .avi video containers). All this allows simplifying the development and testing of algorithms, allows accumulating base general algorithms, which can then be quickly adapted to the desired structure of the video processor, makes it easier to compare the results and the complexity of implementing various versions of the algorithms.

2. System structure

The software system consists of the following main components (see figure 1):

- main module, which is a user interface and organizing work with the input and output video, and user settings for processing;
- video frame processing modules; each module (the effect) is a dll with a fixed interface, but rather in terms of the implementation of the free video frame processing;
- communication component (special DirectShow filter in format .ax, see Figure 1, component 3) for exchange data between the main module and the video frame processing module to support the processing of video sequences on DirectShow technology.

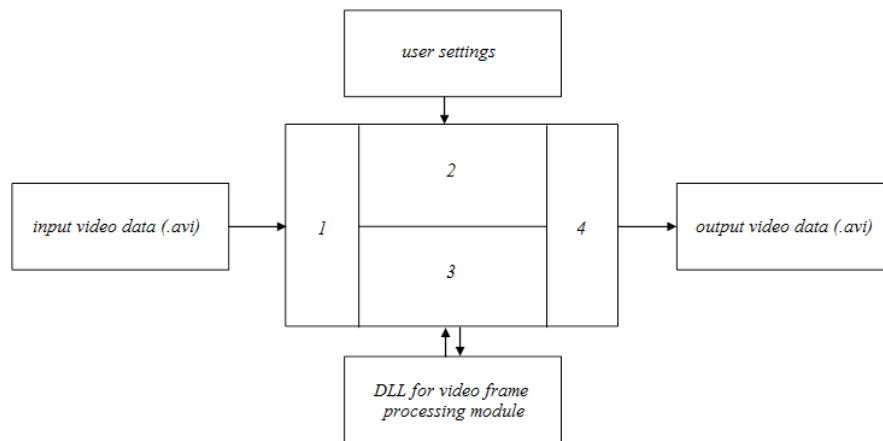


Figure 1. The software system (1 – video input interface; 2 – user interface (GUI); 3 – interface for video frame processing modules; 4 – video output interface)

3. Features of the implementation system

The system is implemented in C++ (created use MS Visual Studio 2008) for Windows operating systems (tested on Windows XP, 7, 8).

The basis of the video processing technology incorporated use DirectShow, with the main program module of the system (see figure 2) is easy to use. Since the system is intended for complete processing of the input video data, the specialized tools to select fragments of video data therein are not provided. System settings allow you to select the codec to output video.

Effects for the treatment selected from the set pre-existing dll for video frame processing. The results of one of the test effect are shown in figure 3. Currently supported video processing only one filter per pass, because it allowed a few to simplify the implementation of the system, although it reduced the overall functionality.

To implement the new processing modules you need to create new dll with strictly defined structure that receives program access to the image frame. It is also one of the features of the system – programmer is separated from to work directly with the video and with effects modules registering in the system, which greatly simplifies the creation and debugging of effects.

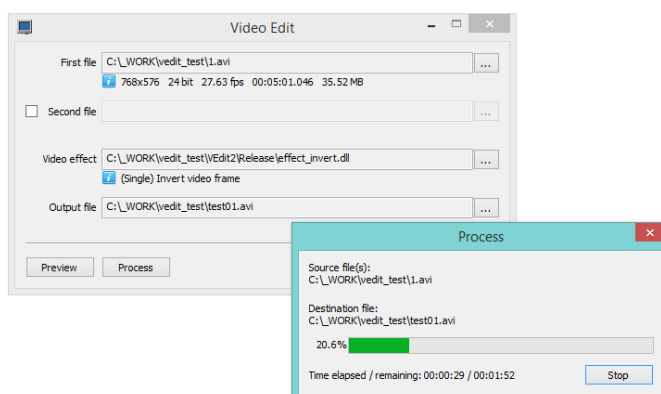


Figure 2. The user interface of a software system.

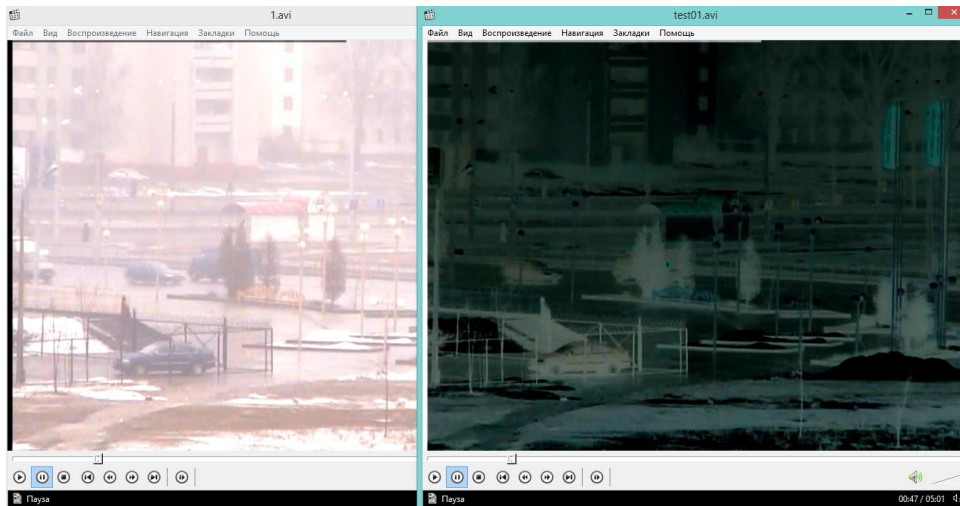


Figure 3. Example of the effect of inversion

4. Using the system

The resulting program system allows:

- get open to analyze and debug algorithms for video processing, because creation of algorithms is quite low level programming, which contributes to further more rapid and adequate translation of the algorithm into the firmware of the video processor;
- implement fairly sophisticated video processing algorithms, because restrictions on treatment exist only in the form of an agreement on the format of the data and a set of operations that must use the programmer, which created algorithms;
- store received algorithms in libraries, but the registration of the modules handling personnel in the operating system is not made that quite effectively when effect on debugging;
- to analyze the result of the visual comparison of algorithms results;
- create a video processing results, which makes it easy to demonstrate the progress and development of algorithms and compare results between different versions of the same algorithm or its settings;
- process as individual frames or as stereo sequences from different video streams, that the latest version can be applied for comparative analysis.

The resulting system at this stage is mainly focused on pre-processing of video data, but may be supplemented by other technologies of video analysis, because it depends only on the operation of the module of video frame processing.

The system is currently used to create algorithms for nonlinear filtering of the video, which will be further implemented in the firmware of the original video processor, built on FPGA Xilinx.

In the future we plan the creation sdk to simplify programmer work with an image frame for effect module, create a library of specialized modules for generating statistics on processed video data, and update of the system for the use of several processing modules in the sequential processing a frames of video data.

ПРОГРАММНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ РАЗРАБОТКИ АЛГОРИТМОВ ВИДЕОПРОЦЕССОРА

Е.В. Калабухов, М.М. Татур

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
г. Минск, Беларусь*

E-mail: tatur@i-proc.com; kalabukhov@bsuir.by

1. Задачи создания системы

Система видеообработки может быть построена с использованием как универсальных, так и специализированных вычислителей – видеопроцессоров. Аппаратная часть специализированной системы обычно включает в себя видеокамеру, видеопроцессор и монитор (или видеосервер).

Кроме создания собственно аппаратной части видеопроцессора, обычно требуется создавать прошивку выполняющую преобразование видеопотока, получаемого с видеокамеры, для достижения некоторого эффекта (например, повышения контрастности, резкости, выполнения фильтрации и т.п.).

Выполнение создания и отладки таких прошивок напрямую на видеопроцессоре весьма долгий процесс (создание – прошивка – тестирование – анализ – модернизация и т.д. по циклу), отнимающий много времени и требующий в ряде случаев стабильных входных видеоданных.

Кроме того создание прошивок для ряда видеопроцессоров зависит от используемой аппаратной платформы, (например, ресурсов, возможностей реализации операций обработки), хотя сам алгоритм обработки остается практически общим.

Наш подход состоит в использовании программной системы для начального создания и отладки идеи алгоритма. При этом этот этап не использует специализированный видеопроцессор, хотя формирование алгоритмов должно вестись с учетом особых требований по формату данных и допустимых операций с ними, и выполняется на персональном компьютере. В такой программной системе исходные и получаемые данные хранятся в видеофайлах (контейнеры типа .avi). Все это позволяет упростить разработку и тестирование алгоритмов, позволяет накапливать базу общих алгоритмов, которые потом можно быстрее адаптировать под нужную структуру видеопроцессора, позволяет проще сравнивать результаты и сложность реализации различных версий алгоритмов.

2. Структура системы

Программная система состоит из следующих основных компонент (см. рисунок 1):

- основного модуля, представляющего собой интерфейс пользователя и организующего работу с входными и выходным видеофайлами, а также с пользовательскими настройками процесса обработки;

- модулей обработки кадра; каждый модуль (эффект) представляет собой dll с фиксированным интерфейсом, но достаточно свободной реализацией в плане обработки кадра;
- компонента связи (специального фильтра DirectShow формата .ax, см. компонент 3 на рисунке 1) для обмена данными кадра между основным модулем и модулем обработки кадра для поддержки обработки видеопоследовательностей по технологии DirectShow.

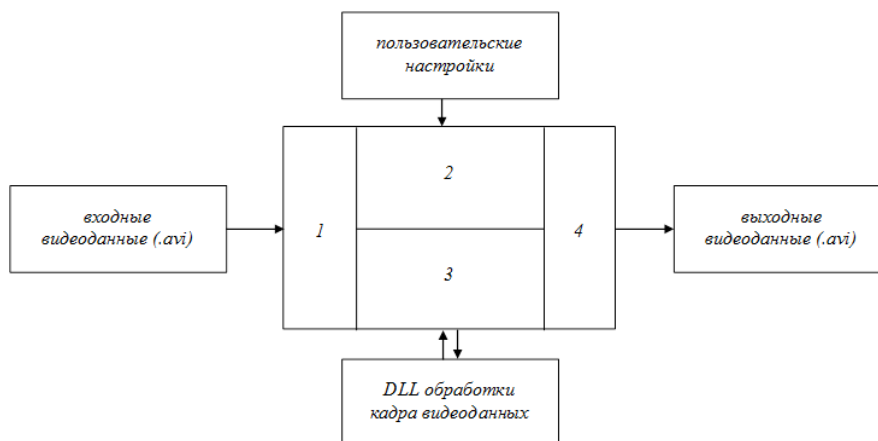


Рисунок 1. Состав программной системы (1 – интерфейс ввода видеоданных; 2 – пользовательский интерфейс; 3 – интерфейс с библиотекой обработки; 4 – интерфейс вывода видеоданных)

3. Особенности реализации системы

Система реализована на языке C++ (создавалась в MS Visual Studio 2008) для операционных систем семейства Windows (тестировалась в работе на Windows XP, 7, 8).

В основе процесса обработки видеоданных заложено использование технологии DirectShow, при этом основной программный модуль системы (см. рисунок 2) достаточно прост в использовании. Так как система предназначена для полной обработки входных видеоданных, то специализированных инструментов для выбора фрагментов видеоданных в ней не предусмотрено. Настройки системы позволяют выбрать кодек для формирования выходного видеофайла.

Эффекты для обработки выбираются из набора заранее созданных dll обработки кадров. Результаты работы одного из тестовых эффектов представлены на рисунке 3. На данный момент поддерживается обработка видеоданных только одним фильтром за проход, т.к. это позволило несколько упростить реализацию системы, хотя и снизило ее общую функциональность.

Для реализации новых модулей обработки кадров достаточно реализации dll жестко определенной структуры, которая получает программный доступ к кадру изображения. Это также одна из особенностей системы – программист отделен от прямой работы с видеопотоком и регистрации модулей эффектов в системе, что значительно упрощает создание и отладку эффектов.

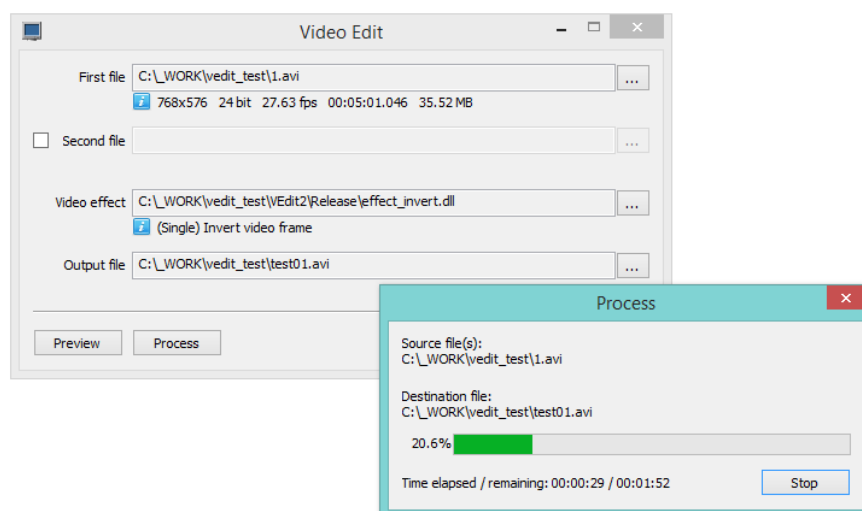


Рисунок 2. Пользовательский интерфейс программной системы

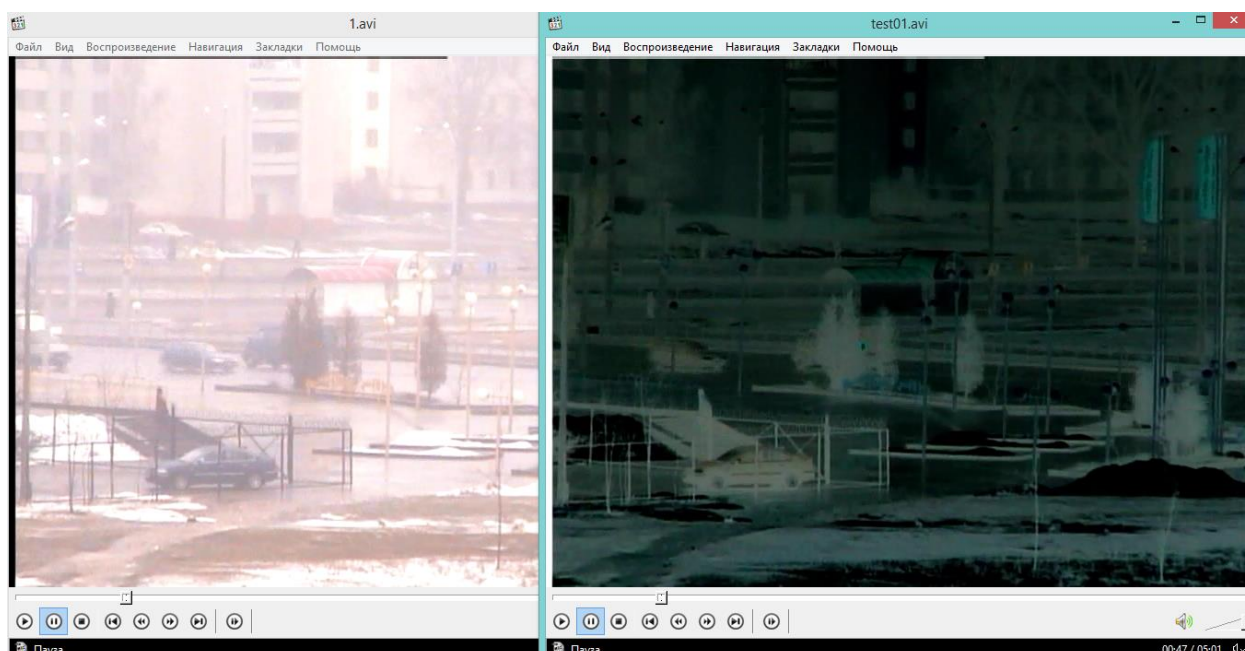


Рисунок 3. Пример работы эффекта инверсии

4. Использование системы

Полученная система позволяет:

- получить открытые в плане анализа и отладки алгоритмы обработки видеоданных, т.к. создание алгоритмов идет на достаточно низком уровне, что способствует в дальнейшем более быстрому и адекватному переводу алгоритма в прошивку видеопроцессора;
- реализовывать достаточно сложные алгоритмы обработки видеоданных, т.к. ограничения на обработку существуют только в виде договоренности о формате данных и наборе операций, которые должен соблюдать программист-создатель алгоритмов;

- хранить полученные алгоритмы в виде библиотек, при этом регистрация самих модулей обработки кадров в операционной системе не производится, что достаточно эффективно при отладке;
- анализировать результат применения алгоритмов визуальным сравнением;
- формировать видеофайлы результатов обработки, что позволяет легко демонстрировать прогресс разработки алгоритмов и проводить сравнение результатов между разными версиями одного и того же алгоритма или его настроек;
- обрабатывать как отдельные кадры, так и стерео последовательности из разных видеопотоков, что в последнем варианте может быть применимо для сравнительного анализа.

Полученная система на данном этапе в основном ориентирована на предварительную обработку изображений, однако может быть дополнена и другими технологиями анализа видеоданных, т.к. это зависит только от работы модуля обработки кадров.

Система в настоящий момент используется для создания алгоритмов нелинейной фильтрации видеоданных, которые будут в дальнейшем реализованы в прошивке оригинального видеопроцессора, построенного на базе ПЛИС Xilinx.

В дальнейшем планируется создание sdk для упрощения работы программиста с изображением кадра при создании модуля эффекта, создание библиотеки специализированных модулей для формирования статистики по обработанным видеоданным, а также доработка системы по использованию сразу нескольких модулей обработки кадров в режиме последовательной обработки видеоданных.

DPSSL LASERS PRODUCED BY LOTIS TII

V.A. Zaporozhchenko, Y.V. Zaporozhchenko, A.V. Karankevich, V.S. Mezen,
N.N. Vasiliev, N.A. Tylets, L.A. Fedorov
LOTIS TII, Minsk, Belarus

Production of DPSSL by LOTIS TII was begun in 2003 from release of laser LS-1321 on crystal LSB:Nd^{3+} with longitudinal pump by the continuous wave laser diode. The laser had two modifications: Q-CW with passive Q-switching and CW TEM00 mode. However the given model has not received further the development owing to a wide scatter of target parameters at a batch production of the laser because of low quality of used microchips (active elements).

In 2010 the company began development of DPSSL with ns and ps pulse duration aimed for expansion of laser models and, increase pulse repetition rate (prf) up to 1kHz.

As a result of the carried R&D we propose a line of electro optical Q-switched (LS-2149) and active mode locking (LS-2152) lasers for scientific applications and special models for technology and medicine applications. The main output parameters of lasers are given in Tab. 1.

Model	Output λ , nm	Prf, Hz	Output energy, mJ	M2	Pulse duration, ns
LS-2149-100	1064; 532	100	30; 15	5	10
LS-2149TEM00	1064 ;532	100	10; 5	1,5	10
LS-2149/213	213	500	1	1,5	
LS-2149-500	1064; 532	500	25; 12	5-7	10-12
LS-2149-1000	1064 ;532	1000	20; 10	5-7	10-12
LS-1321	531 531; 265,5	CW Q--CW Q CW 10-100 kHz	70mW 60mW 1 mW	< 2	2ns
LS-2152	1064; 532	500	1,2; 0,7	<1,5	100 ps

Despite of usual DPSSL lasers with prf ~ 1 kHz we use not CW excitation but pulse pump that allows increasing pump efficiency and optimizing the pump pulse duration. Nevertheless, it is necessary to note, that development of lasers with prf more than 100 kHz has demanded the decision of the questions connected to thermal

effects in active elements that in the certain degree limits a choice of cavity optics and design of laser resonator. The original laser cavity provides compensation of active rod birefringence and thermal lens. As a result of our know-how we propose the following models: TEM00 laser with output wavelength 213 nm for eye correction system, the technological laser for shaped glasses cutting etc. The DPSS Laser with active mode locking LS-2152 is further development of reliably recommending in the market of the flash lamp pumped laser LS-2151 and differs by compactness and high pulse repetition .rate, keeping all advantages of lamp model: small jitter, an opportunity of exact synchronization with external devices etc.

All models include a laser emitter, a power supply, thermoelectric cooling unit and remote control (RC). Laser LS-2152 is completed with the controller and PC. The control of lasers LS-2149 is made from board RC or PC.

Typical LS-2149 output spot is shown at fig.1.

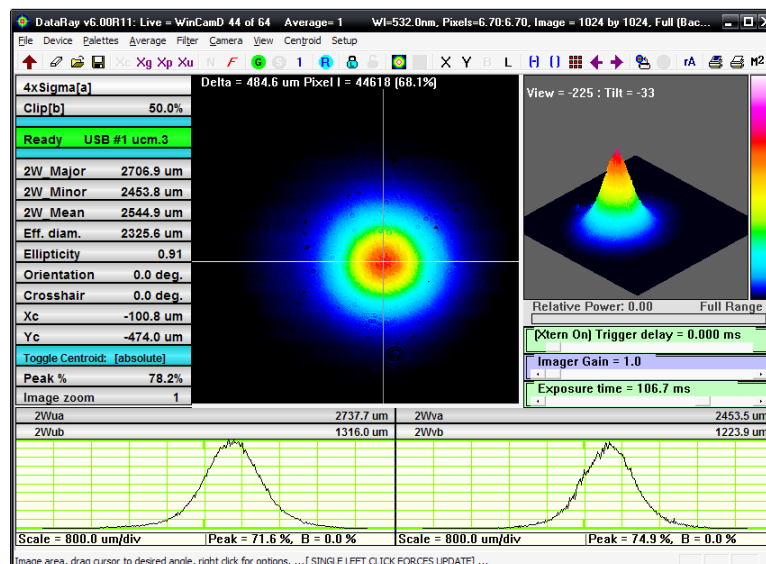


Fig. 1. LS-2149 second harmonic spot (100 Hz, 16 mJ, 532 nm, near field)

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ПРОИЗВОДСТВА ЛОТИС ТИИ

В.А. Запорожченко, Ю.В. Запорожченко, А.В. Каранкевич, В.С. Мезен,
Н.Н. Васильев, Н.А. Тылец, Л.А. Федоров
ЛОТИС ТИИ, г. Минск, Беларусь

Производство твердотельных лазеров с диодной накачкой в ЛОТИС ТИИ было начато в 2003 году с выпуска лазера LS-1321 на кристалле $LSB:Nd^{3+}$ с продольной накачкой непрерывным лазерным диодом. Лазер имел две модификации: импульсную, с пассивной модуляцией добротности, и непрерывную, работающую в одномодовом режиме. Однако данная модель не получила в дальнейшем своего развития вследствие большого разброса выходных параметров при серийном производстве из-за невысокого качества используемых микрочипов (активных элементов).

В 2010 году началась работа по разработке лазеров с диодной накачкой нано и пикосекундной длительностью с целью расширения ассортимента выпускаемой продукции, увеличения частоты повторения импульсов до 1кГц.

В результате проведенных исследований был разработан ряд лазеров с электрооптической модуляцией добротности наносекундной длительности (LS-2149) и активной синхронизацией мод (LS-2152) как для широко применения, так и целевого назначения для использования в технологии и медицине. Основные параметры предлагаемых сегодня лазеров приведены в табл. 1. В отличие от большинства кГц лазеров с диодной накачкой в наших моделях используется не непрерывная, а импульсная система возбуждения, что позволяет повысить эффективность использования накачки и управлять не только энергией возбуждения, но и длительностью импульса накачки. Тем не менее, следует отметить, что разработка лазеров с частотой повторения импульсов более 100 Гц потребовала решения вопросов, связанных с тепловыми эффектами в активных элементах, что в определенной степени ограничивает выбор комплектующих элементов и схем резонаторов. В связи с вышесказанным была разработана оригинальная схема резонатора с компенсацией как двулучепреломления АЭ, так и тепловой линзы элемента. В результате были реализованы модели одномодового лазера, лазера с выходной длиной волны 213 нм для офтальмологии, технологического лазера для фасонной резки стекла и т.д. Лазер с активной синхронизацией мод и диодной накачкой LS-2152 является естественным развитием надежно зарекомендовавшего себя на рынке лазера с ламповой накачкой LS-2151 и отличается малыми габаритами и высокой частотой повторения импульсов, сохраняя все достоинства ламповой модели: малый джиттер, возможность точной синхронизации с внешними устройствами и т.д. Типичный профиль выходного пучка лазера LS-2149 представлен на рис.1.

Все модели включают лазерный излучатель, блок питания, термоэлектрическую систему охлаждения и пульт дистанционного управления

(ДУ). Управление лазерами производится от пульта ДУ или ПК. Лазер LS-2152 комплектуется контроллером и ПК.

Model	Output λ , nm	Prr, Hz	Output energy, mJ	M^2	Pulse duration, ns
LS-2149-100	1064 532	100	30 15	5	10
LS-2149TEM00	1064 532	100	10 5	1,5	10
LS-2149/213	213	500	1	<1,5	
LS-2149-500	1064 532	500	25 12	5-7	10-12
LS-2149-1000	1064 532	1000	20 10	5-7	10-12
LS-1321	531 531 265,5	CW Q- CW Q- CW 10-100 kHz	70 mW 60 mW 1 mW	<2	2ns
LS-2152	1064 532	500	1,2 0,7	<1,5	100 ps

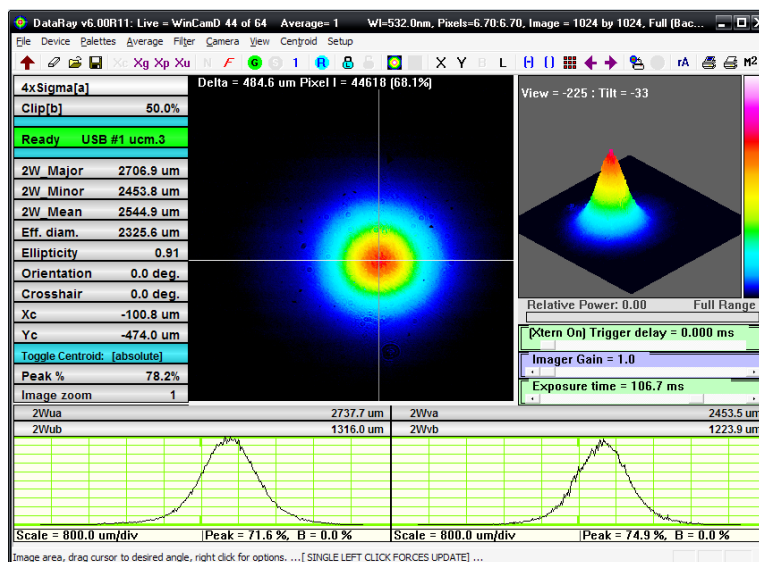


Рис.1. LS-2149 (100 Hz, 16 mJ, 532 nm, near field)

LASER SOURCES OF PULSED EYE-SAFE RADIATION

V.A. Orlovich, V.I. Dashkevich, R.V. Chulkov

B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus

Minsk, Belarus

E-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by

Pulsed laser sources generating in the eye-safe spectral region (1.4 – 1.8 μm) find a wide application in environmental protection, range finding, active imaging, and in several other areas related to the free-space propagation of laser radiation. At present, there are two main approaches for eye-safe laser developing. The first one consists in direct lasing in this spectral range. Erbium doped glass is a prime candidate for the generation of 1.54- μm eye-safe radiation, especially when codoped with Yb^{3+} ions. However the thermal conductivity of Er-Yb glasses is very low, which is disadvantage to create laser systems with high repetition rates. A great deal of effort has been devoted to the synthesis and research of Er-doped crystals having the much larger thermal conductivity. Nevertheless, practical realization of high average-power laser action in Er-Yb crystals meets a number of obstacles. Among these are the multiphonon 1.5- μm luminescence quenching and the low quantum yield leading to a high lasing threshold.

In view of an imperfection of Er-laser media the second approach based on the nonlinear-optical conversion of the radiation of neodymium lasers by means of stimulated Raman scattering (SRS) and optical parametric oscillator (OPO) is widely used to design eye-safe lasers.

This paper reviews several types of eye-safe laser sources developed by us with the use of the second approach. The results of investigation of their characteristics are reported.

