

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

ИЗДАНИЕ САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКОГО НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ

Журнал издается с января 1958 г.

ТОМ 56

СЕНТЯБРЬ 2013

№ 9

СПЕЦИАЛЬНЫЙ ВЫПУСК
К 50-ЛЕТИЮ КАФЕДРЫ
ЛАЗЕРНОЙ ТЕХНИКИ И БИМЕДИЦИНСКОЙ ОПТИКИ
НИУ ИТМО

Под редакцией доктора технических наук, профессора В. Ю. Храмова

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ.....	5
ЛАЗЕРНОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ	
Иночкин М. В., Назаров В. В., Федин К. А., Хлопонин Л. В., Храмов В. Ю. Мощный малогабаритный Nd:YAG-лазер с неустойчивым резонатором.....	7
Гагарский С. В., Гнатюк П. А., Сергеев А. Н., Храмов В. Ю. Твердотельные лазеры с диодной накачкой для 3D-маркировки в объеме прозрачных диэлек- триков	12
Гагарский С. В., Кийко В. В., Кондратьев В. А., Подвязников В. А., Сергеев А. Н., Чевокин В. К. Управление временными характеристиками излучения ND ⁺³ :YAG:CR ⁺⁴ -минилазера с использованием активной внутррезонаторной оптики.....	18
Иночкин М. В., Назаров В. В., Сачков Д. Ю., Хлопонин Л. В., Храмов В. Ю. Модель многочастотной 3 мкм-генерации излучения лазеров на эрбиевых кристаллах с диодной накачкой.....	25
Гагарский С. В., Кийко В. В., Кондратьев В. А., Сергеев А. Н., Храмов В. Ю., Якобсон В. Э. Компрессия импульсов микрочип-лазера с диодной накачкой при встречном ВКР-преобразовании	31
Скрипник А. В. Оптотермический волоконный конвертер лазерного излучения.....	37
ЛАЗЕРНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ	
Беликов А. В., Скрипник А. В., Шатилова К. В. Лазерное текстурирование твердых биотканей	43
Беликов А. В., Скрипник А. В., Зулина Н. А. Лазерный синтез наноразмерных углеродных структур и их свойства.....	50

СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ И ЛАЗЕРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Веселовский А. Б., Гузалов П. И., Кирьянова В. В., Митрофанов А. С., Фефилов Г. Д., Храмов В. Ю. Пространственно-энергетические характеристики светодиодов, используемых в фотохромотерапии.....	57
Веселовский А. Б., Митрофанов А. С., Фефилов Г. Д. Возможность применения полупроводникового лазера в дифрактометрии.....	62
Веселовский А. Б., Митрофанов А. С., Фефилов Г. Д. Погрешность определения размера микрообъекта круглой формы дифракционным методом при неравномерной амплитуде облучающего светового поля.....	65
Ведерников Ю. Н., Ермаков И. А., Папченко Б. П., Пичугин А. Н., Тараканов Е. В. Исследование оптической мощности излучения и температуры чипа УФ-светодиода в импульсном режиме.....	69

ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

Беззубик В. В., Белашенков Н. Р. Определение функции контрастной чувствительности для систем технического зрения	73
Окулов М. В. Модель визуализации случайного фазового объекта.....	80
Гримм В. А., Рудакова М. С., Смирнов С. А. Микропроекторные системы смешанной и дополненной реальности на плоских волноводных экранах	84
Фефилов Г. Д. Пространственно-временной бинарный фильтр с перестраиваемыми параметрами для лазерной системы измерительного типа	89
SUMMARY (перевод Ю. И. Копилевича).....	95

SPECIAL ISSUE

TO THE 50th ANNIVERSARY OF LASER TECHNOLOGIES AND BIO-MEDICINE OPTICS DEPARTMENT OF UNIVERSITY ITMO

By Edition of V. Yu. Khramov, Doctor of Technical Science, Professor

CONTENTS

PREFACE	6
LASER INSTRUMENT MAKING	
Inochkin M. V., Nazarov V. V., Fedin K. A., Khloponin L. V., Khramov V. Yu. High-Powered Compact Nd:YAG Laser with Unstable Resonator.....	7
Gagarsky S. V., Gnatyuk P. A., Sergeev A. N., Khramov V. Yu. Diode-Pumped Solid-State Lasers for 3-D Subsurface Marking of Transparent Dielectric	12
Gagarsky S. V., Kiyko V. V., Kondratyev V. A., Podvyaznikov V. A., Sergeev A. N., Chevokin V. K. Control over Temporal Characteristics of ND ⁺³ :YAG:CR ⁺⁴ Mini-Laser Radiation with the Use of Active Intracavity Optics	18
Inochkin M. V., Nazarov V. V., Sachkov D. Yu., Khloponin L. V., Khramov V. Yu. Model of 3 μm Multywave Lasing of Diode-Pumped Erbium Crystal	25
Gagarsky S. V., Kiyko V. V., Kondratyev V. A., Sergeev A. N., Khramov V. Yu., Yakobson V. E. Backward SRS Compression of Diode-Pumped Microchip Laser Pulses.....	31
Skrypnik A. V. Opto-Thermal Fiber Converter of Laser Radiation	37
LASER TECHNOLOGIES	
Belikov A. V., Skrypnik A. V., Shatilova K. V. Laser Texturing of Hard Tissues.....	43
Belikov A. V., Skrypnik A. V., Zulina N. A. Laser-Assisted Synthesis of Nano-Sized Carbon Structures and their Properties.....	50
PROPERTIES OF OPTICAL AND LASER EMITTERS	
Veselovsky A. B., Guzalov P. I., Kiryanova V. V., Mitrofanov A. S., Fefilov G. D., Khramov V. Yu. Spatial and Energetic Characteristics of Light-Emitting Diodes Used in Photochromotherapy	57
Veselovsky A. B., Mitrofanov A. S., Fefilov G. D. Study on Application of Semiconductor Laser to Diffractometry	62
Veselovsky A. B., Mitrofanov A. S., Fefilov G. D. Diffraction Technique Accuracy in Measurement of Round Microobject Illuminated by Spatially Inhomogeneous Light.....	65

Vedernikov Yu. N., Ermakov I. A., Papchenko B. P., Pichugin A. N., Tarakanov E. V. Analysis of Optical Radiance Power and Temperature of UV LED Chips in the Pulsed Mode	69
OPTICAL INSTRUMENT MAKING	
Bezzubik V. V., Belashenkov N. R. Determination of Contrast Sensitivity Function for Technical Vision System	73
Okulov M. V. Model of Visualization for Random Phase Object.....	80
Grimm V. A., Rudakova M. S., Smirnov S. A. Microprojector Systems of Mixed and Augmented Reality with Planar Waveguide Screen	84
Fefilov G. D. Spatio-Temporal Tunable Binary Filter for Laser System of Measuring Type	89
SUMMARY	95

Editor-in-Chief E. B. Yakovlev

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий тематический выпуск журнала содержит научные статьи сотрудников кафедры лазерной техники и биомедицинской оптики Санкт-Петербургского национального исследовательского университета информационных технологий, механики и оптики и посвящен 50-летию со дня основания кафедры. Кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики (ЛТБМО) была организована в июле 1963 г. — всего через три года после создания первого рубинового лазера (первоначальное название кафедры — кафедра квантовой радиоэлектроники) — и стала первой специализированной кафедрой в СССР, приступившей к подготовке и выпуску специалистов по новому направлению в науке и технике, связанному с квантовой электроникой, лазерной физикой и техникой. Организовал и долгие годы (до 1987 г.) возглавлял кафедру заслуженный деятель науки и техники РСФСР, доктор технических наук, профессор К. И. Крылов.

На протяжении всего времени деятельности кафедры ЛТБМО ее основными научными направлениями являются: разработка и исследование лазеров и оптических элементов лазерных систем; исследование нелинейно-оптических явлений; неразрушающий контроль и измерения характеристик прозрачных и непрозрачных сред и материалов с применением когерентных источников оптического и радиоизлучения; воздействие как мощного, так и низкоинтенсивного лазерного и оптического излучения на биологические объекты. Естественно, что конкретная тематика научных исследований, проводимых на кафедре, менялась, но с большой долей уверенности можно заключить, что основной вектор исследований, заложенных проф. К. И. Крыловым при создании кафедры, сохранился и это наглядно подтверждается материалами научных статей, подготовленных для настоящего выпуска журнала.

В разделе „Лазерное приборостроение“ собраны статьи, в которых рассматриваются актуальные вопросы разработки и исследования твердотельных лазерных систем как с диодной, так и с ламповой накачкой.

В разделах „Лазерные технологии“ и „Свойства оптических и лазерных излучателей“ представлены статьи, посвященные исследованиям новых структур, получаемых при воздействии лазерного излучения на биологические ткани и углеродные структуры, и исследованиям параметров источников лазерного и оптического излучения различных спектральных областей, используемых в низкоинтенсивных биомедицинских (фотохромотерапия) и промышленных фоновых технологиях.

Статьи, представленные в разделе „Оптическое приборостроение“, связаны с одним из основных и важнейших научных направлений кафедры — разработкой и исследованием оптических систем и элементов, применяемых в лазерных и оптических приборах.

*Заведующий кафедрой
лазерной техники и биомедицинской оптики НИУ ИТМО,
доктор технических наук, профессор
В. Ю. ХРАМОВ*

PREFACE

This thematic issue of the journal contains papers by faculty and staff of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics Department of St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, and is dedicated to the 50th anniversary of the Department. Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics (LTBMO) was founded in July 1963 (under the name Department of Quantum Radio Electronics) only three years after the first ruby crystal laser had been created. It was the first specialized department in the Soviet Union to proceed to training and turning out specialists in the new area of scientific exploration and technology related to quantum electronics, laser physics and technology. The Department was established and chaired over many years, up to 1987, by Professor Konstantin I. Krylov, Dr. of Technical Science, Honorary Worker of Science and Technology of the Russian Soviet Federative Socialist Republic.

Over the years, the main research areas of the LTBMO have been centered around development and exploration of lasers and optical components of laser systems, study of nonlinear optical phenomena, nondestructive testing and measurement of characteristics of transparent and opaque media and materials using coherent sources of optical and radio-frequency radiation, and investigation of the effect of biological object exposure to both high-energy and low-intensity laser and optical radiation. It is only natural that specific themes of research carried out at the Department have been changing over time, however it is quite safe to say that the basic trend of research laid down by Professor Konstantin I. Krylov at the founding of the Department, has continued, which is clearly demonstrated by the materials of the papers included in this issue.

Grouped under the heading “Laser Instrument Making” are articles on current issues of development and research of solid-state laser systems, both diode- and lamp-pumped.

The next sections, “Laser Technologies” and “Properties of Optical and Laser Emitters”, include articles discussing research of new structures induced by the action of laser radiation on biological tissues and carbon structures, study of parameters of laser and optical radiation sources in various spectral ranges used in low-intensity biomedical (photochrome therapy) and industrial photon technologies.

The last section, “Optical Instrument Making”, contains articles on one of the Department's primary and most important research areas: development and research of optical systems and components used in laser and optical equipment.

Welcome to this anniversary issue!

*Head of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics Department
of University ITMO,
Doctor of Technical Science, Professor
V. Yu. KHRAMOV*

М. В. ИНОЧКИН, В. В. НАЗАРОВ, К. А. ФЕДИН, Л. В. ХЛОПОНИН, В. Ю. ХРАМОВ

МОЩНЫЙ МАЛОГАБАРИТНЫЙ Nd:YAG-ЛАЗЕР С НЕУСТОЙЧИВЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Рассматривается компактный источник лазерного излучения на основе кристаллов Nd:YAG с энергией импульса до 800 мДж на длине волны 1064 нм, длительностью импульса 3—5 нс, углом расходимости 0,6 мрад и квазиравномерным поперечным распределением излучения на выходе лазера. Приведен сравнительный анализ результатов предварительного компьютерного моделирования лазерного излучателя и экспериментальных данных.

Ключевые слова: импульсный лазер, неустойчивый резонатор, градиентное выходное зеркало, ближняя зона излучения.

Введение. В настоящее время лазерное излучение ближнего ИК-диапазона широко применяется в различных областях науки и техники, а также в лазерной медицине. Эффективность использования лазеров для получения наноматериалов и в косметологии обсуждается, в частности, в работах [1, 2]. Одной из важнейших характеристик лазерного излучения в случае применения его в технологических операциях является равномерность распределения поверхностной плотности энергии излучения в ближней зоне. Многие технологические операции также требуют воздействия на длинах волн основной (1064 нм) и второй (532 нм) гармоник Nd:YAG-лазера, работающего в режиме модулированной добротности.

Одной из проблем при расположении лазера в базовом блоке является „доставка“ лазерного излучения в зону обработки. Использование малогабаритного лазера, который может быть размещен вблизи зоны обработки, освобождает от необходимости применять громоздкие зеркально-линзовые и „нежные“ оптоволоконные системы доставки излучения.

В настоящей статье приведены результаты математического моделирования и экспериментальных исследований моноимпульсного лазера с неустойчивым резонатором, содержащим выходное зеркало с переменным коэффициентом отражения (градиентное зеркало), а также результаты оптимизации параметров градиентного зеркала, направленной на улучшение пространственных и энергетических характеристик излучения мощного малогабаритного лазера.

Оптическая схема лазера. В ходе разработки малогабаритного лазера был произведен сравнительный анализ оптических схем лазерных резонаторов относительно достижения необходимой энергии генерируемого излучения, получения квазиравномерного поперечного распределения излучения и уменьшения габаритных размеров излучателя. Известным способом создания квазиравномерного профиля излучения на мишени является режим многомодовой генерации лазерного излучения с применением устойчивого резонатора. В этом случае значительное усиление активной среды и малая длительность импульса излучения могут привести к разрушению оптических элементов лазера. Повреждения диэлектрических покрытий

оптических элементов устойчивого резонатора могут быть обусловлены высокоинтенсивными мелкомасштабными неоднородностями поперечного распределения интенсивности лазерного излучения внутри резонатора, имеющими, в том числе, вид дифракционных колец. Такие неоднородности возникают, в первую очередь, в результате краевой дифракции лазерного излучения при высоких коэффициентах усиления активной среды.

Несомненное достоинство неустойчивых резонаторов положительной ветви заключается в отсутствии внутрирезонаторной фокусировки излучения и возможности существенного уменьшения длины резонатора без увеличения расходимости излучения [3]. Уменьшение влияния дифракции на равномерность пространственного распределения излучения достигается применением градиентного выходного зеркала. Для достижения энергии выходного импульса порядка $E_g=1$ Дж была выбрана схема построения лазера в виде системы „задающий генератор—усилитель“, включающей в себя два активных Nd:YAG-элемента диаметром 6 мм, расположенные в одном квантроне и накачиваемые одной импульсной лампой накачки. Схема лазера с неустойчивым резонатором представлена на рис. 1, где 1 — глухое зеркало, 2 — четвертьволновая пластинка, 3 — ячейка Поккельса, 4 — поляризатор, 5 — активный элемент задающего генератора, 6 — выходное зеркало с переменным коэффициентом отражения, 7 — система поворотных зеркал, 8 — активный элемент усилителя, 9 — кристалл удвоения частоты. Габаритные размеры лазера не превышают 250×50×40 мм.

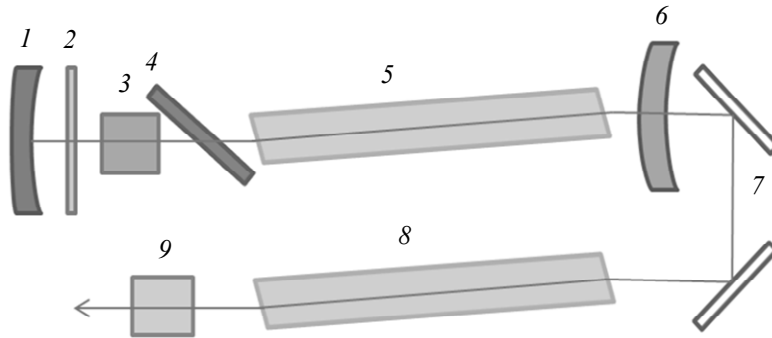


Рис. 1

Торцевые поверхности активных элементов наклонены к оптической оси лазера для предотвращения возникновения обратной волны в телескопическом резонаторе, приводящей к ухудшению пространственных характеристик излучения и повреждению оптических элементов [4]. Излучение из задающего генератора в усилитель направляется с помощью поворотных зеркал. На выходе излучателя расположен нелинейный кристалл КТР для удвоения частоты основного излучения.

Проведению теоретических исследований характеристик лазерного излучения предшествовали экспериментальные измерения коэффициента усиления и оптической силы тепловой линзы в активном элементе. Полученные значения использовались при проведении компьютерного моделирования на основе математической модели лазера, разработанной ранее [5]. Коэффициент усиления слабого сигнала за один проход составил величину, равную примерно 30, а значение оптической силы тепловой линзы равнялось $0,7 \text{ м}^{-1}/\text{кВт}$.

В ходе исследований в качестве критерия оптимизации было выбрано достижение квазиравномерного распределения плотности излучения в плоскости выходного торца активного элемента усилителя. В процессе оптимизации варьировались радиусы кривизны зеркал и профиль коэффициента отражения выходного зеркала резонатора лазера для уменьшения дифракционных явлений, возникающих при распространении излучения через естественные ограничивающие апертуры в виде входных, выходных и боковых поверхностей активных элементов. Зависимость коэффициента отражения выходного зеркала от пространственной координаты (r) моделировалась в виде супергауссовой функции:

$$R = R_{\max} \exp\left(-\frac{2r^n}{w^n}\right),$$

где R_{\max} — максимальное значение коэффициента отражения, w — поперечный размер отражающего покрытия, n — показатель степени супергауссова профиля коэффициента отражения.

В процессе оптимизации были выбраны следующие диапазоны значений параметров выходного зеркала: $n=4\dots 10$, $R_{\max}=0,15\dots 0,25$, $2w=3,0\dots 4,5$ мм, коэффициент увеличения резонатора $M=1,1\dots 1,4$. Очевидно, что при близком к полному заполнении излучением апертуры активного элемента задающего генератора возникают существенные дифракционные эффекты в системе задающий генератор—усилитель. Это приводит к увеличению неравномерности поперечного распределения интенсивности излучения, что, в свою очередь, увеличивает риск повреждения оптических элементов. При неполном заполнении активного элемента равномерность в ближней зоне улучшается, но при этом уменьшается энергия выходного излучения E_g . Оптимальные характеристики градиентного зеркала можно определить в соответствии с соотношениями [6, 7]

$$\exp\left(-\frac{2r^n}{w^n}\right) < 2 \cdot 10^{-2}, \quad R_{\max} \leq \frac{1}{M^2}.$$

В результате исследований установлено, что при значениях $R_{\max} < 0,2\dots 0,25$ не происходит существенного уменьшения неоднородности поперечного распределения в ближней зоне, при этом значение E_g уменьшается; при $R_{\max} > 0,25$ неоднородность увеличивается примерно до 25—30 %. Уменьшение показателя n до 3—4 не приводит к существенному уменьшению неоднородности в моноимпульсном режиме, а энергия E_g при этом падает. При высоких значениях n неоднородность увеличивается, а при $n > 10$ возникают дифракционные кольца. Приемлемые энергетические характеристики достигаются при $n=5\dots 7$.

Компьютерное моделирование показало, что при тепловой линзе в активном элементе $D=0,14$ м⁻¹ и базе резонатора $L=220$ мм лучшие результаты достигаются при $M=1,55$, радиусах кривизны глухого и выходного зеркал 1,1 и -0,7 м соответственно. При этих параметрах резонатора наиболее равномерное пространственное распределение выходной энергии лазерного излучения наблюдается при следующих значениях параметров выходного зеркала: $R_{\max}=0,22$, $2w=3,05$ мм, $n=6$. На выходе усилителя рассчитанное значение $E_g=0,92$ Дж, неравномерность вершины радиального распределения выходной энергии составляет 0,06. Следует отметить, что при данных параметрах выходного зеркала сохраняется стабильность пространственных характеристик излучения в ближней зоне при изменении тепловой линзы в диапазоне 0,14—0,18 м⁻¹. На рис. 2 приведены графики радиального распределения коэффициента отражения выходного зеркала (кривая 1), а также рассчитанных радиальных распределений интенсивности I излучения лазера внутри резонатора (кривая 2), на выходе задающего генератора (кривая 3) и на выходе усилителя (кривая 4).

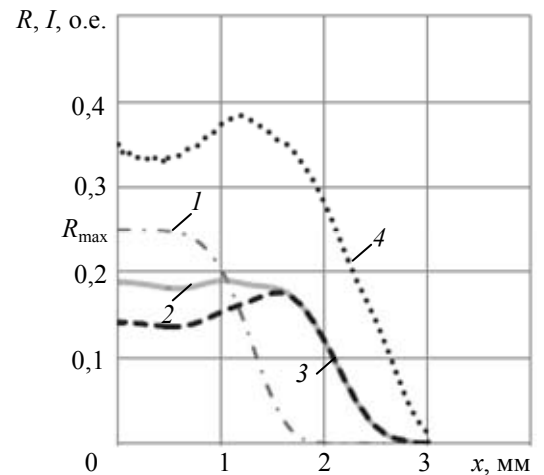


Рис. 2

Экспериментальное исследование лазера. Исследование пространственных и энергетических характеристик излучения лазера проводилось на стенде, в состав которого были включены: измеритель энергии Ophir Laserstar с пироэлектрическим датчиком PE25BF; фотодиод Thorlabs SIR5 и осциллограф LeCroy WaveRunner 62Xi для регистрации временной

структуры излучения; ПЗС-камера Ophir BeamStar FX 50 для регистрации пространственного распределения генерируемого излучения.