Based upon optical schemes, four kinds of eye-safe sources with nonlinear optical conversion of laser radiation are implemented. In the case of the SRS conversion, so-called self-stimulated Raman lasers in which a single rod is used for both generating and converting the laser radiation are realized. A scheme of such lasers is very simple. It is a two-mirror standing wave cavity including a Nd-doped element and a Q-switch. To obtain the eye-safe radiation, the laser mirrors are coated to achieve a very high Q-factor of the cavity at $\sim 1.34 \mu\text{m}$ (${}^4\text{F}_{3/2} - {}^4\text{I}_{13/2}$ laser channel of Nd ion) and to provide an output coupler for the 1st Stokes. With the use of an $\text{Nd:KGd}(\text{WO}_4)_2$ (Nd:KGW) element of 50 mm in length, the natural-air-cooled flashlamp-pumped self-Raman lasers are designed. Lasers provides eye-safe radiation at 1.538 μm . Under active Q-switching (LiNbO_3), the pulse width (FWHM) is 3-5 ns depending on the cavity length. At 7-J pumping, the energy of SRS pulse is 14 mJ. The divergence of eye-safe radiation at a level of 86.5 % of the total energy is $\theta_{0.865} = 6-7$ mrad. Under passive Q-switching ($\text{V}^{3+}:\text{YAG}$), the whole integral SRS-pulse of ~ 15 ns (rod diameter is $\varnothing=3$ mm) or ~ 25 ns ($\varnothing=4$ mm) in duration represents an envelope of shorter ($\sim 1-2$ ns) time-shifted pulses generated by isolated local parts of the cross-section of active medium. The energy of

SRS-radiation is ~ 9 ($\varnothing=3$ mm) and ~ 13 mJ ($\varnothing=4$ mm). The divergence of eye-safe laser beam ($\theta_{0.865}$) does not exceed 12 – 13 mrad.

The diode-end-pumped Q-switched Nd:YVO₄ self-Raman laser is designed. The laser emits the 1st Stokes at 1.524 μ m. The pulse repetition rate is up to 20 kHz. The average output power of Stokes radiation reaches ~ 1 W.

The second type of eye-safe sources is based on the extracavity linear Raman lasers driven by a separate multimode Nd:KGW pump laser. When the actively Q-switched flashlamp-pumped pump laser based on $\varnothing 4 \times 50$ mm Nd:KGW crystal operates at the ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$ transition ($\lambda=1.351$ μ m), the eye-safe Raman laser with a double pass of the pump beam emits the 1st Stokes. The extracavity Raman lasers are realized with crystalline Ba(NO₃)₂ (eye-safe wavelength is $\lambda_{1St}= 1.574$ μ m), a-cut PbWO₄ (1.538 μ m) and b-cut KGW. In the case of KGW, the source can use either the 767.5- (electrical field vector E is parallel N_g crystal axis) or 901.5-cm⁻¹ ($E \parallel N_m$) Raman frequency shift and converts laser emission into 1.507- or 1.538- μ m eye-safe radiation, respectively. It is also possible to generate eye-safe radiation at both wavelengths simultaneously.

Under extracavity Raman laser, the pump pulse generation and the SRS conversion of laser radiation are independent processes. By virtue of this the FWHM of Stokes pulse approximates to the pump pulse width and is ~ 20 ns. All Raman lasers provide approximately the same 1st Stokes energy which reaches ~ 12 mJ at 10 J electrical pump of the source. The divergence of eye-safe beam ($\theta_{0.865}$) does not exceed 11 mrad.

For Nd-laser, traditional ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ transition ($\lambda \sim 1.06$ μ m) has the higher cross section and provides a substantially higher pulsed energy output. However, Raman shift of the frequency of this transition into an eye-safe spectral range requires the generation of higher order Stokes components than in the case of the ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$ laser channel, since essential Raman frequency shifts of the SRS crystals lie in the range of 700–1100 cm⁻¹. We have realized the eye-safe laser source in which the extracavity KGW Raman laser converts the multimode radiation of the Q-switched flashlamp-pumped Nd:KGW pump laser operating at the ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ transition into the 3rd Stokes at 1.5 μ m ($E \parallel N_m$ geometry of SRS excitation). The optical coatings of Raman laser mirrors ensure the development of a cascade SRS process ending in the 3rd Stokes. At the KGW and Nd:KGW crystals with dimensions such as in the case of the ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$ transition, Raman laser emitting the 3rd Stokes provides the higher power and energy of the pulse (~ 14.2 mJ) and the smaller divergence of the Stokes beam ($\theta_{0.865} \sim 9.4$ mrad), besides at the lower pump energy of Nd:KGW laser (~ 6.7 J). In terms of the electrical energy delivered to the flashlamp the total efficiency of the 3rd Stokes Raman laser is ≈ 1.7 times larger. For the 3rd Stokes, the pulse width depends on its energy. When the pulse energy increases from 6 to 14 mJ, the pulse width decreases from 12 to 6 ns. The Raman laser pumped by Nd:YAG with lateral diode pumping is also investigated.

The third type of eye-safe sources is based on the intracavity Raman laser or OPO. The eye-safe source with the intracavity KGW Raman laser which converts the

multimode radiation of the pulsed Nd:KGW laser operating on the ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ transition into the 3rd Stokes component at 1.5 μm are realized. The energy in the eye-safe 3rd Stokes is found to increase essentially linearly with the electrical energy delivered to the flashlamp. For the source pump energy of 6 J, the intracavity Raman laser emits 14.7 mJ pulses of duration ~ 3 ns. The divergence of the Raman laser beam is $\theta_{0.865} = 9$ mrad.

The last type of eye-safe sources is based on the extracavity Raman laser or OPO operating in the traveling-wave mode due to ring cavity. The ring cavity is advantageous to design compact laser systems since there is no optical feedback from the nonlinear converter (the optical isolator is not needed). The ring cavity, which consists of three plane mirrors, is used. The optical axial contour of the ring cavity is an equilateral triangle. The ring 1st Stokes KGW Raman laser pumped by mentioned above Nd:KGW laser operating at the ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$ transition is realized. The three KGW rods used have the size of $\varnothing 2.8 \times 22$ mm. They are oriented for N_m -polarized pumping ($\lambda_{\text{ISI}} = 1.538$ μm). In ring Raman laser, the presence of the parasitic Stokes radiation generated by the Fresnel reflection back along the path of pump beam leads to the formation of two Stokes waves propagating in opposite directions in the cavity. When eliminating the parasitic Stokes radiation by tilting the ends of the SRS-crystals on 2 - 4 degrees with respect to the cavity axis, the ring Raman laser provides the stable unidirectional generation of the Stokes wave travelling in direction of the pump without any intracavity optical diode. At ~ 10 -J energy supplied to the flashlamp of the pump laser, the ring Raman laser generates 7-mJ, 15-ns pulses with 20 % energy conversion efficiency, the divergence of the Stokes radiation being less than 5 mrad.

Due to the direct conversion of traditional 1- μm emission of the Nd-laser into the eye-safe radiation, the OPO based on KTP (KTiPO₄) crystal is an effective alternative to Raman lasers. We have created the eye-safe sources based on a travelling wave KTP-OPO pumped by the flashlamp-pumped water-cooling Q-switched Nd:YAG pump laser generating 9-ns pulses at a repetition rate of 10-12.5 Hz. KTP crystals providing type II non-critical phase synchronism along the x -axis ($\theta = 90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$) are used. The length of the KTP crystal is 15 mm. At electrical pumping energy which does not exceed 8 J, the source generates radiation pulses with energy of up to 35 mJ and the duration of ~ 11 ns.

The output wavelength of the KTP-OPO with pumping by radiation at $\lambda = 1.064$ μm is 1.571 μm . The long-term operation of the source pumped at 6.5 J is a strong case for its reliability. At the continuous operation, the OPO pulse energy has been monitored for more than three-hour intervals that have been separated by an one-hour pause. The average OPO pulse energy of ~ 25 mJ remains practically constant with a standard deviation of 0.74 mJ. At the output energy of ~ 25 mJ, the divergence of the OPO beam is less than seven diffraction limits. The fabricated source model with the ring OPO has produced 2.5-million pulses without a substantial change in the characteristics of the output radiation. In some experiments, the Nd:YAG laser with transverse diode pumping is used.

Reasons limiting energy of a ring three-mirror KTP-OPO are revealed. The ways to increase KTP-OPO energy up to ~ 80 mJ are developed.

ЛАЗЕРНЫЕ ИСТОЧНИКИ БЕЗОПАСНОГО ДЛЯ ГЛАЗ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.А. Орлович, В.И. Дашкевич, Р.В. Чулков
*Институт физики имени Б.И. Степанова
Национальной Академии наук Беларуси, г. Минск, Беларусь
E-mail: v.orlovich@dragon.bas-net.by*

Импульсные лазерные источники, генерирующие в безопасном для глаз диапазоне спектра (1,4 – 1,8 мкм), находят широкое применение в области охраны окружающей среды, дальнометрии, распознавании объектов и в ряде других областей, связанных с распространением лазерного излучения в свободном пространстве. В настоящее время существует два основных подхода к разработке безопасных для глаз лазеров. Первый подход основан на прямой генерации в данной области спектра. Основными лазерными средами для генерации безопасного для глаз излучения на длине волны 1,54 мкм являются легированные эрбием стекла, особенно когда они солегированы ионами Yb^{3+} . Однако теплопроводность Er-Yb стекол очень низка, что препятствует созданию лазерных систем с высокой частотой повторения импульсов. Много усилий было направлено на поиск и исследование Er-содержащих кристаллов, обладающих гораздо большей теплопроводностью. Тем не менее, практическая реализация высокой мощности лазерного излучения в Er-Yb кристаллах сталкивается с рядом трудностей, среди которых многофононное тушение люминесценции и низкий квантовый выход, ведущий к высокому порогу генерации.

Ввиду несовершенства Er-лазерных сред для разработки безопасных для глаз лазеров широко используется второй подход, основанный на нелинейно-оптическом преобразовании излучения неодимовых лазеров с помощью вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) и параметрической генерации света (ПГС).

В настоящем докладе рассматриваются несколько типов безопасных для глаз лазерных источников, разработанных нами с использованием второго подхода, и сообщаются результаты исследования их характеристик.

Если классифицировать оптические схемы, то реализовано четыре типа безопасных для глаз источников с нелинейно-оптическим преобразованием лазерного излучения. В случае ВКР преобразования реализованы так называемые лазеры с ВКР-самопреобразованием, в которых для генерации и преобразования лазерного излучения используется один лазерный стержень. Схема таких лазеров очень проста. Это двухзеркальный резонатор стоячей волны, содержащий Nd-легированный элемент и модулятор добротности. Для получения безопасного для глаз излучения, зеркала изготовлены таким образом, что создается очень высокая добротность резонатора на $\lambda \sim 1,34$ мкм (${}^4\text{F}_{3/2} - {}^4\text{I}_{13/2}$ лазерный канал Nd иона) и обеспечивается требуемое отражение для излучения 1-ой стоксовой компоненты. С использованием Nd:KGd(WO₄)₂

(Nd:KGW) элемента длиной 50 мм созданы ВКР-самопреобразующие лазеры с ламповой накачкой и естественным воздушным охлаждением. Лазеры обеспечивают безопасное для глаз излучение на длине волны 1,538 мкм. При активной модуляции добротности (LiNbO₃), длительность импульса (FWHM) составляет 3-5 нс в зависимости от длины резонатора. При накачке 7 Дж энергия ВКР импульса равняется 14 мДж. Расходимость безопасного для глаз излучения на уровне 86,5% полной энергии $\theta_{0,865}$ составляет 6 - 7 мрад. При пассивной модуляции добротности (V³⁺:YAG) интегральный ВКР-импульс длительностью ~ 15 нс (диаметр стержня $\varnothing = 3$ мм) или ~ 25 нс ($\varnothing = 4$ мм) представляет собой огибающую коротких (~ 1 - 2 нс) сдвинутых во времени импульсов, генерируемых отдельными локальными участками поперечного сечения активной среды. Энергия ВКР-излучения составляет ~ 9 ($\varnothing = 3$ мм) и ~ 13 мДж ($\varnothing = 4$ мм). Расходимость пучка безопасного для глаз лазера ($\theta_{0,865}$) не превышает 12 - 13 мрад.

Создан импульсный Nd:YVO₄ лазер с ВКР-самопреобразованием, имеющий продольную диодную накачку. Лазер излучает 1-ю стоксову компоненту на длине волны 1,524 мкм. Частота повторения импульсов до 20 кГц. Средняя выходная мощность стоксова излучения достигает ~ 1 Вт.

Второй тип безопасных для глаз источников основан на внрезонаторных ВКР-лазерах с линейным резонатором, возбуждаемых излучением отдельного многомодового Nd:KGW лазера накачки. Лазер накачки на кристалле Nd:KGW размером $\varnothing 4 \times 50$ мм имеет активную модуляцию добротности и ламповую накачку. Когда лазер накачки работает на переходе ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$ ($\lambda = 1,351$ мкм), безопасный для глаз ВКР-лазер с двухпроходным пучком накачки генерирует первую стоксову компоненту. Внрезонаторные ВКР-лазеры реализованы на кристаллах Ва(NO₃)₂ (длина волны безопасного для глаз излучения λ_{1st} равна 1,574 мкм), PbWO₄ *a*-среза (1,538 мкм) и KGW *b*-среза. В случае KGW источник может использовать либо 767,5- (вектор электрического поля *E* параллелен N_g оси кристалла) или 901,5 см⁻¹ (*E* || N_m) ВКР сдвиг частоты и преобразует лазерное излучение в безопасное для глаз излучение с длинами волн 1,507 и 1,538 мкм, соответственно. Кроме того, возможна генерация безопасного для глаз излучения на обеих длинах волн одновременно.

В случае внрезонаторного ВКР-лазера генерация импульса накачки и ВКР-преобразование лазерного излучения являются независимыми процессами. В силу этого длительность ВКР импульса приблизительно равна длительности импульса накачки и составляет ~20 нс. Все ВКР-лазеры обеспечивают примерно одинаковую энергию излучения первой стоксовой компоненты, которая достигает ~12 мДж при электрической накачке источника 10 Дж. Расходимость безопасного для глаз излучения ($\theta_{0,865}$) не превышает 11 мрад.

Для Nd-содержащих лазеров, традиционный переход ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ ($\lambda \sim 1,06$ мкм), имеет более высокое поперечное сечение и обеспечивает существенно более высокую энергию импульсного излучения. Однако для ВКР сдвига частоты данного перехода в безопасный для глаз спектральный диапазон

требуется генерация стоксовой компоненты более высокого порядка, чем в случае лазерного канала ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$, поскольку используемые ВКР сдвиги частот ВКР кристаллов лежат в диапазоне 700-1100 см^{-1} . Нами создан безопасный для глаз лазерный источник, в котором внерезонаторный KGW ВКР-лазера преобразует многомодовое излучение Nd:KGW лазера, работающего на переходе ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$, в 3-ю стоксову компоненту с длиной волны 1,5 мкм ($E||N_m$ геометрия возбуждения ВКР). Лазер накачки имеет активную модуляцию добротности и ламповую накачку. Оптические покрытия зеркал ВКР лазера обеспечивают развитие каскадного ВКР процесса, заканчивающегося генерацией 3-й стоксовой компоненты. Если кристаллы KGW и Nd:KGW имеют размеры, такие же, как в случае перехода ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$, ВКР лазер 3-ей стоксовой компоненты обеспечивает более высокую мощность и энергию импульса (~ 14.2 мДж) и меньшую расходимость стоксова пучка ($\theta_{0.865} \sim 9,4$ мрад), к тому же при более низкой энергии накачки Nd: KGW лазера (~ 6.7 Дж). С точки зрения электрической энергии, подводимой к лампе накачки, полный КПД лазера 3-ей стоксовой компоненты в 1,7 раз выше. Длительность импульса 3-ей стоксовой компоненты зависит от его энергии. Когда энергия импульса увеличивается от 6 до 14 мДж, длительность импульса уменьшается от 12 до 6 нс. Также исследован ВКР-лазер, возбуждение которого проводилось Nd:YAG лазером с поперечной диодной накачкой.

Третий тип безопасных для глаз источников основан на внутрирезонаторном ВКР-лазере или ПГС. Создан безопасный для глаз источник с внутрирезонаторным KGW ВКР-лазером, который преобразует многомодовое излучения импульсного Nd: KGW лазера, работающего на переходе в ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$, в 3-ю стоксову компоненту (1,5 мкм). Установлено, что энергия безопасной для глаз 3-ей стоксовой компоненты практически линейно возрастает с увеличением электрической энергии, подводимой к лампе накачки. При энергии накачки источника 6 Дж, внутрирезонаторный ВКР-лазер излучает импульсы с энергией 14,7 мДж длительностью ~ 3 нс. Расходимость пучка ВКР лазера ($\theta_{0.865}$) составляет 9 мрад.

Последний тип безопасных для глаз источников основан на внерезонаторном ВКР-лазере или ПГС, работающих в режиме бегущей волны благодаря использованию кольцевого резонатора. Кольцевые резонаторы позволяют создавать компактные лазерные системы, поскольку устраняют оптическую обратную связь с нелинейным преобразователем (не требуется оптическая развязка). Используется кольцевой резонатор, состоящий из трех плоских зеркал. Оптический осевой контур кольцевого резонатора представляет собой равносторонний треугольник. Создан кольцевой KGW ВКР-лазер, излучающий 1-ю стоксову компоненту при накачке упомянутым выше Nd: KGW лазером, работающим на переходе ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$. Используются три стержня из KGW, имеющие размеры $\varnothing 2,8 \times 22$ мм. Они ориентированы для осуществления накачки в геометрии $E||N_m$ ($\lambda_{1st} = 1,538$ мкм). Наличие в кольцевом ВКР лазере паразитного стоксова излучения, генерируемого френелевским отражением в обратном направлении вдоль пути пучка накачки,

приводит к образованию в резонаторе двух стоксовы волн, распространяющихся в противоположных направлениях. При устранении паразитного стоксова излучения путем наклона торцов ВКР -кристаллов на 2 - 4 градуса по отношению к оси резонатора кольцевой ВКР-лазер обеспечивает стабильную однонаправленную генерацию стоксовой волны, распространяющейся в направлении накачки, без использования внутррезонаторного оптического вентиля. При подводимой к лампе лазера накачки энергии ~ 10 Дж кольцевой ВКР-лазер генерирует с 20% эффективностью преобразования энергии и излучает импульсы с энергией 7 мДж и длительностью 15 нс. Расходимость стоксова излучения составляет менее 5 мрад.

В силу прямого преобразования традиционного 1-мкм излучения Nd-лазеров в безопасное для глаз излучение ПГС на основе кристалла КТР (КТiPO4) является эффективной альтернативой ВКР-лазеру. Нами создан безопасный для глаз источник, основанный на КТП-ПГС бегущей волны, накачка которого осуществляется Nd:YAG-лазером с модулируемой добротностью, имеющим ламповую накачку и водяное охлаждение и генерирующим импульсы с длительностью 9 нс и частотой повторения 10-12.5 Гц. Используются три кристалла КТР, обеспечивающие II тип не критического фазового синхронизма вдоль оси x ($\theta=90^\circ$, $\varphi = 0^\circ$). Длина кристалла КТР 15 мм. При электрической энергии накачки, которая не превышает 8 Дж, источник генерирует импульсы излучения с энергией до 35 мДж и длительностью ~ 11 нс. В ряде экспериментов мы использовали также Nd:YAG лазер с поперечной диодной накачкой.

Длина волны КТП-ПГС при накачке излучением на $\lambda = 1,064$ мкм составляет 1,571 мкм. Веским доводом высокой надежности источника является его долгосрочная работа при накачке 6,5 Дж. При непрерывной работе энергия импульса ПГС контролировалась в течении более трехчасовых промежутков, разделенных часовой паузой. При длительной эксплуатации ПГС средняя энергии импульса ~ 25 мДж оставалась практически постоянной со стандартным отклонением 0,74 мДж. При выходной энергии ~ 25 мДж, расходимость пучка ПГС была меньше семи дифракционных пределов. Созданный макет источника с кольцевым ПГС обеспечил наработку 2,5 млн. импульсов без существенного изменения характеристик выходного излучения.

Выявлены причины, ограничивающие энергию кольцевого трехзеркального КТП-ОПГ. Разработаны пути повышения энергии КТП-ОРО до ~ 80 мДж.

WATER-IN-OIL METER BASED ON LED-SPECTROSCOPY

V.V. Kabanov, E.V. Lebedok, D.M. Kabanov, K.I. Lantsov, A.G. Ryabtsev
Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

The device designed to a measurement of water concentration relative to oil media is presented; it is applied for pipelines and laboratories. The device operation is based on principle of selective absorption of the LED mid-infrared radiation by water and oil. To account for the radiation scattering at impurities and water-oil boundaries the additional LED is used. The radiation of this LED is not selectively absorbed by water and oil.

The range of water concentration measurement is from 0.2 to 50 % for ambient temperature range from +10 to + 40 °C. The device dimensions: length is of 91 mm, width is of 70 mm and height is of 56 mm. There is possibility to extend the ambient temperature range of the measurement with some dimensions increasing.

СОДЕРЖАНИЯ ВОДЫ В НЕФТИ НА ОСНОВЕ СВЕТОДИОДНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В.В. Кабанов, Е.В. Лебедок, Д.М. Кабанов, К.И. Ланцов, А.Г. Рябцев
Институт физики Национальной Академии наук Беларуси, г. Минск, Беларусь

Представлен прибор, предназначенный для измерения содержания воды в нефти для проточных систем и лабораторных измерений. Работа прибора основывается на принципе селективного поглощения излучения светодиодов средней инфракрасной области спектра (1,5–2,0 мкм) нефтью и водой. С целью учета рассеяния излучения на примесях и границах вода-нефть используется дополнительный светодиод, излучение которого селективно не поглощается водой и нефтью.

Диапазон измеряемых величин концентраций воды в нефти: от 0,2 до 50 % при температурах окружающей среды от +10 до +40 °C. Габариты прибора: длина 91 мм, ширина 70 мм, высота 56 мм. Существует возможность увеличения температурного интервала измерений при некотором увеличении габаритов прибора.

POWERFUL DIODE PUMPED LASERS FOR LIDAR AND ILLUMINATION SYSTEMS

V.V. Kabanov, K.V. Lepchenkov, G.I. Ryabtsev, M.A. Shchemelev
Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

The versions of neodymium diode pumped laser systems with air cooling are presented. The output energy of the Q-switched laser emitter reaches the value of 400 mJ (at 1064 nm). In the three wavelength operation mode the developed laser forms the pulses characterized by energies of 170, 150 and 80 mJ at the wavelengths of 1064, 532 and 355 nm respectively. The output pulse duration is equal to 8–11 ns at the repetition rate of 10 Hz. The multiwavelengths laser emitter is effective for application to the aerosol lidars with the probing range of up to 40 km.

Characteristics of the laser emitters operated in the blue–green spectral region are discussed with regard to underwater communications.

For the eye–safety spectral region (1.5–1.6 μm) compact erbium lasers (output energy of 2–8 mJ, repetition rate of 1–5 Hz) and optical parametric oscillators (output energy of 25–50 mJ, repetition rate of 1–60 Hz) are proposed.

As a new promising model, an example of the diode pumped lasers aimed for an ignition of rocket fuel is shown. Laser emitters of that type can be also used for the object illumination (when the adverse weather conditions are met) and laser spectral analysis purposes. It is shown that in the last case the specialized double–pulsed laser emitters are the most effective light sources.

МОЩНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ СИСТЕМ ЗОНДИРОВАНИЯ И ПОДСВЕТКИ

В.В. Кабанов, К.В. Лепченков, Г.И. Рябцев, М.А. Щемелев
Институт физики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Представлены варианты неодимовых лазерных систем с диодной накачкой и воздушным охлаждением. В режиме модуляции добротности энергия выходных импульсов лазерного излучателя достигает 400 мДж (1064 нм). При одновременной генерации трех длин волн излучатель формирует импульсы излучения на длинах волн 1064, 532 и 355 нм с энергиями 170, 150 и 80 мДж соответственно. Длительность импульсов излучения составляет 8–11 нс при частоте следования 10 Гц. Многоволновой лазерный излучатель эффективен для применения в составе аэрозольных лидаров с дальностью зондирования атмосферы до 40 км.

Обсуждаются характеристики лазерных излучателей на сине–зеленую спектральную область для устройств подводной связи.

Для условно безопасного спектрального диапазона (1,5–1,6 мкм) предлагаются компактные эрбиевые лазеры (энергия импульсов 2–8 мДж, частота следования импульсов 1–5 Гц) и параметрические генераторы света (энергия импульсов 25–50 мДж, частота следования импульсов 1–60 Гц).

В качестве новой перспективной разработки показан образец лазера с диодной накачкой для поджига ракетного топлива. Такого типа лазерные излучатели могут использоваться также в системах подсветки (при неблагоприятных погодных условиях) и лазерного спектрального анализа. Показывается, что в последнем случае наиболее эффективно применять специализированные двухимпульсные лазерные излучатели.

LASERS PUMPED BY INJECTION INGAN LASERS

E.V. Lutsenko

Institute of Physics of National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Belarus

E-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by

Development of the growth technology of nitride compounds allows now to create efficient lasers emitting in the violet and blue regions of the spectrum. There are currently on the market "violet" InGaN laser diodes emitting in the spectral range of 400-415 nm in a continuous wave mode with power value of 0.5 W (Opnext HL400023MG) and even 1.2 W (Nichia NDV7375E). The output power of commercially available "blue" InGaN laser diodes emitting in the spectral range of 435-455 nm reaches 2 W. Laser diodes NDB7875 of Nichia firm in 9 mm housing have an operational emission power of 1.6 W and LDs PL TB450 of the OSRAM company have 1.4 W. Although output power of these lasers is inferior to infrared laser diodes, it is sufficient for pumping many promising laser media having absorption in the violet-blue regions of the spectrum.

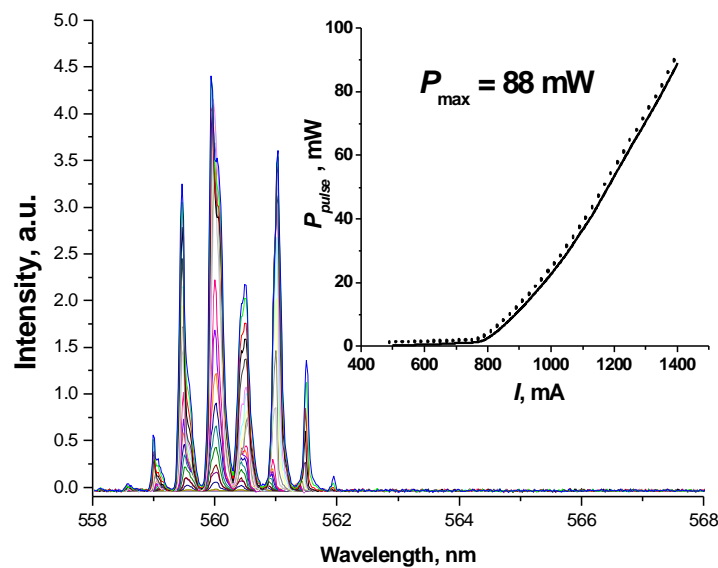


Fig. 1. Spectra and pulsed emission power of microchip laser (inset) as functions of injection current

On the base of InGaN pumping laser diodes, emitting in the blue region of the spectrum and optically pumped heterostructure lasers with an active region consisting of ZnCdSe quantum dot insertions in ZnSe quantum wells, enclosed into a graded index superlattice waveguide, we have created miniature lasers emitting in the green [1] and blue-green (fig. 1) [2] spectral range. It should be noted that InGaN laser diodes are limited currently to wavelengths < 540 nm.

Prospects of studies in this direction and possibility of using such lasers for multimedia picoprojectors is confirmed by the report [3].

Use of only one cylindrical microlens for focusing the pumping emission of excitation laser diode in the direction perpendicular to the heterostructure allowed to miniaturize these lasers as much as possible and create a microchip laser with a size of standard housing TO-18 (5.6 mm) of the laser diode (fig. 2a). Application of current pulses shorter than 10 ns for excitation of InGaN pumping laser diodes allowed to reduce overheating of the active region of the laser diode and to enhance respectively their output pulse power up to 10 W without visible signs of degradation. This in turn allowed to reach the pumping power density significantly above the laser threshold for the heterostructures and to pump effectively the active region. Pulse power exceeding 1 W in the green region of the spectrum was achieved using such microchip lasers (fig. 2b) which allows to use them in spectroscopy and in a number of biological and genetic applications.

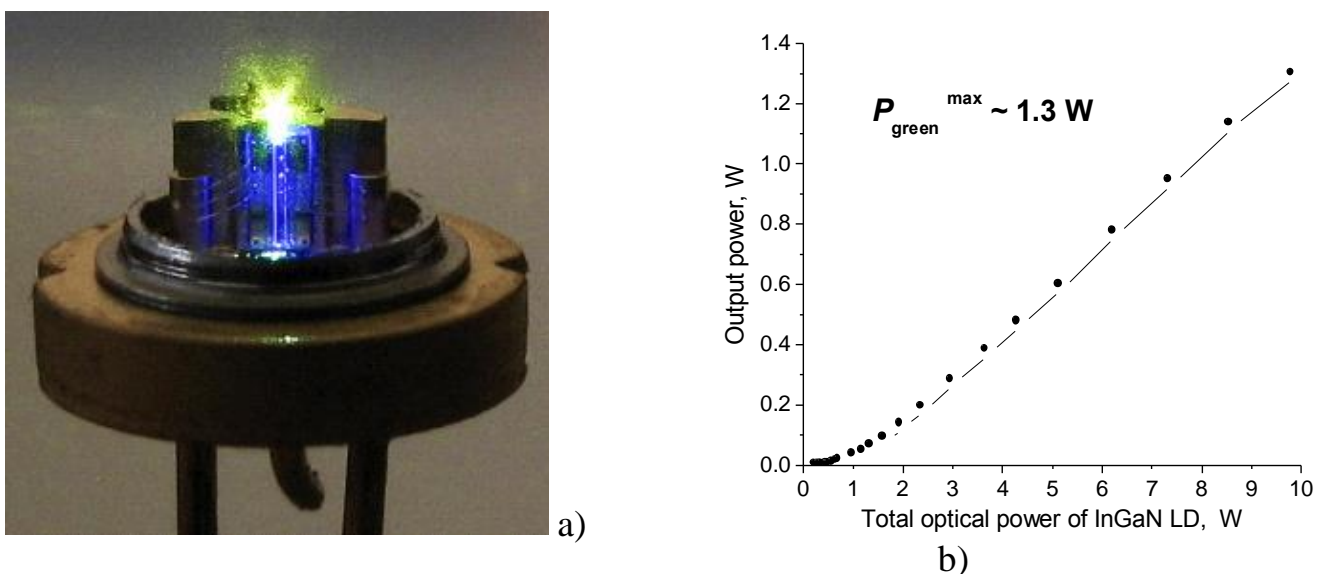


Fig. 2. Photo of microchip laser (a); pulsed emission power in the green spectral region of the microchip laser as a function of excitation power of InGaN laser with pulse duration of 4 ns (b)

The laser threshold of the heterostructures with an active region consisting of a single ZnCdSe quantum dot insertion is currently less than 1 kW/cm^2 that in principle allows pulsed optical pumping of ZnCdSe heterostructures even by LED emission. Naturally, pumping of the laser ZnCdSe heterostructures by InGaN LED emission will allow lowering dramatically the cost of microchip lasers emitting in the green spectral region to a few dollars. The results on pulsed injection of InGaN LEDs as well as conditions and opportunities necessary to create this type of lasers are discussed.

Pumping of the active laser media by InGaN laser radiation is relevant from the standpoint of reducing cost and size of the lasers and increasing stability and efficiency of their operation. Foreign authors have carried out a number of pioneering works on pumping of $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ and $\text{Pr}:\text{KYF}_4$ by InGaN laser diodes. Application of InGaN laser diodes is also promising for pumping of organic laser media, media with samarium ions and other materials.

References

1. S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Gronin, G.V. Klimko, K.G. Belyaev, S.V. Ivanov, A. Alyamani, E.V. Lutsenko, A.G. Vainilovich, G.P. Yablonskii. *Electronic Letters*. Vol. 48, Iss. 2, p. 118-119 (2012).
2. E. V. Lutsenko, A. G. Vainilovich, N. V. Rzhetskii, V. N. Pavlovskii, G. P. Yablonskii, S. V. Sorokin, S. V. Gronin, I. V. Sedova, P. S. Kop'ev, S. V. Ivanov, M. Alanzi, A. Hamidalddin, A. Alyamani. Optically pumped quantum dot Cd(Zn)Se/ZnSe laser and microchip converter for yellow-green spectral region. *Quantum Electronics* 43 (5) 418 – 422 (2013).
3. Research review. II-VI lasers produce powerful green emission. *Compound Semiconductors*. March 2012, p. 51.

ЛАЗЕРЫ С НАКАЧКОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ ИНЖЕКЦИОННЫХ INGAN ЛАЗЕРОВ

Е.В. Луценко

*Институт физики Национальной Академии наук Беларуси, г. Минск, Беларусь
E-mail: e.lutsenko@ifanbel.bas-net.by*

Развитие технологии роста нитридных соединений уже сейчас позволяет создавать эффективные лазеры, излучающие в фиолетовой и синей областях спектра. В настоящее время на рынке присутствуют «фиолетовые» InGaN лазерные диоды, излучающие в спектральной области 400-415 нм в непрерывном режиме с мощностью 0.5 Вт (Ornext HL400023MG) и даже 1.2 Вт (Nichia NDV7375E). Мощности излучения коммерчески доступных «синих» InGaN лазерных диодов, излучающих в спектральном диапазоне 435-455 нм, доходит до 2 Вт. Лазерные диоды фирмы Nichia NDB7875 в 9 мм корпусе имеют рабочую мощность излучения 1.6 Вт, фирмы OSRAM PL TB 450–1.4 Вт. Хотя мощности этих лазеров уступают инфракрасным лазерным диодам, однако они уже достаточны для накачки многих перспективных лазерных сред, имеющих поглощение в фиолетовой – синей областях спектра.

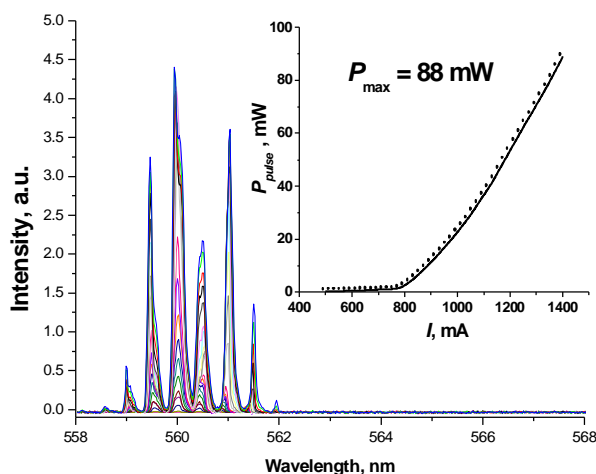
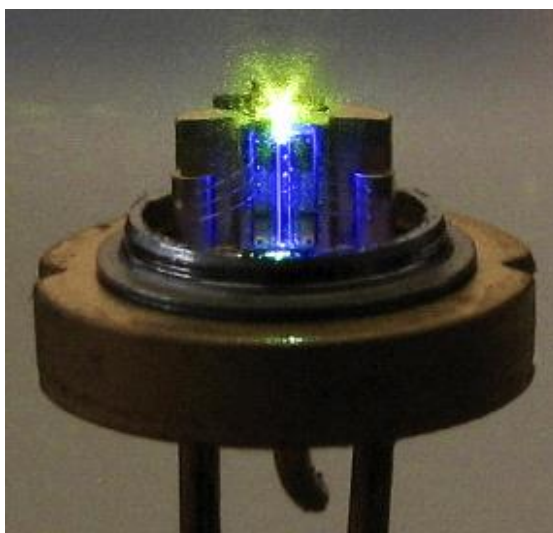


Рис. 1. Спектры и импульсная мощность излучения микрочип-лазера (вставка) в зависимости от тока инжекции

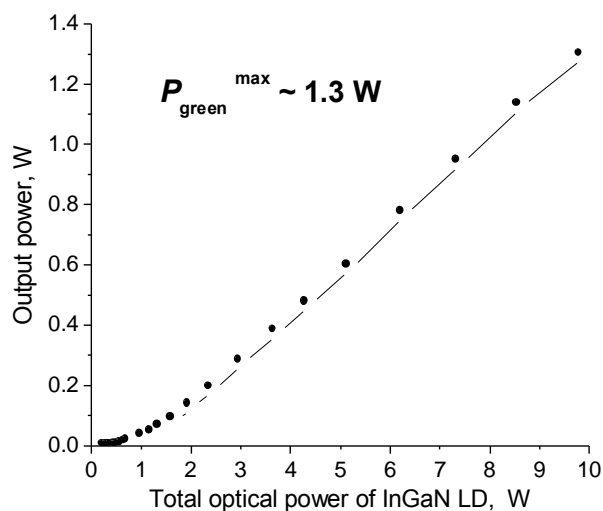
На основе InGaN лазерных диодов накачки, излучающих в синей области спектра и оптически накачиваемых лазеров из гетероструктур с активной областью из вставок квантовых точек ZnCdSe в квантовых ямах ZnSe, заключенных в сверхрешеточный варизонный волновод, ними были созданы миниатюрные лазеры, излучающие в зеленой [1] и сине-зеленой (рис.1) [2] областях спектра. Необходимо отметить, что InGaN лазерные диоды в настоящее время ограничены длинами волн < 540 нм.

Перспективность исследований в этом направлении и возможность применения таких лазеров для мультимедиа пикопрокторов подтверждается заметкой [3].

Применение только одной цилиндрической микролинзы для фокусировки возбуждающего излучения лазерного диода в направлении перпендикулярном гетероструктуре позволило максимально миниатюризировать эти лазеры и создать микрочип-лазер с размерами стандартного корпуса лазерного диода ТО-18 (5.6 мм) (рис. 2а). Применение для возбуждения InGaN лазерных диодов накачки импульсов тока длительностью менее 10 нс, позволило уменьшить перегрев активной области лазерных диодов и, соответственно, поднять их выходную импульсную мощность до 10 Вт без заметных признаков деградации. Это в свою очередь позволило достигнуть плотности мощности накачки значительно превышающих порог генерации гетероструктур и эффективно прокачать активную область. На таких микрочип-лазерах достигнуты импульсные мощности более 1 Вт в зеленой области спектра (рис. 2б), что позволяет их использовать в спектроскопии и целом ряде биологических и генетических применений.



a)



b)

Рис. 2. Фотография микрочип-лазера (а), импульсная мощность излучения в зеленой области спектра микрочип-лазера в зависимости от мощности возбуждения импульсами излучения InGaN лазера длительностью 4 нс (b)

Порог генерации гетероструктур с активной областью из одной вставки квантовых точек ZnCdSe в настоящее время составляет менее 1 кВт/см^2 , что в принципе позволяет осуществить импульсную оптическую накачку ZnCdSe гетероструктур даже излучением светодиодов. Естественно, накачка лазерных ZnCdSe гетероструктур излучением InGaN светодиодов позволит резко, до нескольких долларов понизить стоимость микрочип-лазеров, излучающих в зеленой области спектра. Обсуждаются результаты по импульсной инжекции InGaN светодиодов, возможности и условия, необходимые создания такого типа лазеров.

Накачка активных лазерных сред излучением InGaN лазеров актуальна с точки зрения уменьшения стоимости и размеров лазеров, увеличения стабильности их работы и КПД. Зарубежными авторами уже осуществлен ряд пионерских работ по накачке InGaN лазерными диодами $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}$ и $\text{Pr}:\text{KYF}_4$. Применение InGaN лазерных диодов также перспективно для накачки органических лазерных сред, сред с ионами самария и других материалов.

Литература

1. S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Gronin, G.V. Klimko, K.G. Belyaev, S.V. Ivanov, A. Alyamani, E.V. Lutsenko, A.G. Vainilovich, G.P. Yablonskii. *Electronic Letters*. Vol. 48, Iss. 2, p. 118-119 (2012).
2. Е.В. Луценко, А.Г. Войнилович, Н.В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, С.В. Гронин, И.В. Седова, П.С. Копьев, С.В. Иванов, М. Alanzi, А. Hamidalddin, А. Alyamani. *Квантовая Электроника*, 2013, Том 43, № 5, с. 418-422.
3. Research review. II-VI lasers produce powerful green emission. *Compound Semiconductors*. March 2012, p. 51.

METHODS AND APPARATUS FOR LAYERWISE ATOMIC EMISSION ANALYSIS OF MATERIALS AND PRODUCTS WITH NANOMETER RESOLUTION

E.S. Voropay, K.F. Ermalitskaia, A.P. Zajogin
Belarusian State University, Minsk, Belarus

E-mail: ermalskaia@gmail.com, voropay@bsu.by, zajogin_an@mail.ru

Double pulse LIBS is extensively used for quantitative analysis of various objects including the toolware manufactured of multicomponent alloys. This method is characterized by such advantages as a low degree of sample destruction, no need in chemical or mechanical pretreatment of the surface. Because of this, LIBS is one of the primary direct analysis methods for thin protective coatings which effectively improve the performance of the products contributing to their resistance to wear and durability. However, the performance of various tools is improved mainly with the use of multicomponent coatings commonly formed by physical vapor deposition (PVD). During this procedure the metal surface is treated in vacuum by molecules of other metals (titanium, zirconium, aluminum, tungsten, molybdenum, iron, copper, nickel, and their alloys) in three stages: vaporization of the particles involved in the deposition process; transport of vapor to the substrate; vapor condensation on the surface with the formation of a coating. PVD-coatings are deposited on the finished drilling and cutting tools often featuring very intricate forms. To realize the quality control, a similar deposition is performed for a flat blank sample whose coating may be studied using an electron microscope and an X-ray spectroscopic analysis. Unfortunately, there are some problems with uniformity of the deposited layer on an intricate surface of the drill as well as with the elemental concentration control in the layers of a tool at different points of the cutting rim. It is impossible to perform by the standard methods a submicron-resolution analysis of multilayer coatings on the curved surface.

The experiments were performed with the help of a LSS-1 laser spectrometer produced by the Belarusian–Japanese joint venture LOTIS-TII (Minsk). The plasma was generated at the fundamental wavelength (1064 nm) of a nanosecond Q-switched double-pulse Nd:YAG laser with a pulse width of 15 ns and repetition rate of 10 Hz. Double laser pulses with the interpulse interval $\Delta t=0-100 \mu\text{s}$ (1 μs step) were used to vaporize the sample and to excite the atomic spectra. The effect of double laser pulses with zero interpulse interval ($\Delta t=0 \mu\text{s}$) was identical to that of a single pulse of the doubled energy. Laser pulses with the energy ranging from 10 to 70 mJ were focused by a lens of 100-mm focal length with the spot diameter about 50-100 μm . The crater depth on the sample surface and the layer thickness were determined using a Linnik MII-4 microinterferometer. The measurements performed demonstrate that, compared to single pulses, the use of double laser pulses at the invariable total power leads to a multiple increase in the intensity of spectral lines with a thickness of the evaporated layer, increasing by a factor of 1.5 only. A maximum intensity of spectral

lines for titanium is observed when a time interval between the double laser pulses is 10 μs , and for silicon – 7 μs .

In the process of studies four different objects with PVD-coatings have been analyzed:

- The «analysis blank sample» representing a flat steel plate polished to high finish that was titanium coated using the ion-assisted condensation method. This system was subjected to the effect of the combined and separate plasma streams formed in vacuum-arc discharges. The arc current was 100 A, negative reference voltage – 120 V, thickness of the coating – 1-2 μm .
- The «blank sample» was additionally treated with the use of the nitrogen plasma streams formed in a magnetic-plasma compressor with different numbers of plasma pulses (ranging from 1 to 5) during the period of about 100 μs . The experiments have been performed in the “residual atmosphere” regime: the plasma forming substance – nitrogen – was injected into the pre-evacuated chamber up to the pressure 400 Pa. The power density of a stream was varying as $(1.5\text{--}3.5)\cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$; this was sufficient for melting of the surface layers and for doping of steel by the coating components and plasma-forming substance (nitrogen) with possible formation of nitride phases, solid solutions, and intermetallides. As a result, a multilayer structure was formed, with the thickness 10–15 μm .
- Silicon plates with a titanium coating deposited using the ion-assisted condensation method, the discharge parameters being the same as for the blank sample of steel. Some of the silicon plates with titanium coating, similar to the blank sample, were subjected to the effect of the nitrogen plasma. Before the treatment, the initial silicon plates were covered by a high-melting mask of tungsten with the holes 50 μm in diameter, positioned at a distance of 50 μm from each other.
- The steel milling cutter manufactured by Guhring (Germany) having a multilayer PVD-coating (TiAlN/TiN).
- The defocusing method was proposed to reduce the flux density q and layer thickness h_0 [1]: positive and negative defocusing of the laser beam means focusing at some distance Δf above and below the surface of the ablated sample. In this case an analytical signal exceeds a background level by several fold even at $h_0=0.1 \mu\text{m}$ [2]. As a minimal thickness of the coating in the samples under study amounted to $\sim 1 \mu\text{m}$, the measurements were performed for $\Delta f=-10 \text{ mm}$ to ensure, at least, 10 layers during the procedure of a layer-by-layer analysis.

A lowered density of the radiant flux q with a defocused radiation leads to the decreased quantity of a substance ingressed into the ablation plasma and hence to the decreased line intensities. Because of this, for analytical applications it is expedient to select the lines with the highest intensity for all the components in the spectral range of interest: Ti $\lambda=390.2 \text{ nm}$, Zr $\lambda=360.1 \text{ nm}$, Si $\lambda=390.6 \text{ nm}$, Al $\lambda=396.2 \text{ nm}$, Fe $\lambda=382.0 \text{ nm}$. Intensities of these spectral lines are given in fig. 1 as a function of the

layer depth h for the protective Ti-Zr-coating before the surface treatment by the nitrogen plasma streams and after the treatment.

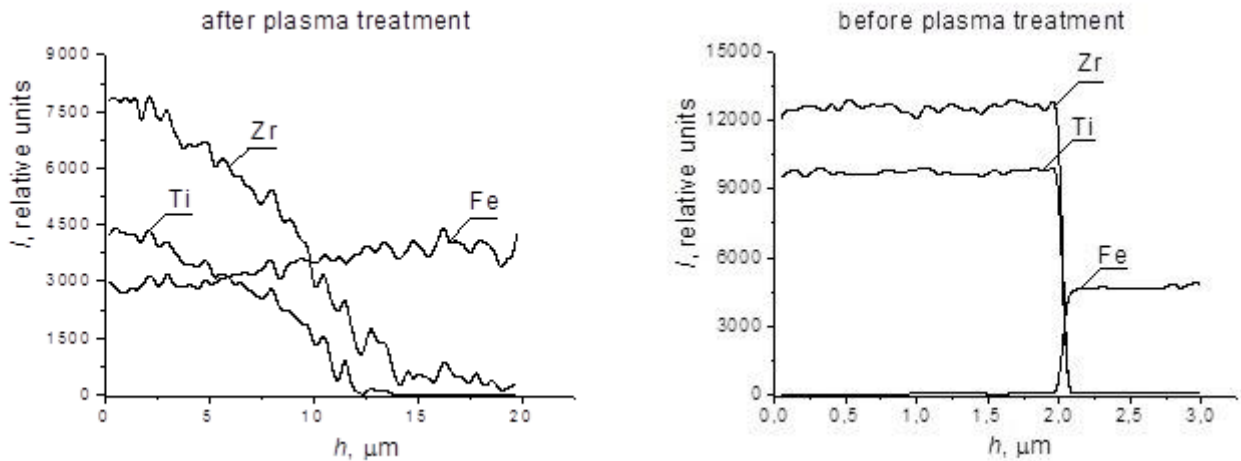


Fig. 1. Spectral line intensities of titanium $\lambda_{Ti}=390.2$ nm, zirconium $\lambda_{Zr}=360.1$ nm, and iron $\lambda_{Fe}=382.0$ nm as a function of the coating depth before and after the surface treatment by the nitrogen plasma streams

During analysis of a PVD-coating one should take into account that the base of Si is very fragile and nonconducting. Because of this, many standard methods are inapplicable, e.g. atomic-emission analysis with electric arc or spark spectrum excitation, hardness tests, etc. As demonstrated by the experiments conducted, the use of double laser pulses, both focused on the surface ($\Delta f = 0$ mm) and defocused ($\Delta f \leq 10$ mm), causes no destruction of the silicon substrate. Similar to the case of a steel plate with a Ti-Zr coating, the plasma treatment results in diffusion of the atoms associated with a homogeneous micron coating to the depth of the base, forming a two-component system several micrometers thick on the surface. Due to the use of a tungsten mask, the penetration depth of titanium into silicon after irradiation is considerably lower than in the case of a similar treatment for the Ti-Zr coated steel sample, being less than 5 μm . The intensity distribution of spectral lines for Si $\lambda=390.6$ nm and Ti $\lambda=390.2$ nm over the surface of a silicon plate after the nitrogen-plasma treatment using the tungsten mask, with the holes 50 μm in diameter positioned at a distance of 50 μm from each other, is shown in fig. 2.

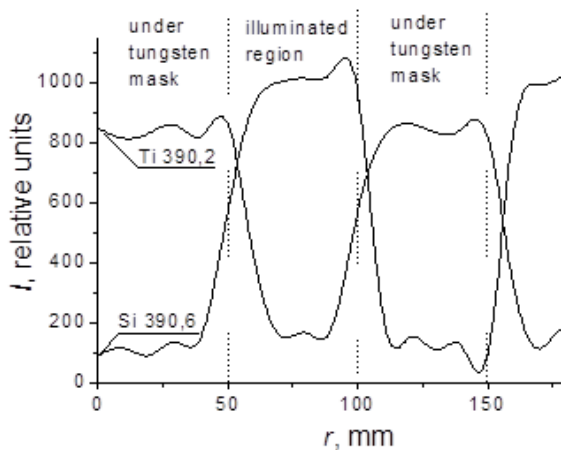


Fig. 2. Intensity distribution of spectral lines for Si $\lambda=390.6$ nm and Ti $\lambda=390.2$ nm over the surface of silicon plate after the nitrogen-plasma treatment through the tungsten mask with the holes 50 μm positioned at the distance 50 μm

To study a steel milling cutter with a PVD-coating (TiAlN/TiN), the authors have analyzed layer-by-layer the deposited coating at three different points arbitrary designated as a side, a cutting-tool, and a butt-end (Fig. 3). A thickness of the coating was established by the appearance of the spectral lines for iron from the steel base of the cutting tool. As found in the process of experiments, a thickness (4.2 μm) and a spatial distribution of the elements on the butt-end and on the cutter is identical, whereas a thickness of the side coating is greater (5.2 μm). This may be associated with peculiarities of the deposition procedure on cutting tools. As found, the PVD-coating under study comprises 10 layers of different thickness h_i , each of which has the characteristic content of the basic components (Ti, Al, N). The number of layers and the elemental concentrations at the three indicated points of the milling cutter are identical, while a thickness of each layer at the side surface is greater. The deepest, i.e. the closest to the steel base, layer of a PVD-coating with the thickness $h_{10} = 1.7 \mu\text{m}$ is homogeneous as regards the content of Al and Ti.

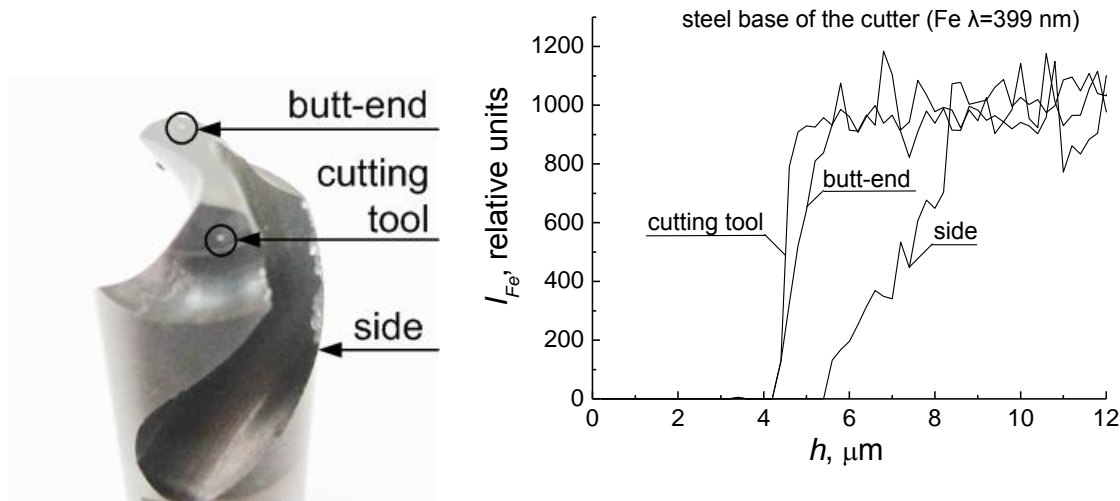


Fig. 3. Localized effect of laser radiation on milling cutter; the spectral line intensity $\lambda_{Fe} = 399 \text{ nm}$ of the steel base as a function of the radiation penetration depth

To perform a layer-by-layer quantitative analysis of a PVD-coating, spectra have been recorded for 10 standard samples with a specified concentration of titanium and aluminum at similar parameters of laser radiation ($\Delta f = -10 \text{ mm}$, $E_{\text{pul}} = 75 \text{ mJ}$, $\tau = 15 \text{ ns}$, $q = 3 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$, $\Delta t = 10 \mu\text{s}$). The curves for the spectral line intensities of titanium $\lambda_{Ti} = 390.2 \text{ nm}$ and aluminum $\lambda_{Al} = 396.2 \text{ nm}$ as a function of their concentration were constructed. Table 1 presents the results for a steel milling cutter.

Table 1. Layer thickness h_i and elemental content in PVD-coating on steel milling cutter
* Within the deepest layer with a thickness of $1.73 \mu\text{m}$ the content of titanium and aluminum linearly decreases with a growing depth

Layer	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$h_i, \mu\text{m}$	1,73	0,40	0,27	0,24	0,46	0,20	0,48	0,21	0,37	0,40
$C_{Ti}, \%$	*29÷2,9	34	41	47	52	56	62	66	61	73
$C_{Al}, \%$	*7÷0,6	9	11	12	14	15	16	18	16	19

The developed technique for a direct layer-by-layer elemental analysis of coatings using double pulse LIBS may be applied in submicron-resolution quantitative studies in the case of PVD-deposition. Double pulse LIBS is a very effective technique of a direct layer-by-layer analysis of micron PVD-coatings, enabling studies of the curved surface of samples without the preliminary chemical or mechanical treatment in the air. To control a thickness of the evaporated layer by changes in the radiant flux density, one should use the defocusing method when double laser pulses meet all the requirements to the spectrum excitation source for a direct layer-by-layer analysis of thin coatings.

The developed analytical techniques may be used in quantitative and qualitative analysis in layers of PVD-coatings on metal and nonmetal objects including metal and nonmetal objects, both flat blank samples and commercial products of intricate form.

Resources

1. K.F. Ermalitskaia, Y.S. Voropay, A.P. Zajogin, Dual-pulse laser-induced breakdown spectrometry of bronze alloys and coatings, *J. of Appl. Spectroscopy* 77 (2010) 153-159.
2. E. Voropay, K. Ermalitskaia, Spatial heterogeneity of the double-pulse laser plasma of copper alloys, *Eur. Phys. J. D* 64 (2011) 453–458.