Конфигурация лазерного резонатора полностью соответствовала данным, полученным при моделировании. На рис. 3, а, б представлены графики поперечного профиля распределения интенсивности излучения на выходе лазера при следующих параметрах выходного зеркала: а — $2w=3,05$ мм, $n=6$, $R_{\max}=22$ %; б — $2w=4,5$ мм, $n=10$, $R_{\max}=22$ %; кривая 1 соответствует сечению вдоль оси X , кривая 2 — сечению вдоль оси Y . Как видно из данных рис. 3, а, мелкокомасштабная модуляция пространственного распределения различима, но ее средняя величина не превышает 2—3 %, неравномерность пространственного распределения на вершине не превышает 6—8 %, что вполне допустимо. Следует также отметить, что значительные дифракционные возмущения отсутствуют, а форма распределения достаточно точно совпадает с результатами, полученными в ходе моделирования (ср.: рис. 2, кривая 4). Энергия генерируемого излучения достигает 800 мДж на длине волны $\lambda=1064$ нм и 500 мДж — для второй гармоники, частота следования импульсов $f=7$ Гц при средней мощности накачки $P_p=250$ Вт. Дифференциальный КПД лазера составил 2,2 %, а измеренная полная расходимость излучения лазера не превышала 0,6 мрад, что достаточно близко к дифракционному пределу.

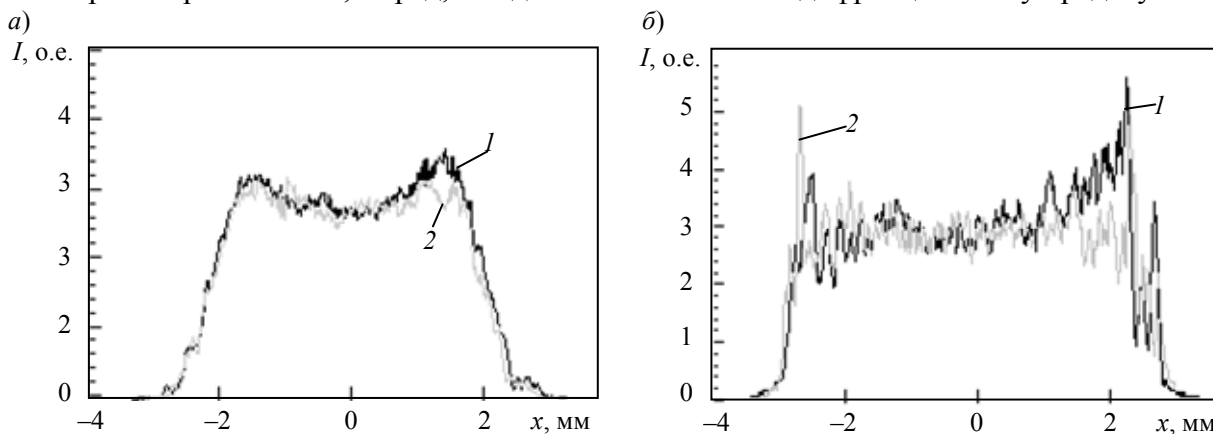


Рис. 3

Модуляция добротности осуществлялась электрооптическим затвором с временем включения менее 2 нс, при этом длительность импульса излучения не превышала 3—5 нс. Малое время включения затвора приводит к модуляции временной формы моноимпульса, что способствует дополнительному повышению пиковой мощности излучения относительно среднего уровня.

Существенно большее значение E_g может быть достигнуто, если увеличить радиальный коэффициент заполнения активной среды задающего генератора и усилителя. Для этого требуется изменить параметры выходного градиентного зеркала лазера: так, при $2w=4,5$ мм, $n=10$, $R_{\max}=22$ % была достигнута энергия выходного излучения 1100 мДж на длине волны 1064 нм. Неравномерность поперечного распределения интенсивности излучения составила ~18 % (рис. 3, б), длительность импульса излучения практически не изменилась, а угол расходимости излучения увеличился до 0,7 мрад. Данная модификация лазера может быть полезной при решении задач, где неравномерность пространственного распределения не играет столь существенной роли: например, в лидарных и дальнометрических комплексах.

Заключение. Разработанная компьютерная программа реализует математическую модель моноимпульсного лазера с неустойчивым резонатором, включающим градиентное зеркало. Использование полученных в результате компьютерной оптимизации параметров градиентного зеркала позволяет генерировать излучение с неоднородностью поперечного распределения, не превышающей 8 %, и энергией порядка 1 Дж. Результаты экспериментальных исследований пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения согласуются с результатами компьютерного моделирования. Параметры излучения разработанного

лазера удовлетворяют требованиям, необходимым для применения в технологических операциях получения наноматериалов, а малые габариты лазерного излучателя делают его привлекательным для использования и в других областях науки, техники, медицины.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеева С. А., Бобринецкий И. И., Конов В. И., Неволин В. К., Подгаецкий В. М., Пономарева О. В., Савранский В. В., Селищев С. В., Симунин М. М. Исследование нанотрубчатых 3D-композитов, полученных под действием лазерного излучения // Квантовая электроника. 2009. Т. 39, № 4. С. 337—341.
2. Choudhary S., Elsaie M. L., Leiva A., Nouri K. Lasers for tattoo removal: a review // Lasers Med. Sci. 2010. Vol. 25, N 5. P. 619—627.
3. Назаров В. В., Хлопонин Л. В., Храмов В. Ю. Мощный компактный Nd:YAG-лазер // Оптич. журн. 2009. Т. 76, № 11. С. 22—26.
4. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука, 1990. 264 с.
5. Гагарский С. В., Гнатюк П. А., Назаров В. В., Приходько К. В., Хлопонин Л. В., Храмов В. Ю. Моделирование твердотельного лазера с диодной накачкой и параметрическим преобразователем частоты излучения // Оптич. журн. 2008. Т. 75, № 4. С. 28—34.
6. Звельто О. Принципы лазеров / Пер. с англ.; Под науч. ред. Т. А. Шмаонова. СПб: Изд-во „Лань“, 2008. 720 с.
7. Koechner W. Solid-State Laser Engineering. N.Y.: Springer, 2006. 750 p.

Сведения об авторах

- Михаил Владимирович Иночкин** — канд. физ.-мат. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: m_inochkin@mail.ru
- Вячеслав Валерьевич Назаров** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: lab255@grv.ifmo.ru
- Кирилл Александрович Федин** — магистр; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: kirill_fedin@rambler.ru
- Леонид Викторович Хлопонин** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: l_khloponin@yahoo.com
- Валерий Юрьевич Храмов** — д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; заведующий кафедрой; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

С. В. ГАГАРСКИЙ, П. А. ГНАТЮК, А. Н. СЕРГЕЕВ, В. Ю. ХРАМОВ

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ДЛЯ 3D-МАРКИРОВКИ В ОБЪЕМЕ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Определены параметры лазерных импульсов килогерцового диапазона, обеспечивающих воспроизводимую запись информации в результате создания локальных лазерно-индуцированных изменений оптических свойств в объеме различных прозрачных материалов. Приведены данные по разработанным твердотельным лазерам с диодной накачкой, предназначенных для применения в микротехнологиях и научных исследованиях.

Ключевые слова: твердотельные лазеры с диодной накачкой, лазерная маркировка, объемная маркировка, лазерно-индуцированный оптический пробой, лазерно-индуцированные люминесцентные центры.

Первые попытки использования лазерно-индуцированного объемного пробоя [1, 2] для создания декоративных изделий и маркировки под поверхностью стекла были проведены практически сразу после появления лазеров с модулированной добротностью [3]. Значительный прогресс в развитии промышленных установок для внутриобъемной маркировки и гравировки прозрачных диэлектриков достигнут лишь после появления доступных килогерцовых твердотельных лазеров с диодной накачкой, обеспечивающих высокую скорость обработки и долговременный ресурс работы гравировальных установок.

В современных технологических комплексах символы, рисунки и изображения наносятся путем сканирования сфокусированного лазерного пятна в выбранной плоскости, расположенной в объеме заготовки. В результате воздействия нано-, пико- или фемтосекундных лазерных импульсов в объеме материала происходят необратимые изменения, связанные либо с нарушением макроструктуры материала (оптический пробой), либо с локальными изменениями вещественной или мнимой части показателя преломления материала, либо с созданием лазерно-индуцированных центров люминесценции, образующихся в результате изменения химической структуры отдельных молекул, внедренных в матрицу заготовки [4—6]. Высокая скорость и точность позиционирования перетяжки лазерного пучка в пределах рабочего поля обеспечивается, как правило, прецизионным двухосевым гальваносканером. Увеличение поперечных размеров создаваемого образа достигается относительным перемещением прозрачной заготовки в ХУ-направлении с последующим перекрытием полей сканирования. Последовательная смена слоев, в которых наносится маркировка, осуществляется перемещением плоскости фокусировки лазерного пучка с помощью линейных трансляторов, управляемых шаговыми или пьезоэлектрическими двигателями. Минимально допустимые расстояния между соседними слоями и пикселями в одном слое ограничены нежелательным слиянием соседних точек маркировки в результате механических или температурных воздействий и определяются как параметрами сфокусированного пучка, так и физической природой вносимых в материал изменений структуры, приводящих к появлению внутренних напряжений в матрице [7], значение которых, в свою очередь, зависит от технологических параметров процесса лазерной обработки. Допустимые размеры отдельного пикселя варьируются от десятков микрометров при образовании микроповреждений, возникающих в результате оптического пробоя диэлектриков, до десятков нанометров при записи светоиндуцированных фазовых неоднородностей, центров окраски или центров люминесценции.

Требования к лазерным источникам, предназначенным для гравировки в объеме прозрачных диэлектриков, существенно отличаются от требований к лазерам, используемым для поверхностной гравировки материалов. Во-первых, пороговые значения плотности световой

энергии, необходимой для разрушения объема диэлектрика, как правило, выше порогов повреждения поверхности. При использовании наиболее широко распространенных неодимовых лазеров и стандартных гальваносканеров с входной апертурой 12—14 мм и фокусным расстоянием объектива 100 мм, обеспечивающих рабочее поле 60×60 мм, пороговая энергия лазерного импульса длительностью 5—10 нс и с коэффициентом модуляции, вызванной частичной синхронизацией мод, составляет величину порядка 0,7 мДж на длине волны $\lambda_g=1,06$ мкм, 0,4 мДж при $\lambda_g=0,532$ мкм и 80 мкДж при $\lambda_g=355$ нм при условии, что расходимость лазерного пучка близка к дифракционной. Во-вторых, по экономическим соображениям (относительно ресурса систем диодной накачки и затрат на систему охлаждения) в промышленных наносекундных системах обычно используется импульсный режим накачки с прерыванием на время перемещения между отдельными фрагментами записи или смене образцов. Это приводит к необходимости использования дополнительных систем стабилизации, обеспечивающих воспроизводимость пространственных и энергетических параметров излучения от импульса к импульсу вне зависимости от интервала прерывания процесса записи информации. Кроме того, в ряде случаев для реализации полутонных изображений, а также для компенсации оптических потерь в объеме материала требуется динамическое управление энергией импульсов.

Необходимость учета указанных требований привела к разработке твердотельных лазеров на основе неодимсодержащих кристаллов серии VLC3 с импульсной продольной лазерной накачкой, электрооптической модуляцией добротности и возможностью динамического управления энергией в каждом импульсе с частотами повторения до 5 кГц. Разработка осуществлена сотрудниками кафедры лазерной техники и биомедицинской оптики и Лазерного центра НИУ ИТМО совместно с компанией “Vitro Laser” (Германия).

Оптическая схема и внешний вид лазерного излучателя VLC3.4V-G приведены на рис. 1, а, б соответственно. Продольная накачка активного элемента (АЭ) 4 осуществляется от импульсного диодного модуля с волоконным выходом. В резонаторе излучателя расположены глухое 1 и выходное 2 зеркала, призма Дове 5 с нанесенным поляризатором, два оборачивающих зеркала 3 или призма БР180 и электрооптический затвор 6 на основе кристалла ВВО. В зависимости от модели преобразование частоты излучения обеспечивается кристаллами КТР или LBO 8 после коррекции состояния поляризации фазовой пластиной 7. Далее пучок разворачивается на 180° дихроичными зеркалами 9, 10 и попадает в выходной телескоп с выбранным увеличением.

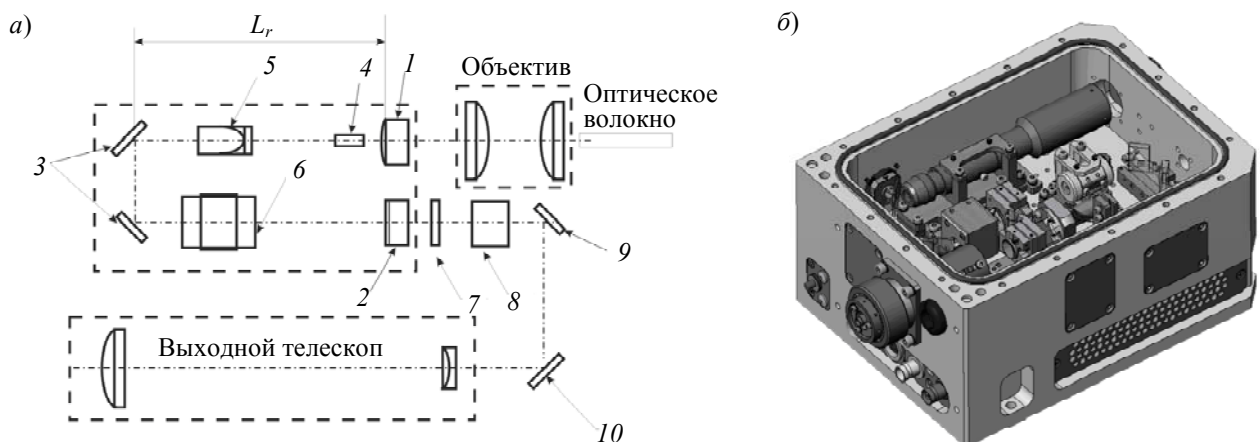


Рис. 1

Существенной особенностью разработанного лазерного излучателя является наличие систем, обеспечивающих стабилизацию температуры эмиттера диода накачки и тепловой линзы в активном элементе, а также температуры рабочей области нелинейных преобразователей частоты излучения вне зависимости от перерыва между соседними рабочими импульсами.

В основном этот результат достигается управлением формой тока подставки (I_{bias}) и задержкой момента включения электрооптического затвора относительно момента достижения максимального усиления активного элемента (ΔT_{QS}).

Диаграмма, поясняющая принцип работы систем стабилизации и управления параметрами выходных импульсов лазера в режиме 3D-маркировки представлена на рис. 2.

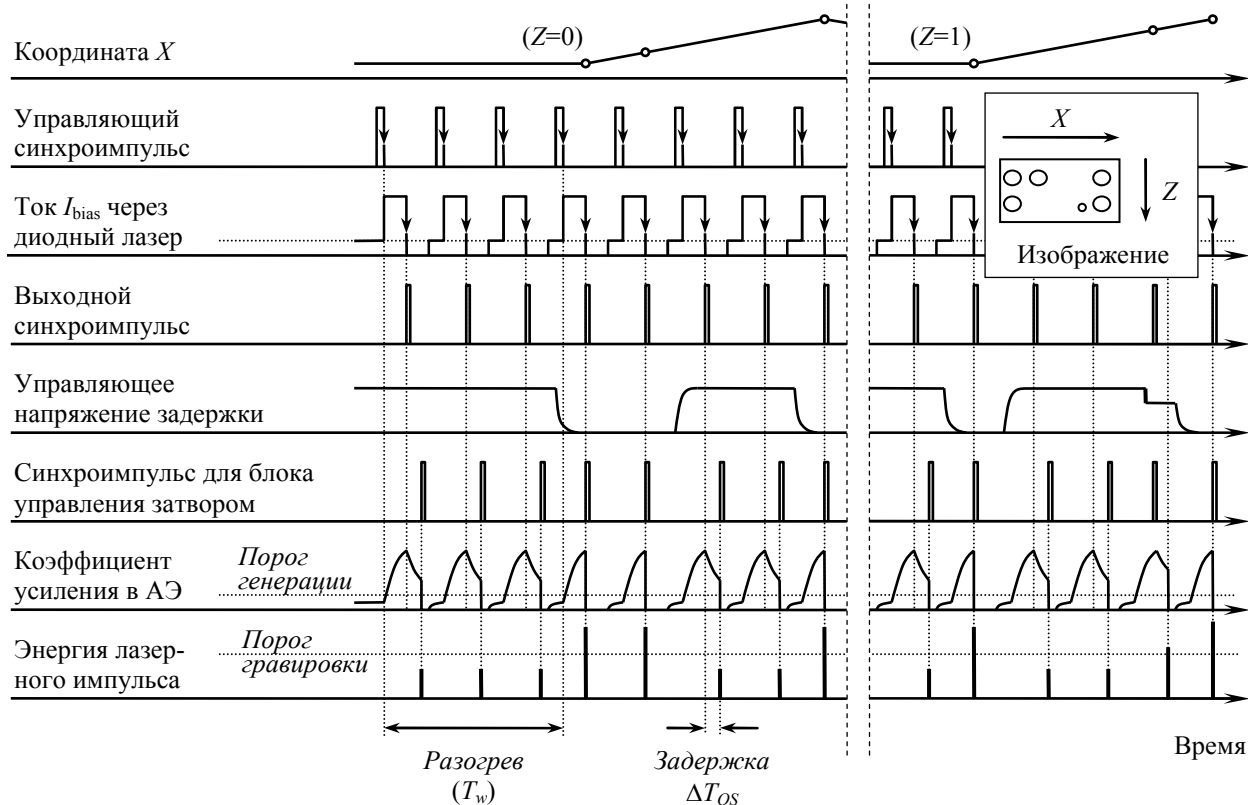


Рис. 2

Управляющий синхроимпульс подается на блок питания диодного модуля в момент достижения зеркалами сканера заданного положения. Задержка синхроимпульса открывания электрооптического затвора относительно заднего фронта импульса накачки задается текущим значением управляющего напряжения. Она определяет уровень энергии лазерного импульса, доставленного в заданную точку образца. В простейшем случае значение управляющего напряжения, изменяющего ΔT_{QS} , функционально связано с координатами точки маркировки в образце: $\Delta T_{QS} = f(X, Y, Z)$, и компенсирует изменение поперечных размеров сфокусированного лазерного пучка, а также потери излучения на поглощение и рассеяние в зависимости от координат наносимой точки. Для более сложных случаев компенсации фазовых искажений в объеме образца и для нанесения полутонных изображений значения ΔT_{QS} могут задаваться компьютерной программой после обработки исходного файла изображения и введения информации об оптической однородности образца. Количество предварительных импульсов разогрева в течение времени T_w и время удержания тока подставки I_{bias} вырабатываются программой и зависят от временного интервала между нанесением последующих точек маркировки.

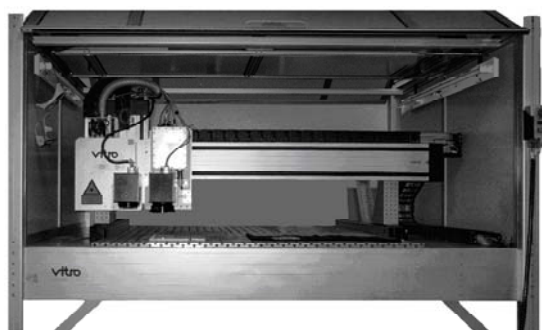
Общее управление разработанными для излучателей этой серии блоком питания диодных лазерных модулей LDMPS-100 [8], драйвером управления затвором HVSw6 [9] и лазерным бортовым контроллером LBC-4 осуществляется компьютерной программой. Программа обеспечивает доступ к изменению параметров накачки, температуры элементов, энергии импульсов генерации на лазерной частоте и частотах гармоник, а также индикацию состояния компонентов излучателя.

Использование систем стабилизации и динамического управления энергией в разработан-

ном лазерном источнике позволило значительно расширить инструментальные возможности при маркировке оптической продукции и создании декоративных изделий, а также при параметрической записи цифровой информации [5, 10—12]. Основные технические характеристики лазерных излучателей серии VLC3.4 (модификация 4 для серии VLC3) приведены в таблице.

Характеристика	VLC3.4G-IR	VLC3.4G-V	VLC3.4V-IR	VLC3.4V-G	VLC3.4V-UV
Активный элемент	Nd:YAG		Nd:YVO ₃		
Параметры импульса накачки:					
длина волны, нм	807		807		
максимальная энергия, мДж	9		5		
длительность импульса, мкс	180		105		
λ_g , нм	1064	532	1064	532	355
Максимальная энергия в импульсе E_{gmax} , мДж, более	1,8	0,8	1,3	0,6	0,4
Максимальная частота повторения импульсов, кГц	1,3	1,3	5	5	5
Длительность импульсов, нс	8	7,6	5	4,2	3,8
Качество выходного пучка M^2 , не хуже	1,5	1,5	1,6	1,6	1,6
Нестабильность энергии импульсов в течение 8 ч непрерывной работы RMS, %, не хуже	1,6	2,2	1,6	2,2	2,2
Максимальная нестабильность энергии от импульса к импульсу, %, не хуже	5	7	4	7	7
Диапазон регулировки энергии отдельного импульса генерации внешним напряжением	(0,01...1) E_{gmax}				
Увеличение выходного телескопа излучателя Γ^x	1—14	1—12	1—14	8—12	10
Диаметр выходного пучка D , мм	$0,9 \cdot \Gamma^x$	$0,7 \cdot \Gamma^x$	$0,8 \cdot \Gamma^x$	$0,65 \cdot \Gamma^x$	$0,55 \cdot \Gamma^x$
Расходимость излучения Θ , мрад	$M^2 \lambda_g / D$				
Габариты излучателя, мм	166×114×270				
Вес излучателя, кг	4,5				
Рабочий температурный диапазон, ...°C	15—30				

Лазеры серии VLC3 используются в составе технологических комплексов типа VITROLUX-C,-UC,-MC, производимых компанией “Vitro Laser”. Примеры гравировальных комплексов с использованием излучателей серии VLC3 приведены на рис. 3.