PHOTONICS AND RELAXATION PATHWAYS FOR SELF-ASSEMBLED NANOSTRUCTURES: MULTIPORPHYRIN COMPLEXES AND NANOCOMPOSITES «SEMICONDUCTOR CdSe/ZnS QUANTUM DOT - ORGANIC DYE»

E. Zenkevich¹, C. von Borczyskowski²

¹ *Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus*

E-mail: zenkev@tut.by

² *Institute of Physics and Center for Nanostructured Materials and Analytics
Chemnitz University of Technology, Chemnitz, Germany*

At the moment, it is well-documented that *photonics* is playing a pivotal role in advancing Nano/Bio/Info technology by creating new interfaces between multiple disciplines. In this respect, *nanophotonics* provides opportunities for high-density integration in information technology and for efficient harvesting of solar energy, as well as offers real opportunities for fundamental research and various applications to produce novel nanoprobe for biomedical imaging, biosensing and therapy for cancer as well for other major medical needs to advance human health. Correspondingly, nanostructured materials with tuneable morphology have attracted exceptional interest over the past decades because of their unique architectures, tailored physicochemical properties, central roles in fabricating nanoelectronics, and potential applications in bionanotechnology [1-3].

Recently, great efforts have been devoted to bottom-up self-assembled nanostructures. Self-assembly is the fundamental phenomenon that generates structural organization on all scales *in vivo* and *in vitro* [4-6]. In fact, this direction is the supramolecular organic/inorganic chemistry/photochemistry in solutions or at solid/liquid interfaces, a highly interdisciplinary field of science covering the chemical, physical, and biological features of chemical species held together and organized by means of intermolecular binding interactions of various natures. However, many fundamental issues still need to be in-depth investigated in order to have full understanding of mechanisms that drive the properties of such nanocomposites.

Recently, based on ideas of the self-assembly mentioned above, we have succeeded to form multicomponent organic and organic/inorganic nanoassemblies using the combination of covalent and non-covalent binding interactions, that is the preparation of multiporphyrin complexes, and the anchoring of functional organic molecules (including tetrapyrrolic compounds and perylene bisimides) to the surface of semiconductor CdSe/ZnS quantum dots (QD) in solutions and polymeric films (Fig. 1) [7-10]. These nanoassemblies are of considerable scientific and a wide practical interest including material science and biomedical applications.

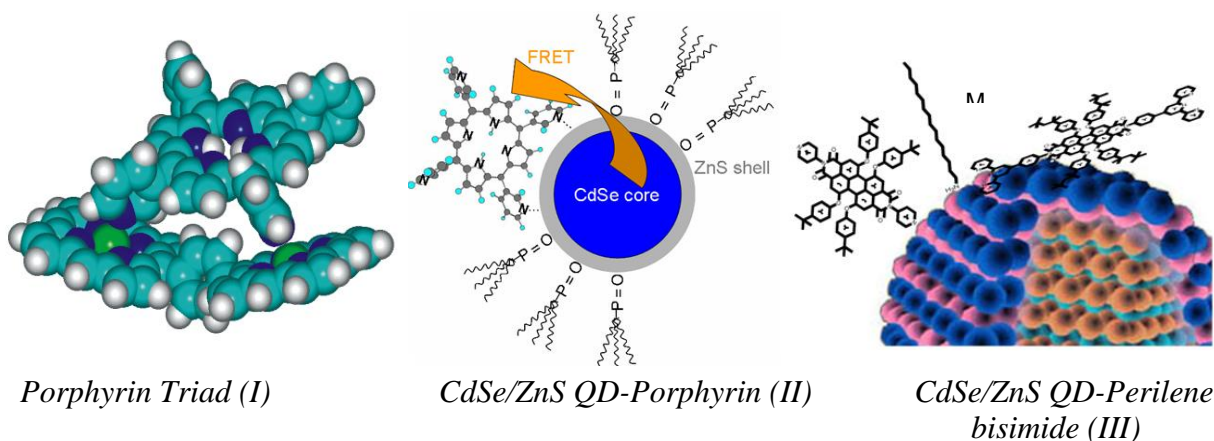


Figure 1. Structures and mutual arrangement of interacting subunits in nanoassemblies

In this paper, we are willing to discuss the formation principles, spectroscopy and mechanisms of excitation energy relaxation being obtained for multiporphyrin complexes (triads) as well for nanocomposites based on trioctylphosphine oxide (TOPO) or long-chain amine (AM) capped core/shell CdSe/ZnS QDs exhibiting size-dependent photophysical properties and surfacely activated by *meso*-pyridyl substituted porphyrins, H₂P, or perilene bisimide dyes, PBI, in solutions and polymer matrixes at 295 K (steady-state, picosecond time-resolved luminescence spectroscopy and single molecule spectroscopy).

Typically, at 295 K triad complexes (Structure I in fig. 1) are formed during a titration of the chemical dimer (ZnOEP)₂Ph solution by the extra-ligand solution or by one-step mixing of the two solutions at appropriate concentrations. In these triads, main fluorescent features are as follows. 1) The dimer fluorescence does show strong quenching (fluorescence decay is shorten from $\tau_{SD}^0=1.15$ ns down to $\tau_{SD} \leq 1.7$ ps), and fluorescence spectra of the triads mainly consist of the porphyrin extra-ligand fluorescence bands. 2) In nonpolar toluene at 295 K, the extra-ligand fluorescence quantum efficiency is also reduced by 1.5-2 times as compared to the individual extra-ligand L [H₂P(m[^]PyR)₂-(iso-PrPh)₂]. 2) The L fluorescence intensity is decreased upon temperature lowering (278-160 K). 3) The increase of the solvent polarity leads to the decrease of the L fluorescence intensity. 4) In polar conditions, the sensitization effect due to the singlet-singlet energy migration (S-S EM) process is absent, though usually through-space S-S EM process in multiporphyrin arrays is hardly dependent on the solvent polarity. 5) Time-correlated single photon counting (TCSPC) fluorescence measurements show that the emission decays of extra-ligand in the triads are reduced noticeably with respect to those for individual uncomplexed porphyrin (fig. 2). Femtosecond pump-probe data for the triad I in toluene at 295 K reveal that the non-radiative relaxation of the dimer S₁-state in the triads realizes within ~1.7 ps.

In the result, on the basis of the detailed experimental data in the combination with theoretical calculations (Foerster resonant energy transfer model and the generalized Haken-Strobl-Reineker formalism) the whole scheme of the dynamics of locally excited S₁-states for components in triad I has been evaluated (fig. 3). The

main quantitative conclusion is that in these complexes, the competition of the energy migration (EM) and photoinduced electron transfer (PET) processes takes place which may be selectively driven by the triad composition, solvent polarity and temperature.

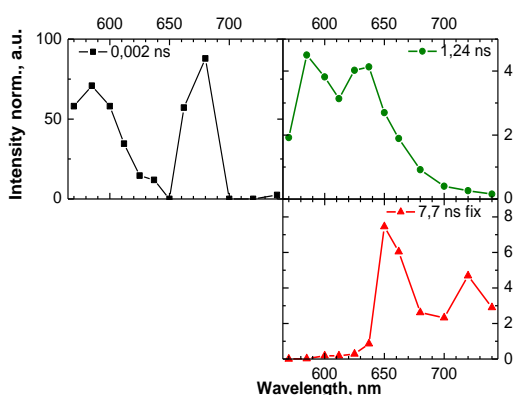


Figure 2. Decay-associated spectra of the triad $(\text{ZnOEP})_2\text{Ph}\otimes\text{H}_2\text{P}(m^{\wedge}\text{Pyr})_2$ (toluene, 293 K, $\lambda_{\text{ex}}=546$ nm) derived from a global analysis of 12 TCSPC measurements

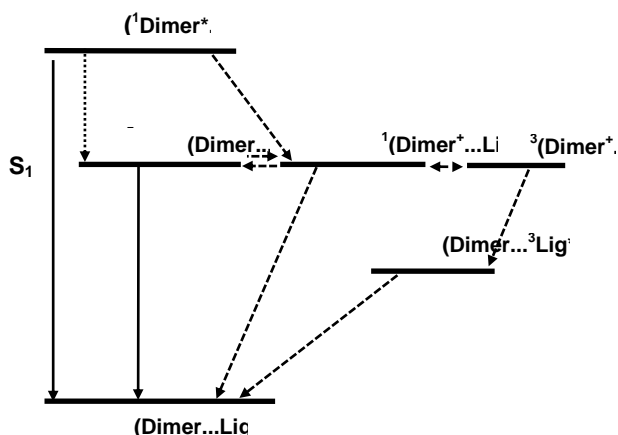


Figure 3. Schematic energy diagram for excited singlet, triplet and radical ion pair CT states and corresponding rate constants in the triad

In the case of organic/inorganic self-assembled nanocomposites, we have shown that dye molecules with pyridyl side substituents (porphyrins and heterocyclic perylene bisimides) coordinatively attached to the surface of CdSe/ZnS QDs form quasi-stable “QD-Dye” nanoassemblies of various geometry in the competition with capping molecules (tri-*n*-octyl phosphine oxide or long chain amines) exchange (structures II and III, Fig. 1). In this case, QD-porphyrin interaction may be described by a Poisson distribution

$$P(n) = x^n \exp(-x) / n!, \quad (1)$$

where x is the average number of chromophores per one QD (estimated from a molar ratio ($x = [C_{\text{porphyrin}}] / [C_{\text{QD}}]$), n is the number of attached chromophores on a given QD. Upon formation of “QD-Dye” nanocomposites the QD photoluminescence (PL) is quenched as can be detected both via single particle detection and time-resolved PL ensemble experiments in solution. PL quenching has been numerically assigned to i) Foerster resonant energy transfer (FRET) and 2) the formation of non-radiative surface states under conditions of quantum confinement in QDs. With respect to non-FRET PL quenching, it was shown for the first time that the quenching rate k_q scales inversely with the QD diameter and can be understood in terms of a tunnelling of the electron (of the excited electron-hole pair). Correspondingly, the QD photoluminescence quenching (as intensity ratio $I(x)/I_0$) may be written as

$$I(x)/I_0 = e^{-x} \sum_{n=0}^{\infty} x^n / n! (1 + nk_Q/k_D) \quad \text{or} \quad \frac{I(x)}{I_0} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_D}{k_D + nk_Q} x^n \frac{\exp(-x)}{n!}, \quad (2)$$

where k_D is the total QD PL intrinsic decay rate and k_Q the QD PL quenching rate. Using this approach, it was found that the estimated values of complexation constant K_C for “QD-Porphyrin” nanocomposites lie in the region from $\sim 10^5 \text{ M}^{-1}$ to $\sim 10^7 \text{ M}^{-1}$. Notably, the exciton relaxation dynamics in QD initiated by a single titration step is not only due to the added H_2P molecules themselves, but also to a local change in the capping ligand shell on QD surface upon nanocomposite formation as well as to a local replacement of TOPO by H_2P molecules. This argumentation is in line with the finding that dilution of a QD solution reduces the average coverage of the QDs with TOPO, giving rise to both an intrinsic reduction of QD PL as well as to increased accessibility of the QD surface to the quencher molecules.

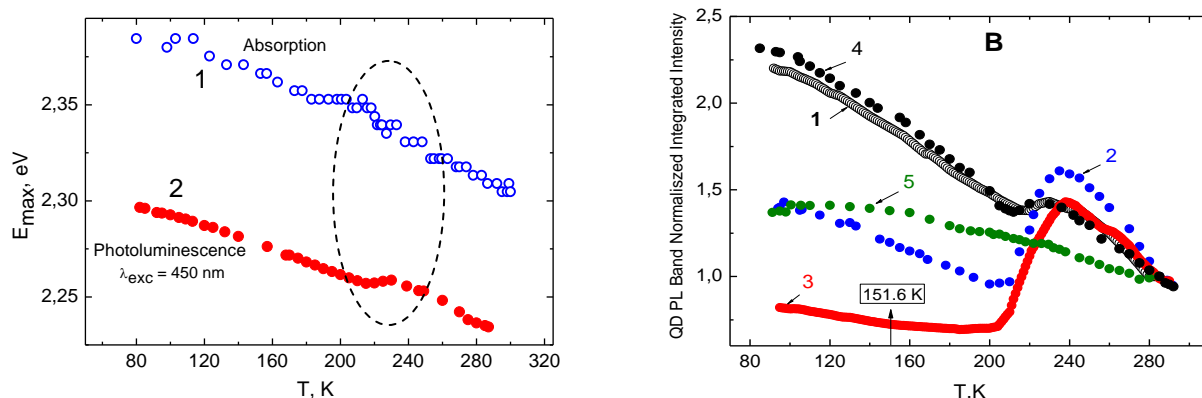


Figure 4. Temperature dependence of absorption peak (1A) and PL band (1B) for alone QDs and “QD-Dye” nanocomposites (B) in methylcyclohexane/toluene (6:1) mixture. (A): Dashed ellipse indicates temperature range at which optical properties change. (B): Temperature dependence of the normalized PL maximum intensity for the same type of CdSe/ZnS QD under various conditions and attached porphyrins: (1) alone QDs; (2) QD+ $\text{H}_2\text{P}(\text{m-Pyr})_4$; (3) QD+ $\text{CuP}(\text{m-Pyr})_4$; (4) QD+tetraphenylporphyrin; (5) QD in dried PMMA film on a quartz plate

Upon temperature lowering it was found for alone QDs, that in a range of 220÷240 K related changes in QD absorption and emission reveal a phase transition of the capping shell (tri-*n*-octyl phosphine oxide and amine). In “QD-Dye” nanocomposites, this phase transition is enhanced considerably by only a few attached dye molecules and has impact on the QD core structure followed by changes of PL quenching and exciton-phonon coupling (fig. 4). This phase transition observed for TOPO-capped CdSe/ZnS QDs between 200 and 240 K, is far from the glass transition temperatures for the solvents. We have demonstrated, that dye molecules (porphyrins or perylene bisimids) noticeably influence the optical properties at ligand controlled phase transitions. Our findings highlight that single functionalized heterocyclic molecules can be considered as extremely sensitive probes for the complex interface physics and dynamics of colloidal semiconductor QDs.

Detecting the PL spectra on each single luminescent spot reveals three types of spectroscopic fingerprints emerge (Fig. 5): (i) PP fluorescence spectra; (ii) QD-AM PL spectra and (iii) simultaneous QD-AM and PP spectra belonging to a nanocomposite. The detection of these three types of emission is an experimental background of the distribution of dye molecules on QDs which may be described by

Poisson approach. In addition, PL band of single QD is blue shifted upon the observation time increase. Average decay time for single uncomplexed QD-AM was measured to be $\langle\tau_D\rangle\approx 20$, while for QD in single nanocomposite (QD-AM)-PP $\langle\tau_{DA}\rangle\approx 16$ ns. The shortening of the decay time is clearly related to the observed decrease of the QD PL intensity upon nanocomposite formation. This proves that QD PL quenching is also observed on a single nanoassembly level and reflects directly the existence of an additional non-radiative channel for QD exciton relaxation in this nanocomposite.

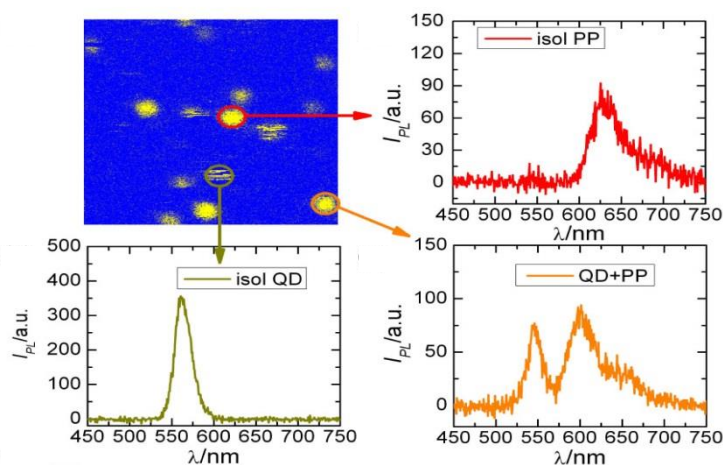


Figure 5. $5\times 5\ \mu\text{m}^2$ confocal scan ($\lambda_{exc}=465\ \text{nm}$; $P=0.6\ \text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$) of PL for single objects based on long-chain amines capped quantum dot (QD-AM) and perylene bisimide (PP) molecules at $x=1$ (see Fig.1, structure III). Because of Poisson distribution of dye molecules on QDs it was possible to detect PL spectra (1 s binning time) of single PP (B), single QD-AM (C) and single nanocomposite with colocalized PP and QD-AM (D)

Finally we like to point out, that properties of QD-Dye nanocomposites are interesting in itself, but also provide a valuable tool to study surface related phenomena in QDs on an extremely low level of the surface modification. Instead of investigating the exchange ligand dynamics directly e. g. by NMR, we suggest to make use of QD PL quenching in combination with appropriately functionalized dye molecules. In contrast to NMR, this approach allows to investigate ligand dynamics at extremely low concentrations of concurrent ligand-type dyes. At last, our data show also, that “QD-Porphyrin” nanocomposites may be considered as potential photosensitizers of a novel type in the photodynamic therapy of cancer.

Acknowledgements. This work was funded by the Volkswagen Foundation (VW Grant I/79435) within the Priority Program “Physics, Chemistry and Biology with Single Molecules”) and the Belorussian State Program for Scientific Research “Convergence 3.2.08.

References

1. Muraoka T., Kinbara K. *J. Photochem. Photobiol. C: Photochem. Rev.* 2012; 13: 136–147.
2. Mocatta D., Cohen G., Schattner J., Millo O., Rabani E., Banin U. *Science* 2011; 332: 77-81.
3. Cheng H-M. *Chem. Commun.* 2011; 47: 6763-6783.
4. *Handbook of Molecular Self-Assembly: Principles, Fabrication and Devices*, Peinemann K-V and Barboiu M. (Eds.) Pan Stanford Publishing Co. Pte. Ltd.: Singapore, 2012.

5. Nicolini C. In *Nanotechnology and Nanobiosciences*, Vol. 1, Chapter 1 “Nanoscale Materials”, Pan Stanford Series on Nanobiotechnology, 2010.
6. Zenkevich E.I., von Borczyskowski C. In *Handbook of Porphyrin Science with Application to Chemistry, Physics, Materials Science, Engineering, Biology and Medicine*, Vol. 22, Kadish KM, Smith KM and Guillard R. (Eds) World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.: Singapore, 2012; Ch. 104, pp 68-159.
7. Zenkevich E.I., Sagun E.I., Knyukshto V.N., Stasheuski A.S., Galievsky V.A., Stupak A.P., Blaudeck T., von Borczyskowski C. *J. Phys. Chem. C*. 2011; 115: 21535-21545.
8. Blaudeck T., Zenkevich E., Abdel-Mottaleb M., Szwaykowska K., Kowerko D., Cichos F., von Borczyskowski C. *ChemPhysChem*. 2012; 13: 959-972.
9. Zenkevich E.I., Stupak A.P., Kowerko D., von Borczyskowski C. *Chem. Phys.* 2012; 406: 21
10. Zenkevich E.I., von Borczyskowski C. *J. Porphyrins Phthalocyanines*. 2013;. 17: 1–19.

HIGH EFFICIENT 12W DIODE-PUMPED ACTIVELY Q-SWITCHED YB:KGD(WO₄)₂ LASER

V.E. Kisel¹, A.S. Rudenkov¹, N.V. Kuleshov¹, A.A. Pavlyuk²

Center for Optical Materials and Technologies

¹*Belarusian National Technical University, Minsk, Belarus*

E -mail: vekisel@bntu.by

²*Nikolaev Institute for Inorganic Chemistry*

Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

Abstract: Compact diode-pumped actively Q-switched Yb:KGW laser is demonstrated with optical-to-optical efficiency of 50%. In a Z-shaped laser cavity configuration output power of 12.2 W with repetition rate up to 50 kHz and pulse duration of 10-24 ns was obtained. The maximum pulse peak power of 70 kW was achieved. The laser output beam profile was Gaussian up to maximum pump powers with M² factor lower than 1.2.

Compact diode-pumped Q-switched lasers with pulse repetition rate of tens kHz are of practical importance for diverse materials processing applications. Currently the most popular active media for such commercial systems are Nd³⁺-doped crystals (YAG, YVO₄ or YLF). Neodymium doped media have a number of advantages like 4-level laser scheme and high stimulated emission (SE) cross section ($\sim 10^{-19} \text{ cm}^2$) that allow efficient laser action with comparatively low pump and laser beam intensities. These systems can provide high single pulse energy without damage of the intracavity optics but high quantum defect of Nd³⁺ ions leads to significant thermo-optic aberrations that restrict the possibilities of power scaling, especially at high repetition rates. In order to obtain relatively high output powers, sophisticated cooling systems and powerful 808 nm AlGaAs diodes are used, which results in the drop of the cost efficiency. In contrast, Yb³⁺-based laser system have 3-level laser scheme and lower SE cross section that result in a comparatively high pump and intracavity laser beam intensities for efficient laser operation. But this disadvantage almost zeroing when we operate with high PRR and thus with reduced single pulse energy. Moreover, the utilization of Yb-doped material could improve the performance and cost of Q-switched laser system because of the substantial reduction of the thermal effects due to low quantum defect and high availability of InGaAs diodes.

Among the Yb-doped materials, monoclinic potassium rare-earth double tungstates (KGd(WO₄)₂, KY(WO₄)₂) attract attention due to high available doping levels without luminescence quenching and lattice distortion (up to 100at.% reaching the stoichiometric structure of KYbW), high polarized absorption and emission cross-sections ($\sigma_{\text{abs}}=12 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ at 981 nm and $\sigma_{\text{em}}=3.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ at 1025 nm for $\mathbf{E} \parallel N_m$), relatively wide spectral bands (allowing efficient diode-pumping and short pulses generation) and moderate value of thermal conductivity (3 W/mK, which is three times higher than that of glasses). This results in multi-watt femtoscond systems,

powerful cw and Q-switched lasers with high average output power in the spectral region of 1 μm [1-5].

Here we present the results of experimental study of Yb:KGW diode-pumped actively Q-switched laser.

A standard Z-shaped laser cavity (Fig. 1) was used for cw laser experiments, that was formed by two concave folding mirrors (M2, M3), flat back mirror (M1) and flat output coupler (M4). 5mm-long N_g -cut Yb(1.6at.%):KGd(WO₄)₂ crystal was used as a gain medium. The laser crystal was pumped through one of the folding mirrors by using 980nm fiber-coupled ($\varnothing 105\mu\text{m}$, NA=0.22) laser diode with maximum power of 25 W. The crystal was kept at 20°C by means of thermoelectrical cooling with forced air-cooled heatsink.

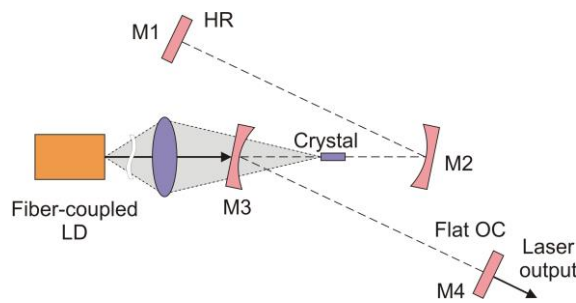


Fig. 1. Schematic of CW Yb:KGW laser

The average output power versus incident pump power for cw mode of operation is shown in Fig. 2. Maximum output power of 13.6 W was obtained for OC transmittance of 20% with optical-to-optical efficiency of about 56%. Slightly lower parameters were demonstrated for OC transmittances of 10 and 30% (fig.2).

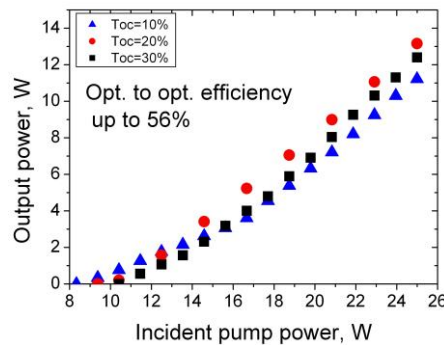


Fig. 2. Average output power versus incident pump power for cw mode of operation

During the CW operation we estimated the focal length of the thermal lens for different pump intensities inside the gain crystal and design the Q-switch cavity to work with TEM₀₀ mod radius in the gain crystal of about 100 microns at the maximum pump power to prevent the optical damage of AR coatings. The

dependency of optical power of thermal lens from the beam radius in the gain crystal is shown in Fig. 3.

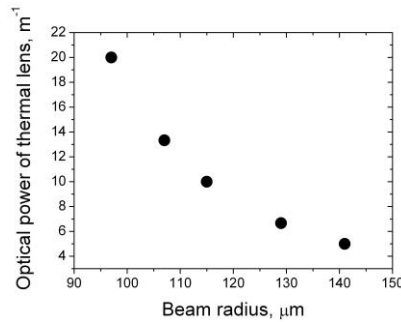


Fig. 3. Beam radius of the TEM_{00} cavity mode in the gain crystal for different optical powers of thermal lens

To reduce the cavity length of Q-switched laser we use 3-mirror laser cavity (Fig. 4). For Q-switching operation in one arm of the cavity TFP and BBO-based electro-optical Q-switch were incorporated.

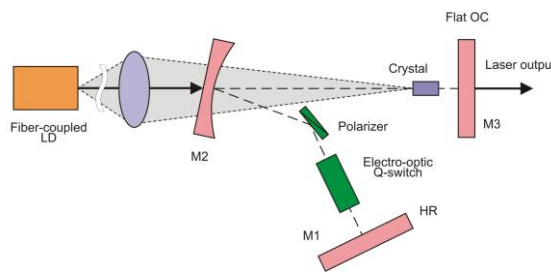


Fig. 4. Schematic of Q-switched laser

The dependency of average output power from the incident pump power for Q-switched laser with 30 kHz pulse repetition frequency (PRF) for output coupler transmittance of 30% is shown in Fig. 5. The optical to optical efficiency reaches 50%.

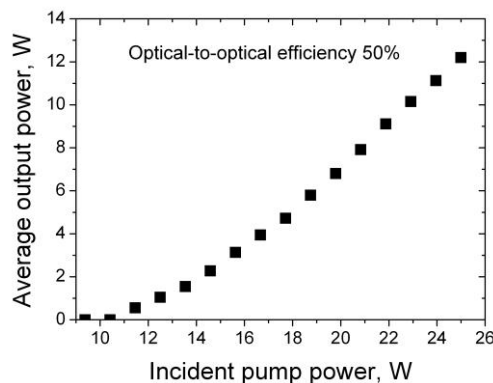


Fig. 5. Average output power versus incident pump power for Q-switched 30 kHz laser

The dependencies of average output power and pulse duration from PRF for Yb:KGW Q-switched laser are presented in Fig. 6.

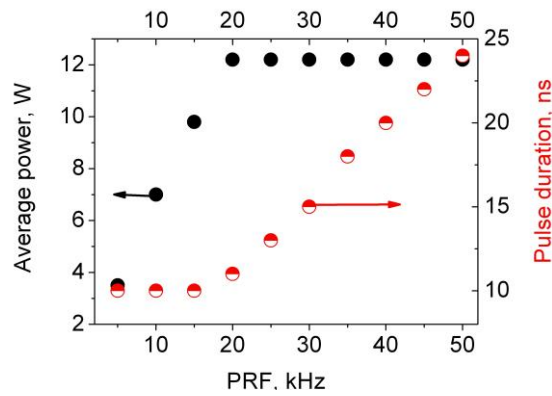


Fig. 6. Average output power and pulse duration versus pulse repetition frequency (PRF)

The maximum average output power of 12.2 W was obtained at a PRF higher than 20 kHz. The corresponding incident pump power was 24.4 W. The optical-to-optical laser efficiency was as high as 50%. Average output power at a lower PRF was limited by the optical damage of the dielectric coatings of output mirror M3. With increasing of PRR from 5 kHz to 50 kHz the pulse duration was increased from 10 ns to 24 ns.

The dependency of output pulse energy from the PRF for Q-switched laser is shown in Fig. 7. Pulse energy of 0.7 mJ was obtained at PRF up to 10 kHz. At the pulse repetition frequency of 50 kHz pulse energy reaches 0.244 mJ. The maximum pulse peak power of 70 kW was obtained.

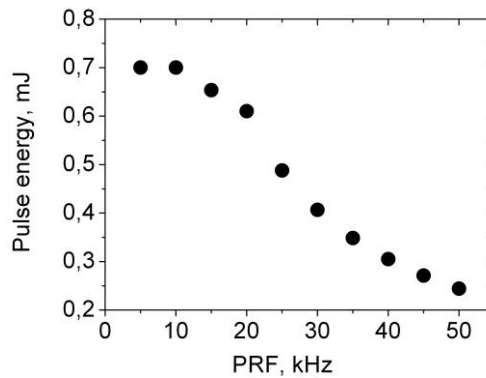


Fig. 7. Pulse energy versus PRF for Q-switched laser

The typical pulse train of the Q-switched laser at PRF of 20 kHz and temporal pulse envelope are shown in the fig. 8 and fig 9 correspondingly.