VITROLUX-2H



VITRO MC-1

Рис. 3

Минимальное расстояние между соседними пикселями в объеме коммерческого стекла марки BK7, достигаемое в комплексах, оснащенных ультрафиолетовыми лазерами VLC3.4V-UV с использованием объектива с фокусным расстоянием $F=56$ мм, составляет 12—14 мкм.

Для увеличения плотности записи информации в объеме прозрачных изделий с толщиной стенок менее 1 мм без повреждения внешних оптических поверхностей разработаны излучатели на основе микрочип-лазеров с пассивной модуляцией добротности. Лазеры серии VLC5 на основе композитных элементов $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}-\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ обеспечивают генерацию отдельных субнаносекундных импульсов на длине волны третьей гармоники неодимсодержащих кристаллов (спектральный диапазон генерации в области 355 нм) с энергией до 80 мкДж либо генерацию пачек импульсов (в количестве до 4), предназначенных для нанесения матричных кодов в изделиях. Синхронизация положения перетяжки сфокусированного пучка в изделии, задаваемого текущими углами зеркал гальваносканера и моментом генерации субнаносекундного импульса, обеспечивается формой импульса накачки, в профиле которого присутствуют дополнительные субимпульсы длительностью 2—4 мкс, достаточные для превышения порога генерации моноимпульса в режиме пассивной модуляции добротности. В результате сокращения длительности импульсов и улучшения качества лазерного пучка (параметр M^2 , характерный для излучателей этого типа, составляет 1,15) минимальное допустимое расстояние между соседними пикселями записи в условиях, описанных для излучателя VLC3.4V-UV, сократилось до 8 мкм.

Примеры использования в различных областях рассмотренных лазерных источников приведены на рис. 4, 5: рис. 4, а — результат лазерной гравировки в объеме стекла марки ВК7; рис. 4, б — нанесение матричного кода в стенке контейнера для лекарств (толщина стенки 1 мм, появление микротрещин на поверхностях не допускается); рис. 5, а — тестовый скан для определения лучевой прочности и порога двухфотонной записи люминесцирующих центров в хрононах [6], внедренных в полимерную матрицу: точка 1 — присутствует оптический пробой матрицы, точка 2 — люминесцентная метка без пробоя; рис. 5, б — зависимость интенсивности люминесценции P_{lum} от радиальной координаты dr вдоль направления 3 (см. а), энергия наносекундного лазерного импульса на длине волны записи 532 нм уменьшается от периферии к центру по заданному закону.

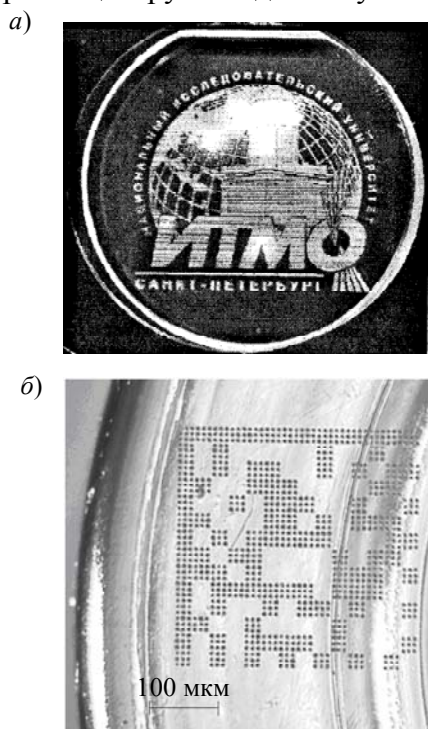


Рис. 4

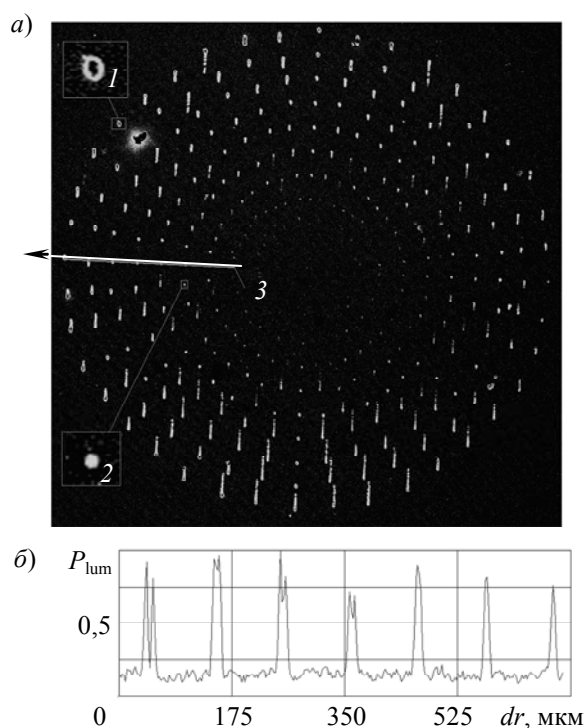


Рис. 5

Результатом проведенных работ, описанных в данной статье, стало создание промышленных твердотельных лазеров, предназначенных для использования в микротехнологиях, медицине и научных исследованиях. Лазеры серии VLC3 обеспечивают генерацию наносе-

кундных импульсов миллиджоульного уровня энергии с килогерцовой частотой повторения в одномодовом режиме, а лазеры серии VLC5 генерируют одномодовые одночастотные субнаносекундные импульсы с энергией порядка сотен микроджоулей и обеспечивают дискретную запись информации в объеме прозрачных материалов с повышенной плотностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Glass A. J., Guenther A. H.* Damage in laser glass-review — A status report // *Applied Optics*. 1973. Vol. 12, Iss. 4. P. 637—649.
2. *Маненков А. А., Прохоров А. М.* Лазерное разрушение прозрачных тел // *Успехи физ. наук*. 1986. Т. 148, вып 1. С. 5—38.
3. Пат. 321422 СССР. Метод изготовления декоративных изделий / *В. В. Агаджанов, В. И. Гостев, В. В. Груздев, Л. А. Карпонос, В. И. Лавров* // Б.И. 1971. № 35.
4. *Troitski I.* Laser-induced image technology (yesterday, today, and tomorrow) // *Proc. of SPIE*. 2005. Vol. 5664. P. 293—301.
5. *Gnatyuk V. A., Kanev K. K., Gagarsky S. V.* Features of transparent material marking with nano- and subnanosecond laser pulses // *J. of Advanced Research in Physics*. 2011. Vol. 2, Iss. 2. P. 1—5.
6. *Barachevsky V. A., Krayushkin M. M., Kyiko V. V., Grebennikov E. P.* Light-sensitive organic recording media for 3D optical memory // *Phys. Status Solidi C* 8. 2011. N 9. P. 2841—2845.
7. *Морозов Н. Ф., Зимин Б. А., Семенов Б. Н., Судьенков Ю. В., Баранов Г. А., Беляев А. А., Цветков Г. В.* Исследование динамической прочности объема кварцевого стекла методом оптического пробоя // *Письма в ЖТФ*. 2004. Т. 30, № 6. С. 38—44.
8. *Тогатов В. В., Гагарский С. В., Гнатюк П. А., Черевко Ю. И.* Импульсный блок питания лазерных диодных модулей для накачки твердотельных лазеров // *Приборы и техника эксперимента*. 2007. № 2. С. 158—159.
9. *Тогатов В. В., Гагарский С. В., Гнатюк П. А., Терновский Д. С.* Высоковольтный импульсный наносекундный модулятор // Там же. 2007. № 6. С. 134—135.
10. *Гагарский С. В., Ермолаев В. С., Сергеев А. Н., Пузык М. В.* Исследование лучевой прочности диэлектрических покрытий, нанесенных на оптическую поверхность // *Изв. вузов. Приборостроение*. 2012. Т. 55, № 7. С. 80—84.
11. www.vitro.de, www.looxis.com
12. *Ayt A., Kiyko V., Gagarsky S., Barachevsky V., Kraushkin M., Iglev H.* An investigation of two-photon photochromism in thin-photochromic films // *Abstracts of Phenics Intern. Network Simp., Nantes, France*. 2012.

Сведения об авторах

- Сергей Валерьевич Гагарский** — канд. физ.-мат. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: s.gagarsky@mail.ru
- Петр Анастасьевич Гнатюк** — Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; инженер; E-mail: gnatyuk@mail.ru
- Андрей Николаевич Сергеев** — аспирант; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: mg_phooenix@yahoo.com
- Валерий Юрьевич Храмов** — д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; заведующий кафедрой; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

С. В. ГАГАРСКИЙ, В. В. КИЙКО, В. А. КОНДРАТЬЕВ, В. А. ПОДВЯЗНИКОВ,
А. Н. СЕРГЕЕВ, В. К. ЧЕВОКИН

УПРАВЛЕНИЕ ВРЕМЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{Nd}^{+3}:\text{YAG}:\text{Cr}^{+4}$ -МИНИЛАЗЕРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКТИВНОЙ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ ОПТИКИ

Экспериментально исследован минилазер с пассивным затвором и активным выходным зеркалом на базе интерферометра Фабри — Перо. Показано, что использование активного интерферометра в качестве выходного зеркала позволяет эффективно управлять временными характеристиками выходного излучения.

Ключевые слова: минилазер, микрочип-лазер, активное выходное зеркало, интерферометр Фабри — Перо, форма импульса.

Введение. В мобильных устройствах в качестве компактных источников когерентного излучения большой пиковой мощности широкое распространение получили полностью твердотельные микрочип-лазеры и минилазеры с диодной накачкой. Как правило, микрочип-лазер состоит из двух или более кристаллов, соединенных вместе и выполняющих функции лазерного активного элемента, пассивного затвора, нелинейных преобразователей частоты, спектральных селекторов или дополнительных прозрачных теплоотводов. Диэлектрические покрытия, нанесенные непосредственно на торцы монокристаллических элементов, выполняют функцию зеркал резонатора. При наличии в оптической схеме компактного лазера выделенных элементов (зеркал резонатора, элементов модулятора добротности и т.д.), но при условии, что область свободной дисперсии резонатора сравнима с шириной полосы усиления активной среды, а длительность импульсов находится в субнаносекундном диапазоне, можно квалифицировать такие излучатели как минилазеры.

При использовании твердотельных минилазеров с диодной накачкой в различных областях, в частности в медицине, при микрообработке металлических, диэлектрических и полупроводниковых материалов, а также для осуществления локального оптического воздействия на биологические объекты, необходима определенная временная форма лазерного импульса. При этом для решения различных задач требуются различные временные характеристики генерируемого излучения, возможность управления которыми в микрочип-лазерах, характеризующихся малой длиной резонатора и субнаносекундной длительностью генерируемых импульсов, практически отсутствует. В настоящее время для изменения формы импульса используются только внешние устройства: пространственные модуляторы на жидких кристаллах (SLM — Spatial Light Modulator) [1—3], акустооптические программируемые дисперсионные фильтры (DAZZLER) [4, 5], нелинейные кристаллы [6], волоконные усилители с насыщением [7, 8]. Все эти устройства характеризуются относительно низким КПД преобразования и могут быть использованы, вследствие ограниченной лучевой прочности, только для получения импульсов с малой энергией. Размещение в резонаторе управляемых активных затворов приводит к увеличению времени полного обхода резонатора и, как следствие, к увеличению минимальной длительности генерируемых импульсов.

В настоящей статье представлены результаты исследований по управлению формой выходного временного профиля светового импульса минилазера, построенного на основе микрочип-лазера с пассивной модуляцией добротности путем использования внутрирезонаторного активного зеркала с управляемым амплитудно-фазовым пространственно-распределенным коэффициентом отражения. Продемонстрирована возможность управления длительностью и

формой одиночного импульса, а также возможность получения последовательности пачек из ограниченного числа импульсов с управляемой скважностью в пачках.

Схема экспериментальной установки. Основой экспериментальной установки (рис. 1) является микрочип-лазер 2 на активном элементе $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$, диффузно-соединенном с пассивным затвором $\text{YAG}:\text{Cr}^{4+}$. Глухое и выходное зеркала резонатора нанесены на торцевые грани активного элемента и затвора соответственно. Излучение накачки вводится в активный элемент через глухое для генерируемого излучения зеркало. Основные параметры микрочип-лазера приведены ниже.

Активный элемент.....	1 ат. % $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ [111]
Пассивный затвор.....	1 ат. % $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ [110]
Общая длина, мм.....	6
Диаметр, мм.....	3
Начальное пропускание затвора, %, при $\lambda_p=1064$ нм.....	60
Коэффициент отражения R_2 выходного зеркала, %, при $\lambda_p=1064$ нм.....	70
Пропускание глухого зеркала, %, при $\lambda_p=808$ нм.....	94

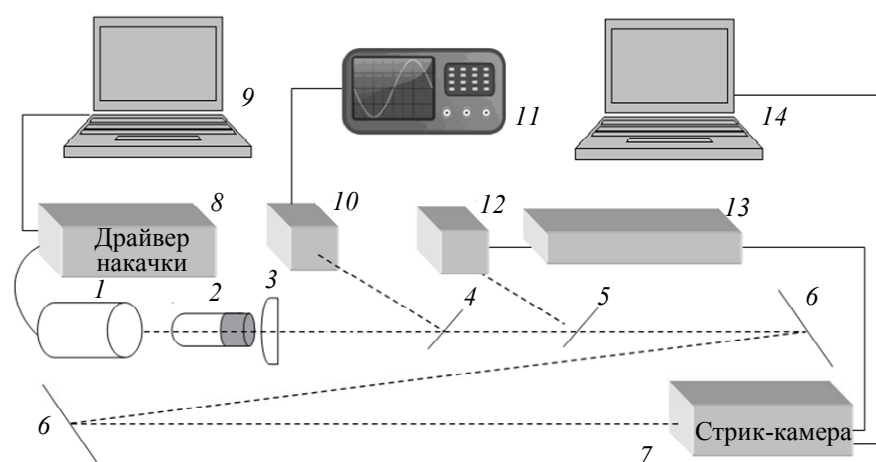


Рис. 1

Накачка активного элемента осуществляется импульсным лазерным диодом 8 (JOLD 70 QPXF-1L) с пиковой мощностью до 70 Вт, питание и управление которым обеспечивается драйвером LDMPS100 [9], сопряженным с персональным компьютером 9. Излучение накачки вводится в оптическое волокно диаметром 400 мкм с числовой апертурой $Na=0,22$. Фокусировка в активный элемент осуществляется двухлинзовым объективом 1, обеспечивающим перестройку диаметра перетяжки в объеме активного элемента в диапазоне 340—400 мкм. Изменение продольного положения перетяжки относительно входного торца лазерного стержня обеспечивает дополнительные возможности для реализации выбранного режима генерации посредством изменения соотношения диаметров эффективно прокачанной зоны и основной собственной моды резонатора. Частичная поляризация излучения накачки и конструкция крепления минилазера обеспечивали генерацию поляризованного излучения с контрастом не хуже 1:100. Накачка осуществлялась импульсами длительностью 120—250 мкс. Энергия импульса накачки, регулируемая, как правило, его длительностью, подбиралась таким образом, чтобы в течение импульса накачки генерировался либо один лазерный импульс, либо цуг импульсов. Период следования импульсов в цуге варьировался изменением пиковой мощности импульса накачки в пределах 40—100 мкс. Для уменьшения воздействия на параметры резонатора тепловой линзы, возникающей в активном элементе, частота импульсов накачки устанавливалась не более 1 кГц. Для регистрации временных характеристик излучаемых импульсов и запуска электронных устройств часть излучения отводилась делителями 4, 5, 6. Регистрация общей временной структуры осуществлялась приемником излучения 10 Thorlabs DET10A/m с постоянной времени 600 пс, сопряженным с осциллографом 11 LeCroy WaveJet 352A. Ширина полосы осциллографа составляет 500 МГц и совместно

с приемником излучения обеспечивает постоянную времени порядка 2 нс. Данное временное разрешение позволяет лишь качественно оценить форму и состав генерируемых импульсов. Для изучения тонкой пространственно-временной структуры импульсов генерации использовалась стрик-камера 7 VISA-03 с пикосекундным временным разрешением. Запуск стрик-камеры осуществлялся по сигналу лавинного фотодиода 12. Точное временное согласование сигнала запуска разветки стрик-камеры с приходом на нее импульса генерации обеспечивалось блоком электронной задержки 13 совместно с линией оптической задержки общей длиной до 30 м, сформированной зеркалами 6. Визуализация и обработка изображения, получаемого с экрана стрик-камеры, осуществлялась персональным компьютером 14.

Для управления временными характеристиками микрочип-лазера использовано дополнительное выходное зеркало 3 с коэффициентом отражения R_3 . Оно установлено таким образом, что в паре с нанесенным на плоский торец активного элемента выходным зеркалом микрочип-лазера с коэффициентом отражения R_2 образует интерферометр Фабри — Перо (рис. 2, а). Такая конструкция комбинированного выходного отражателя не приводит к сколь-либо существенному увеличению базы резонатора, а следовательно, и к увеличению минимальной длительности генерируемых импульсов.

Выпуклое зеркало с радиусом кривизны 50,8 мм и коэффициентом отражения 55 % крепилось на кольцевом пьезоэлементе, обеспечивающем перемещение зеркала вдоль оптической оси в пределах 2,5 мкм. Для перекрытия всей полосы генерации база интерферометра (l) выбирается исходя из условия, что свободный спектральный интервал интерферометра должен быть гораздо больше, чем ширина линии лазерной генерации $\Delta\nu$ [10]:

$$l \ll \frac{c}{2\Delta\nu},$$

где c — скорость света.

В проведенных экспериментах значение l составляло величину порядка 200 мкм. Увеличенное изображение интерферометра, образованного выходным зеркалом микрочип-лазера (R_2) и дополнительным сферическим зеркалом (R_3), представлено на рис. 2, б. Так как одно из зеркал интерферометра неплоское, при вариации базы l изменяется амплитудно-фазовый пространственный коэффициент отражения эквивалентного выходного зеркала. Это позволяет активно управлять пространственно-энергетическими и временными характеристиками генерируемого излучения [11—13].

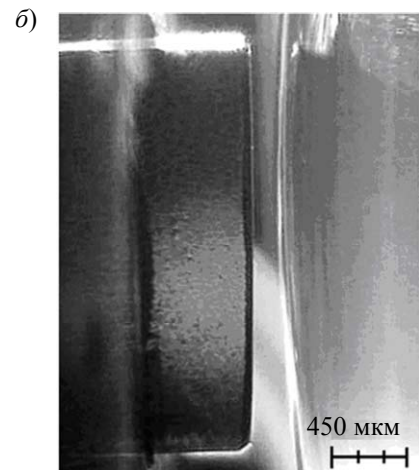
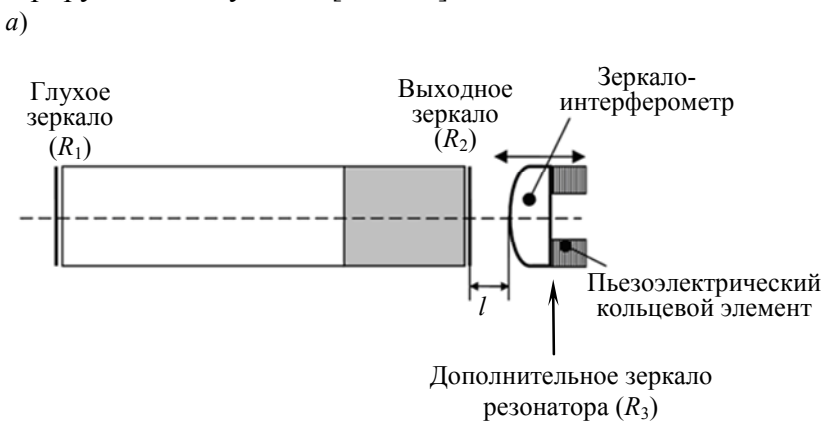


Рис. 2

Результаты эксперимента и их обсуждение. Основные закономерности процесса генерации излучения лазера с активным выходным зеркалом на основе интерферометра Фабри — Перо с неплоскими зеркалами рассматривались в работах [11—13], при этом было

детально исследовано влияние интерферометра на пространственные характеристики излучения. Однако для рассматриваемой конфигурации минилазера очевидно, что пространственные характеристики будут неизбежно влиять на временные процессы развития генерации.

Как хорошо известно, понятие модовой структуры для импульсного излучения в условиях пространственно-неоднородного насыщения усиления активной среды и насыщения поглощения пассивного затвора применимо лишь условно [14, 15], поэтому в дальнейшем этот термин используется лишь для краткости изложения. Вследствие разницы по радиальной координате текущих значений коэффициентов усиления и нелинейного поглощения, а также эффективного коэффициента отражения комбинированного выходного зеркала следует ожидать неодновременного превышения порога генерации в различных областях активной среды. При этом можно выделить две основные ситуации. При выполнении условий генерации для одной поперечной моды (рис. 3, а) возможна неодновременная генерация в различных участках ее поперечного сечения. Это позволяет изменять временную форму генерируемого импульса в широких пределах. При значительно большем объеме прокачанной области активной среды реализуется генерация поперечных мод высшего порядка (рис. 3, б). В этом случае возможно не только изменение формы суммарного импульса, но даже и временное разделение момента генерации в различных участках поперечного сечения за счет задания практически произвольного поперечного распределения коэффициента отражения выходного зеркала. На практике можно получить последовательность из двух-трех-четырёх импульсов, разделенных временными интервалами, сопоставимыми с длительностью импульсов.

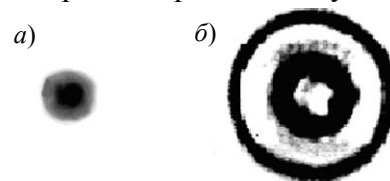


Рис. 3

На первом этапе экспериментов сформированная перетяжка излучения накачки с минимально возможным для используемых оптических элементов диаметром располагалась вблизи торца активного элемента. Это обеспечивало режим генерации микрочип-лазером основной поперечной моды. При этом в зависимости от частоты повторения импульсов диаметр пучка излучения в плоскости выходного зеркала изменяется в пределах 200—300 мкм (см. рис. 3, а). Каустика излучения в плоскости выходного зеркала полностью „укладывается“ в пределы нулевого кольца интерферометра, а коэффициент отражения выходного зеркала в пределах апертуры пучка изменяется от 20 до 100 % [11]:

$$|R_{\text{инт}}|^2 = \frac{(R_2 - R_3)^2 + 4R_2R_3 \sin^2(\varphi/2)}{(1 - R_2R_3)^2 + 4R_2R_3 \sin^2(\varphi/2)},$$

здесь $|R_{\text{инт}}|^2$ — коэффициент отражения интерферометра по мощности; $\varphi = 2kl - \Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ — „добавка“ к геометрическому набегу фазы на двойной проход через резонатор, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число.

Изменение базы интерферометра приводит к изменению пространственного распределения его коэффициента отражения по поперечному сечению пучка в широких пределах. Значение максимального значения $R_{\text{инт}}$ вблизи осей резонатора позволяет обеспечить условия для генерации в центральной части пучка и максимального удельного энергосъема с прокачанной зоны активного элемента на переднем фронте импульса. Уменьшением коэффициента отражения в центре до минимума обеспечивается растяжение процесса энергосъема с центральной области с максимальной инверсией по всей длительности импульса. Форма импульса при этом может варьироваться в широких пределах.

На рис. 4 приведены экспериментальные временные зависимости $P(t)$ мощности импульсов генерации, соответствующих различным величинам базы интерферометра, изменяющимся в пределах $0,75\lambda$. Профили получены при интегрировании по поперечной координате

фотохронограмм с экрана стрик-камеры; кривые 1—4 соответствуют различным уровням поданного на пьезоэлемент напряжения: 1 — 0, 2 — 50 В, 3 — 100 В, 4 — 150 В; в рамках приведены примеры фотохронограмм импульсов в режимах 1 и 4. Видно, что при изменении базы возможна регулировка длительности импульса и изменение его формы.

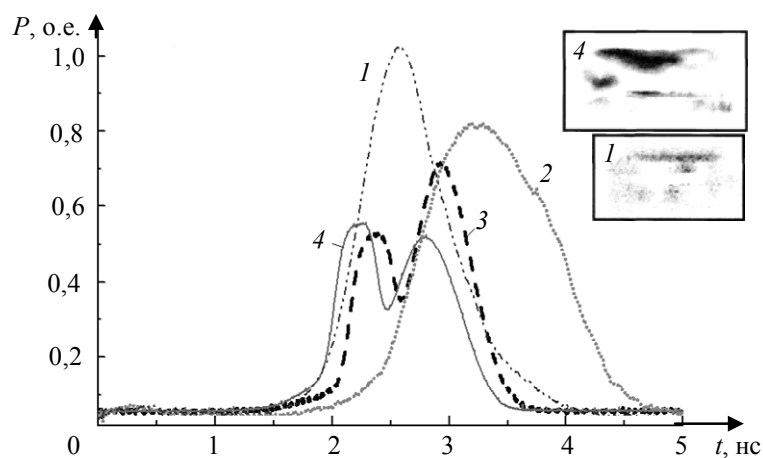


Рис. 4

Для определения возможности разделения генерации различных мод во времени была изменена оптическая схема накачки. Объем области накачки был увеличен таким образом, чтобы обеспечить генерацию мод высшего порядка. Размер поперечного сечения пучка в плоскости выходного зеркала при этом „укладывался“ в пределы двух первых колец интерферометра (см. рис. 3, б). Это позволяло варьировать отношение коэффициента усиления к коэффициенту потерь для генерируемых мод в широких пределах и обеспечить режим генерации в виде пачек из ограниченного количества импульсов, разделенных временным интервалом, сопоставимым с длительностью импульса.

На рис. 5 показан последовательный процесс развития генерации при ступенчатом изменении базы интерферометра. Временной интервал T , указанный для каждого изображения, соответствует расстоянию между максимумами импульсов в пачке. Приведенные изображения получены при регистрации осциллографом. Все временные характеристики определены путем обработки данных со стрик-камеры. На рисунке отчетливо прослеживается постепенная генерация мод высокого порядка — изображения 1—10, что косвенно подтверждается увеличением интервала T за счет увеличения времени развития генерации мод высшего порядка. Дальнейшее увеличение поперечного сечения области накачки привело к появлению третьего импульса в пачке — изображения 11, 12, при этом тонкой подстройкой величины базы интерферометра можно получить практически любое соотношение энергий в импульсах пачки.

Заключение. В результате проведенных экспериментальных исследований минилазера с пассивным затвором и активным внутрирезонаторным зеркалом можно утверждать, что активное выходное зеркало на основе интерферометра Фабри — Перо с неплоскими зеркалами не только может использоваться в качестве эффективного пространственного селектора и модулятора выходной мощности излучения, но и позволяет управлять временной структурой. Продемонстрирована возможность управления длительностью и формой одиночного импульса, а также возможность получения последовательности пачек из ограниченного числа импульсов с управляемой скважностью в пачках. Такая пространственно-временная структура может быть эффективно использована при разработке лазерной аппаратуры, в особенности, содержащей нелинейно-оптические преобразователи частоты.

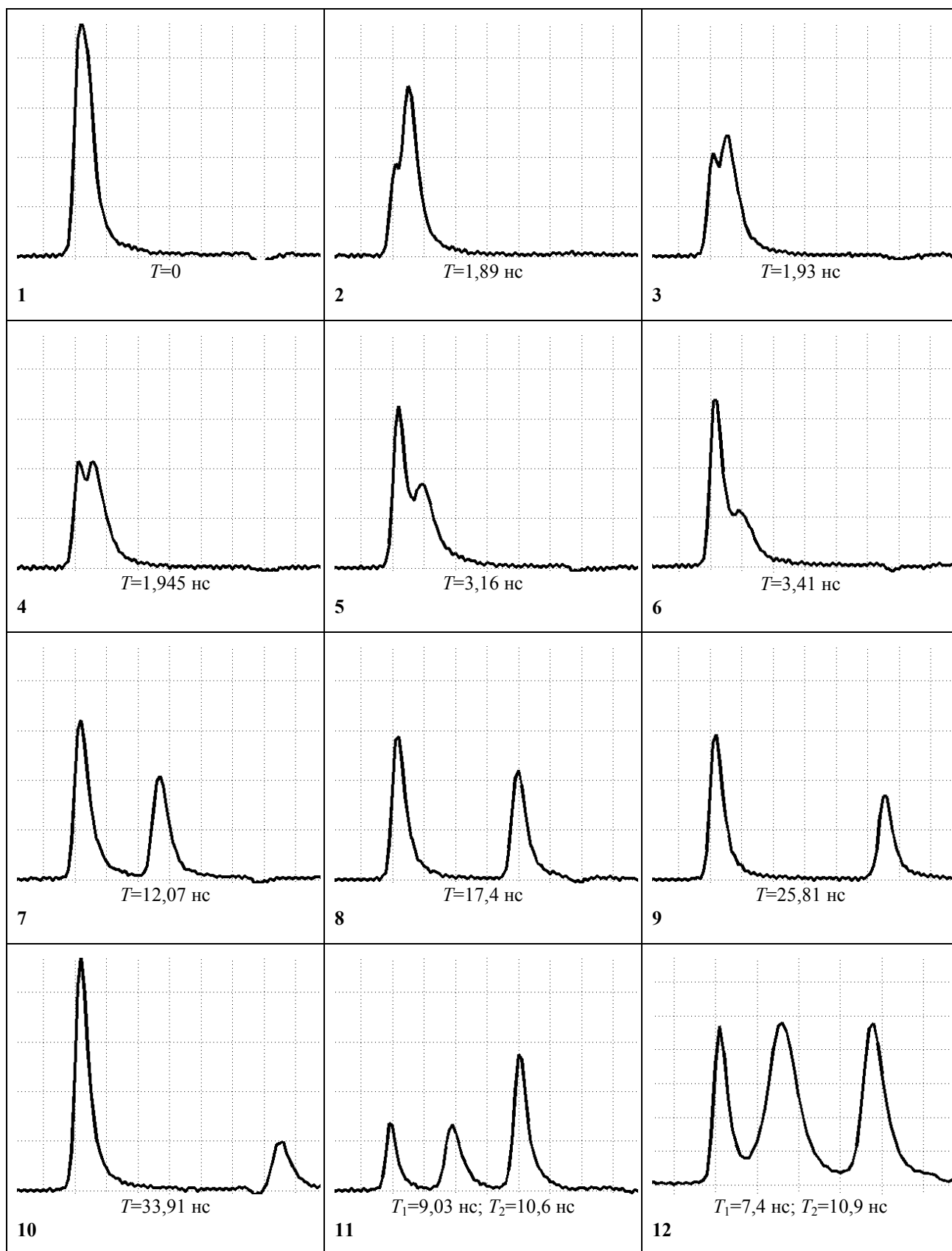


Рис. 5

Управление временной структурой с помощью выходного зеркала-интерферометра реализуется в широких пределах, что не обеспечивается ни одним из известных устройств. Рассмотренный подход позволяет изменять выходные временные характеристики лазерного излучения в режиме реального времени и перспективен для применения в современных миниатюрных лазерах.

Статья подготовлена по результатам работы, выполненной при частичной поддержке Министерства образования и науки РФ, гос. контракт № 07514114159.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oron D., Silberberg Y.* Spatiotemporal coherent control using shaped, temporally focused pulses // *Optics Express*. 2005. Vol. 13, N 24. P. 9903—9908.
2. *Meshulach D., Yelin D., Silberberg Y.* Adaptive real-time femtosecond pulse shaping // *J. Optic. Soc. Amer. B*. 1998. Vol. 15, N 5. P. 1615—1619.
3. *Weiner A. M.* Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators // *Rev. of Scientific Instruments*. 2000. Vol. 71, N 5. P. 1929—1960.
4. *Ghigo A., Vicario C., Petrarca M., Cialdi S.* Laser temporal pulse shaping based on the DAZZLER // *Coordinated Accelerator Research in Europe (CARE) Reports*. 2007. N 019. P. 1—11.
5. *Verluse F., Laude V., Huignard J. P., Tournois P., Migus A.* Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves // *J. Optic. Soc. Amer. B*. 2000. Vol. 17, N 1. P. 138—145.
6. *Cialdi S., Castelli F., Boscolo I.* Rectangular pulse formation in a laser harmonic generation // *Applied Physics. B*. 2006. Vol. 82. P. 383—389.
7. *Schimpf D. N., Ruchert C., Nodop D., Limpert J., Tunnermann A., Salin F.* Compensation of pulse-shaping due to saturation in fiber-amplifiers // *Proc. of SPIE*. 2009. Vol. 7195.
8. *Vu K. T., Malinowski A., Richardson D. J., Ghiringhelli F. H., Zervas L. M. B.* Adaptive pulse shape control in a diode-seeded nanosecond fiber MOPA system // *Optics Express*. 2006. Vol. 14. P. 10996—11001.
9. *Тогатов В. В., Гагарский С. В., Гнатюк П. А., Черевко Ю. И.* Импульсный блок питания лазерных диодных модулей для накачки твердотельных лазеров // *Приборы и техника эксперимента*. 2007. № 2. С. 158—159.
10. *De Silvestri S., Laporta P., Mangi V., Svelto O.* Radially variable reflectivity output coupler of novel design for unstable resonators // *Optics Letters*. 1987. Vol. 12, N 2. P. 84—86.
11. *Kiiko V. V., Kislov V. I., Ofitserov E. N.* Mirror with a variable amplitude-phase reflectance. 2. Modelling of a laser resonator with an active output mirror // *Quantum Electronics*. 2011. Vol. 41, N 3. P. 239—242.
12. *Куйко В. В., Офицеров Е. Н.* Исследование термооптических искажений активного элемента (Nd:YVO₄) при различных способах его крепления // *Квантовая электроника*. 2006, Т. 36, № 5. С. 483—486.
13. *Куйко В. В., Кондратьев В. А., Кислов В. И., Офицеров Е. Н., Суздальцев А. Г.* Управление пространственно-временными характеристиками микрочип-лазера на основе YAG:Nd с пассивной модуляцией добротности // *Тр. конф. „Лазеры, измерения, информация“*. СПб: Изд-во СПбГПУ, 2012. С. 92.
14. *Yao G., Shouhuan Zhou, Wang P., Lee K. K., Chen Y. C.* Dynamic of transverse mode in self-Q-switched solid-state lasers // *Optics Communications*. 1995. Vol. 114. P. 101—105.
15. *Okhrimchuk A. G., Shestakov A. V.* The time and spatial dynamics of the YAG:Nd³⁺/YAG:Cr⁴⁺ microchip laser emission // *Proc. of SPIE*. 2007. Vol. 6610. P. 661002-1—661002-10.

Сведения об авторах

Сергей Валерьевич Гагарский

— канд. физ.-мат. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: s.gagarsky@mail.ru

Вадим Вениаминович Куйко

— канд. техн. наук; Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, кафедра мощных лазеров, Москва; E-mail: hkww@mail.ru

- Владимир Андреевич Кондратьев** — аспирант; Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, кафедра мощных лазеров, Москва; E-mail: vladkondr-88@mail.ru
- Виталий Алексеевич Подвязников** — канд. физ.-мат. наук; Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Центр естественно-научных исследований, Москва; E-mail: vivik@kapella.gpi.ru
- Андрей Николаевич Сергеев** — аспирант; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: mg_phoenix@yahoo.com
- Виктор Константинович Чевокин** — д-р физ.-мат. наук; Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Центр естественно-научных исследований, Москва; E-mail: vivik@kapella.gpi.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию 26.04.13 г.

УДК 535.374:621.375.8

М. В. Иночкин, В. В. Назаров, Д. Ю. Сачков, Л. В. Хлопонин, В. Ю. Храмов

МОДЕЛЬ МНОГОЧАСТОТНОЙ 3 МКМ-ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ НА ЭРБИЕВЫХ КРИСТАЛЛАХ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Теоретически исследованы параметры свободной генерации излучения в области длин волн 3 мкм Er:YLF-, Er:YAG- и Er:YSGG-лазеров при селективном возбуждении верхнего лазерного уровня перехода $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ одиночными импульсами накачки.

Ключевые слова: эрбиевый кристалл, селективная накачка, диодная накачка, многочастотная генерация.

Введение. Задачи по созданию источников лазерного излучения 3 мкм-диапазона не теряют своей актуальности в связи с максимальным коэффициентом поглощения биологических тканей в данной области спектра. Особый интерес представляют лазеры на эрбиевых кристаллах, накачиваемых мощными лазерными диодами, позволяющие обеспечить достаточно эффективную генерацию в различных режимах. В рамках настоящей статьи теоретически исследованы параметры излучения наиболее распространенных эрбиевых Er:YLF-, Er:YAG- и Er:YSGG-лазеров в режиме свободной генерации при одиночных импульсах диодной накачки.

Теоретическая модель. Для описания процессов 3 мкм-генерации (переход $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$) излучения лазера на эрбиевом кристалле с селективной накачкой была использована математическая модель, основанная на следующей системе балансных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= -\sum_i S_i (\sigma_e(\lambda_i) N_2 - \sigma_a(\lambda_i) N_1) + R - (A_{20} + A_{21} + W_{21}) N_2 + \gamma_1 N_1^2 - \gamma_2 N_2^2; \\ \frac{dN_1}{dt} &= \sum_i S_i (\sigma_e(\lambda_i) N_2 - \sigma_a(\lambda_i) N_1) - A_{10} N_1 + (A_{21} + W_{21}) N_2 - \gamma_1 N_1^2; \\ \frac{dS_1}{dt} &= V_c \mu S_1 (\sigma_e(\lambda_1) N_2 - \sigma_a(\lambda_1) N_1 - \delta(\lambda_1)) + N_2 q; \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{dS_i}{dt} &= V_c \mu S_i (\sigma_e(\lambda_i) N_2 - \sigma_a(\lambda_i) N_1 - \delta(\lambda_i)) + N_2 q, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где N_2 — населенность верхнего лазерного уровня ${}^4I_{11/2}$; N_1 — населенность нижнего лазерного уровня ${}^4I_{13/2}$; A_{mn} — вероятность спонтанного излучательного перехода между уровнями m и n ; W_{21} — вероятность безызлучательного перехода между уровнями ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$; S_i — плотность потока фотонов в резонаторе на длине волны λ_i ; $\sigma_e(\lambda_i)$ — сечение вынужденного излучения на длине волны λ_i ; $\sigma_a(\lambda_i)$ — сечение поглощения излучения из возбужденного состояния на длине волны λ_i ; R — скорость накачки на уровень ${}^4I_{11/2}$; γ_k — коэффициенты, характеризующие скорости процессов апконверсии; $\delta(\lambda_i)$ — показатель полных потерь излучения в резонаторе на длине волны λ_i ; q — коэффициент, учитывающий „вклад“ спонтанного излучения в плотность потока фотонов в резонаторе; $V_c = c/n_{ar}$ — скорость света в активном элементе, здесь n_{ar} — показатель преломления активного элемента; μ — коэффициент заполнения резонатора активной средой.

В рассматриваемой модели учитываются только два процесса апконверсии, возникающие вследствие взаимодействия между собой ионов эрбия Er^{3+} , находящихся в состояниях ${}^4I_{13/2}$ (γ_1) и ${}^4I_{11/2}$ (γ_2). В ходе взаимодействия ионов, возбужденных в состоянии ${}^4I_{13/2}$, один из них переходит в основное состояние ${}^4I_{15/2}$, а второй — через короткоживущее состояние ${}^4I_{9/2}$ — на верхний лазерный уровень ${}^4I_{11/2}$. Полное описание процесса миграции энергии в ходе апконверсии с верхнего лазерного уровня ${}^4I_{11/2}$ требует дополнительно принимать во внимание населенности нескольких возбужденных состояний, лежащих выше верхнего лазерного уровня, а также коэффициенты ветвления переходов с этих уровней. В рамках данной модели предлагается принять, что в результате взаимодействия оба иона переходят из состояния ${}^4I_{11/2}$ в основное состояние ${}^4I_{15/2}$.

При расчете коэффициента заполнения резонатора μ учитывается, что активный элемент заполняет не весь его объем, таким образом, $\mu = n_{ar} l_{ar} / (L + (n_{ar} - 1)l_{ar})$, где l_{ar} — длина активного элемента, L — длина резонатора.

В расчетах принимается, что в течение импульса накачки ее скорость R постоянна по всему объему активного элемента; значение R вычисляется по формуле

$$R = (\lambda_p P_p \eta) / (s_{ar} l_{ar} h c),$$

где P_p — мощность излучения накачки, η — эффективность осветительной системы, s_{ar} — площадь поперечного сечения активного элемента, h — постоянная Планка, c — скорость света.

В рамках данного приближения спектральные параметры излучения накачки определяются только посредством коэффициента η , который позволяет учесть неполное поглощение излучения накачки в активном элементе.

Потери излучения в резонаторе рассчитывались по формуле

$$\delta(\lambda) = \delta_0(\lambda) - \frac{\ln(\rho_{oc}(\lambda))}{2l_{ar}}, \quad (2)$$

где ρ_{oc} — коэффициент отражения выходного зеркала.

Для режима свободной генерации одиночных импульсов, плотности поглощенной импульсной мощности накачки до 15 кВт/см^3 и длительности импульсов накачки до 5 мс (что соответствует возбуждению не более 5% атомов активной среды) расчеты в соответствии с системой уравнений (1) дают расхождение не более 1% с системой балансных уравнений и аналитической моделью, использованными ранее [1]. Система уравнений (1) решалась численными методами в программном пакете MathCAD.

В ходе исследований были теоретически проанализированы параметры генерации излучения Er:YLF -, Er:YAG - и Er:YSGG -лазеров. Рассматривались как случай многочастотной генерации, при котором предполагается наличие в модели лазерного излучения на длинах волн, соответствующих основным максимумам сечения вынужденного излучения перехода

${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ в данном кристалле, так и случай одночастотной генерации, когда предполагается наличие излучения только на одной определенной длине волны. Последний случай соответствует методам спектральной селекции излучения.

Для одночастотной генерации принималось, что она осуществляется на наиболее сильной линии перехода ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$. В качестве таких линий выбраны известные из экспериментов: $\lambda = 2,81$ мкм для Er:YLF, $\lambda = 2,94$ мкм для Er:YAG и $\lambda = 2,79$ мкм для Er:YSGG.