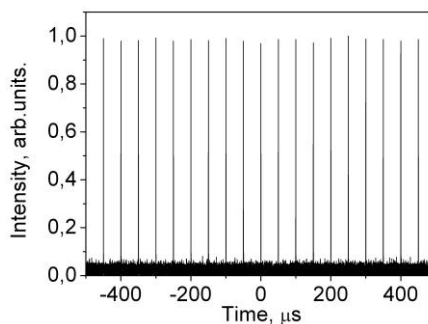


Fig. 8. Pulse train of the Q-switched laser at 20 kHz PRF

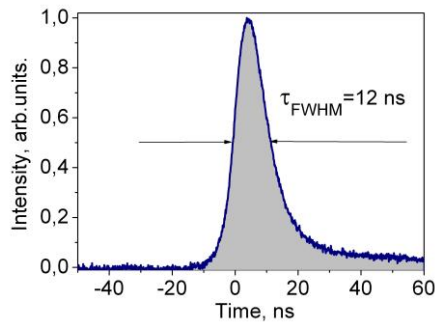


Fig. 9. Temporal pulse envelope of the Q-switched laser

Pulse to pulse intensity instabilities were less than few percent. The laser output beam profile (Fig. 10) was Gaussian up to maximum pump powers with M^2 factor lower than 1.2 thus indicating negligible thermo-optical aberrations.

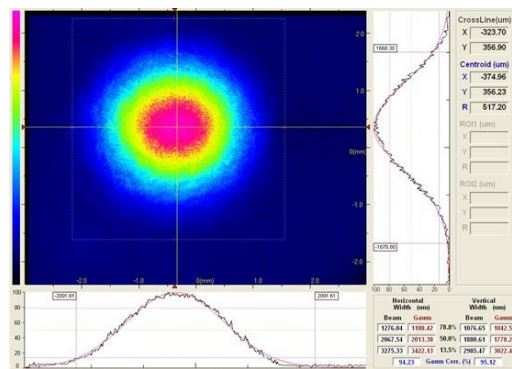


Fig. 10. Laser output beam profile

In conclusion, highly-efficient diode-pumped actively Q-switched Yb:KGW laser is demonstrated for the first time to our knowledge.

References

1. N.V. Kuleshov, A.A. Lagatsky, A.V. Podlipensky, V.P. Mikhailov, G. Huber, "Pulsed laser operation of Yb-doped $KY(WO_4)_2$ and $KGd(WO_4)_2$," Opt. Lett. 22, 1317-1319 (1997).
2. F. Bruner, G.I. Spushler, J. Aus der Au, L. Krainer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, N. Lichtenstein, S. Weiss, C. Harder, A.A. Lagatsky, A. Abdolvand, N.V. Kuleshov, U. Keller, "Diode-pumped femtosecond Yb:KGd(WO₄)₂ laser with 1.1-W average power," Opt. Lett. 25, 1119-1121 (2000).
3. F. Brunner, T. Sudmeyer, E. Innerhofer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, "240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser," Opt. Lett. 27, 1162-1164 (2002).
4. J. Liu, V. Petrov, H. Zhang, J. Wang, "Power scaling of a continuous-wave and passively Q-switched Yb:KLu(WO₄)₂ laser end-pumped by a high-power diode," Appl. Phys. B 88, 527-530 (2007).

5. 14 W high-efficient cw Yb:KGd(WO₄)₂ laser with low thermo-optic aberrations
P.A. Loiko, V.E. Kisel, K.V. Yumashev, N.V. Kuleshov, A.A. Pavlyuk // 5th EPS-QEOD Europhoton conference: Europhysics conference abstract, Stockholm, Sweden, August, 26–31, 2012 / European physical society; V. Pasiskevicius, ed. – Mulhouse, 2012. – Vol. 36E. –P. TuP.8.

XINXIANG BAIHE O.E CO.,LTD

Zhang Jiamin, Zhang Bo
XINXIANG BAIHE O.E CO.,LTD
XINXIANG NEW-HI-TECH ZONE WEST, China
E-mail: xxbh_zjm@vip.163.com
<http://www.baiheoe.com>

XINXIANG BAIHE O.E CO.,LTD is a professional processing enterprise with vacuum coating technology. Our core team has more than 30 years of experience of both coating technology development and volume production.

We have 12 sets of high configuration vacuum coating machines with different size of 1.8m, 1.3m, 1.1m, 1m and 800mm. All of our machines are equipped with two electron beams, and most of them are also equipped with ion source and polycold. We also have two sets of ultrasonic wave cleaners and three spectrophotometers. Our main plant covers an area of 15,000 square meters with 1,000-square-meter ultra-clean workshop.

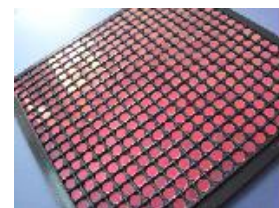
Our main products include Broadband Anti-Reflection Coating, High-Reflection Coating (Metallic film, Dielectric film), Beamsplitters, ITO, Interference Filter (Long-pass, Short-pass, IR-cut), Bandpass Filer (Wide bandpass, Narrow bandpass), Polarizing Coating, Anti-Polarizing Coating, Narrow-band Reflection Filter, Laser Coating, and Color Temperature Adjusting Film.

Regarding to our good reputation and technology advantages for many years, we have been providing our services and products to many multinational companies around the world, such as Epson and Panasonic.

Xinxiang Baihe O.E. was established in 2004 with ISO 9001:2000 Quality of Management System Certification and ISO 14001:2004 Environment Management System. Our company is located in Xinxiang City, in Henan Province, whose transportation is very convenient, because Beijing-Guangzhou Railway and the Beijing Hong Kong and Macao highway passes through this city.

Our products:

- IPL Filters;
- Components of Exposure Machine;
- Optical windows;
- Broadband Anti-Reflection Coating;
- High-Reflection coating;
- Interference filters.



Recent Advances in 3D imaging & Spectroscopy

Er-Jun Liang

Institute of Photonics and Optoelectronics,
Zhengzhou University

E-mail: ejliang@zzu.edu.cn

2013.12.12

Outlines

- I. Light field Imaging & Gigapixel camera
- II. Fresnel Incoherent Correlation Holography
- III. Lens-free Holography
- IV. Chemical Selective Holography
- V. Coded Aperture Spectroscopy
- IV. Research Orientations in Optics in Zhengzhou University

Advancements in Imaging Technology

In recent years, 3D imaging has made impressive progress both in theories and technology , including

- Compressive sensing (CS) theory (2006-)
- Ray tracing & digital refocusing (Light field camera 1.0 and Light field camera 2.0)
- Gigapixel imaging and camera
- Fresnel Incoherent correlation holography (FINCH)
- On-chip Lens-free holography
- Coherent anti-stokes Raman scattering holography
- single pixel imaging

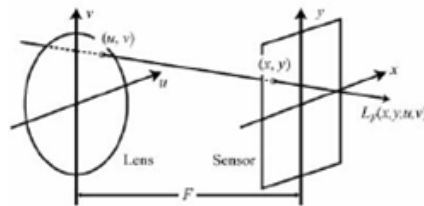
.....

I. Light field Imaging & Gigapixel camera

Plenoptic Function of Light Field

A light field can be described by $L(\theta, \phi, \lambda, t, x, y, z)$ with 7 parameters.

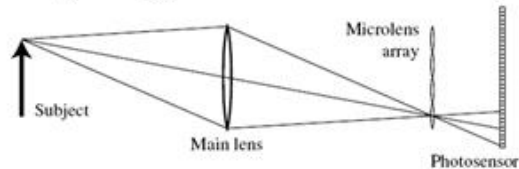
● For 3D imaging, using 4 parameters being enough to trace any light ray $L(x, y; u, v)$ — 4D light field.



● A 4D light field contains 3D information of the world. In principle, by ray tracing, one can obtain information from any point of the field on one exposure with a light field camera.

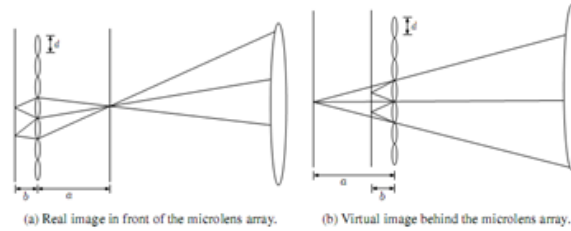
Light field camera 1.0

● A microlens array is placed at the focus plane of the imaging main lens. By digital refocusing (back propagation), one can get a well refocused image of any plane of the field from one exposure.



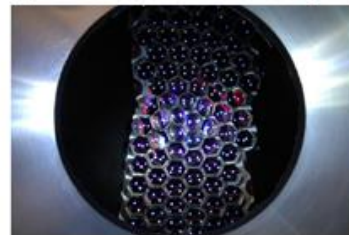
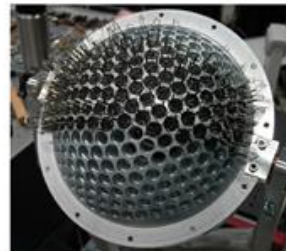
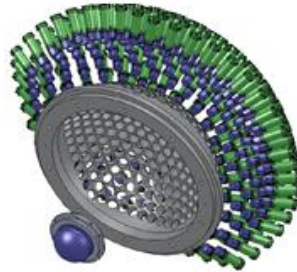
Light field camera 2.0 —Plenoptic camera

- A microlens array is inserted between the main lens and the sensor (CCD/CMOS), but not at the focus plane of the main lens.



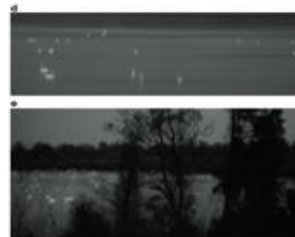
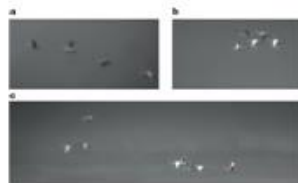
- Advantages: Higher resolution, 3D display
- Disadvantages of the present light field camera: low resolution, field depth and resolution needs to be improved.

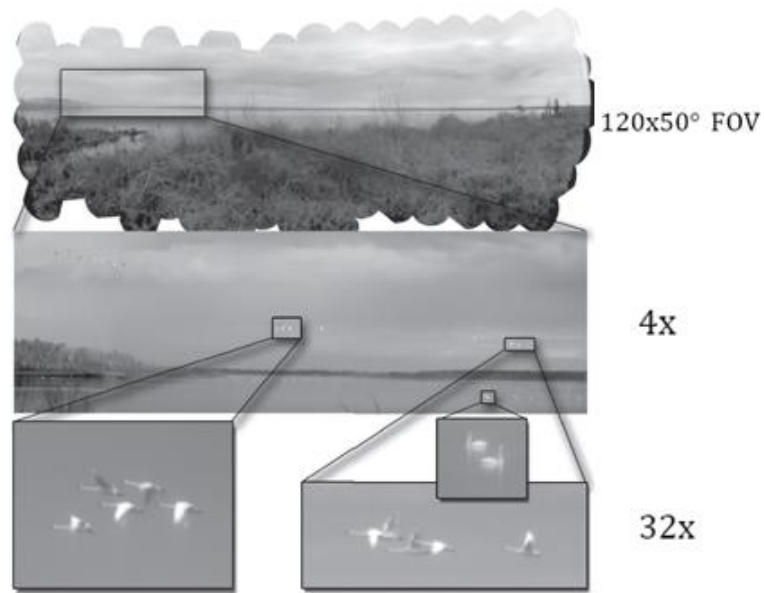
Multiscale gigapixel photography



- High resolution
- Large field of view (FOV)
- Large depth of field

D. J. Brady et al. Nature, 486, 388(2012)

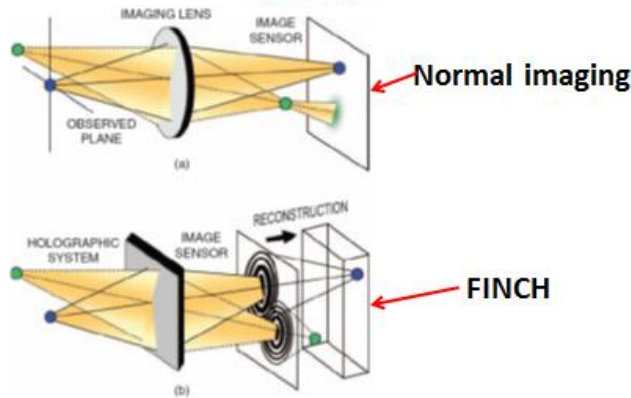




II. Fresnel Incoherent Correlation Holography (FINCH)

FINCH systems have been developed based on the principle of interference using an incoherent light source. The EM wave from a point object is divided into a plane wave and a spherical wave and then interference at the sensor plane. FINCH systems such as FINCH microscope, FINCH-camera have appeared.

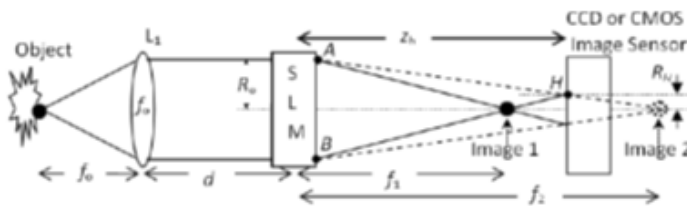
Fresnel incoherent correlation holography (FINCH)



Fresnel incoherent correlation holography (FINCH)

● **Principle:**

Interference of plane and spherical beams from objects.



SLM — space light modulator

Applications : holographic microscopy , Bio-medical imaging, etc.

Problem: 3 exposures are needed to eliminate the self correlation terms and the twin image.

Theory

❖ **Hologram of a 3D object $g(x_s, y_s, z_s)$:**

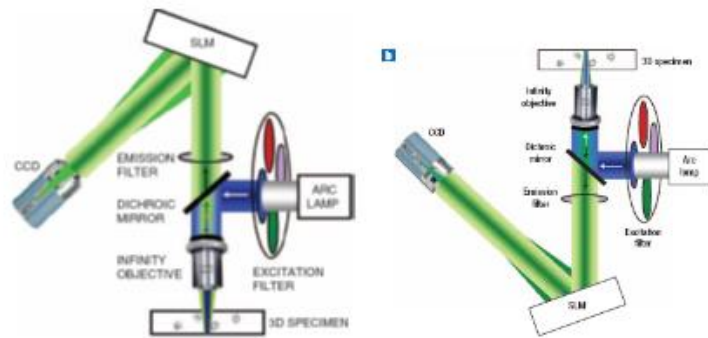
$$\begin{aligned}
 H(x, y) &\cong A \left(C + \iiint g(x_s, y_s, z_s) \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda\gamma(z)} \left[\left(x + \frac{ax_s}{f} \right)^2 + \left(y + \frac{ay_s}{f} \right)^2 \right] + i\theta \right\} dx_s dy_s dz_s \right. \\
 &\quad \left. + \iiint g(x_s, y_s, z_s) \exp \left\{ \frac{-i\pi}{\lambda\gamma(z)} \left[\left(x + \frac{ax_s}{f} \right)^2 + \left(y + \frac{ay_s}{f} \right)^2 \right] - i\theta \right\} dx_s dy_s dz_s \right)
 \end{aligned}$$

Twin images

❖ **Reconstructed image:**

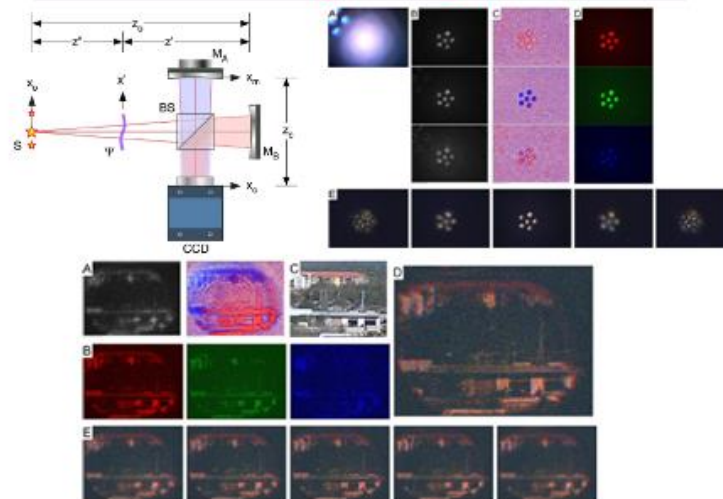
$$s(x, y, z) = H_F(x, y) * \exp \left[\frac{i\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right]$$

FINCH-microscope



In order to overcome the 3 times exposure, Fourier-FINCH system has also appeared.

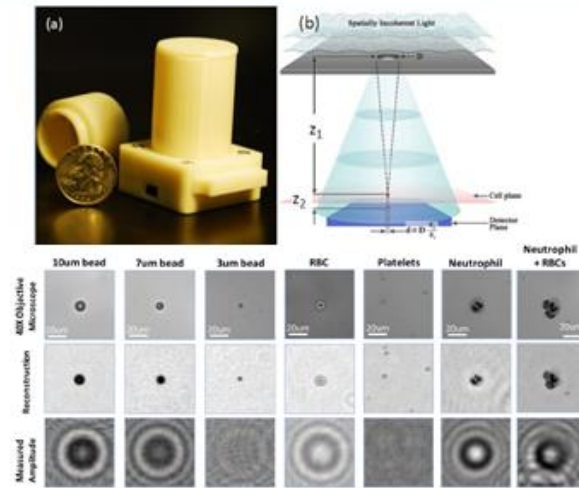
Full color natural light holographic camera



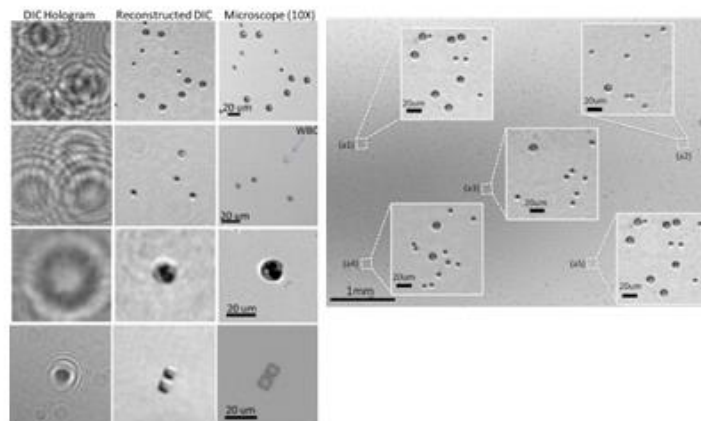
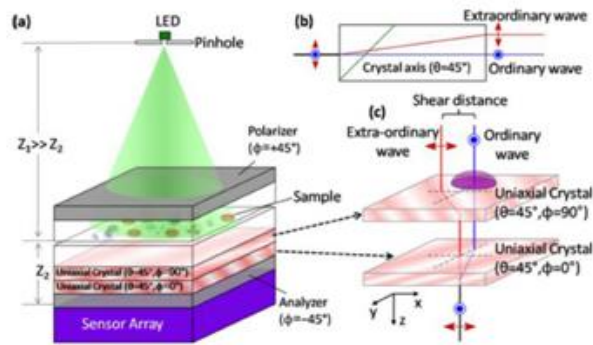
III. Lens-free Holography

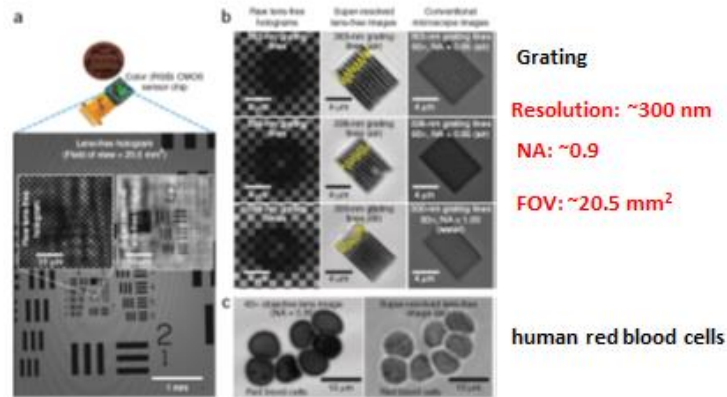
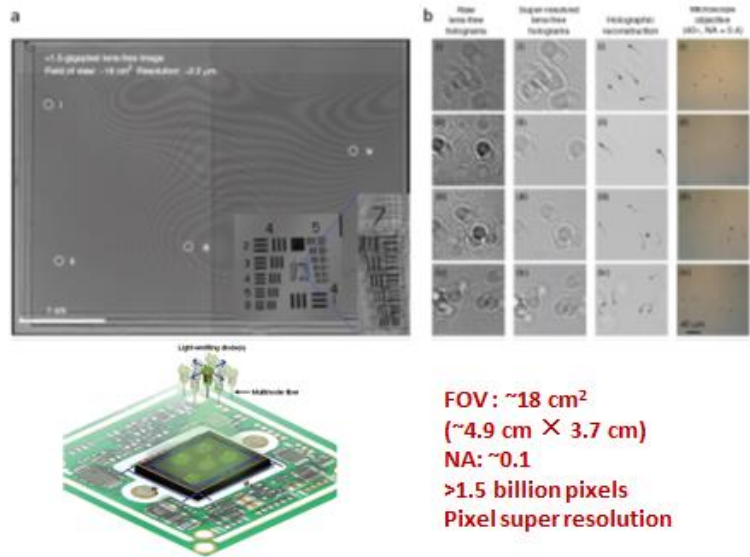
- Simple imaging system
- Large field of view
- 3D imaging
- Super resolution

On-chip Lens-free holography



On-chip Lens-free holography

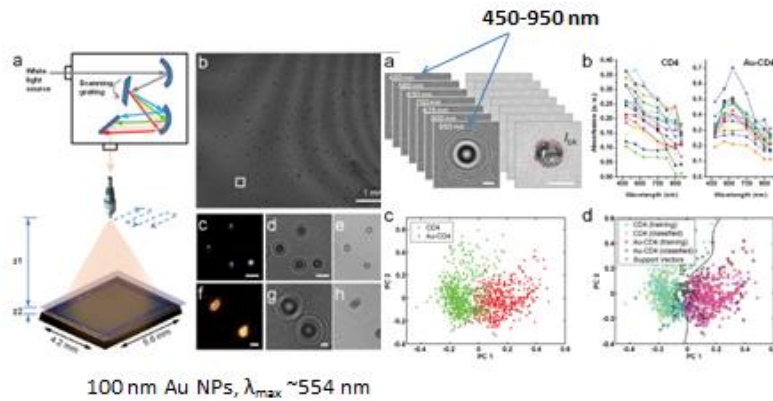




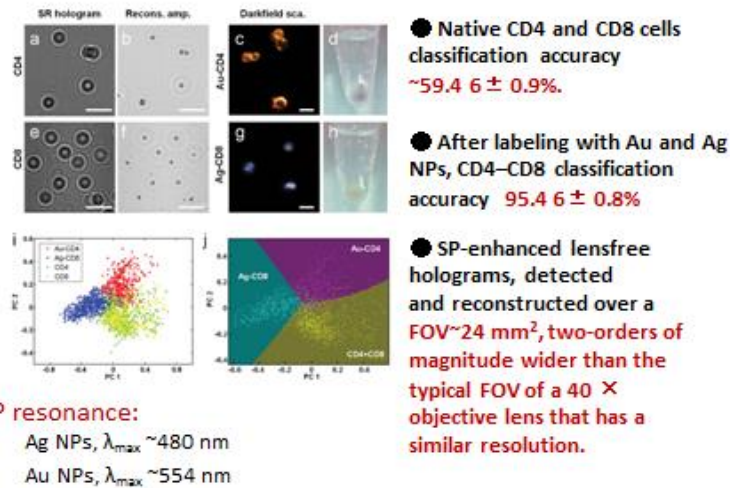
IV. Chemical Selective Holography

- Besides the shapes, discrimination of chemical compositions is also important. Here we introduce two:
 - › Surface Plasmon enhanced lens-free holography
 - › Coherent anti-Stokes Raman scattering Holography

1. Surface Plasmon Enhanced Lensfree Holography – Based on different resonant wavelengths of metal particles



Qingshan Wei, et al. SCIENTIFIC REPORTS, 3 : 1699(2013)



2. Coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS) holography

CARS:

$$I_{as}(z) \propto |\chi^{(3)}|^2 I_p^2 I_s z^2 \left(\frac{\sin(\Delta k z/2)}{\Delta k z/2} \right)^2$$

Holography:

$$S = |S(x, y)| e^{j\phi(x, y)}$$

$$R = |R| e^{j2\pi(u_{Rx}x + u_{Ry}y)}$$

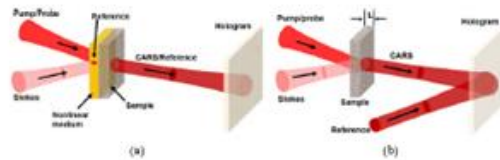
$$I(x, y) \propto ||R| e^{j2\pi(u_{Rx}x + u_{Ry}y)} + |S(x, y)| e^{j\phi(x, y)}|^2 = \text{d.c.} + (R^* S + RS^*)$$

CARS Holography

$$E(z, t) = A_p e^{j(\mathbf{k}_p \cdot \mathbf{r} - \omega_p t)} + A_s e^{j(\mathbf{k}_s \cdot \mathbf{r} - \omega_s t)} + c.c.$$

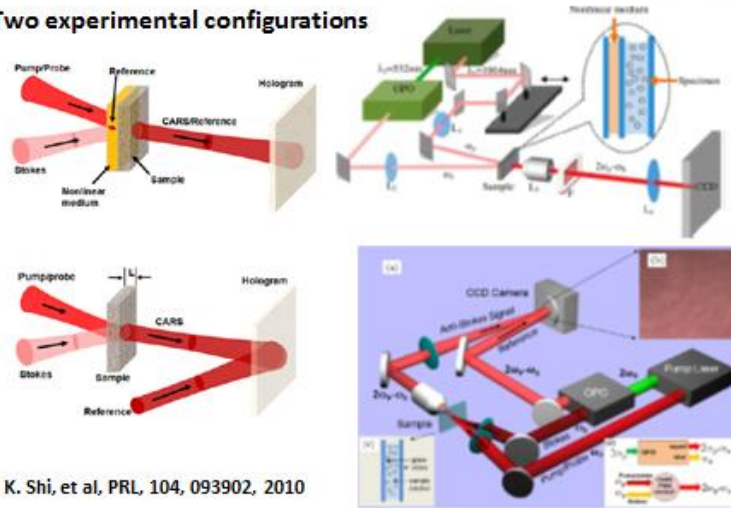
$$P^{NL}(\omega_{as}) = \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_{as}) A_p^2 A_s^* e^{j(2\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s) \cdot \mathbf{r}}$$

$$\chi^{(3)}(\omega_{as}) = \frac{A_R}{\omega_r - (\omega_p - \omega_s) - j\gamma} + \chi_{NR}^{(3)}$$



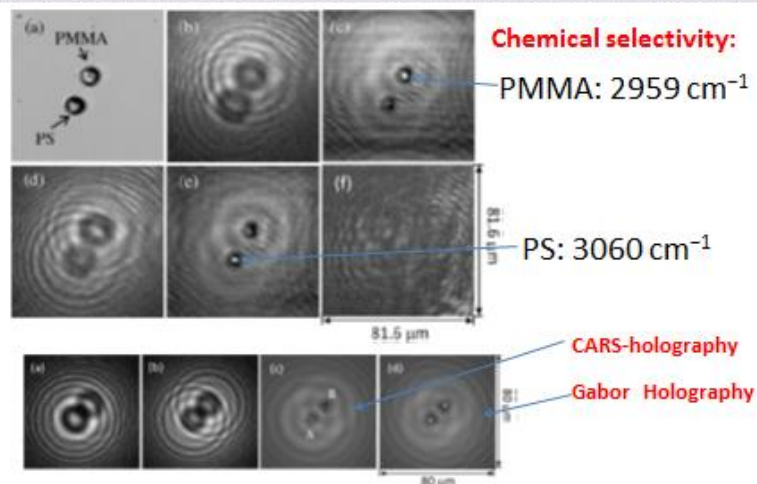
Coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS) holography

Two experimental configurations



K. Shi, et al, PRL, 104, 093902, 2010

Coherent anti-Stokes Raman scattering (CARS) holography



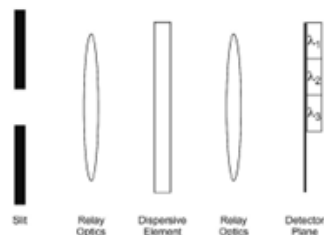
K. Shi, et al, PRL, 104, 093902, 2010

V. Coded Aperture Spectroscopy

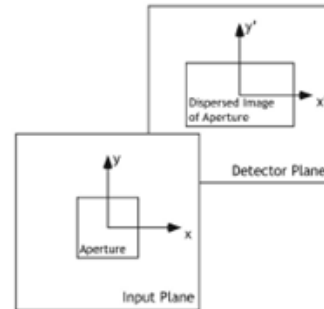
The difficulty in working with highly scattering samples: the source has a larger étendue than can be measured by traditional spectrometers.