При рассмотрении многочастотной генерации использованы зависимости $\sigma_e(\lambda)$, полученные в работах [2, 3, 4] для кристаллов Er:YLF, Er:YAG и Er:YSGG соответственно. При этом значения сечений поглощения $\sigma_a(\lambda)$ рассчитаны исходя из зависимости $\sigma_e(\lambda)$ по формуле

$$\sigma_a(\lambda) = \sigma_e(\lambda) \frac{1 - F(\lambda)}{F(\lambda)},$$

где

$$F(\lambda) = \frac{\sigma_e(\lambda)}{\sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)} = \frac{1}{1 + \frac{Z_u}{Z_l} \exp\left(\frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right)\right)},$$

где Z_u и Z_l — числа заполнения для верхнего (${}^4I_{11/2}$) и нижнего (${}^4I_{13/2}$) лазерных уровней [5]; k — постоянная Больцмана; T — температура активной среды; λ_0 — длина волны перехода между нижними подуровнями штарковской структуры уровней ${}^4I_{11/2}$ и ${}^4I_{13/2}$; значения $F(\lambda)$ рассчитывались по данным об энергиях подуровней, приведенным в работе [6] для Er:YLF и Er:YAG и в работе [7] для Er:YSGG.

Отметим, что для кристалла Er:YSGG не удалось найти работ, в которых зависимость $\sigma_e(\lambda)$ была бы приведена в абсолютных величинах. Поэтому спектр $\sigma_e(\lambda)$, рассмотренный в работе [4], был оцифрован и нормирован к сечению $\sigma_e = 6,5 \cdot 10^{-21}$ см² для длины волны 2,79 мкм.

Параметры активных сред, использованные в расчетах, приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Параметр	Er:YAG	Er:YSGG	Er:YLF
$A_{10}, \text{с}^{-1}$	200	294	113
$A_{21}, \text{с}^{-1}$	17 [6]	20 [6]	17 [8]
$W_{21}, \text{с}^{-1}$	9855	136	90
Время жизни верхнего лазерного уровня, мс	0,1	1,3	4
λ , мкм	2,94	2,79	2,81
$\sigma_e \cdot 10^{-20}, \text{см}^2$	0,45	0,65	0,93
$\sigma_a \cdot 10^{-20}, \text{см}^2$	0,1	0,37	0,53
$\gamma_1 \cdot 10^{-17}, \text{см}^3/\text{с}$	1,5	0,7	2,0
$\gamma_2 \cdot 10^{-17}, \text{см}^3/\text{с}$	1,0	2,3	0,1
Концентрация ионов эрбия, ат. %	15	15	15

Таблица 2

Параметр	Er:YAG					Er:YSGG				Er:YLF				
	λ , мкм	$\sigma_e(\lambda)$	$\sigma_a(\lambda)$	λ , мкм	$\sigma_e(\lambda)$	$\sigma_a(\lambda)$	λ , мкм	$\sigma_e(\lambda)$	$\sigma_a(\lambda)$	λ , мкм	$\sigma_e(\lambda)$	$\sigma_a(\lambda)$		
λ , мкм	2,69	2,79	2,83	2,87	2,94	2,79	2,83	2,87	2,93	2,66	2,71	2,81	2,84	2,85
$\sigma_e(\lambda)$	0,98	0,54	0,54	0,39	0,45	0,65	0,30	0,15	0,08	2,33	1,51	0,93	0,40	0,31
$\sigma_a(\lambda)$	1,04	0,31	0,26	0,17	0,1	0,37	0,15	0,06	0,02	3,49	1,62	0,53	0,19	0,14

Во всех расчетах принималось, что активный элемент имеет форму цилиндра диаметром 2 мм и длиной 40 мм, длина резонатора 60 мм, неактивные потери $\delta_0 = 0,005$ см⁻¹, излучение как накачки, так и генерации заполняет весь объем активного элемента.

Результаты расчетов и их обсуждение. Рассчитанные зависимости энергии выходного излучения E_g рассматриваемых лазеров от поглощенной энергии импульса накачки E_p для режима одиночных импульсов длительностью τ_p , равной 150 и 1000 мкс, приведены на рис. 1, а, б соответственно. Для плотности поглощенной импульсной мощности накачки $Q_p \approx 15$ кВт/см³ и $\tau_p = 150$ мкс рассчитанные дифференциальные КПД генерации излучения составили 8,5, 8 и 4 % для Er:YLF-, Er:YSGG- и Er:YAG-лазеров соответственно. Как видно, наибольшими дифференциальными КПД обладают Er:YSGG- и Er:YLF-лазеры. Сравнивая абсолютные КПД, отметим близкие значения данного параметра для Er:YSGG- и Er:YLF-лазеров при существенно меньшей эффективности Er:YAG-лазера, что, очевидно, является следствием малого времени жизни верхнего лазерного уровня в данной среде.

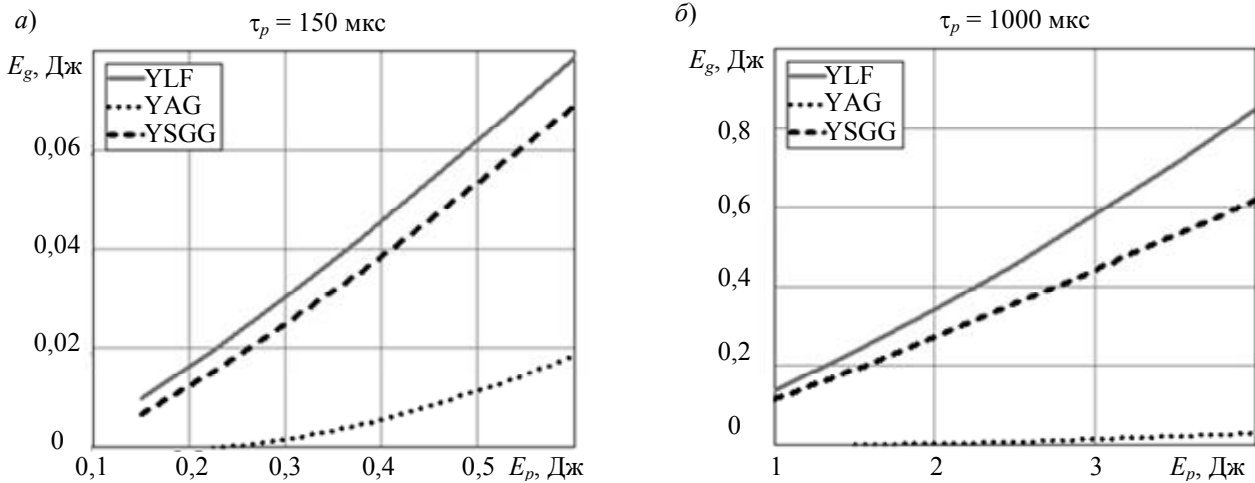


Рис. 1

При исследовании процессов многочастотной генерации расчеты проводились при постоянных по спектру потерях излучения в резонаторе (см. формулу (2)) и высоких значениях поглощенной плотности мощности накачки ($Q_p = 10 \dots 15$ кВт/см³ и соответственно $R = 4,9 \dots 7,4 \cdot 10^{22}$ с⁻¹).

Генерация излучения Er:YLF-лазера происходит последовательно (в течение импульса накачки) на длинах волн 2,66, 2,71, 2,81, 2,84 и 2,85 мкм (что в целом совпадает с полученными ранее теоретическими и экспериментальными результатами [1]). Следует отметить, что изменение параметров апконверсии γ_1 и γ_2 оказывает заметно большее влияние на параметры генерации (задержка начала генерации, энергия генерируемого импульса) на длинах волн 2,84 и 2,85 мкм, чем на длинах волн 2,66, 2,71 и 2,81 мкм. В табл. 3 приведены рассчитанные значения задержек (T_g) начала генерации (отсчет ведется от начала импульса накачки) для $Q_p = 10$ кВт/см³ и $\tau_p = 3$ мс при двух вариантах выбора параметров апконверсии: 1) $\gamma_1 = 4 \cdot 10^{-17}$ см³/с, $\gamma_2 = 1 \cdot 10^{-17}$ см³/с; 2) $\gamma_1 = 2 \cdot 10^{-17}$ см³/с, $\gamma_2 = 1 \cdot 10^{-18}$ см³/с.

Таблица 3

λ , мкм	T_g , мкс, — 1-й вариант	T_g , мкс, — 2-й вариант
2,66	13	13
2,71	51	51
2,81	66	66
2,84	764	705
2,85	Нет генерации	2146

Указанная особенность генерации, по-видимому, связана с тем, что на длинах волн 2,66, 2,71 и 2,81 мкм она осуществляется при относительно малой населенности энергетических уровней перехода ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$, при которой интенсивность апконверсионных переходов невелика. Так, при генерации на длине волны 2,81 мкм средняя скорость апконверсионных пере-

ходов с нижнего лазерного уровня (определяется как $\gamma_1 N_1^2$) составляет $0,5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, тогда как при генерации на длине волны 2,85 мкм скорость данного процесса равна $3,3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

При $Q_p < 12 \text{ кВт/см}^2$ и $\tau_p < 3 \text{ мс}$ в среде Er:YSGG излучение генерируется на одной длине волны (2,79 мкм). При более высоких значениях Q_p и τ_p как в Er:YLF-, так и в Er:YSGG-лазере происходит изменение длины волны излучения до значений 2,83, 2,87 мкм.

Для Er:YAG-лазера в случае постоянного для всех длин волн перехода $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ значения потерь излучения в резонаторе $\delta(\lambda)$ генерация излучения происходит на длинах волн 2,69 и 2,94 мкм, что иллюстрируется представленным на рис. 2, а графиком зависимости плотности потока фотонов от времени $S(t)$. При этом относительно небольшие (в пределах 1 %) изменения $\delta(\lambda)$ по спектру, например за счет изменения коэффициента отражения выходного зеркала лазера, приводят к возникновению пиков генерации на других длинах волн внутри перехода $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ (например, при $\lambda=2,83 \text{ мкм}$ — рис. 2, б). Отметим, что длина волны 2,94 мкм является наиболее сильной в спектре вынужденного излучения Er:YAG-лазера и проявляется при различных сочетаниях параметров потерь в резонаторе. Данный факт хорошо согласуется с известными экспериментальными данными.

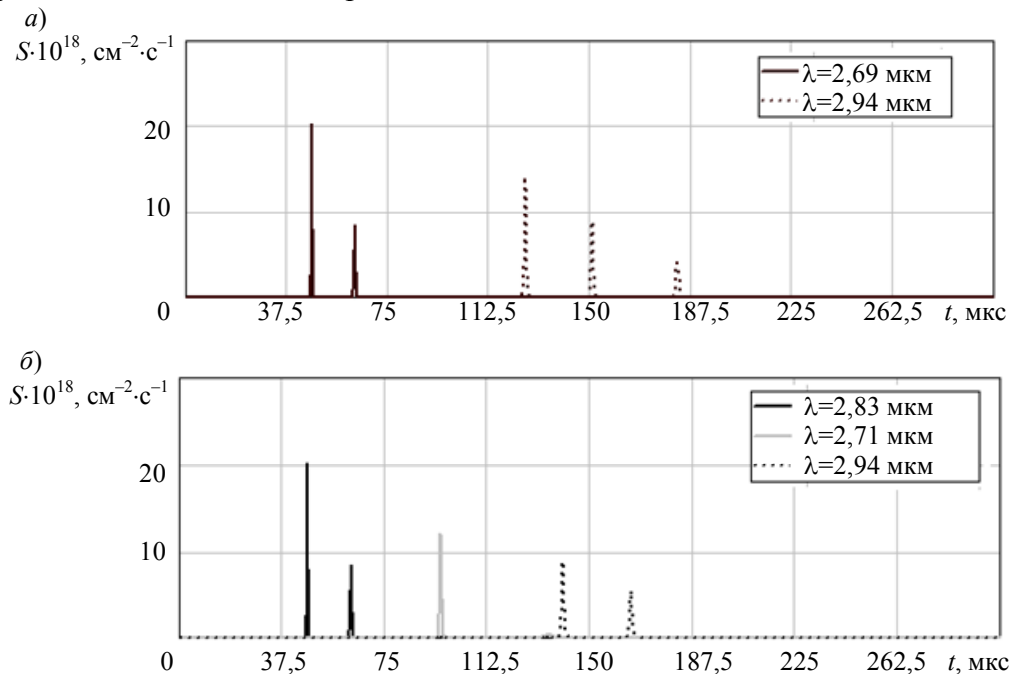


Рис. 2

Заключение. Представленные теоретические исследования параметров свободной генерации излучения Er:YLF-, Er:YAG- и Er:YSGG-лазеров при одиночных импульсах накачки показали, что при селективной накачке Er:YLF- и Er:YSGG-лазеры имеют близкие КПД генерации, превышающие таковые для Er:YAG-лазера. Обеспечение эффективной генерации излучения Er:YAG-лазера требует использования излучения накачки с существенно большей импульсной мощностью. При постоянных по спектру потерях излучения в резонаторе лазера генерация излучения лазеров на эрбиевых кристаллах происходит на нескольких длинах волн.

Статья подготовлена по результатам работы, выполненной при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант №12-02-31203.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иночкин М. В., Назаров В. В., Сачков Д. Ю. и др. Динамика спектра генерации трехмикронного Er:YLF-лазера при полупроводниковой накачке // Оптич. журн. 2009. Т. 76, № 11. С. 62—67.

2. *Labbe C., Doualan J.-L., Girard S. et al.* Absolute excited state absorption cross section measurements in $\text{Er}^{3+}:\text{LiYF}_4$ for laser applications around 2.8 μm and 551 nm // *J. Physics: Condensed Materials*. 2000. Vol. 12. P. 6943—6957.
3. *Koetke D., Huber G.* Infrared excited-state absorption and stimulated-emission cross sections of Er^{3+} -doped crystals // *Applied Physics B*. 1995. Vol. 61. P. 151—158.
4. *Smirnov V. A., Shcherbakov I. A.* Rare-Earth scandium chromium garnets as active media for solid-state lasers // *IEEE J. of Quantum Electronics*. 1988. Vol. 24, N 6. P. 949—959.
5. *Payne S. A., Chase L. L., Smith L. K. et al.* Infrared cross-section measurements for crystals doped with Er^{3+} , Tm^{3+} , and Ho^{3+} // *IEEE J. of Quantum Electronics*. 1992. Vol. 28, N 11. P. 2619—2630.
6. *Sardar D. K., Bradley W. M., Perez J. J. et al.* Judd—Ofelt analysis of the $\text{Er}^{3+}(4f^{11})$ absorption intensities in Er^{3+} -doped garnets // *J. of Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, N 5. P. 2602—2607.
7. *Gruber J. B., Quagliano J. R., Reid M. F. et al.* Energy levels and correlation crystal-field effects in Er^{3+} -doped garnets // *Physical Rev. B*. 1993. Vol. 48, N 21. P. 15561—15573.
8. *Ткачук А. М., Разумова И. К., Мирзаева А. А. и др.* Ур-конверсия и заселение возбужденных уровней иона эрбия в кристаллах $\text{LiY}_{1-x}\text{Er}_x\text{F}_4$ ($x=0,003-1$) при непрерывной накачке излучением InGaAs-лазерных диодов // *Оптика и спектроскопия*. 2002. Т. 92, № 1. С. 73—88.

Сведения об авторах

- Михаил Владимирович Иночкин** — канд. физ.-мат. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: m_inochkin@mail.ru
- Вячеслав Валерьевич Назаров** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: lab255@grv.ifmo.ru
- Дмитрий Юрьевич Сачков** — канд. техн. наук, доцент; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: dsachkov@gmail.com
- Леонид Викторович Хлопонин** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: l_khloponin@yahoo.com
- Валерий Юрьевич Храмов** — д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; заведующий кафедрой; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

С. В. ГАГАРСКИЙ, В. В. КИЙКО, В. А. КОНДРАТЬЕВ,
А. Н. СЕРГЕЕВ, В. Ю. ХРАМОВ, В. Э. ЯКОБСОН

КОМПРЕССИЯ ИМПУЛЬСОВ МИКРОЧИП-ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ ПРИ ВСТРЕЧНОМ ВКР-ПРЕОБРАЗОВАНИИ

Экспериментально исследован процесс обратного ВКР-преобразования излучения субнаносекундного микрочип-лазера с диодной накачкой и пассивной модуляцией добротности. В кристалле нитрата бария достигнута эффективность обратного ВКР-преобразования выше 50 % и коэффициент компрессии импульса во времени, равный 6,4. Предложена схема дополнительного усиления первой стоксовой компоненты при „кегельном“ режиме генерации излучения микрочип-лазера.

Ключевые слова: обратное ВКР-преобразование, микрочип-лазер, нелинейная оптика.

Введение. Лазерные импульсы пикосекундного диапазона нашли широкое распространение при микрообработке материалов, в научных исследованиях, дальнометрии, медицине и других областях благодаря обеспечению высокой степени локализации световой энергии в области взаимодействия. Наряду с лазерами с синхронизацией мод, которые имеют достаточно сложную конструкцию, перспективными источниками, позволяющими получать импульсы субнано- и пикосекундного диапазонов, являются микрочип-лазеры с диодной накачкой и пассивной модуляцией добротности [1—4]. Микрочип-лазер с пассивной модуляцией добротности представляет собой, как правило, композитную сборку, состоящую из активного лазерного элемента, пассивного затвора и, в некоторых случаях, дополнительных прозрачных теплоотводов и нелинейных преобразователей частоты. Эти элементы либо диффузно сварены между собой, либо соединены механически с минимальными воздушными зазорами. Зеркала резонатора наносятся на внешние торцы композитной сборки. Излучение накачки вводится через дихроичное глухое зеркало. Общая длина резонатора определяется суммарной длиной элементов и составляет, как правило, единицы миллиметров, что позволяет сравнительно легко получить одночастотный режим генерации.

Длительность импульса, генерируемого микрочип-лазером, определяется коэффициентом усиления активной среды, начальным пропусканием и временем релаксации пассивного затвора, оптической длиной и добротностью резонатора. Типичные значения длительностей импульса для коммерчески доступных микрочип-лазеров составляют сотни пикосекунд [5]. При использовании сверхтонких элементов достигаемая длительность одночастотных импульсов составляет десятки пикосекунд [6].

Дополнительное сокращение длительности генерируемых импульсов возможно путем их преобразования в различных внешних нелинейно-оптических устройствах. В частности, хорошо известно, что при использовании эффекта обратного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), помимо дискретного преобразования частоты излучения импульса лазера накачки, происходит временная компрессия импульса на комбинационной частоте с одновременным повышением пиковой мощности преобразованного импульса [7, 8]. Особый интерес для разработки компактных лазеров с ВКР-преобразованием представляют ВКР-конверторы на основе кристаллов [9, 10]. Максимальным инкрементом усиления среди наиболее известных конденсированных комбинационно-активных сред обладают кристаллы нитрата бария BaNO_3 (стоксов сдвиг 1047 см^{-1} , погонный инкремент усиления $g=47 \text{ см}^{-1}$ для длины волны накачки $\lambda_p = 532 \text{ нм}$, время дефазировки $T_2=25 \text{ пс}$). В настоящей статье представлены результаты

исследования процесса обратного ВКР-преобразования в кристаллах BaNO_3 излучения килогерцового $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}:\text{Cr}^{4+}$ -микрочип-лазера, реализующего различные режимы генерации.

Эксперимент и обсуждение результатов. В качестве источника излучения в экспериментальной установке (рис. 1) использовался микрочип-лазер на основе композитного элемента $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}:\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$. Импульсы накачки длительностью до 200 мкс доставлялись по оптическому волокну и объективом фокусировались в активную среду. В объективе располагался малококонтрастный поляризатор для излучения накачки, использование которого совместно с конструкцией крепления активного элемента позволяло задать фиксированную поляризацию излучения, генерируемого микрочип-лазером. Часть выходного пучка направлялась на скоростной фотоприемник для синхронизации со стрик-камерой VICA-03 с пикосекундным временным разрешением. Лазерное излучение на длине волны 1064 нм удваивалось по частоте в кристалле КТР. Излучение второй гармоники ($\lambda_p=532$ нм), выполняющее функцию накачки для ВКР-конвертора, фокусировалось линзой в комбинационно-активный кристалл RC_1 . Линии задержки 1 и 2 обеспечивали синхронизацию стрик-камеры с регистрируемым импульсом генерации и калибровку временной шкалы фоторегистратора.

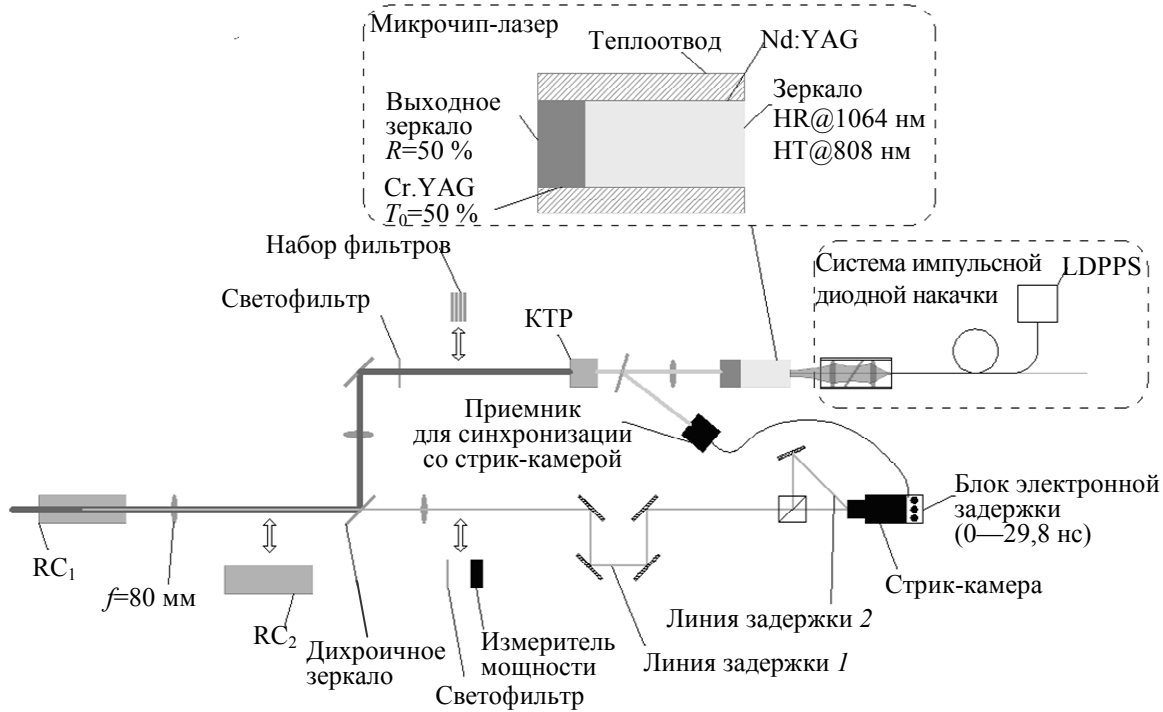


Рис. 1

В качестве ВКР-преобразователя использовался кристалл нитрата бария высокого оптического качества длиной 80 мм. Коэффициент линейной экстинкции (поглощение и рассеяние на неоднородностях) излучения накачки в кристалле не превышал $4 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, а ориентация кристаллографических осей относительно плоскости поляризации излучения накачки обеспечивала минимум влияния нежелательных термоиндуцированных искажений, возникающих в области фокусировки в результате наличия квантового дефекта при ВКР-преобразовании. Параметры фокусировки выбирались исходя из сочетания, во-первых, условий, при которых обеспечивается преимущество встречного ВКР относительно попутного [10—12], и, во-вторых, максимально возможной частоты повторения импульсов при гарантированном отсутствии оптического пробоя в кристалле.

На первом этапе экспериментов исследовалось преобразование импульсов второй гармоники излучения микрочип-лазера, работающего в одномодовом одночастотном режиме генерации. Фотохронограмма импульса накачки для ВКР-преобразования с задержанным для калибровки по времени дубликатом и соответствующий профиль мощности $W_{2\omega}(t)$ показаны

на рис. 2, а. Измеренная длительность импульса составила 0,86 нс. Энергия импульса второй гармоники на входе в кристалл нитрата бария с учетом потерь на согласующей оптике достигала 50 мкДж. Близкое к дифракционному качество пучка накачки позволяло сравнительно легко реализовать условие эффективного обратного ВКР-преобразования $f_L/Z_f \sim 25$ для $f_L = 5 \dots 8$ см, здесь f_L — фокусное расстояние линзы, Z_f — параметр Когельника для пучка [11, 12]. Уровень интенсивности в перетяжке сфокусированного пучка в кристалле нитрата бария составил величину порядка 12 ГВт/см². Подавление попутного ВКР обеспечивалось истощением излучения накачки, обусловленным встречным ВКР в области каустики, а также выполнением условия синхронизма для 4-фотонного параметрического взаимодействия, которое существенно, впрочем, только для малых энергий импульса накачки [13]:

$$\frac{G}{\Delta k} \equiv \frac{gI}{k_s + k_a - 2k_p} \geq 1,$$

где g , G — погонный и полный (в пределах каустики на оси пучка) инкременты ВКР-усиления соответственно; Δk — волновая расстройка; I — интенсивность в каустике, усреднения по ее длине; k_s , k_a , k_p — волновые числа для стоксовой волны, антистоксовой волны и волны накачки соответственно.

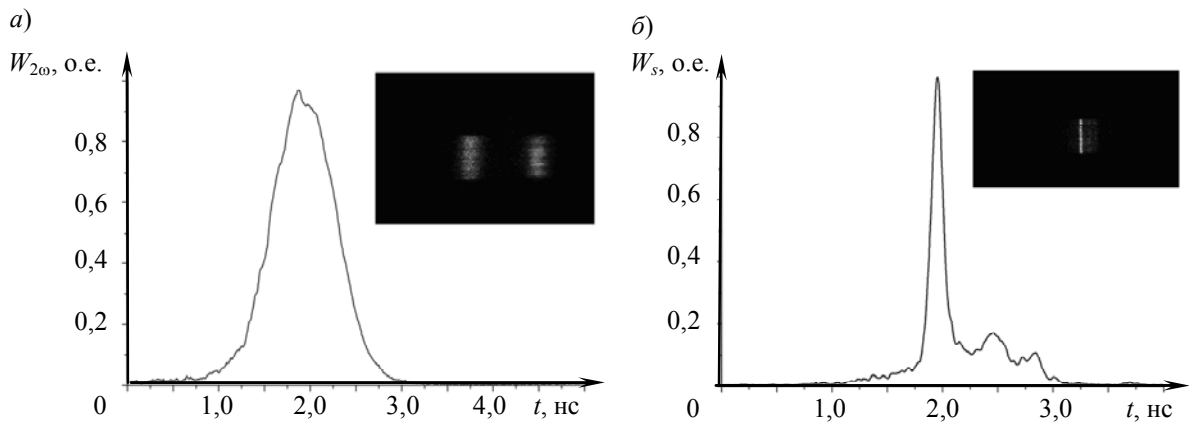


Рис. 2

Для указанных выше условий $G/\Delta k = 3,5$. Заметим, что выбранные условия фокусировки не являются оптимальными для получения максимального коэффициента сжатия, предельная оценка которого составляет 12—14. Эти условия определялись компромиссом при сочетании высоких значений коэффициентов преобразования с максимально достижимыми частотами повторения импульсов (до 1 КГц). Кроме того, в данных условиях практически не наблюдалась конкурирующая генерация второй стоксовой компоненты. Фотохронограмма импульса на длине волны первой стоксовой компоненты ($\lambda_{s1} = 564$ нм) и его временной профиль $W_s(t)$ приведены на рис. 2, б. Зависимость эффективности η встречного ВКР-преобразования от энергии E_p импульса накачки показана на рис. 3.

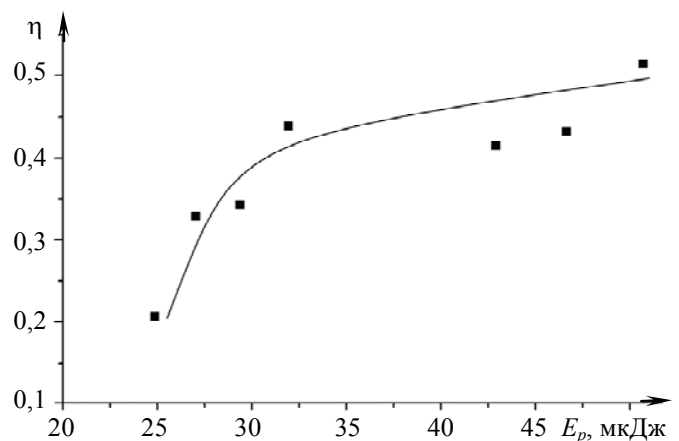


Рис. 3

Максимальная квантовая эффективность встречного ВКР-преобразования в первую стоксову компоненту была достигнута для импульсов накачки с энергией $E_p = 50$ мкДж и составила 53 %. Длительность стоксова импульса составила 0,135 нс, что соответствует коэффициенту компрессии 6,4. Как видно из фотохронограммы (см. рис. 2, б), в структуре стоксова импульса присутствует довольно

протяженная „хвостовая“ часть, содержащая до 50 % полной энергии при максимальном уровне используемой накачки. Такая временная структура хорошо согласуется с результатами расчетов, выполненных по модели, приведенной в работе [13]. В максимуме энергетического преобразования отношение пиковых мощностей импульса на длине волны λ_{s1} и импульса накачки составило 2,3.

Режим генерации излучения микрочип-лазера существенно зависит от соотношения поперечного размера прокачанной области активного элемента и диаметра основной моды резонатора, а также от поперечного распределения активных или диссипативных потерь в резонаторе. В случае равномерных потерь одномодовый режим реализуется при мощности накачки, соответствующей порогу генерации, и при небольшом превышении размера прокачанной области относительно размера основной моды.

При увеличении поперечного размера прокачанной области в активном элементе с одновременным увеличением энергии импульса накачки одномодовый режим генерации переходит в другой, так называемый „кегельный“ режим. При этом режиме в пространственно-временной структуре импульсов можно выделить первый „лидирующий“ субимпульс со спектром, соответствующим основной моде резонатора, а также один или более отстающих по времени субимпульсов, энергия которых определяется общим объемом прокачанной зоны активного элемента [4, 14]. Временной интервал между субимпульсами определяется конфигурацией резонатора и профилем распределения коэффициента усиления. Этот интервал может изменяться в пределах от полного перекрытия до значений, в несколько раз превышающих длительность отдельных субимпульсов. Особенность субимпульсов, связанных моментом начала просветления пассивного затвора, состоит в том, что они обладают практически одинаковой расходимостью. Увеличение расходимости пучка с изменением параметра M^2 для мод высшего порядка компенсируется увеличением его диаметра. Энергия второго „многомодового“ субимпульса может быть сравнима с энергией „лидирующего одномодового“ субимпульса и даже превышать ее, если импульс накачки имеет достаточную энергию. Условно импульсы с подобной пространственно-временной структурой можно назвать „кегель-импульсами“. Пример временного профиля $W(t)$, фотохронограмма (а) и поперечное распределение энергии $E(r)$ (б) кегель-импульса приведены на рис. 4.

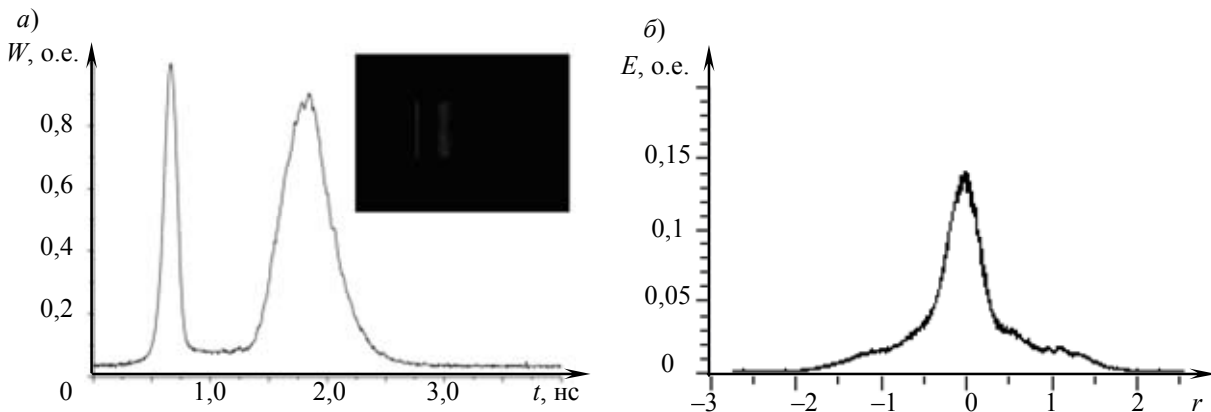


Рис. 4

Особый интерес представляет схема усиления стоксова импульса, инициированного „лидирующей“ частью кегель-импульса на фундаментальной частоте, в дополнительном комбинационно-активном кристалле, расположенном до фокусирующей линзы. Для этого в экспериментальную установку вносится дополнительный ВКР-активный кристалл RC_2 (см. рис. 1). Он располагается на расстоянии L_{opt} от кристалла RC_1 , которое определяется временным интервалом τ_d между субимпульсами:

$$L_{\text{opt}} \approx \frac{\tau_d c}{2},$$

где c — скорость света.

Диаметр входного пучка подбирается таким образом, чтобы величина полного инкремента ВКР-усиления в кристалле RC_2 была значительно ниже порога генерации стоксовой компоненты. Дифракционная расходимость нелинейно отраженного из объема кристалла RC_1 пучка на стоксовой частоте в условиях полного насыщения минимум в λ_{s1}/λ_p раз выше излучения накачки. Кроме того, диаметр этого пучка при обратном проходе может регулироваться уровнем насыщения усиления в кристалле RC_1 . Поэтому эффективное ВКР-усиление может проходить по всему объему кристалла RC_2 , заполненному многомодовым излучением накачки. Как известно, это практически не ухудшает качество усиливаемого пучка [8]. Для управления значением τ_d может быть использовано выходное зеркало с неравномерным профилем коэффициента отражения по поперечному сечению, например активное зеркало, представляющее собой интерферометр Фабри — Перо с неплоскими зеркалами [14].

Заключение. В результате проведенного исследования процесса обратного ВКР-преобразования излучения микрочип-лазера в кристалле нитрата бария впервые, насколько известно авторам, экспериментально показана возможность эффективного ВКР-преобразования во встречном направлении для импульсов с энергией на уровне нескольких десятков микроджоулей при частотах повторения импульсов до 1 кГц. При выбранных параметрах фокусировки максимально полученный коэффициент ВКР-преобразования в 1 стоксову компоненту в однокаскадной схеме составил более 50 %, а максимальный коэффициент временной компрессии — 6,4. Частота повторения импульсов ограничивалась лишь возникновением аберрированной тепловой линзы в микрочип-лазере. Предложена схема ВКР-преобразования с дополнительным усилением компрессированного стоксова импульса в поле второго субимпульса микрочип-лазера, работающего в „кегельном“ режиме генерации.

Результаты проведенных исследований могут быть использованы при разработке простых компактных лазеров, генерирующих пикосекундные импульсы миллиджоульного уровня с высокой частотой повторения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Molva E.* Microchip lasers and their applications in optical microsystems // *Optical Materials*. 1999. Vol. 11. P. 289—299.
2. *Zayhowski J. J.* Microchip lasers // *Optical Materials*. 1999. Vol. 11. P. 255—267.
3. *Zayhowski J. J.* Passively Q-switched Nd:YAG microchip lasers and applications // *J. of Alloys and Compounds*. 2000. Vol. 303—304. P. 393—400.
4. *Okhrimchuk A. G., Shestakov A. V.* The time and spatial dynamics of the YAG:Nd³⁺/YAG:Cr⁴⁺ microchip laser emission // *Proc. of SPIE*. 2007. Vol. 6610. P. 661002-1—661002-10.
5. Электронный ресурс: <<http://buyersguide.laserfocusworld.com/Search/specs/6692/diodepumped-solidstate-lasers-pulsed.html>>.
6. *Braun B., Kärtner F. X., Zhang G., Moser M., Keller U.* 56-ps passively Q-switched diode-pumped microchip laser // *Optics Letters*. 1997. Vol. 22, N 6. P. 381—383.
7. *Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. A.* Backward stimulated Raman scattering. // *Physical Rev.* 1969. Vol. 177, N 2. P. 580—599.
8. *Грасюк А. З.* Генерация и усиление света на основе вынужденного рассеяния // *Тр. ФИАН им. П. Н. Лебедева*. 1974. Т. 76. С. 75—116.
9. *Zverev P. G., Basiev T. T., Prokhorov A. M.* Stimulated Raman scattering of laser radiation in Raman crystals // *Optical Materials*. 1999. Vol. 11. P. 335—352.

10. Карпунин С. Н., Яшин В. Е. Генерация и усиление излучения при ВКР в кристаллах // Квантовая электроника. 1984. Т. 11, № 10. С. 1992—1999.
11. Иванов В. Б., Мак А. А., Паперный С. Б., Серебряков В. А. Формирование пикосекундных импульсов при обратном ВКР // Там же. 1986. Т. 13, № 4. С. 857—861.
12. Горбунов В. А., Иванов В. Б., Паперный С. Б., Старцев В. П. Сжатие импульсов во времени при обратном вынужденном рассеянии // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1984. Т. 48, № 4. С. 1580—1590.
13. Zaporozhchenko R. G., Zakharova I. S., Kotaev G. G. Laser pulses shortening at transient backward SRS and forward scattering suppression // J. of Modern Optics. 1992. Vol. 39, N 4. P. 863—870.
14. Гагарский С. В., Кийко В. В., Кондратьев В. А., Подвязников В. А., Сергеев А. Н., Чевокин В. К. Управление временными характеристиками излучения $\text{ND}^{+3}:\text{YAG}:\text{CR}^{+4}$ -минилазера с использованием активной внутрирезонаторной оптики // Настоящий выпуск. С. 18—25.

Сведения об авторах

- Сергей Валерьевич Гагарский** — канд. физ.-мат. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: s.gagarsky@mail.ru
- Вадим Вениаминович Кийко** — канд. техн. наук; Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, кафедра мощных лазеров, Москва; E-mail: hkww@mail.ru
- Владимир Андреевич Кондратьев** — аспирант; Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, кафедра мощных лазеров, Москва; E-mail: vladkondr-88@mail.ru
- Андрей Николаевич Сергеев** — аспирант; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: mg_phoenix@yahoo.com
- Валерий Юрьевич Храмов** — д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; заведующий кафедрой; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru
- Виктор Эрнстович Яacobсон** — канд. физ.-мат. наук; ОАО «Научно-исследовательский и технологический институт оптического материаловедения Всероссийского научного центра „ГОИ им. С. И. Вавилова“», Санкт-Петербург; ведущий научный сотрудник; E-mail: Jacobson@goi.ru, jacobsonve@yandex.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

А. В. Скрипник

ОПТОТЕРМИЧЕСКИЙ ВОЛОКОННЫЙ КОНВЕРТЕР ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассматривается новый перспективный вид преобразователей лазерного излучения — оптермический волоконный конвертер, используемый в современной лазерной медицине для контактной обработки биотканей. Описан процесс формирования конвертера и исследовано изменение его свойств в зависимости от выбора параметров излучения полупроводникового лазера.

Ключевые слова: оптическое волокно, полупроводниковый лазер, конвертер, лазерное излучение, пропускание, температура, высокоскоростная видеосъемка.

Введение. Применение лазерных технологий в биологии и медицине является одной из перспективных областей их практической реализации [1, 2]. Актуальным направлением развития в этой сфере можно считать контактную лазерную хирургию мягких биотканей [3—5]. Использование данного метода хирургии предполагает наличие непосредственного контакта между обрабатываемым биоматериалом и дистальной частью оптического наконечника. В большинстве случаев функцию дистальной части наконечника выполняет выходной торец оптического волокна, по которому передается излучение от лазерного источника. Для диодных лазеров в работах [6, 7] было предложено перед обработкой биоткани предварительно видоизменить выходной торец оптического волокна, осуществив его соприкосновение с поверхностью вещества (пробки, угля или дерева) в течение 1—2 с при средней мощности излучения 1—2 Вт. Подобная процедура имеет общепринятое название „инициализация“, а само используемое вещество называется „инициализирующим“. В результате такой процедуры на выходном торце оптического волокна формируется слой, который, поглощая падающее на него лазерное излучение, способствует нагреванию дистального конца световода, т.е. формируется оптермический волоконный конвертер (ОТВК). Использование подобных преобразователей позволяет эффективно обрабатывать (коагулировать, разрезать, испарять и т.д.) мягкие биоткани, слабопоглощающие на длине волны лазерного излучения [8], благодаря обеспечению требуемых для обработки температур при минимальных энергетических затратах. Однако свойства ОТВК, формируемых в соответствии с описанной процедурой, крайне нестабильны, что стимулирует поиск альтернативных путей их создания.

В настоящей статье представлены результаты проведенных впервые исследований размерных и оптермических характеристик ОТВК, формируемого при кратковременном ($t=50$ мс) воздействии излучения диодного лазера на инициализирующее вещество; при этом мощность лазера более чем на порядок превосходила значения, обычно используемые при выполнении подобной процедуры. Приведены также результаты времяразрешающего наблюдения за состоянием конвертера на этапах его формирования и тестирования. Комплекс проведенных исследований направлен на решение задачи более глубокого и точного понимания процессов, происходящих при воздействии лазерного излучения на ОТВК, разрабатываемые для биомедицины.

Материал и метод. В ходе исследования источником излучения служил полупроводниковый лазер “IPG Photonics” (США) с волоконной системой „доставки“ и длиной волны излучения $\lambda=970\pm 5$ нм. Лазерное излучение передавалось по кварцевому оптическому волокну марки “FT400 EMT” (фирмы “Thorlabs”, США) с диаметром световедущей жилы порядка 400 мкм, имеющему числовую апертуру $NA=0,37$. Максимальная средняя

мощность лазерного излучения (P) на выходе такого световода достигала 25 Вт (непрерывный режим).

В процессе исследования были последовательно выполнены два этапа: формирование ОТВК и его тестирование.

На этапе формирования ОТВК выходной торец оптического волокна приводился в контакт с поверхностью инициализирующего вещества, в роли которого использовался уголь в спрессованном состоянии. Плоскость поверхности выходного торца располагалась параллельно поверхности инициализирующего вещества, на которую направлялось лазерное излучение с выхода оптического волокна. В течение всего процесса между выходным торцом волокна и поверхностью вещества поддерживалась постоянная статическая нагрузка общей массой порядка 100 г.

Тестирование оптического волокна с ОТВК производилось в воздушной атмосфере. Цель этапа тестирования — исследование изменений свойств ОТВК при различных параметрах подаваемого на него лазерного излучения. Были рассмотрены ситуации с подачей на ОТВК излучения со средней мощностью 1—10 Вт продолжительностью до 550 мс.

При исследовании были приняты следующие оценочные критерии.