Coded aperture spectroscopy

Traditional spectrograph



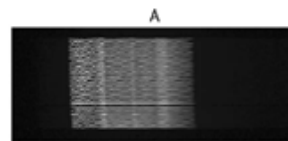
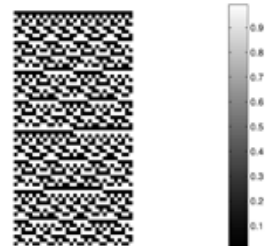
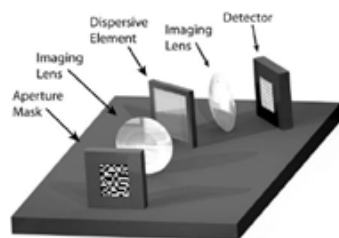
étendue
 $U = A \cdot \Omega = bh \cdot a^2 / f^2$
b —width of the slit,
h —height of the slit
a —limiting aperture



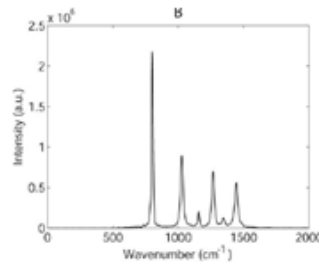
Coded aperture:

Replace the slit in the input aperture of a dispersive spectrograph by a 2D pattern of openings based on the Hadamard matrices.

Coded aperture Raman spectroscopy



CCD image of Raman spectrum of cyclohexane



Reconstructed Raman spectrum

VI. Research Orientations in Optics in Zhengzhou University

We are interested in the following research areas and now setting up laboratories for the researches. Related devices or apparatus are being purchased. Any suggestions or cooperation in these areas are welcome and highly acknowledged.

Research Orientations in Optics of Zhengzhou University

- **Imaging Physics and Devices**
3D imaging from Light field (Light field Camera)
Quantum imaging, Single pixel imaging
- **Digital Holography**
Fresnel incoherent correlation holography,
Fourier incoherent correlation holography,
Lens-free holography
- **Photonics and Spectroscopy**
Surface-plasmon enhanced imaging and spectroscopy (Chemical selective imaging),
Multi-spectral imaging and information fusion,
Spectroscopic technologies based on 3D imaging.
- **EM Information Transmission and Detection**
- **Laser Technology and Application**

МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ ФЕРРИТОВ $Sr_{1-x}Sm_xFe_{12-x}Zn_xO_{19}$

У Цзэ¹, Л.А. Башкиров², С.В. Слонская², С.В. Труханов³, Л.С. Лобановский³,
А.И. Галяс³

¹Белорусский государственный технологический университет
г. Минск, Беларусь,

²Белорусский государственный аграрный технический университет
г. Минск, Беларусь,

³Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению
г. Минск, Беларусь,

Ферриты $BaFe_{12}O_{19}$, $SrFe_{12}O_{19}$ со структурой магнетоплюмбита являются одноосными ферримагнетиками, имеют большую величину коэрцитивной силы (H_c) и широко используются для изготовления постоянных керамических магнитов и в различных устройствах техники СВЧ [1-3]. В работе [4] показано, что в системе $Sr_{1-x}La_xFe_{12-x}Co_xO_{19}$ частичное замещение ионов стронция Sr^{2+} ионами La^{3+} и ионов Fe^{3+} ионами Co^{2+} до $x = 0.2$ приводит к уменьшению намагниченности, но одновременно с этим происходит увеличение поля анизотропии, что позволяет из твердого раствора $Sr_{0.8}La_{0.2}Fe_{11.8}Co_{0.2}O_{19}$ изготавливать анизотропные постоянные магниты с величиной $(BH)_{max} = 38.4$ кДж/м³.

Целью настоящей работы является получение ферритов $Sr_{1-x}Sm_xFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$) со структурой магнетоплюмбита, изучение их намагниченности насыщения, остаточной намагниченности, коэрцитивной силы и электропроводности на постоянном токе.

Твердофазным методом на воздухе при 1473 К были получены образцы ферритов $Sr_{1-x}Sm_xFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ ($x = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4$). Удельная намагниченность и петли магнитного гистерезиса образцов ферритов были измерены вибрационным методом на универсальной высокополевой измерительной системе (Cryogenic Ltd London, 41S) в магнитном поле до 14 Тл при температурах 5 и 300 К.

Рентгенофазовый анализ показал, что образцы с $x < 0.2$ были однофазными, а при $0.2 \leq x \leq 0.4$, кроме основной фазы со структурой магнетоплюмбита, содержали также фазу $\alpha-Fe_2O_3$, количество которой постепенно увеличивалось при повышении x до 0.4, и в образцах с $0.3 \leq x \leq 0.4$ в небольшом количестве присутствовали также фазы $SmFeO_3$. Это показывает, что предельная величина степени замещения x ионов Sr^{2+} , Fe^{3+} ионами Sm^{3+} , Zn^{2+} в феррите $SrFe_{12}O_{19}$ при 1473 К чуть равна 0.2.

Полученные для образцов ферритов $Sr_{1-x}Sm_xFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ ($0 \leq x \leq 0.4$) температурные зависимости удельной намагниченности ($\sigma_{уд}$), измеренной методом Фарадея в магнитном поле 684.4 кА/м (0.86 Тл) в интервале температур 77–900 К, позволили определить температуру Кюри (T_c) для этих ферритов, значения которой приведены в табл. 1. Установлено, что увеличение

параметра состава x образцов $\text{Sr}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Zn}_x\text{O}_{19}$ приводит к постепенному уменьшению температуры Кюри от 731 К для $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ до 717 К для образца с $x = 0.4$.

На рис. 1 в качестве примера приведены петли гистерезиса удельной намагниченности для $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$, измеренной при температурах 5 и 300 К в магнитных полях до 11140.8 кА/м (14 Тл). На рис. 1 видно, что намагниченность насыщения феррита стронция $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ достигается в полях около 2387.3 кА/м (3 Тл), выше которых происходит небольшое безгистерезисное возрастание намагниченности за счет парапроцесса. Подобные петли магнитного гистерезиса удельной намагниченности при температурах 5 и 300 К в магнитных полях до 14 Тл получены и для других образцов ферритов $\text{Sr}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Zn}_x\text{O}_{19}$ ($0 < x \leq 0.4$). Однако на рис. 2 для лучшей наглядности они приведены в магнитных полях лишь до 2387.3 кА/м (3 Тл), т.е. без участка линейной зависимости $\sigma_{\text{уд}}$ от H , но которые в интервале магнитных полей 3-14 Тл присутствуют на всех экспериментально полученных петлях магнитного гистерезиса исследованных ферритов. Путем экстраполяции линейного участка зависимости $\sigma_{\text{уд}}$ от H до $H = 0$ для $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ (рис. 1) и для всех других исследованных ферритов при температурах 5 и 300 К определены значения удельной самопроизвольной намагниченности (σ_0), значения которых приведены в табл. 1. Для однофазных образцов ферритов $\text{Sr}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Zn}_x\text{O}_{19}$ с $x = 0, 0.1, 0.2$ по формуле

$$n_o = \frac{\sigma_0 \cdot M}{5585},$$

где M – молярная масса соответствующего феррита, 5585 – величина, равная произведению величины магнетона Бора (μ_B) на число Авогадро, рассчитаны значения самопроизвольной намагниченности (n_o), выраженной в магнетонах Бора на одну формульную единицу феррита (табл. 1).

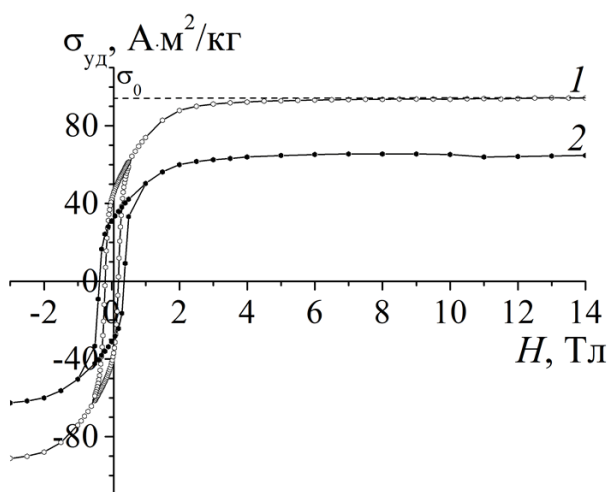


Рис. 1. Петли гистерезиса удельной намагниченности при температурах 5 К (1) и 300 К (2) для $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$

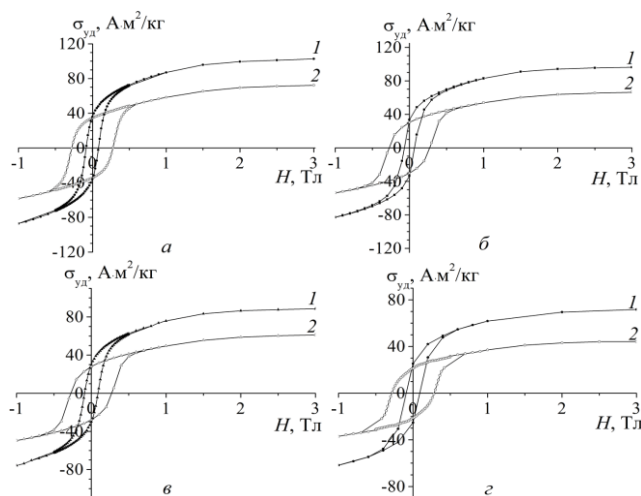


Рис. 2. Петли гистерезиса удельной намагниченности $\sigma_{\text{уд}}$ при температурах 5 К (1) и 300 К (2) для $\text{Sr}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Zn}_x\text{O}_{19}$ при $x = 0.1$ (а), 0.2 (б), 0.3 (в), 0.4 (г)

За величину удельной намагниченности насыщения (σ_s) соответствующего феррита принималась величина удельной намагниченности, измеренной в магнитном поле 3 Тл. Данные, приведенные в табл. 1, показывают, что величины σ_s для ферритов $Sr_{1-x}Sm_xFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ лишь незначительно меньше величин самопроизвольной намагниченности σ_o . Данные, приведенные в табл. 1, показывают, что величины самопроизвольной намагниченности (n_o) одной формульной единицы исследованных ферритов $Sr_{1-x}Sm_xFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ со степенью замещения $x = 0.1$ при температурах 5 и 300 К на 12.9 и 10.1% соответственно больше, чем для базового феррита $SrFe_{12}O_{19}$, а коэрцитивная сила σH_c при 5 и 300 К для феррита с $x=0.1$ на 57.2 и 23.3% соответственно меньше, чем для $SrFe_{12}O_{19}$.

Таблица 1. Температура Кюри (T_c), удельная самопроизвольная намагниченность (σ_o), удельная намагниченность насыщения (σ_s), самопроизвольная намагниченность одной формульной единицы (n_o), удельная остаточная намагниченность (σ_r), коэрцитивная сила (σH_c) образцов ферритов $Sr_{1-x}Sm_xFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ при 5 и 300 К

x	T_c , К	$T = 5$ К					$T = 300$ К				
		σ_o , А·м ² /кг	n_o , μ _B	σ_s , А·м ² /кг	σ_r , А·м ² /кг	σH_c , кА/м	n_o , μ _B	σ_s , А·м ² /кг	σ_r , А·м ² /кг	σH_c , кА/м	
0	731	92.78	17.63	91.81	41.99	155.24	12.63	62.56	31.12	289.31	
0.1	723	103.99	19.90	102.68	35.89	66.52	13.90	72.3	34.48	221.75	
0.2	721	96.64	18.62	96.21	33.48	53.71	12.96	66.31	30.32	216.50	
0.3	719	88.90		88.59	29.86	71.05		61.18	27.95	216.50	
0.4	717	73.06		71.71	25.3	71.93		44.14	21.32	225.81	

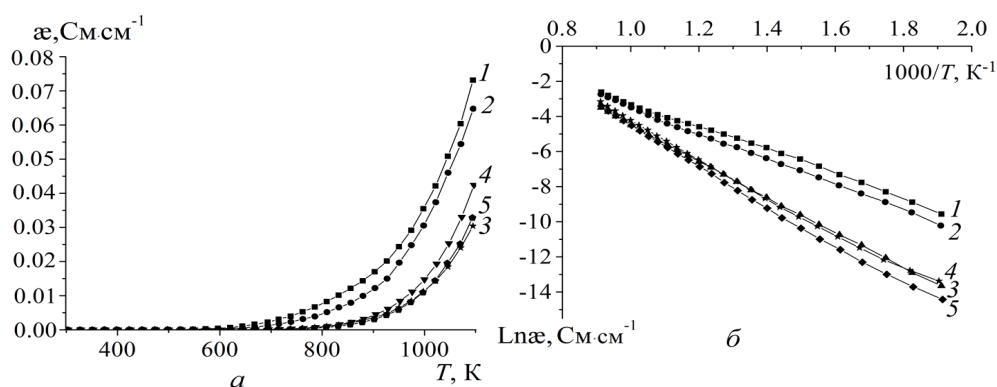


Рис. 3. Зависимости удельной электропроводности (α) от температуры T (а) и $\ln \alpha$ от T^{-1} (б) ферритов $Sr_{1-x}Sm_xFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ при $x=0$ (1), 0.1 (2), 0.2 (3), 0.3 (4), 0.4 (5)

Приведенные на рис. 3 зависимости удельной электропроводности (α) от температуры T (а) и $\ln \alpha$ от T^{-1} (б) для образцов ферритов $Sr_{1-x}Sm_xFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ показывают, что электропроводность всех исследованных образцов ферритов с повышением температуры увеличивается и является полупроводниковой. Для однофазных образцов повышение степени замещения x от 0 до 0.2 приводит

при одинаковых температурах к уменьшению удельной электропроводности. Так, например, удельная электропроводность при 900 К (α_{900}) для образцов ферритов с $x = 0, 0.1, 0.2$ равна $17.0 \cdot 10^{-3}, 12.2 \cdot 10^{-3}, 3.7 \cdot 10^{-3}$ См·см⁻¹. В области составов с $x = 0.3, 0.4$ удельная электропроводность изменяется незначительно и при 900 К она равна $4.5 \cdot 10^{-3}, 3.1 \cdot 10^{-3}$ См·см⁻¹ соответственно. Для всех исследованных ферритов $\text{Sr}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Zn}_x\text{O}_{19}$ на прямолинейных зависимостях $\ln \alpha$ от T^{-1} (рис. 3, б) наблюдается излом при температуре $T_{\text{изл}}$, как и в системе $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Co}_x\text{O}_{19}$ [5].

Таблица 2. Энергия активации электропроводности ниже (E_{A1}) и выше (E_{A2}) температуры $T_{\text{изл}}$, величина $\Delta E = E_{A2} - E_{A1}$ для ферритов $\text{Sr}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Zn}_x\text{O}_{19}$

x	$T_{\text{изл}}$, К	E_{A1} , эВ	E_{A2} , эВ	ΔE , эВ
0	860	0.54	0.59	0.05
0.1	920	0.60	0.74	0.14
0.2	860	0.86	0.93	0.07
0.3	750	0.90	0.99	0.09
0.4	840	0.99	1.04	0.05

Полученные результаты (табл. 2) показывают, что увеличение степени замещения x ионов Sr^{2+} в феррите $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ ионами Sm^{3+} и ионов Fe^{3+} ионами Zn^{2+} от 0 до 0.4 приводит к повышению энергии активации электропроводности E_{A1}, E_{A2} от значений 0.54, 0.59 эВ соответственно для феррита $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ до величин 0.99, 1.04 эВ для твердого раствора $\text{Sr}_{0.6}\text{Sm}_{0.4}\text{Fe}_{11.6}\text{Zn}_{0.4}\text{O}_{19}$. Разница между E_{A2} и E_{A1} ($\Delta E = E_{A2} - E_{A1}$) при увеличении x изменяется незначительно: от 0.05 эВ для $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ до 0.14, 0.07 эВ для твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Sm}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Zn}_x\text{O}_{19}$ с $x = 0.1, 0.2$ соответственно.

Литература

1. Смит Я., Вейн Х. Ферриты. Физические свойства и практическое применение. М.: ИЛ, 1962. 504 с.
2. Летюк Л.М., Балбашов А.М., Круточин Д.Г. и др. Технология производства материалов магнитоэлектроники. М.: Металлургия, 1994. 415 с.
3. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. Т. 2. 504 с.
4. Taguchi H., Takeishi T., Suwa K. et al. High Energy Ferrite Magnets // J. Physique IV: JP. 1997. V. 7. № 1. P. C1-311–C1-312.
5. Башкиров Л. А., Дудчик Г.П., Крисько Л.Я. и др. Кристаллическая структура, магнитные и электрические свойства ферритов $\text{Sr}_{0.75-3x/4}\text{Ca}_{0.25-x/4}\text{La}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Co}_x\text{O}_{19}$, $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{12-x}\text{Co}_x\text{O}_{19}$ // Свиридовские чтения. Минск: БГУ. 2008. С. 100–106.

МНОЖЕСТВЕННАЯ ДИАГНОСТИКА МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

Е.В. Ивакин, И.Г. Киселев

Институт физики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Стремительное развитие пленочных технологий, появление новых материалов с уникальным сочетанием параметров требуют развития адекватных методов для объективной оценки их наиболее важных (иногда ранее недоступных) характеристик.

Данным докладом мы хотели бы привлечь внимание специалистов в области лазерно-оптического приборостроения и материаловедения к результатам, полученным нами с помощью метода динамических решёток (ДР) [1, 2], и рассмотреть возможности создания на его основе некоторых специализированных диагностических приборов для осуществления бесконтактного контроля конкретных характеристик материалов. Обобщенная схема диагностического устройства приведена на рисунке 1.

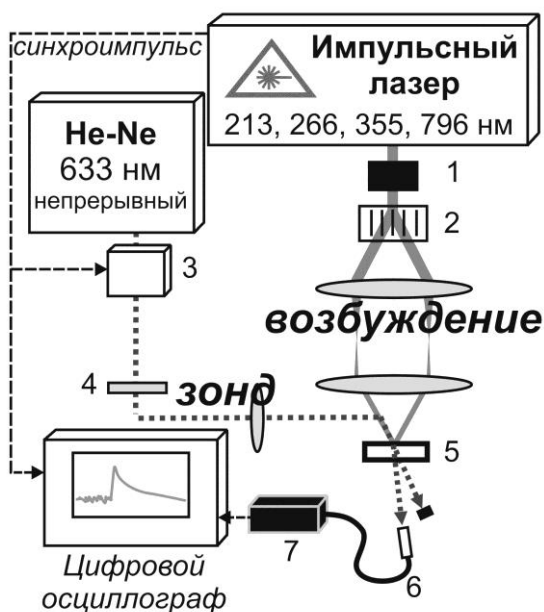


Рис. 1. Схема установки: 1 – аттенюатор, 2 – светоделитель, 3 – акустооптический модулятор, 4 – полуволновая пластинка, 5 – образец, 6 – оптоволокно, 7 – фотоприёмник

Фактически, в созданном устройстве реализован пространственный аналог широко известного принципа модуляционной спектроскопии [3], обладающей рекордной чувствительностью, универсальностью и селективностью. Импульсное возбуждение образца организовано так, что распределение плотности мощности лазерного излучения по пятну возбуждения описывается гармонической функцией с заданным периодом Λ . Вследствие изменения комплексной диэлектрической проницаемости в образце

под действием накачки формируются одна или сразу несколько ДР различных типов и физической природы: рельефно-поверхностная, объемная, фазовая, амплитудная, электронная, тепловая, акустическая и т.п. Образец зондируют пучком от отдельного лазера непрерывного или импульсного действия и с помощью высокоразрешающего фотоприемника по разработанным моделям определяют временные и амплитудные параметры сигнала дифракции.

Метод ДР характеризуется своей универсальностью по отношению к типу исследуемого материала и измеряемому параметру. Особое место занимает используемое гомодинное детектирование сигнала дифракции. Присутствие когерентного поля гомодина более чем на порядок увеличивает амплитуду сигнала и делает возможной фазовую селекцию в случае его многокомпонентности.

В докладе приводятся некоторые результаты измерения функционально важных параметров материалов: теплопроводность вдоль и нормально поверхности с разрешением по глубине и направлению теплопереноса, подвижность и время жизни свободных носителей заряда (СНЗ) в пленочных и объемных полупроводниках, скорость распространения поверхностных и объемных акустических волн в диапазоне до сотен мегагерц, время жизни метастабильного уровня в лазерных материалах, термооптические коэффициенты и т.д.

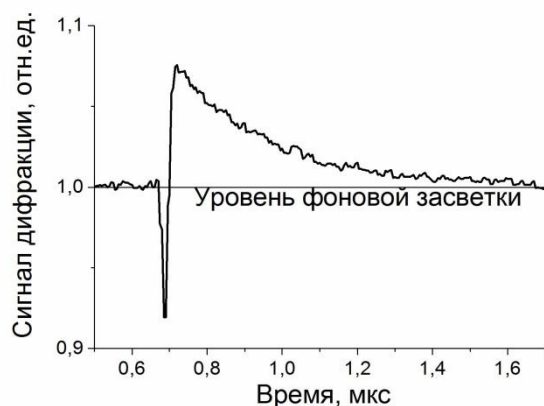


Рис. 2. Электронная (кинетика вниз) и тепловая (кинетика вверх) компоненты дифракции, наблюдаемой в образце поликристаллического CVD алмаза. Возбуждение ДР на длине волны 213 нм. Зондирование в проходящем свете

На рисунке 2 приведена кинетика дифракции в тонкой пластинке парофазного (CVD) поликристаллического алмаза, который, как известно, является широкозонным полупроводником [4]. При межзонном возбуждении в пленке формируются два типа ДР - электронная (короткий импульс вниз) и тепловая (сигнал вверх). Временные параметры электронной компоненты использованы для определения подвижности СНЗ и их времени рекомбинации. Тепловая компонента дифракции формируется в результате локального тепловыделения, вызванного быстрой безызлучательной рекомбинацией СНЗ и используется для определения температуропроводности (теплопроводности) образца. Горизонтальная линия фоновой засветки на рисунке характеризует

уровень интенсивности гомодинного источника. Противоположные полярности сигналов дифракции относительно линии гомодина означают, что изменение показателя преломления в образце за счет изменения плотности СНЗ и вследствие нагрева имеют противоположные знаки. Величина транспортных коэффициентов существенно зависит от концентрации дефектов и плотности СНЗ [5].

Приведенный пример наглядно иллюстрирует эффективность метода ДР в диагностике полупроводников. Метод особенно полезен при изучении свойств термоэлектриков (узкозонные полупроводники), которые используются для преобразования тепловой энергии в электрическую. В этих материалах необходимо, чтобы подвижность СНЗ была максимальной, а теплопроводность – минимальной. Удобство метода ДР состоит в том, что динамика тепловой и электронной компонент исследуется одновременно.

В настоящее время в Институте физики начаты исследования термоэлектрических преобразователей на основе наноструктурированных пленок халькогенидов свинца. На рисунке 3 показана кинетика затухания сигнала дифракции для полупроводниковой пленки РbТе толщиной 0,7 мкм на стеклянной подложке при возбуждении на длине волны 1064 нм. Регистрируются сразу три типа ДР. Осцилляции сигнала обусловлены формированием акустической волны в частотном диапазоне 8-9 МГц в тонком приповерхностном слое воздуха. По измеренной частоте и известной (справочной) температурной зависимости скорости звука в воздухе оценена температура этого слоя, а, следовательно, и температура поверхности пленки в момент измерения.

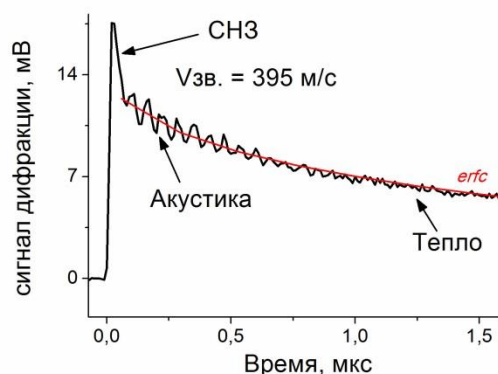


Рис. 3. Затухание ДР в плёнке РbТе. В начале графика виден узкий пик дифракции электронного происхождения. Кроме того, на фоне сравнительно медленной тепловой компоненты наблюдаются высокочастотные акустические осцилляции. Зондирование в отраженном свете

Использование в производстве различных вариантов технологических процессов часто сказывается на внутреннем строении получаемых материалов. Связь теплопроводности с особенностями структуры образцов (пористость, зернистость, плотность дефектов и т.д.) позволяет выявлять эти закономерности с помощью метода ДР. В качестве примера на рисунке 4

показана зависимость измеренной теплопроводности верхнего слоя (20-30 мкм) плёнки анодного оксида алюминия Al_2O_3 толщиной 100 мкм, выращенной на массивной алюминиевой подложке, от величины анодного тока.

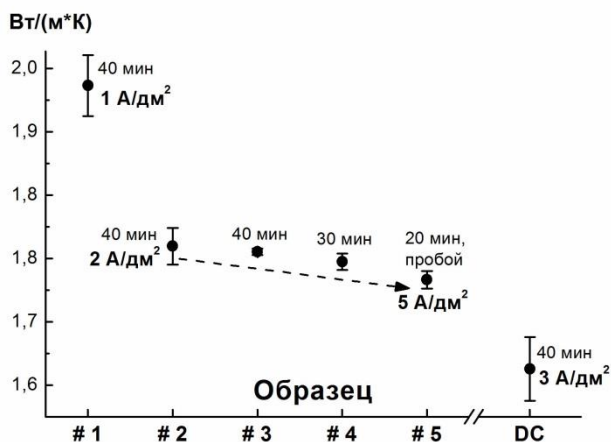


Рис. 4. Теплопроводность плёнки анодного Al_2O_3 при различных параметрах высоковольтного анодирования. Измерения проводились при периоде ДР 25 мкм. Числами указаны значения плотности анодного тока и время процесса

Полученная закономерность указывает на то, что чрезмерное повышение плотности тока в процессе электролиза приводит к уменьшению теплопроводности получаемой пленки оксида алюминия.

Практический интерес представляет также тепловая диагностика субмикронных пленок, которые, как правило, находятся в тепловом контакте с подложкой.

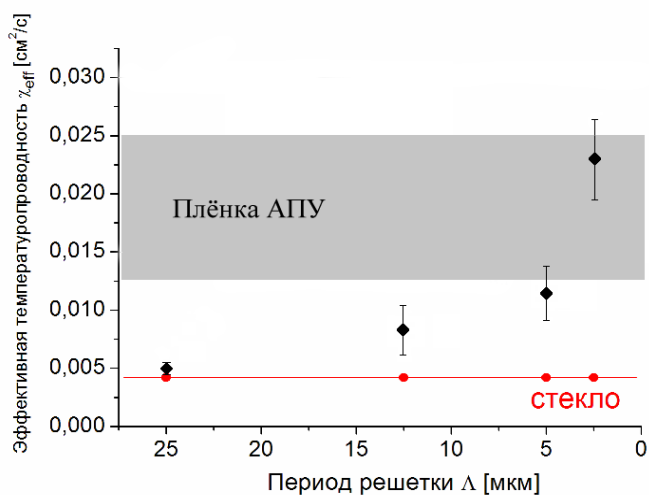


Рис. 5. Зависимость эффективной температуропроводности системы пленка-подложка от периода ДР. Зондирование в проходящем свете

На рисунке 5 представлена зависимость эффективной температуропроводности χ от Λ для системы «пленка алмазоподобного углерода (АПУ) на стеклянной подложке». Видно, что при малых и больших

периодах ДР результат измерения близко соответствует тепловым свойствам пленки и стекла соответственно. Этот пример показывает, что путем изменения периода ДР можно последовательно определить теплопроводность пленки и подложки в отдельности.