1) *Коэффициент пропускания ОТВК (k)* на длине волны лазерного излучения. Для оценки коэффициента k выходной торец оптического волокна, сначала без ОТВК, а затем со сформированным на торце конвертером, располагался на расстоянии порядка 50 мм от приемной площадки фотоприемника “PDA 100A” (фирмы “Thorlabs”), сигнал которого регистрировался цифровым осциллографом “TDS 2024B” (фирмы “Tektronix”, США). Между оптическим волокном и приемной площадкой фотоприемника, работающего в линейном режиме, размещались светофильтры УФС-1 и УФС-5, назначение которых состояло в селекции лазерной составляющей регистрируемого сигнала.

Коэффициент оптического пропускания ОТВК определялся как

$$k = \frac{A_{\text{ОТВК}}}{A_0} \cdot 100 \%,$$

где $A_{\text{ОТВК}}$ — амплитуда сигнала, регистрируемого фотоприемником на выходе ОТВК; A_0 — амплитуда сигнала, зарегистрированного фотоприемником на выходе оптического волокна до выполнения этапа формирования ОТВК.

2) *Данные времяразрешающего наблюдения* за динамикой состояния ОТВК на этапах формирования и тестирования. Регистрация проводилась видеокамерой “Photron FASTCAM SA4” (фирмы “Photron”, Япония) со скоростью 1000 кадров/с при экспозиции 1 мс. Анализ полученных видеоматериалов позволил визуализировать происходящие процессы и оценить их скорость, а также определить форму и рассчитать объем ОТВК.

3) *Температура разогрева* поверхности ОТВК, вызываемого действием на него лазерного излучения различной мощности. Регистрация проводилась высокоскоростной термокамерой “Flir Titanium 520M” (фирмы “Flir”, США).

Результаты и их обсуждение. На рис. 1, *a—г* приведены изображения, демонстрирующие характерные ситуации, развивающиеся на этапе формирования ОТВК в различные относительно начала лазерного воздействия моменты времени t . Продолжительность данного этапа составила 50 ± 1 мс при средней мощности лазерного излучения $P = 25$ Вт.

Установлено, что на этапе формирования ОТВК лазерное излучение разрушает материал инициализирующего вещества, фрагменты которого (см. рис. 1, *б*), покидая зону воздействия со скоростью порядка 1,5 м/с, частично бомбардируют поверхность оптического волокна. Далее, взаимодействуя таким образом с волокном и продолжая нагреваться в поле действия лазерного излучения (см. рис. 1, *в*), осевшие на оптическом волокне продукты разрушения вещества способствуют образованию ОТВК (рис. 1, *г*).

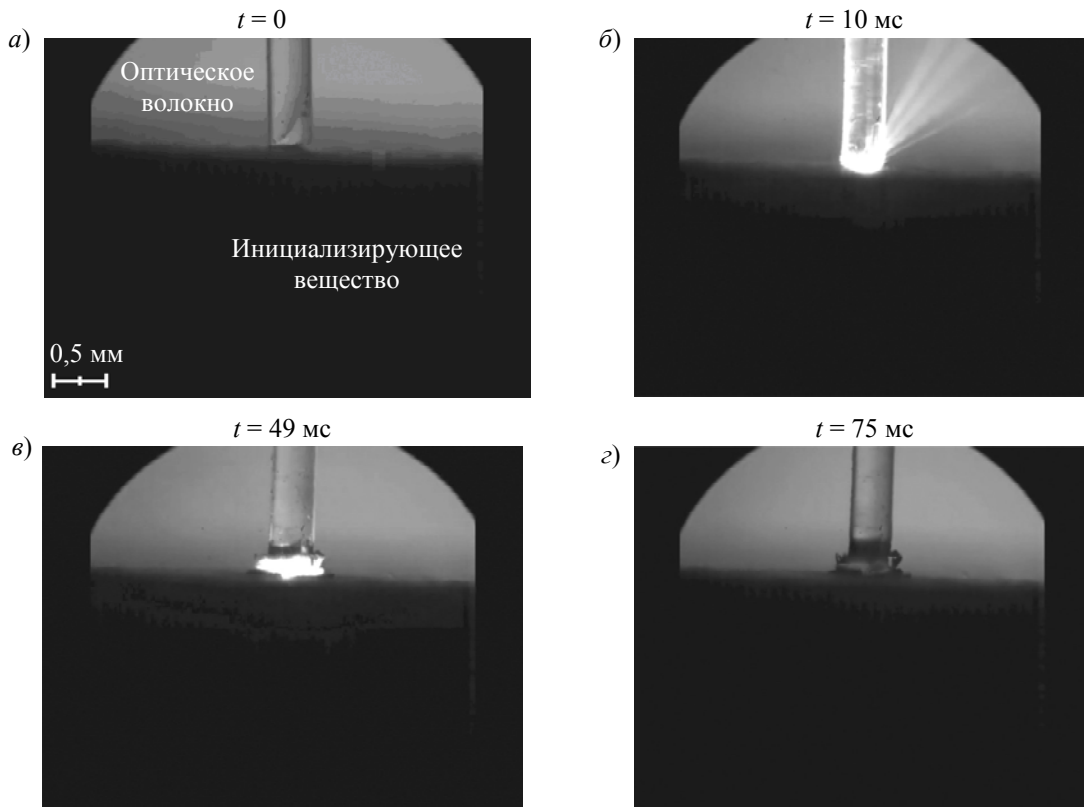


Рис. 1

В ходе тестирования сформированного ОТВК при общей продолжительности лазерного воздействия 250 мс и различных значениях P был выявлен ряд следующих друг за другом эффектов (рис. 2, а—д), а именно: отделение от ОТВК „холодных“ (или несветящихся) фрагментов (а); свечение части объема ОТВК (б); свечение всего объема ОТВК (в); отделение от ОТВК „горячих“ (или светящихся) фрагментов (г); разрушение ОТВК (д).

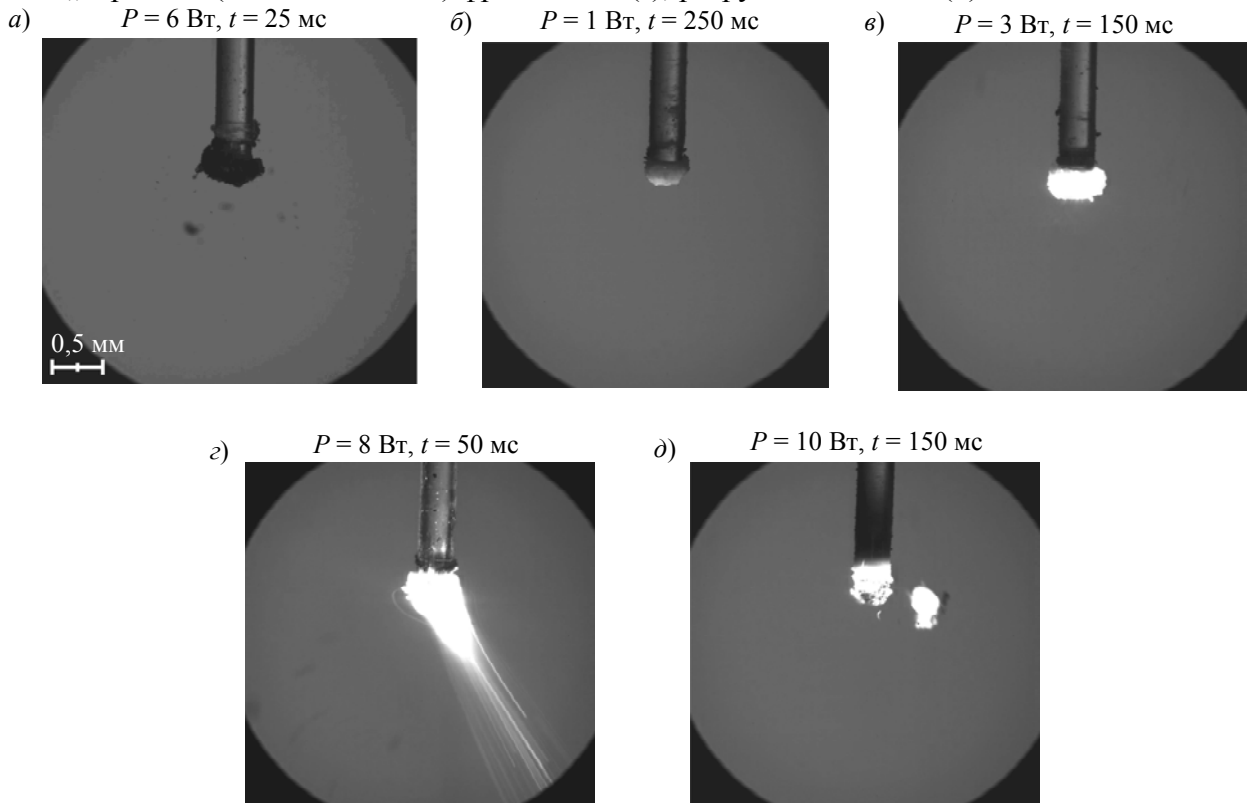


Рис. 2

Следует отметить, что временная последовательность появления каждого из перечисленных выше эффектов зависела от выбора средней мощности лазерного излучения. Так, например, при $P=1$ Вт не удалось зарегистрировать эффект отделения от ОТВК „горячих“ частиц, а при $P \geq 8$ Вт происходило разрушение структуры конвертера. Воздействие же излучения со средней мощностью порядка 6 Вт (при $t=250$ мс) позволило пронаблюдать всю последовательность сменяющих друг друга эффектов, за исключением ситуации с разрушением ОТВК.

Перемещение „холодных“ и „горячих“ фрагментов, отделяемых от ОТВК в процессе лазерного воздействия, происходило с различной скоростью. Так, при $P=10$ Вт максимальная скорость „холодных“ фрагментов составила 80 ± 10 мм/с, а „горячих“ — 740 ± 70 мм/с.

Преобразования ОТВК на этапе тестирования оказали влияние на объем (V) и оптическое пропускание (k), а также на максимальную температуру (T_{\max}), до которой поверхность конвертера была способна разогреться под действием лазерного излучения в течение фиксированного интервала времени ($P=1,5$ Вт, $t=3$ с). Динамика перечисленных параметров ОТВК при однократном лазерном воздействии ($P=6$ Вт) различной продолжительности представлена на рис. 3, а—в.

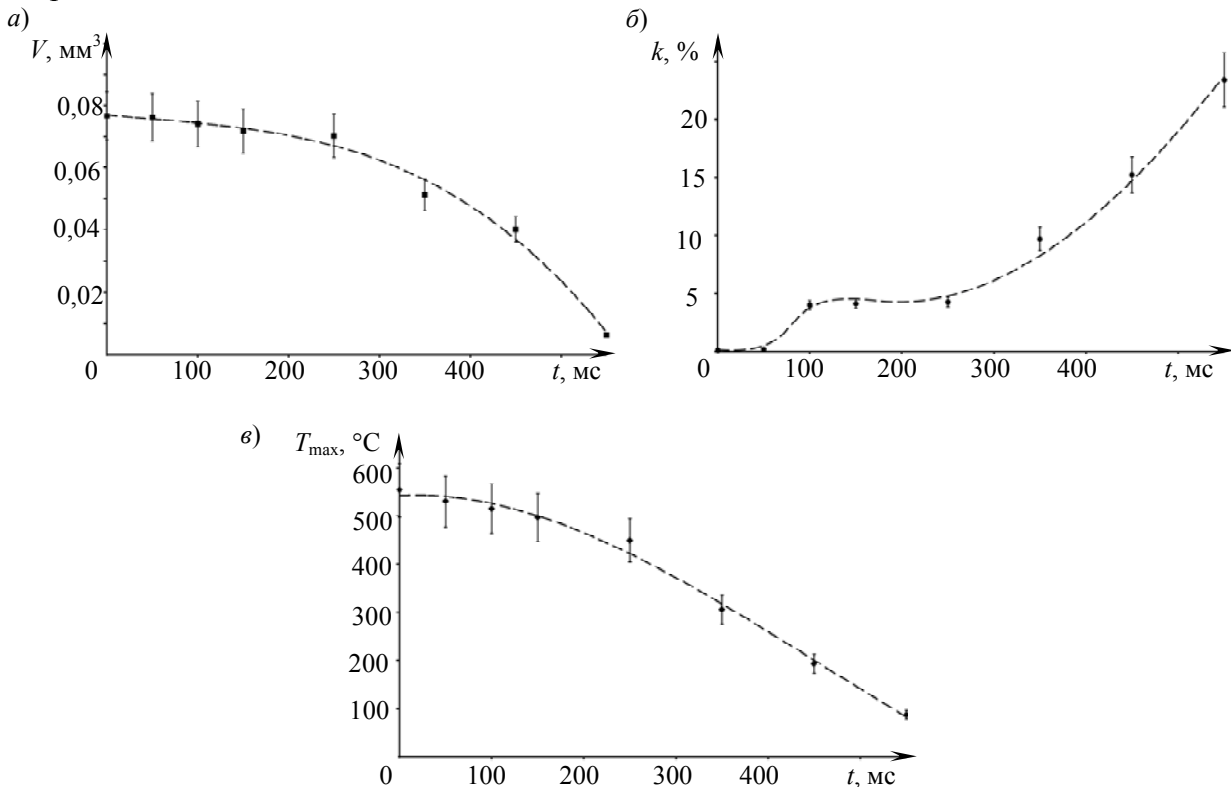


Рис. 3

Обращает на себя внимание тот факт, что объем сформированного ОТВК по сути практически не менялся вплоть до превышения продолжительности лазерного воздействия значения $t > 250$ мс (см. рис. 3, а). Далее же происходило существенное уменьшение значения V , сопровождаемое оплавлением ОТВК и формированием на торце волокна материала, внешний вид которого напоминал стеклокерамику [9]. Аналогичные изменения происходили и с оптическим пропусканием ОТВК (см. рис. 3, б), оцениваемым на длине волны падающего лазерного излучения. Так, если по достижении $t=100$ мс коэффициент $k=4$ % и это значение сохранялось вплоть до $t=250$ мс, то затем происходило резкое увеличение данного параметра, который при $t=550$ мс составил уже более 20 %. Продолжительность лазерного воздействия существенно влияет и на способность ОТВК к последующему разогреву (см. рис. 3, в). Так, если вплоть до $t=150$ мс максимальная температура на поверхности ОТВК составляла в сред-

нем $550\text{ }^{\circ}\text{C}$, то при $t=250\text{ мс}$ она понизилась до $450\text{ }^{\circ}\text{C}$; при увеличении же t до 550 мс температура T_{max} составляла менее $100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Такой характер изменений связан, по-видимому, с отмеченным выше оплавлением ОТВК, наблюдаемым как раз при $t > 250\text{ мс}$.

Наблюдаемые в эксперименте явления свидетельствуют о существенном преобразовании структуры ОТВК при воздействии лазерного излучения на этапе тестирования, что проявляется, в частности, в удалении из ОТВК слабосвязанных фрагментов. В результате на дистальном конце оптического волокна формируется новообразование, хорошо поглощающее лазерное излучение и способное к разогреву. Чрезмерное же облучение ОТВК приводит к отделению от него крупных „горячих“ фрагментов и к оплавлению торца оптического волокна.

В ходе исследований было также проанализировано влияние на оптическое пропускание ОТВК количества импульсов (N) лазерного излучения длительностью 50, 150, 250, 350, 450 и 550 мс (при $P=6\text{ Вт}$, $\lambda=970\pm 5\text{ нм}$; рис. 4). При этом пауза между импульсами составляла 5 с: этого времени, согласно проведенным с помощью термокамеры измерениям, достаточно для остывания ОТВК до комнатной температуры.

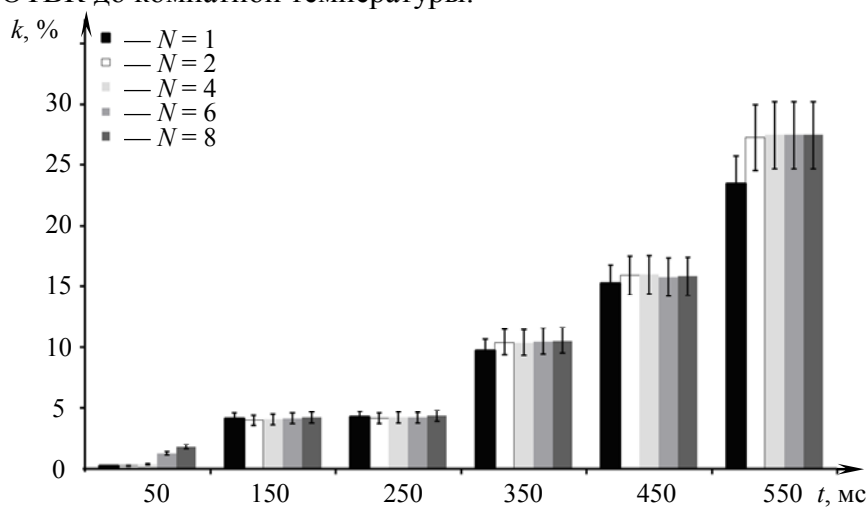


Рис. 4

Следует отметить, что начиная с определенного значения N величина оптического пропускания ОТВК, приняв некое значение, далее существенно не меняется (см. рис. 4). Таким образом, результат преобразований, которые происходят с ОТВК на этапе тестирования, может быть стабилизирован/сохранен. Так, если, например, требуется сформировать ОТВК, характеризующийся воспроизводимым низким, порядка 4 %, пропусканием излучения, то продолжительность воздействия на него лазера необходимо ограничить временным интервалом 100—250 мс (см. также рис. 3, б).

Закключение. По результатам представленного исследования оптотермического волоконного конвертера и анализа процессов, происходящих на этапах его формирования и тестирования, установлено, что осуществить воспроизводимое формирование ОТВК на торце оптического кварцевого волокна возможно при обеспечении его контакта с поверхностью спрессованного угля под действием лазерного излучения с длиной волны $970\pm 5\text{ нм}$, средней мощностью порядка 25 Вт и продолжительностью воздействия $50\pm 1\text{ мс}$.

На этапе тестирования сформированного ОТВК посредством времяразрешающего наблюдения обнаружен ряд эффектов, возникающих в ходе действия на него лазерного излучения, и установлена взаимосвязь этих эффектов с выбором значений средней мощности излучения и продолжительности лазерного воздействия. В зависимости от выбора продолжительности лазерного воздействия оценены объем ОТВК, его оптическое пропускание, а также способность к последующему разогреву. Так, например, при $P=6\text{ Вт}$ и продолжительности воздействия вплоть до $t=250\text{ мс}$ объем ОТВК составлял примерно $0,075\text{ мм}^3$, его оптическое

пропускание не превышало 4 %, а максимальная температура разогрева поверхности находилась на уровне 500 °С.

Установлено, что результат преобразований ОТВК может быть стабилизирован, т.е. чтобы приобретенное первоначально ОТВК оптическое пропускание при дальнейшем лазерном воздействии сохранялось, например, на уровне 4 %, необходимо ограничить продолжительность такого облучения диапазоном 100—250 мс (при $P=6$ Вт).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тучин В. В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1998.
2. Бургонский В. Г. Теоретические и практические аспекты применения лазеров в стоматологии // Современная стоматология. 2007. № 1. С. 10—15.
3. Effects of different contact laser scalpels on skin and subcutaneous fat / J. Hukki, L. Krogerus, M. Castren, T. Schroder // Lasers in Surgery and Medicine. 1988. Vol. 8, N 8. P. 276—282.
4. Contact focusing multimodal microprobes for ultraprecise laser tissue surgery / A. Darafsheh, A. Fardad, N. M. Fried, A. N. Antoszyk, H. S. Ying, V. N. Astratov // Optics Express. 2011. Vol. 19(4). P. 3440—3448.
5. Romanos G., Nentwig G.-H. Diode laser (980 nm) in oral and maxillofacial surgical procedures: clinical observations based on clinical applications // J. of Clinical Laser Medicine & Surgery. 1999. Vol. 17(5). P. 193—197.
6. Advantages of diode laser (940 nm) over surgical blade in management of ankyloglossia: A Case Report / Y. Doshi, M. Shah, N. Khandge, A. Sanghavi // J. of Oral Laser Applications. 2010. Vol. 10, N 4. P. 165—169.
7. Pat. 2012/0123399 A1 US. Dental surgical laser with feedback mechanisms / A. V. Belikov, F. I. Feldchtein, G. B. Altshuler. Publ. 17.05.2012.
8. Verdaasdonk R. M., Van Swol C. F. P. Laser light delivery systems for medical applications // Physics in Medicine and Biology. 1997. Vol. 42. P. 869—894.
9. Production of glass-ceramics from coal ashes / C. Leroy, M. C. Ferro, R. C. C. Monteiro, M. H. V. Fernandes // J. of the European Ceramic Society. 2001. Vol. 21, N 2. P. 195—202.

Сведения об авторе

Алексей Владимирович Скрипник — канд. физ.-мат. наук, доцент; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: alesch_skrupnik@mail.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

А. В. БЕЛИКОВ, А. В. СКРИПНИК, К. В. ШАТИЛОВА

ЛАЗЕРНОЕ ТЕКСТУРИРОВАНИЕ ТВЕРДЫХ БИОТКАНЕЙ

Представлен способ обработки твердых тканей зуба человека излучением эрбиевых лазеров в абляционном и субабляционном режимах. Показано положительное влияние лазерного текстурирования на механические и химические свойства поверхности биоткани, а также на качество соединения пломбирочного материала с модифицированной поверхностью биоткани.

Ключевые слова: одномодовый эрбиевый лазер, эмаль, дентин, зубной цемент, прочность соединения, микроподтекание, микротвердость, износостойкость, кислотная резистентность.