В докладе приводятся также некоторые результаты диагностики современных лазерных материалов по тепловым и электронным параметрам [6,7].

Работа выполнена при поддержке БРФФИ по проектам Ф11ЛИТ-006 и Ф13К-063.

Авторы выражают благодарность тем организациям, которые любезно предоставили свои образцы для тестирования.

Литература

1. Special issue on dynamic gratings and four-wave mixing. IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-22, No 8, 1986.
2. E.V. Ivakin A.S. Rubanov. Thermal diffusivity measurement of high-conducting solids by the method of transient gratings. Analytical Sciences, 17, p. 126-128 (2001).
3. M. Cardona. Modulation spectroscopy. Academic Press, 1969.
4. E.V. Ivakin, A.V.Sukhodolov, V.G. Ralchenko, A.V. Vlasov, A.V. Khomoch. Measurement of thermal conductivity of polycrystalline CVD diamond by laser-induced transient grating technique. Quantum Electronics. 32, p. 367-372 (2002).
5. P. Šcajev, V. Gudelis, K. Jarasiunas, E. Ivakin, I. Kisialiou, M. Nesladek, K. Haenen // Phys. Stat. Sol. 2012, No 9, p. 1744-1749, (2012)
6. I.G. Kisialiou. Free of reabsorption upper-state lifetime measurements by the method of transient grating. Appl. Opt. 51, No 22, p. 5458-5463, (2012).
7. E.V. Ivakin, A.V. Suchadolau, O.L. Antipov, N.V. Kuleshov. Transient grating measurements of refractive index changes in intensively pumped Yb-doped laser crystals. Appl. Phys. B 86, 315-3-8, (2007).

ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА БАЗЕ ОПТОВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

В.В. Жарский, О.Г. Девойно

ООО «Рухсервомотор», г. Минск, Беларусь

Белорусский национальный технический университет, г. Минск, Беларусь

ООО «Рухсервомотор» специализируется в области разработки и производства систем прямого электропривода, а также прецизионных координатных систем и станков на базе прямого электропривода.

Конкурентные преимущества технологии производства систем прямого привода «РУХ» - это запатентованная модульная концепция построения электродвигателей. Базовый электромагнитный модуль представляет собой элементарный электромеханический преобразователь электромагнитной энергии в механическую работу (линейное или круговое перемещение). На базе единого унифицированного модуля строится практически неограниченное количество систем прямого привода различного назначения от микроэлектроники до тяжелого станкостроения.

На базе линейных синхронных двигателей разработана серия станков лазерной обработки (LaserCUT-xxxx), предназначенных для широкого спектра технологических операций, включая раскрой и сварку листового материала, упрочнения отдельных контуров и маркировку деталей. В станках использованы самые передовые инновационные решения, как в части лазерных технологий, так и в части координатных и программно-аппаратных систем. Станки имеют порталную конструкцию с перемещением 1,5х3 м (2х6, 2.5х9) и комплектуются иттербиевыми оптоволоконными лазерами мощностью от 0,6 до 4 кВт.

Станок LaserCUT-1000 оснащен лазерным источником мощностью 1 кВт. Координатная система станка выполнена в виде порталной конструкции на базе линейных осей LSMA-T-32- с применением алюминиевого профиля и встроенного в него линейного синхронного двигателя LSM-32-540-50 с пиковым усилием в 1700 Н. При такой конструктивной реализации координатная система станка имеет предельное ускорение 0,7g. При указанной динамике станок эффективен в диапазоне толщин листового проката от 1 до 8 мм.

Станок LaserCUT-2000 предназначенный для раскроя листового проката от 0.1 до 16 мм. Координатная система станка выполнена в виде порталной конструкции на базе линейных осей LSMA-T-32-540 с применением алюминиевого профиля и встроенного в него линейного синхронного двигателя LSM-32-540-75 с пиковым усилием в 2600 Н, что обеспечиваем контурное ускорение до 1,5g. Высокое пиковое усилие линейных двигателей и жесткость конструкции обеспечивают требуемые ускорения, необходимые для повышения производительности станка при резке деталей с малыми радиусами закругления и острыми углами, а также обеспечить качественный раскрой тонкого

листового материала, сохраняя технологические режимы практически на всех сложных геометрических фигурах.

Комплекс лазерной резки LaserCUT-3000 предназначен для раскроя широкого диапазона материалов (конструктивная и нержавеющая сталь, алюминий, медь и др. материалы) и воплощает в себе самые передовые инновационные решения как в части лазерных технологий, так и в части координатных систем. Станок оснащен линейными синхронными двигателями LSM-P32-540-100 с пиковым тяговым усилием в пределах 3000 Н, что в сочетании с механизмом параллельной кинематики обеспечивает механическое ускорение в пределах 2,5 g.

Основные достоинства технологических комплексов на базе оптоволоконных лазеров:

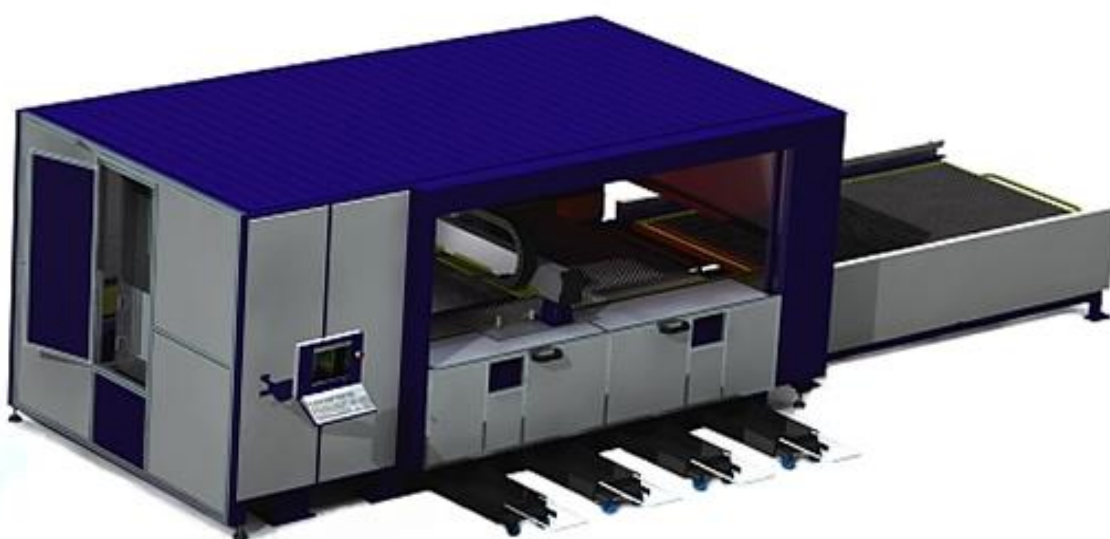


Рис. 1. Общий вид комплекса лазерной резки LaserCUT-3000/3000

- Поддержка технологии лазерной резки, упрочнения листового материала и технологической маркировки деталей.
- Отсутствие оптического канала для передачи энергии – лазерное излучение передается по гибкому оптическому волокну непосредственно в зону обработки. Угловое исполнение оптической головы обеспечивает надежную работу всех оптических элементов на высоких ускорениях.
- Экономичность технологических процессов обработки благодаря высокому КПД волоконного иттербиевого лазера (в 4 раза экономичней CO₂ систем);
- Высокая точность, повторяемость перемещений и долговечность станка, высокая скорость подач и ускорение благодаря применению систем прямого привода;
- Низкие эксплуатационные расходы по обслуживанию системы в целом по сравнению с комплексами на базе газовых лазеров за счет высокой

надежности координатной системы и иттербиевого волоконного лазера, а также отсутствия потребности в газах высокой очистки для обслуживания оптических трактов лазера.

ООО «Рухсервомотор» совместно с БНТУ имеют опыт в разработке и внедрении специализированных комплексов для поверхностного упрочнения деталей машин. Машины оснащаются запатентованной адаптивной оптической системой, позволяющей управлять распределением энергии по сечению пятна. В качестве дополнительных опций могут быть контроль положения обрабатываемой детали в пространстве, а также on-line контроль температуры в зоне термообработки. В зависимости от требований заказчика, объемов производства может обеспечен требуемый уровень автоматизации обработки.



Рис. 2. Установка для упрочнения деталей фрикциона автомобиля БелАЗ на базе оптоволоконного лазера

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ОНДУЛЯЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА С ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Хоу Фанхуань, Е.Д. Карих

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Цель работы: исследование модового спектра и пространственных ондуляций мощности многомодового полупроводникового лазера при изменении условий внешней оптической обратной связи.

Коэффициент потерь в составном резонаторе.

При работе лазера в условиях ООС от внешнего объекта эффективные коэффициенты потерь для мод с различными q оказываются разными (α_q) и мощности мод будут равны $p_q = \alpha / (\alpha_q - \Gamma g_q)$. Предполагается, что коэффициент усиления в лазере с внешней ООС остается тем же, что и в уединенном лазере. Это обосновано в случае слабой связи, когда изменение населенностей уровней за счет ООС очень мало (эти небольшие изменения можно зарегистрировать, фиксируя в цепи питания лазера так называемый оптоэлектронный сигнал [1, 8]). Изменение коэффициента потерь зависит от фазы возвращающегося в лазер излучения, а значит, и от индекса моды. Присвоим значение $q = 0$ номеру доминирующей моды в уединенном лазере, тогда $p_{s_0} = \alpha / (\alpha - \Gamma g_0)$. В дальнейшем удобно рассматривать нормированные спектры $\tilde{p}_q = p_q / p_{s_0}$:

$$\tilde{p}_q = \frac{\alpha - \Gamma g_0}{\alpha_q - \Gamma g_q} \quad (1)$$

В лазере с длиной собственного резонатора L и групповым показателем преломления \bar{n}_g величина $\Delta\omega = \pi c / \bar{n}_g L$, где c – скорость света в вакууме. Ширина спектра усиления может быть оценена из соотношения $\hbar\Delta\omega_g \approx 2kT$ [7]. При этом из (2) для коэффициента усиления имеем

$$g_q = g_0 (1 - bq^2), b = \left(\frac{\pi \hbar c}{\sqrt{2kT \bar{n}_g} L} \right)^2, g_0 = \sigma_g (n - n_g) \quad (3)$$

Полные оптические потери в резонаторе уединенного лазера

$$a = a_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (4)$$

где a_i – внутренние потери в лазере; R_1 и R_2 - коэффициенты отражения собственных зеркал лазера по интенсивности (R_2 -для зеркало, обращенного к внешнему отражателю).

Предположим теперь, что в лазер через зеркало R_2 возвращается часть излучения, отраженного от внешнего объекта.

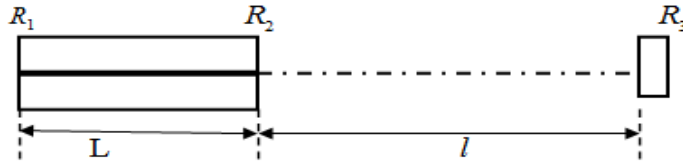


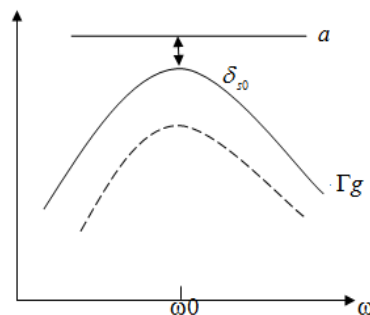
Рис. 1 Полупроводниковый лазер с трехзеркальным резонатором

Для коэффициента потерь в лазере при наличии внешней ООС. По аналогии с (4) имеем

$$a_q = a_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_{2_{eq}}} = a_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} - \frac{1}{2L} \ln(1 + \beta_q)$$

При слабой связи лазера с внешним отражателем ($R_3 \ll 1, R_q \ll 1$) можно воспользоваться известным приближением $\ln(1 + \beta_q) \approx \beta_q$. Тогда

$$a_q \approx a - \beta_q / 2L \quad (8)$$



Таким образом, для дальнейших расчетов лазера с внешней ООС должно использоваться выражение (8).

2. Расчет спектра мощности продольных мод лазера.

Обозначим δ_{s0} – дефицит усиления доминирующей моды в уединенном лазере:

$$\delta_{s0} = a - \Gamma g_0 = x \Gamma g_0 \quad (9)$$

Тогда на основании (1), (3), (8) и (9) будем иметь:

$$\tilde{P}_q \approx \left(1 + \frac{b}{x} q^2 - \frac{\beta_q}{2x \Gamma g_0 L} \right)^{-1}$$

Для уединенного лазера $R_3 = 0$, тогда $\beta_q = 0$ и для мощности будем иметь

$$\tilde{P}_q \approx \left(1 + \frac{b}{x} q^2\right)^{-1} \quad (10)$$

Время задержки излучения во внешней части резонатора равно $\tau = 2l/c$, где l - расстояние от выходного зеркала R_2 до внешнего объекта. Введем обозначения; $\xi = 2l/\lambda_0$ ($\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ - длина волны доминирующей моды в уединенном лазере); $\sigma = \lambda_0/2\bar{n}_g L$; $p = (1 - R_2)^2/R_2$. В итоге для мощностей лазерных мод окончательно получаем

$$\tilde{P}_q = \left\{1 + \frac{b}{x} q^2 - \frac{\rho R_3}{2\Gamma g_0 L x} \left[1 + \frac{2}{\sqrt{\rho R_3}} \cos[2\pi\xi(1 + \sigma q)]\right]\right\}^{-1} \quad (11)$$

В данной модели значения \tilde{P}_q положительны при выполнении неравенства

$$\rho R_3/2 + \sqrt{\rho R_3} < \Gamma g_0 L x \quad (12)$$

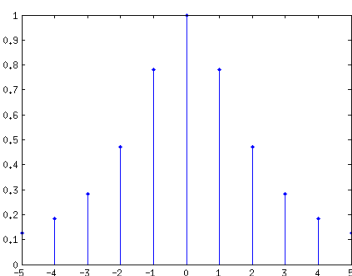
Зависимости мощностей отдельных мод и суммарной по спектру мощности от расстояния до объекта представлены на рис. 2 и 3, где обозначено

$$\Sigma_{e/s} (\%) = 100 \left(\frac{\sum_{q=-10}^{10} p_q}{\sum_{q=-10}^{10} p_{sq}} - 1 \right) \quad (13)$$

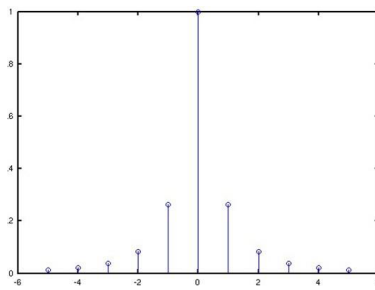
3. Пространственные ондуляции мощности лазера с составным резонатором.

Исследование спектрально-ондуляционных характеристик полупроводникового лазера производится с помощью численного моделирования в системах компьютерной математики MATLAB.

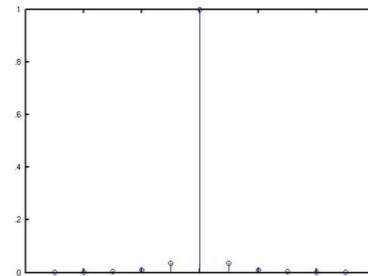
На основании формулы (10) рассчитаем модовый спектр уединенного лазера при $b = 2.8 \cdot 10^{-4}$; $q = -5 \dots 0 \dots 5$; $\chi = 10^{-5}$ получаем Рис.4, где ось x – номер мод, ось y – мощность мод.



(2)



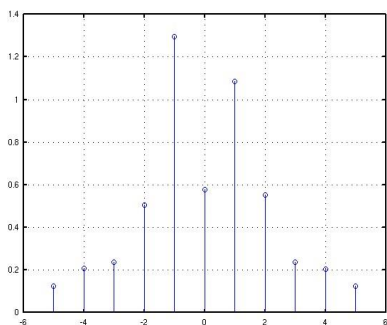
(3)



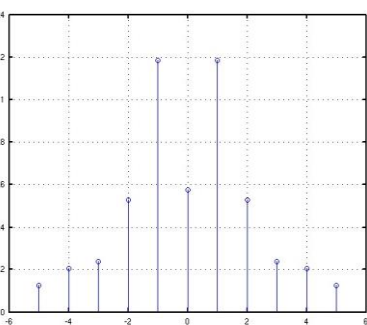
(4)

Спектр продольных мод уединенного лазера
при $x : 10^{-3}$ (2); 10^{-4} (3); 10^{-5} (4)

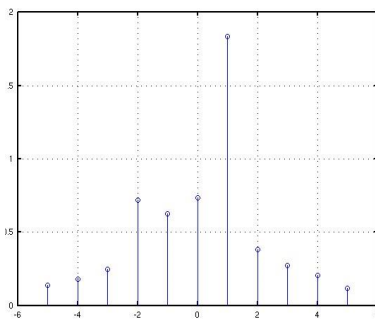
Рассчитаем спектр продольных мод лазера с внешней оптической обратной связью с помощью формулы (11) с использованием следующих численных значений параметров: $b = 2,8 \cdot 10^{-4}$; $\chi = 10^{-3}$; $\rho = 1,45$; $R3 = 10^{-6}$; $\Gamma g_0 = 65 \text{ см}^{-1}$; $L = 250 \text{ мкм}$; $\sigma = 3,35 \cdot 10^{-4}$; $q = -5 \dots 0 \dots 5$.



(5)

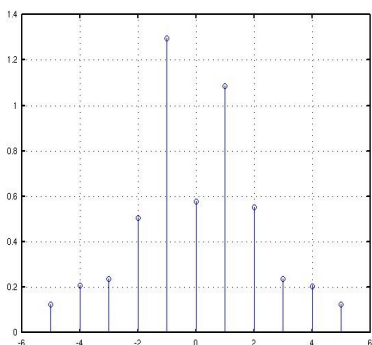


(6)

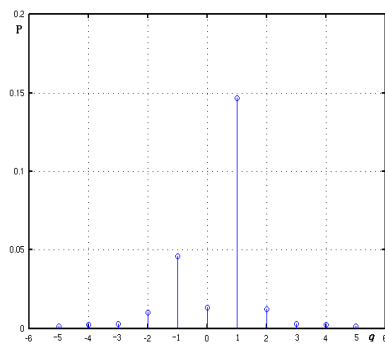


(7)

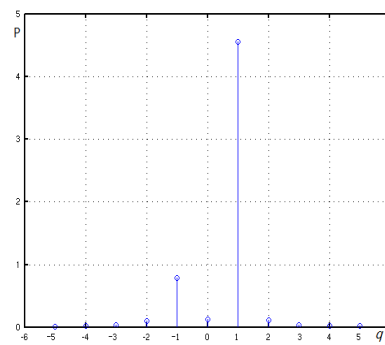
*Спектр продольных мод лазера с внешней ООС
при $\xi = 1000048$ (5); $10000,50$ (6); $10000,67$ (7)*



(4)



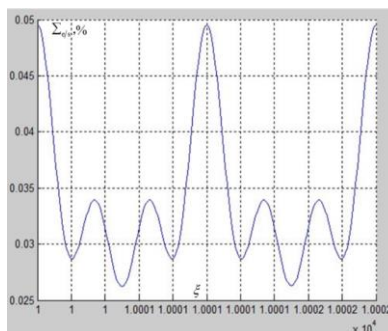
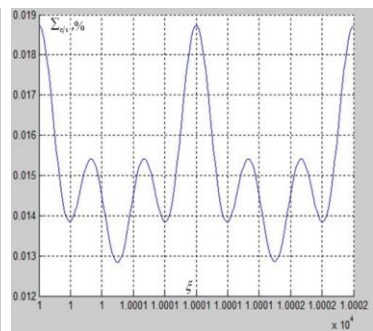
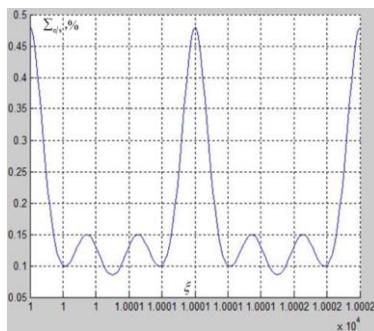
(7)



(8)

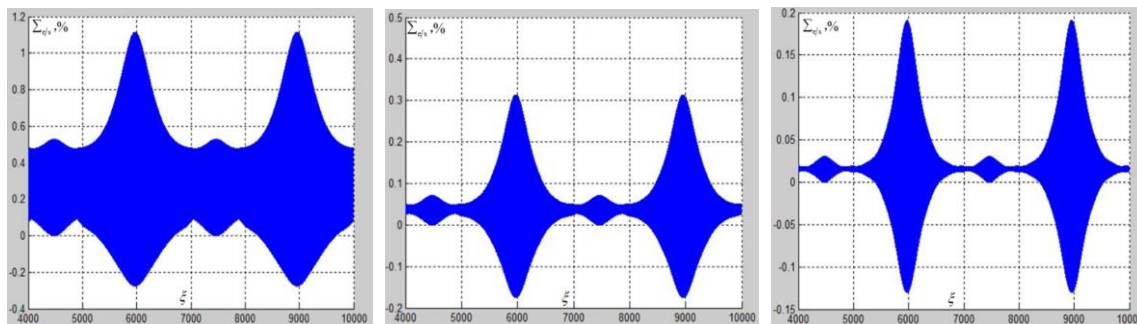
Рис 7 и 8 значения остальных параметров те же, что и на рис.4, кроме $\chi = 10^{-4}$ и $\chi = 10^{-5}$.

Для исследования пространственных ондуляций суммарной мощности 19 мод лазера используем формулу (13) с использованием следующих численных значений параметров: $b = 2,8 \cdot 10^{-4}$; $\rho = 1,45$; $R3 = 10^{-6}$; $\Gamma g_0 = 65 \text{ см}^{-1}$; $L = 250 \text{ мкм}$; $\sigma = 3,35 \cdot 10^{-4}$.



*Локальные пространственные ондуляции суммарной мощности лазера при
 $x = 1 \cdot 10^{-3}$ (10); $2 \cdot 10^{-3}$ (11); $3 \cdot 10^{-3}$ (12)*

Для выявления общего характера ондуляций проведены расчеты в более широком диапазоне изменения расстояния до внешнего отражателя. Для этого рассчитайте зависимость суммарной мощности 19 мод от параметра ξ по формуле (13) в диапазоне значений $\xi = 4000 \dots 10000$. значения остальных параметров те же что и на рис.12.



Пространственные ондуляции суммарной мощности лазера при $x = 1 \cdot 10^{-3}(13); 2 \cdot 10^{-3}(14); 3 \cdot 10^{-3}(15)$

Заключение.

1. Рассмотрено асимптотическое приближение для расчета мощности продольных мод лазера. При расчете потерь в составном резонаторе использовано условие слабой оптической обратной связи.
2. Рассчитаны спектры продольных мод уединенного лазера при различном дефиците усиления доминирующей моды. Показано, что с уменьшением дефицита усиления спектр лазера приближается к одномодовому.
3. Проведен расчет спектра лазера с внешней оптической обратной связью при различном расстоянии до внешнего отражателя и различном дефиците усиления. Показано, что огибающая спектра в этом случае мод приобретает сложный характер. При этом возможно появление нескольких, в том числе не соседних, доминирующих мод.
4. При уменьшении дефицита усиления число мод в спектре, как и в случае уединенного лазера, уменьшается.
5. Рассчитана зависимость мощности излучения лазера от расстояния до внешнего отражателя. Показано, что с уменьшением числа мод в спектре локальные максимумы мощности становятся более резкими.
6. Полученные результаты могут быть использованы при построении прецизионных датчиков смещения на основе полупроводниковых инжекционных лазеров.

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УФ, ВИДИМОГО, БЛИЖНЕГО И СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

Е. Гулевич, Н. Кондратюк, А. Протасеня
СоларЛС, г. Минск, Беларусь
www.solarls.eu

Введение

Перестраиваемые лазеры, являясь основной частью многих современных оптико-электронных приборов, позволяют на качественно новом уровне решать задачи спектроскопии, нелинейной оптики, фотохимии, биологии, медицины и др.

Бурный прогресс в науке и технике ставит все новые и новые задачи, для решения которых требуются лазерные источники генерирующие перестраиваемое излучение в специфических спектральных диапазонах. Наиболее актуальными областями применения таких источников являются:

- лазерная спектроскопия, все методы которой основаны на селективном взаимодействии излучения с веществом;
- дистанционное детектирование веществ, включая лазерное зондирование атмосферы для определения ее состава, обнаружение загрязняющих примесей и измерения их концентрации;
- лазерная фотохимия, все методы которой связаны с резонансным селективным взаимодействием лазерного излучения с веществом;
- лазерная фотобиология и медицина, в которых перестраиваемые лазеры используются для изучения биообъектов и биопроцессов, для фотодинамической терапии и диагностики раковых заболеваний и т.д.

Новые методики требуют новых лазеров. Наряду с этим, уже давно известные методики и приборы постоянно совершенствуются и, как правило, требуют все более мощных, более совершенных и более надежных лазерных источников. Вот почему, разработка перестраиваемых лазерных источников с высокими эксплуатационными характеристиками продолжает оставаться одной из актуальнейших задач для производителей лазерной техники.

В настоящей статье дается обзор основных подходов к созданию таких источников, работающих в УФ, видимом, ближнем и среднем ИК диапазонах, а также приводятся примеры некоторых удачных коммерческих разработок выполненных в белорусской научно-производственной компании «СоларЛС».

Среди твердотельных источников перестраиваемого лазерного излучения главенствующие позиции до недавнего времени занимали лазеры на красителях в полимерных матрицах и на активированных кристаллах ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$, александрит, форстерит, $\text{YAG}:\text{Cr}^{4+}$). Диапазон рабочих длин волн, обеспечиваемых этими лазерами, располагается в пределах от 550 до 1500 нм, а каждая активная среда в отдельности способна генерировать в сравнительно узкой спектральной области шириной от 20 до 300 нм.

В последнее время разработчиками и пользователями лазерной аппаратуры все большее внимание уделяется источникам излучения на основе параметрических генераторов света (ПГС). ПГС удачно сочетают в себе максимально широкий диапазон непрерывной перестройки (например от 410 до 2500 нм) и высокий КПД преобразования излучения накачки. Прогресс в области роста нелинейных кристаллов для ПГС и изготовления широкополосных стойких диэлектрических покрытий позволяют создавать надежные и простые в эксплуатации лазерные источники, перекрывающие практически весь спектральный диапазон длин волн от 200 нм до 20 мкм.

Именно этот тип источников перестраиваемого лазерного излучения будет рассмотрен подробнее ниже.

1. Параметрические генераторы света видимого и ближнего ИК диапазона.

К настоящему времени наибольшее распространение получили ПГС на кристаллах ВВО с накачкой 2-й и 3-й гармониками Nd:YAG лазеров. Такие приборы предлагают сегодня своим потребителям большинство производителей лазерной техники.

Основными достоинствами этих ПГС являются широчайший диапазон перестройки генерируемых длин волн (от 410 до 2500 нм при накачке излучением с 355 нм и от 680 до 2500 нм при накачке излучением с 532 нм) и высокий, до 50% КПД генерации. Недостатками, ограничивающими их прикладное использование, являются большая расходимость пучка (2-20 мрад) генерируемого излучения и недостаточно узкая спектральная ширина линии генерации ($2-10 \text{ см}^{-1}$).

Вот почему, работы по улучшению пространственно-угловых характеристик излучения ПГС и уменьшению спектральной ширины линии их генерации остаются весьма актуальными.