Введение. Существующие в настоящее время стоматологические лазерные системы создавались как альтернатива традиционным высокооборотным турбинам [1], в которых используются твердосплавные или алмазные боры различной формы с диаметром 300—1000 мкм [2]. В работах [3—7], посвященных исследованию воздействия лазерного излучения на твердые ткани зуба человека, рассматриваются многомодовые Er- и CO₂-лазерные системы с диаметром пучка в зоне обработки 300—1000 мкм. Следует отметить, что излучение эрбиевых лазеров на длине волны $\lambda \approx 3$ мкм наиболее эффективно поглощается эмалью и дентином зуба [8]. Воздействие на твердые ткани зуба излучения одномодовых эрбиевых лазеров исследуется в работе [9], в которой отмечается, что такие лазерные системы позволяют в полной мере реализовать преимущества уникальной способности излучения формировать световые пучки чрезвычайно малых размеров, сравнимых с длиной волны лазерного излучения. Очевидно, что чем меньше размер пучка, тем более точно, локально и безопасно можно обрабатывать материал [10, 11].

Обработка поверхности твердой биоткани сфокусированным излучением одномодового эрбиевого лазера может производиться в двух режимах: субабляционном и абляционном.

В субабляционном режиме для обработки эмали и дентина используется лазерное излучение, плотность энергии которого ниже порога абляции биотканей. При субабляционном воздействии, как показано в работах [12—15], поверхность биоткани нагревается до 100—650 °С, при этом структура ткани модифицируется, уменьшается количество воды, происходит окисление фосфатов и формирование пирофосфатов, изменяются механические и химические свойства поверхности биоткани [14, 15]. В работе [16] отмечается, что подобная модификация твердых тканей зуба может привести к повышению микротвердости и кислотной резистентности биотканей и, как следствие, к снижению вероятности поражения зуба кариесом.

В абляционном режиме для обработки эмали и дентина используется лазерное излучение, плотность энергии которого равна порогу абляции биотканей или превышает его. Такой способ может применяться для формирования полостей, обработки поверхности ранее сформированной полости, обработки эмали перед установкой виниров и т.д. В ряде работ показано, что лазерная обработка поверхности биоткани в целом улучшает качество соединения

пломбировочного материала с твердыми тканями зуба, увеличивает прочность соединения [17, 18] и снижает микроподтекание [19, 20].

При обработке твердой биоткани излучением одномодовых эрбиевых лазеров на ее поверхности возможно формирование текстур — упорядоченных структур, состоящих из микрообъемов модифицированной (субабляционный режим) или удаленной (абляционный режим) биоткани. Характерный размер элемента текстуры при этом составляет примерно 100 мкм [21].

В настоящей статье представлены результаты оригинального экспериментального исследования воздействия излучения одномодовых YLF:Er-лазера с диодной накачкой ($\lambda=2,66$ мкм, $\lambda=2,84$ мкм) и YAG:Er-лазера с ламповой накачкой ($\lambda=2,94$ мкм) на эмаль и дентин зуба человека в абляционном и субабляционном режимах.

Абляционный режим. В экспериментах *in vitro* использовались зубы человека, удаленные по пародонтозным показаниям и принадлежащие людям возрастной категории 25—40 лет. Непосредственно перед экспериментом на поверхности эмали или дентина зуба при помощи алмазного диска формировалась плоская площадка.

Проведено сравнительное исследование воздействия излучения одномодовых YAG:Er- и YLF:Er-лазеров ($\lambda=2,94$ мкм и $\lambda=2,66$ мкм соответственно) на эмаль и дентин зуба человека. Длительность импульса (τ) излучения каждого из лазеров составляла 130 ± 10 мкс. Излучение фокусировалось на поверхность биоткани в пятно диаметром ~ 120 мкм. Плотность энергии лазерного излучения W_E каждого из лазеров составляла 17 ± 1 Дж/см². В результате воздействия одиночного лазерного импульса в биоткани формировался микрократер. Далее проводилась фотосъемка микрократера и осуществлялся его „распил“ вдоль оси. По фотографиям определялся объем микрократера.

Результаты проведенного исследования представлены на рис. 1, а. Видно, что объем V микрократера, сформированного в эмали излучением YAG:Er-лазера, в 1,6 раза превышает объем микрократера, сформированного излучением YLF:Er-лазера. Объем микрократера, сформированного в дентине излучением YAG:Er-лазера, в 1,5 раза превышает объем микрократера, сформированного излучением YLF:Er-лазера. Данное различие может быть связано с большим поглощением твердыми тканями излучения YAG:Er-лазера. Так, по данным работы [8], коэффициент поглощения для эмали при $\lambda=2,94$ мкм равен 1060 см^{-1} , а при $\lambda=2,66$ мкм — 725 см^{-1} ; для дентина — соответственно 1610 и 845 см^{-1} .

Была исследована также взаимосвязь геометрических характеристик микрократеров в эмали и дентине с плотностью энергии излучения YAG:Er-лазера ($\lambda=2,94$ мкм). По фотографиям микрократеров определялись их глубина h и диаметр D . Энергия импульса (E_g) длительностью $\tau = 130 \pm 10$ мкс последовательно менялась от 1 до 30 мДж с шагом 1 мДж. Плотность энергии лазерного излучения изменялась в диапазоне 9—260 Дж/см². Отметим, что по данным работ [22—30] порог абляции эмали излучением YAG:Er-лазера расположен в диапазоне от 3,5 до 19,0 Дж/см², а дентина — в диапазоне от 0,6 до 10,0 Дж/см². Водяное орошение не применялось. На рис. 1, б, в представлены результаты исследования. Видно, что диаметр микрократеров, формируемых в эмали, $D_{эм} = 100 \pm 3 \dots 260 \pm 10$ мкм, в дентине — $D_{д} = 100 \pm 1 \dots 300 \pm 8$ мкм; глубина микрократеров в эмали $h_{эм} = 45 \pm 5 \dots 125 \pm 5$ мкм, в дентине — $h_{д} = 45 \pm 5 \dots 170 \pm 5$ мкм. Следует отметить, что при всех значениях W_E карбонизация эмали и дентина не наблюдается.

В ходе исследования было проанализировано влияние текстуры на адгезию пломбировочного материала к дентину зуба и на микроподтекание. Текстуры, сформированные на поверхности плоской площадки (предварительно сделанной алмазным инструментом на корне зуба), представляли собой упорядоченный набор микрократеров, расстояние между центрами которых (шаг) было равно 50 или 100 мкм. Микрократеры в дентине формировались в результате воздействия одиночных импульсов YAG:Er-лазера ($\lambda=2,94$ мкм, $\tau=130 \pm 10$ мкс) с энергией $E_g \approx 1$ мДж ($W_E = 8,6 \pm 1,0$ Дж/см²). Внешний вид текстур с шагом 50 и 100 мкм, сформированных на поверхности дентина, показан на рис. 2, а, б соответственно.

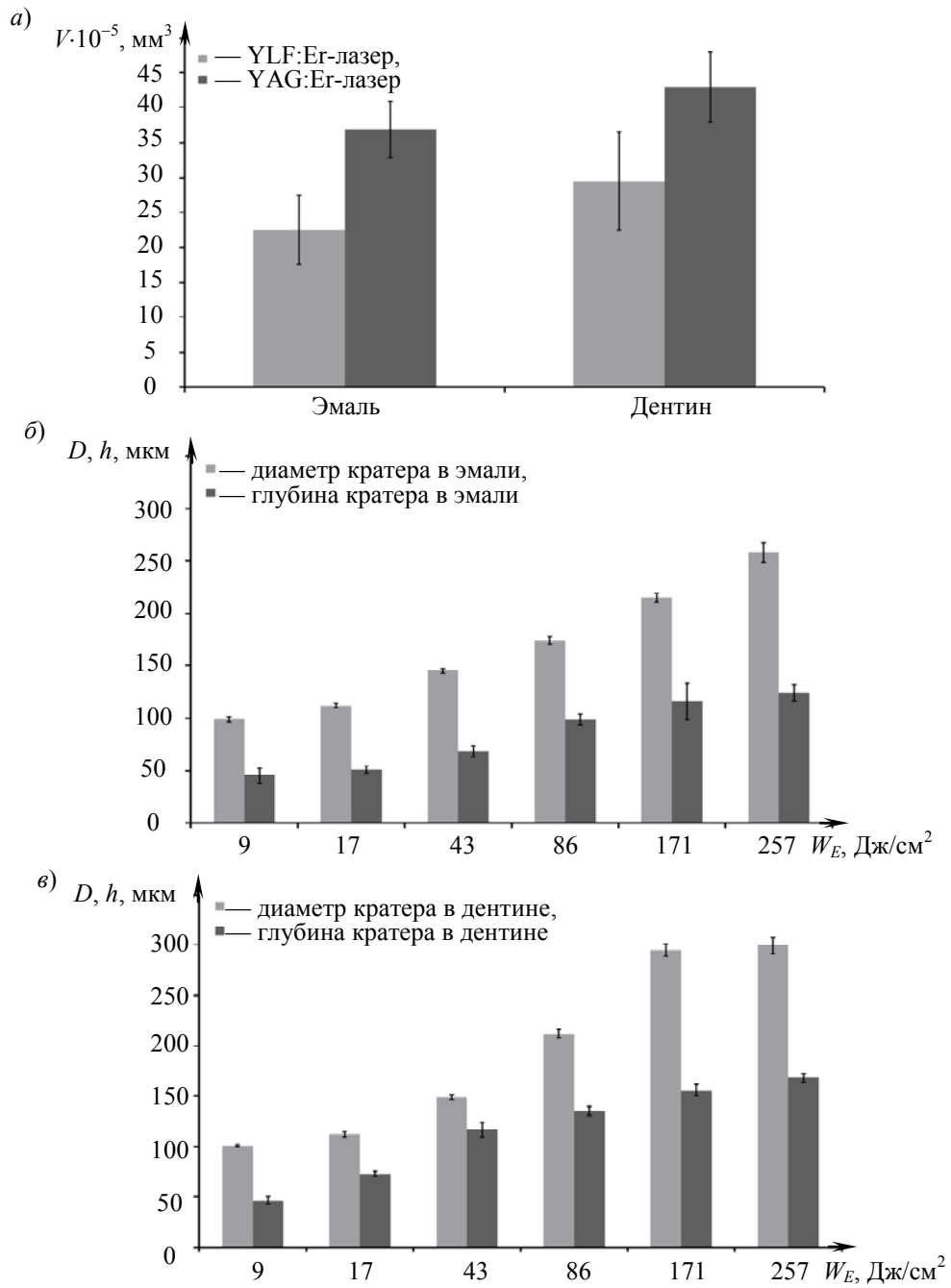


Рис. 1

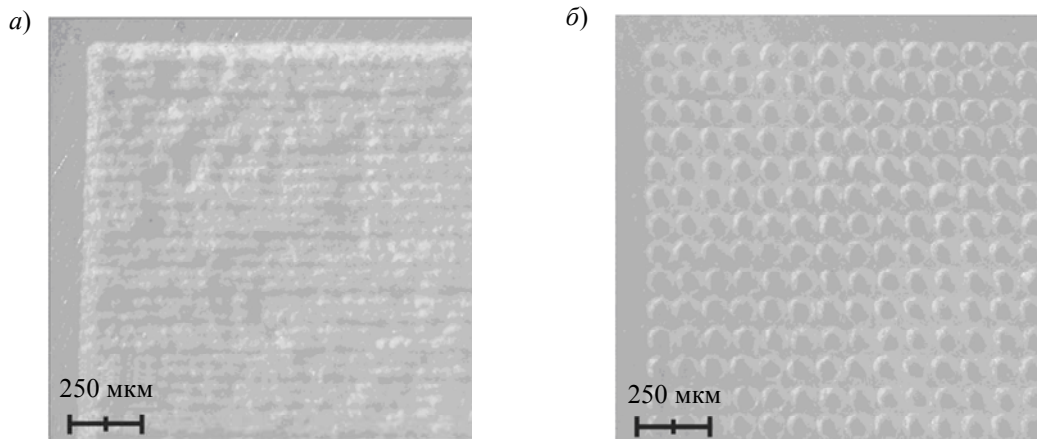


Рис. 2

В результате исследования прочности на сдвиг (P) соединения пломбировочного материала “Tetric—EvoCeram” (с применением адгезивной системы “G-Bond” фирмы GC, США) и текстурированной поверхности дентина установлено, что величина P при текстуре с шагом 100 мкм в 1,6 раза превышает прочность соединения этих компонентов, если на поверхности дентина не сформирована текстура. Также установлено, что прочность при текстуре с шагом 100 мкм в 1,2 раза превышает прочность соединения при текстуре с шагом 50 мкм. Наблюдаемая закономерность, отмеченная ранее в работе [31], объясняется различием площадей поверхностей до и после лазерной обработки.

В ходе работ выполнен оригинальный эксперимент по исследованию явления микроподтекания между пломбировочным материалом “Revolution” (компания “Kerr”, США) и поверхностью эмали, содержащей или не содержащей текстуру. Шаг текстуры в эксперименте был равен 100 мкм. На образце (зуб человека) выделялись три участка:

- контрольный участок К, подготовка поверхности к пломбированию на котором проводилась по стандартной методике: травление кислотой “Gel Etchant” (“Kerr”) и применение адгезивной системы “OptiBond Solo Plus” (“Kerr”);
- участок А, содержащий текстуру с нанесенной затем адгезивной системой;
- участок Б, содержащий только текстуру.



Рис. 3

После нанесения и полимеризации пломбировочного материала на эти участки поверхности образец помещался на 24 часа в водный раствор метиленового голубого с концентрацией красителя 5 кг/м³. Внешний вид образца после извлечения из раствора и двухминутной промывки в воде представлен на рис. 3.

Измерение глубины проникновения красителя вдоль границы эмали и пломбировочного материала было возможно за счет высокой прозрачности последнего. Как показали результаты измерений, глубина проникновения красителя на участке К составляет величину порядка 75 мкм, на участке А — 250 мкм, а на участке Б микроподтекание

практически отсутствует. Микроподтекание на участках К и А может быть связано с проникновением красителя в пространство между зубной тканью и адгезивной системой. Отсутствие же микроподтекания на участке Б можно объяснить хорошей адгезией пломбировочного материала к обработанной лазерным излучением поверхности зуба, а также Z-образным профилем поверхности текстуры, затрудняющим проникновение красителя между пломбировочным материалом и зубной тканью.

Субабляционный режим. Исследовано влияние временных и энергетических параметров излучения эрбиевого лазера с энергией ниже порога абляции биоткани на микротвердость, износостойкость и кислотную резистентность твердых тканей зуба. Предварительно, до лазерной обработки, на поверхности эмали и зубного цемента выбиралась ровная площадка, а на поверхности дентина эта площадка формировалась алмазным инструментом. Далее на поверхности каждой биоткани излучением одномодового YLF:Er-лазера ($\lambda=2,84$ мкм) с диодной накачкой формировалась текстура, содержащая микрообъемы модифицированной ткани. Общий размер текстуры 400×400 мкм (5×5 элементов). Расстояние между центрами микрообъемов модифицированной ткани в текстуре составляло ~80 мкм. Для лазерной модификации твердых тканей зуба использовались различные комбинации параметров: длительность импульса 300±10 или 1000±10 мкс, частота повторения импульсов (ν) 3, 50 или 250 Гц, количество импульсов (в одной точке) $N=1 \dots 600$, плотность энергии 0,2—2,6 Дж/см².

Далее на участке текстурированной биоткани и на соседнем с ней участке intactной биоткани измерялась микротвердость (HV) по методу Виккерса при нагрузке 100 г. Для таких измерений использовался микротвердомер „ПТМ—3М“ (производства ОАО „ЛОМО“, Санкт-Петербург). В результате экспериментов было установлено, что микротвердость intactной эмали равна 310 ± 10 , дентина — 52 ± 5 , цемента — 35 ± 5 . Были определены параметры лазерного излучения, при которых обеспечивается максимально достижимая микротвердость биотканей. Так, микротвердость эмали увеличилась на 20 % относительно intactного уровня (до 375 ± 10) при $\tau = 300 \pm 10$ мкс, $\nu = 3$ Гц, $N = 100$ и $W_E = 1,9 \pm 0,2$ Дж/см²; микротвердость дентина увеличилась на 30 % (до 68 ± 5) при $\tau = 300 \pm 10$ мкс, $\nu = 250$ Гц, $N = 55$ и $W_E = 0,60 \pm 0,05$ Дж/см²; микротвердость цемента увеличилась более чем на 40 % (до 50 ± 5) при $\tau = 300 \pm 10$ мкс, $\nu = 250$ Гц, $N = 55$ и $W_E = 0,50 \pm 0,05$ Дж/см² (рис. 4).

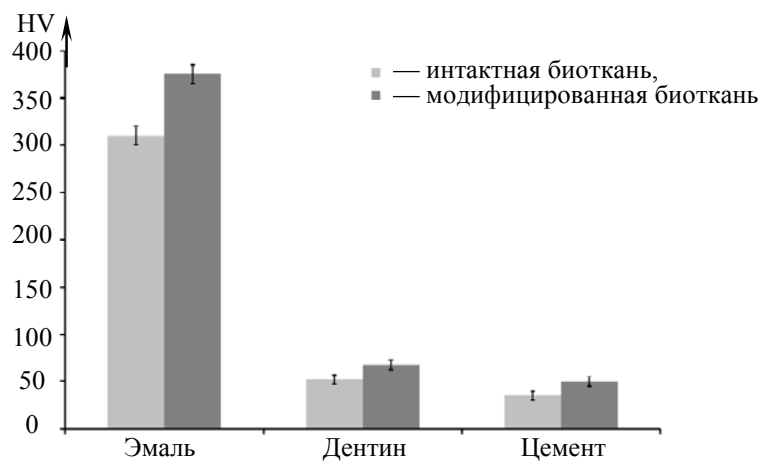


Рис. 4

Исследования износостойкости intactной эмали, содержащей текстуру, сформированную при $\tau = 300 \pm 10$ мкс, $\nu = 3$ Гц, $N = 100$ и $W_E = 1,9 \pm 0,2$ Дж/см², показали, что даже после механической очистки зубной щеткой “Braun Plak Control” (Model: D4010, Type: 4739; фирмы “Braun”, Мексика) с насадкой “Oral-B Precision Clean” (“Braun”) и зубной пастой с абразивными частицами “Colgate® Total® Whitening” (“Colgate-Palmolive Company”, США) в течение временного интервала, эквивалентного трем годам ежедневной чистки два раза в день по две минуты, микротвердость модифицированной в субабляционном режиме эмали по-прежнему превышает микротвердость intactной эмали.

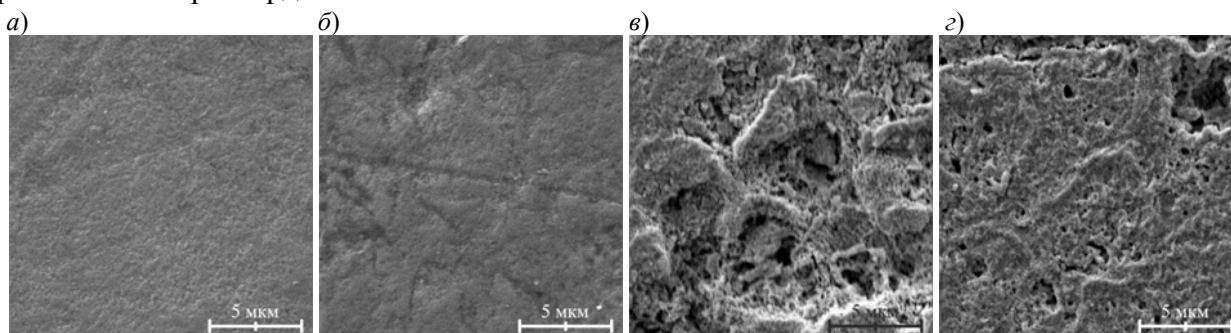


Рис. 5

Результаты исследования кислотной резистентности эмали до и после субабляционной обработки излучением YLF:Er-лазера ($\lambda = 2,84$ мкм) представлены на рис. 5. Изображения получены с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) “Quanta Inspect S” (“FEI Company”, США). На рис. 5, а, б соответственно приведены СЭМ-изображения intactной эмали и эмали, содержащей текстуру, сформированную при $\tau = 300$ мкс, $\nu = 3$ Гц, $N = 100$ и $W_E = 1,9 \pm 0,2$ Дж/см², а на рис. 5, в, з — изображения эмали до и после травления в течение 15 с протравочным гелем “Gel Etchant”, содержащим 37,5 %-ную ортофосфорную кислоту. После

травления интактной эмали СЭМ-исследование фиксирует разрушенные призмы (см. рис. 5, в), а после травления модифицированной лазерным излучением эмали призмы сохраняются (рис. 5, г). Таким образом, кислотная резистентность модифицированной эмали превышает кислотную резистентность интактной. Данный эффект может быть связан с уменьшением пористости поверхности эмали в результате лазерного воздействия.

Заключение. Представлена методика лазерного текстурирования твердых биотканей, позволяющая создавать на их поверхности регулярные структуры. Приведены оригинальные результаты обработки твердых тканей зуба человека излучением эрбиевых лазеров в абляционном и субабляционном режимах.

Для абляционного режима проведено сравнительное исследование воздействия излучения одномодовых эрбиевых лазеров на эмаль и дентин зуба. Установлено, что объем микрократера, сформированного в дентине излучением YAG:Er-лазера ($\lambda=2,94$ мкм), в 1,5 раза превышает объем микрократера, сформированного излучением YLF:Er-лазера ($\lambda=2,66$ мкм). Продемонстрированы возможность повышения прочности на сдвиг соединения пломбировочного материала и текстурированной поверхности твердых тканей зуба, а также возможность снижения микроподтекания между ними.

Для субабляционного режима определены оптимальные временные и энергетические параметры излучения YLF:Er-лазера ($\lambda=2,84$