В СоларЛС проводились исследования коллинеарных и неколлинеарных схем ПГС которые позволили выявить следующую особенность: в ПГС с синхронизмом типа II с двухпроходовой схемой накачки ширина линии генерации и расходимость пучка в плоскости синхронизма нелинейного кристалла меньше чем в ПГС с однопроходовой схемой накачки. Связано это с тем, что в ПГС с двухпроходовой схемой накачки сигнальная волна по разному усиливается в нелинейном кристалле в "прямом" и в "обратном" направлениях [1]. На рис.1, в качестве примера, показаны спектры генерации ПГС на кристалле КТР с одно- и двух-проходовой схемой накачки с длиной волны 532 нм [2].

Кроме этого, в ПГС с двух-проходовой схемой накачки излучение генерации усиливается в нелинейном кристалле как в "прямом", так и в "обратном" направлениях, за счет чего снижается пороговая интенсивность накачки, увеличивается коэффициент усиления, сокращается время развития генерации и, в результате, повышается эффективность параметрической генерации.

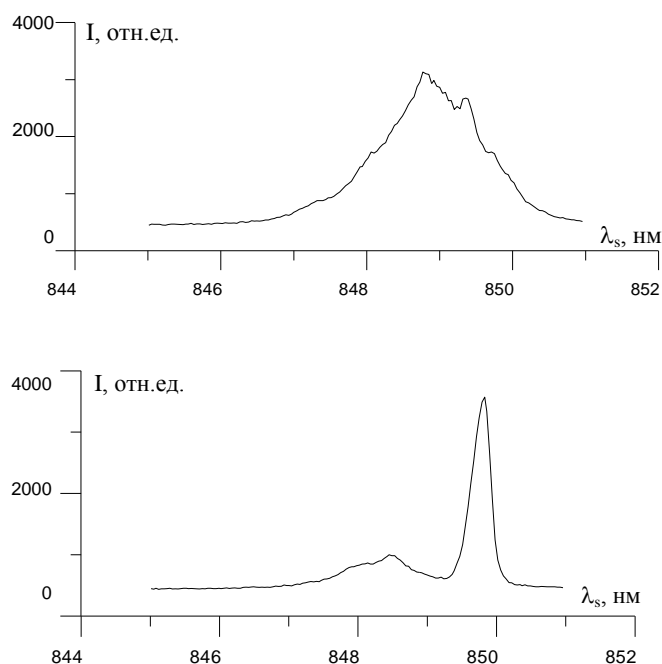


Рис. 1 Спектры генерации ПГС на кристалле КТР с одно-а) и двух-б) проходовой-схемой накачки с длиной волны 532 нм

Использование этих особенностей позволяет создавать ПГС с улучшенными эксплуатационными характеристиками, у которых даже при низких интенсивностях накачки недорогими многомодовыми Nd:YAG лазерами реализуются высокие зффективности преобразования. Кроме того, возможна получение предельно достижимые для данного класса ПГС спектральных и пространственно-угловых характеристики излучения (рис.2).



Спецификация

Модель	LP 603	LP 604
Область перестройки, нм	410...2500	680...2500
Эффективность преобразования, %	>35 на 500нм	>40 на 850нм
Ширина линии, нм	0,1 на 500нм	0,4 на 800нм
Длина волны накачки, нм	355	532

Рис. 2 Параметрический генератор света на кристалле ВВО модель LP 603/604 производства СоларЛС

Для многих применений (лазерно-индуцированная люминесценция молекул, лазерная обработка материалов и др.) требуется перестраиваемое по длине волны излучение в УФ области спектра. Вот почему некоторые производители подобных ПГС предлагают своим потребителям генераторы второй гармоники, расширяющие возможности стандартных ПГС за счет обеспечения перестраиваемой генерации в диапазоне 210...420 нм (рис.3).



Рис. 3. Генератор второй гармоники для ПГС, модель LG350 производства СоларЛС

Альтернативным направлением работ, по получению перестраиваемого УФ излучения, является создание ПГС с накачкой излучением 4-й гармоники YAG:Nd лазера. В Солар ЛС были проведены исследования по изучению возможности получения параметрической генерации в трудно получаемой области спектра от 300 нм до 400 нм. Однако первые эксперименты показали, что эффективность параметрической генерации очень низкая [3]. Схема ПГС на кристалле ВВО с накачкой излучением с 266 нм приведена на рис.4.

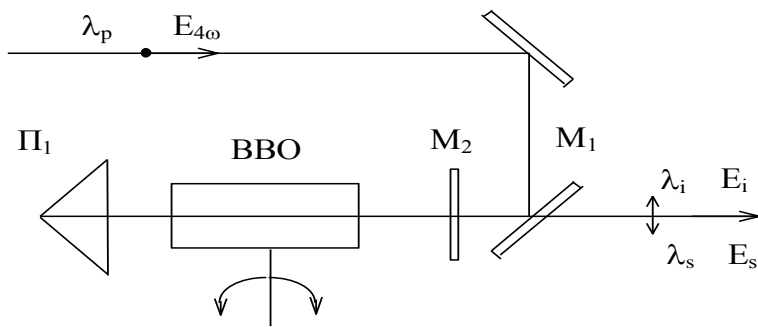


Рис. 4 Схема ПГС на кристалле ВВО с накачкой 266 нм

При интенсивности импульсов накачки $\sim 46 \text{ МВ/см}^2$ была получена перестраиваемая генерация в диапазоне 300...2340 нм с эффективностью $\sim 15\%$ при двухкратном превышении порога на $\lambda_s=340 \text{ нм}$, рис.5.

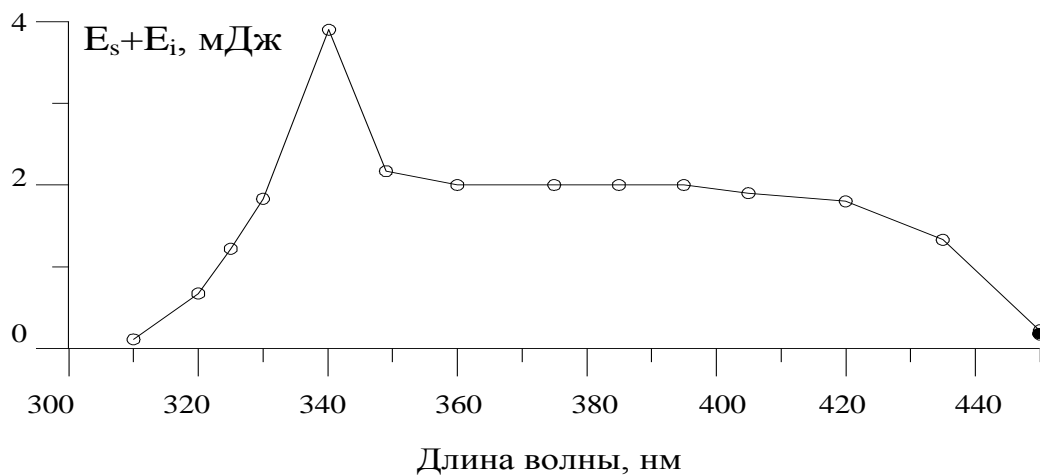


Рис. 5 Перестроечная кривая ПГС при накачке импульсами с энергией $\sim 30 \text{ мДж}$ на 266 нм

Дальнейшие исследования позволили установить, что в кристаллах ВВО под действием излучения накачки (266 нм) образуются динамические центры окраски сильно поглощающие в области 200...400 нм [4]. Образование таких центров окраски, нелинейное поглощение излучения накачки и эффекты теплового самовоздействия, вероятно не позволят в ближайшем будущем создавать УФ ПГС на кристаллах ВВО с высокими эксплуатационными характеристиками.

2. Источники перестраиваемого лазерного излучения в ИК диапазоне до 4 мкм.

В настоящее время ПГС на кристаллах КТР и КТА с накачкой излучением Nd-лазеров позволяют получать перестраиваемое излучение в ближнем ИК диапазоне от 1,5 мкм до 4 мкм.

При разработке различных схем ПГС ИК диапазона необходимо учитывать целый ряд факторов влияющих на работу ПГС, в частности, наличие сильных полос поглощения паров воды в атмосфере и краевое поглощение нелинейных кристаллов в ИК области.

Для надежной работы лазерной системы необходимо, чтобы длина волны генерации попадала в окна прозрачности атмосферы, рис.6.

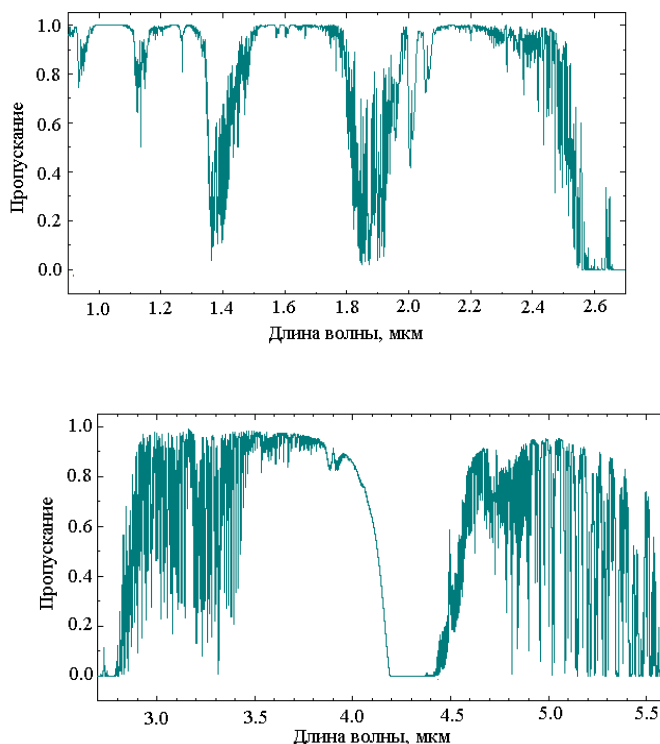


Рис. 6 Спектры пропускания атмосферы

В ПГС накачиваемых излучением с 1,064 мкм, длины волн излучения сигнальной и холостой волн связаны между собой соотношением

$$\frac{1}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_s} = \frac{1}{1,0642} \text{ мкм}$$

С учетом этого соотношения можно выделить следующие спектральные диапазоны, для которых возможно создание надежно работающих ПГС в окнах прозрачности атмосферы:

$$1,45 \dots 1,67 \text{ мкм}, 1,98 \dots 2,3 \text{ мкм}, \\ 2,93 \dots 4,10 \text{ мкм}.$$

Для надежной работы лазерной системы необходимо учитывать свойства нелинейных кристаллов и наличие поглощения в ИК области. По своим нелинейным свойствам кристалл КТА близок к кристаллу КТР. Но в отличие от кристалла КТР кристалл КТА обладает более широкой полосой пропускания в ближнем ИК диапазоне, рис.7.

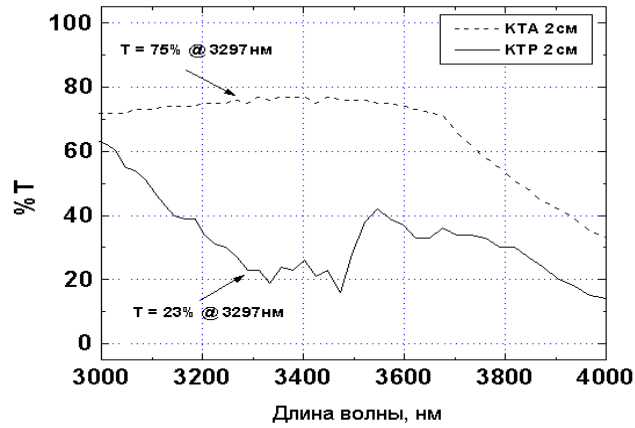


Рис. 7 Спектры пропускания кристаллов КТП и КТА

В СоларЛС на протяжении последних лет проводились работы по получению высокоэффективной параметрической генерации на кристаллах КТП и КТА. Результатом этих работ явилось создание коммерческой модели ИК ПГС на указанных кристаллах, рис.8.

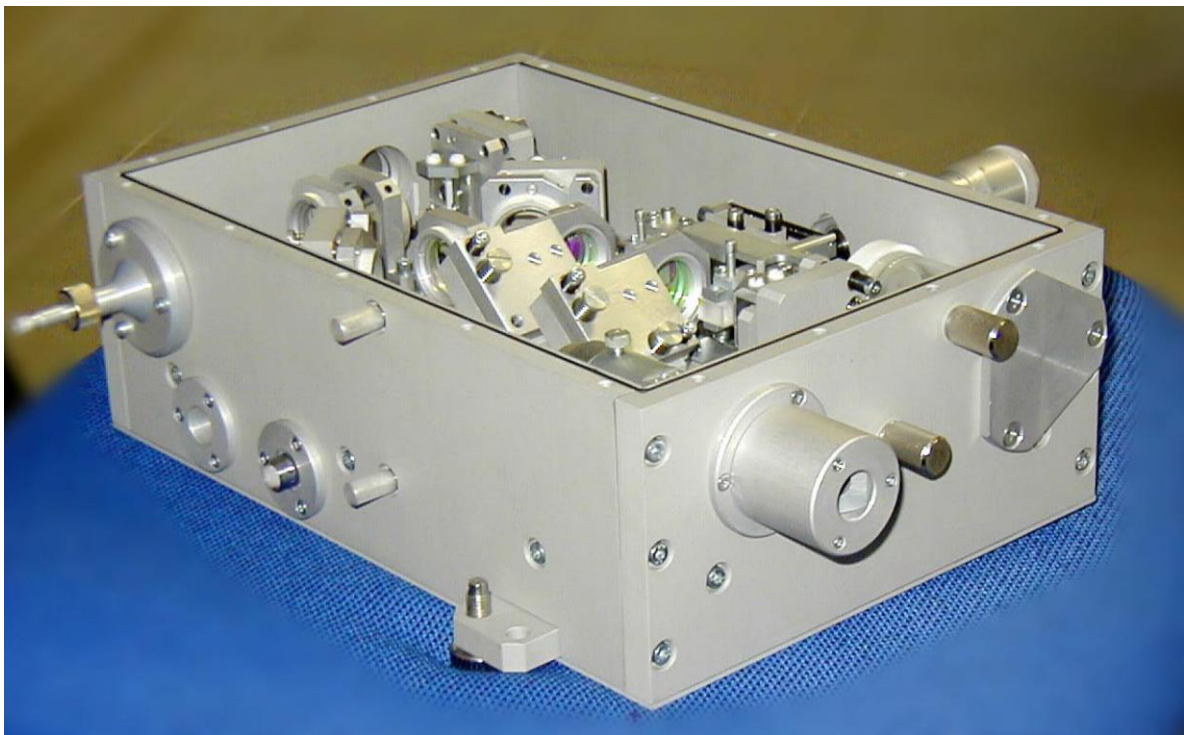


Рис. 8. Параметрический генератор света с накачкой излучением Nd:YAG лазера

При использовании в этой модели кристаллов КТП в диапазоне перестройки 1,98-2,3 мкм эффективность параметрической генерации достигает 25%.

При использовании в этой модели кристаллов КТА, возможно получение перестраиваемой генерации в окнах прозрачности атмосферы 1,45...1,67 мкм и

2,93. ... 4,10 мкм с эффективностью 30% и выше.

3. Источники перестраиваемого лазерного излучения в ИК диапазоне до 20 мкм.

Как было сказано ранее, для целого ряда применений требуются лазерные источники перестраиваемого ИК излучения, работающие в спектральном диапазоне 5...20 мкм. Вот почему, в настоящее время многими исследовательскими центрами интенсивно проводятся исследования по созданию высокоэффективных, мощных и компактных твердотельных источников лазерного излучения для указанного выше диапазона.

Как правило, эти системы создаются на основе генераторов разностной частоты (ГРЧ)

либо ПГС с накачкой Ег- и Но- лазерами с длиной волны $\lambda=1,5\text{мкм}$, $\lambda=2,9\text{мкм}$ и $\lambda=2,05\text{ мкм}$, соответственно. Пока такие источники накачки являются достаточно уникальными и не всегда могут быть использованы по причине не очень высоких эксплуатационных характеристик и высокой стоимости.

В то же время прекрасной альтернативой для накачки ПГС среднего ИК диапазона являются технические решения, базирующиеся на хорошо освоенных лазерах Nd:YAG . В состав этих систем входят ПГС с накачкой Nd:YAG лазерами, которые в свою очередь используются для накачки ПГС среднего ИК диапазона.

Подобные системы хорошо изучены и могут быть легко реализованы как в компактном дизайне для мобильных применений, так и в виде мощных стационарных установок для обеспечения высоких энергий накачки.

Рассмотрим далее основные направления создания лазерных ИК источников на базе Nd:YAG лазеров.

Генераторы разностной частоты.

В СоларЛС был разработан генератор разностной частоты (ГРЧ) на кристалле CdSe с накачкой излучением ПГС на кристаллах КТР, который генерировал излучение с перестраиваемой длиной волны в диапазоне от 10 до 17 мкм, рис.9, 10.

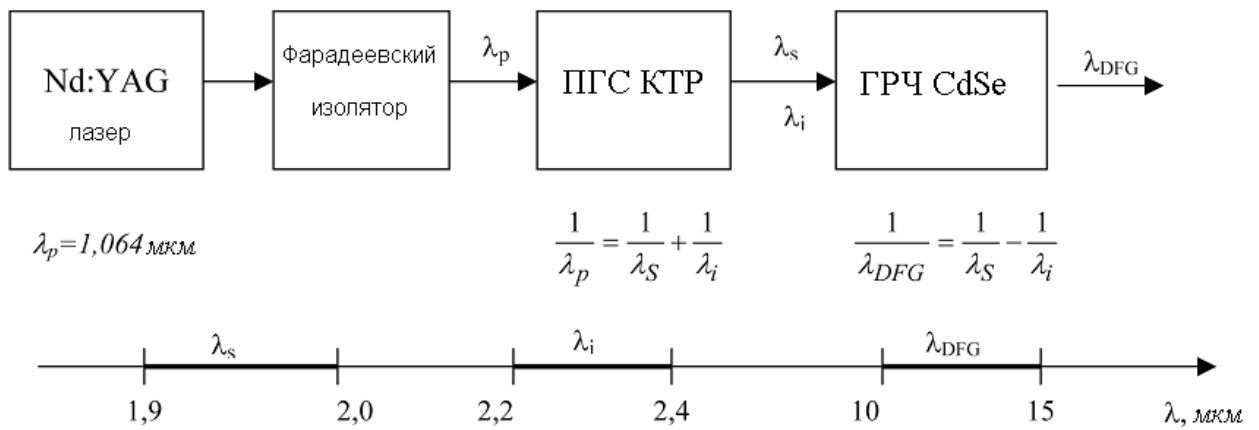


Рис. 9. Структурная схема генератора разностной частоты на кристалле CdSe

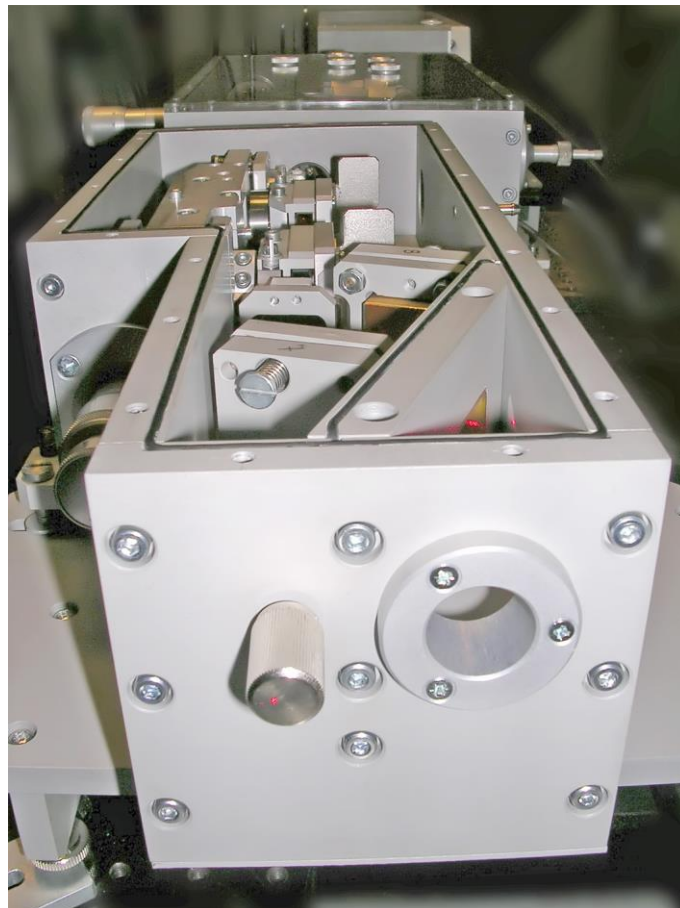


Рис. 10. Генератор разностной частоты на кристалле CdSe

Двухкаскадные ПГС.

Двухкаскадные схемы ПГС широко применяются в тех случаях, когда отсутствуют лазеры накачки с длиной волны $> 2 \text{ мкм}$. С другой стороны, в

двухкаскадных схемах ПГС имеется возможность изменять длину волны излучения накачки и таким образом получать более оптимальные условия для генерации узкополосного излучения в заданном диапазоне длин волн.

В мощных ПГС среднего ИК диапазона используются в основном кристаллы $ZnGeP_2$, $AgGaSe_2$ и $CdSe$ [6].

Табл.1. Сравнительные характеристики нелинейных кристаллов

Кристалл	Диапазон прозрачности, мкм	нелинейный коэффициент d_{eff} , пм/В	Теплопроводность, Вт/м К	Порог повреждения, МВт/см ² ,
$ZnGeP_2$	0,74-12	75	35	60
$AgGaSe_2$	0,71-19	33	10	30
$CdSe$	0,75-25	18	6	50

В качестве примера, рассмотрим две схемы построения подобных ПГС, используемые в настоящее время в СоларЛС.

Для накачки ПГС на кристалле $ZnGeP_2$ может быть использован ПГС на кристаллах КТР который генерирует одновременно две длины волны: сигнальную с $\lambda=2,05$ мкм и холостую с $\lambda=2,213$ мкм [6]. Эти две волны могут быть пространственно разделены и использованы для накачки двух ПГС на кристаллах $ZnGeP_2$ (рис.11).

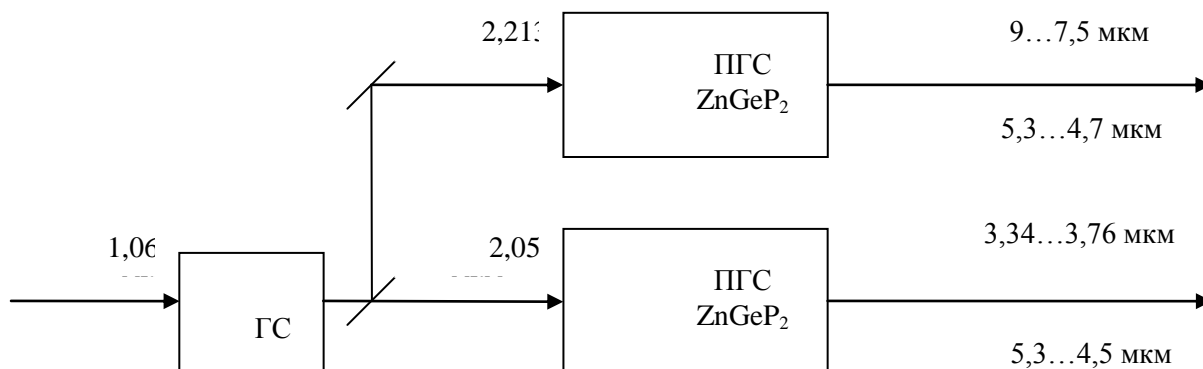


Рис. 11. Структурная схема ПГС на кристаллах $ZnGeP_2$

Также, представляет практический интерес схема ПГС на кристалле $CdSe$ с не критичным 90-градусным синхронизмом [7], в которой, при накачке излучением перестраиваемым в области от 2,9 мкм до 3,5 мкм возможно получение перестраиваемой генерации в области 4,5...4,9 мкм и 8,1...12 мкм (рис.12).

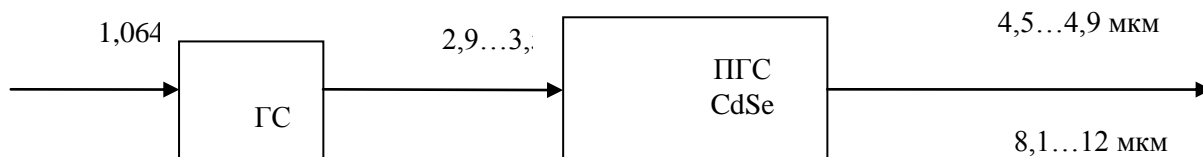


Рис. 12. Структурная схема ПГС на кристалле CdSe с не критичным 90-градусным синхронизмом

Заключение.

Представленные материалы о некоторых результатах научных исследований и освоенных ЗАО «СоларЛС» промышленных образцах демонстрируют перспективность создания источников перестраиваемого лазерного излучения на базе ПГС с накачкой Nd:YAG лазерами. Накопленный специалистами «СоларЛС» опыт по разработке и производству как перестраиваемых лазеров различной конфигурации, так и лазеров для их накачки, обеспечивают возможность изготовления и поставки систем с перестройкой длины волны во всем диапазоне длин волн от 210 нм до 20 мкм. Подобные системы могут быть построены также и с учетом специфических требований заказчиков для решения их прикладных задач.

ЗАО «СоларЛС» постоянно проводит научно-исследовательские работы по созданию новых перспективных источников лазерного излучения и приглашает к партнерскому сотрудничеству научные коллективы стран и производственные предприятия.

Литература

1. N. Kondratyuk, O. Manko, A. Shagov. «Features of the angle-tuned phase-matched OPO with pump beam reflected» / Laser Optics 2003/ Solide-state Lasers and Nonlinear Frequency Conversion: Proceeding of SPIE // Vladimir Ustugov, Editor. Washington: SPIE, 2004. v.5478. p. 189-193.
2. Н. Кондратюк, О. Манько, А. Шагов «Уменьшение ширины линии генерации при возврате излучения накачки в ПГС на кристалле КТР» // Международная конференция «Лазерная физика и применения лазеров» Минск, 14-16 мая. – Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 2003 – с. 1-46
3. Кондратюк Н.В., Шагов А.А., Демидчик К.Л., Юркин А.М., Кох А.Е. Перестраиваемый в области 300-2340 км параметрический генератор света на кристалле ВВО с накачкой четвертой гармоникой YAG:Nd лазера Квантовая электроника. –2000 – т.30, №3 – с. 253-254
4. N. Kondratyuk, A. Shagov «Nonlinear absorption at 266 nm in BBO crystal and its influence on frequency conversion» / ICONO 2001/ Nonlinear Optical Phenomena and Nonlinert Dynamics of Optical Systems: Proceeding of SPIE//

Konstantin N. Drabovich, Nikolay S. Kazak, Vladimir A. Makarov, Alexander P. Voitovich, Editors. – Washington: SPIE. 2002. vol. 4751 p. 110-115.

5. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan O.N. Handbook of Nonlinear Optical crystals. – Berlin: Springer-Verlag, 1999. (Third edition).
6. E.Cheng, S.Palese, M.Injeyan «Conversion to mid IR using KTP and ZnGeP₂ OPOs» OSA TOPS, , vol.26, p.514-517 (1999).
7. Y. Isyanova, A. Dergachev, D. Welford, P. Moulton M «Multi-wavelength, 1.5-10 μm tunable, tandem OPO» OSA TOPS, vol.26, p.548-553 (1999).

Научное издание

ФОТОНИКА: НАУКА В ПРОИЗВОДСТВО

Сборник материалов
Белорусско-Китайского форума

12–13 декабря 2013 г.

Подписано в печать 10.12.2013. Формат 60x84 ¹/₈. Бумага офсетная. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 12,90. Уч.-изд. л. 5,04. Тираж 100. Заказ 1312.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет. ЛИ № 02330/0494349 от 16.03.2009. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.

ОРГАНИЗАТОРЫ ФОРУМА
论坛组织方

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ГКНТ
ПО НАУКЕ И ТЕХНОЛОГИЯМ

БелИСА

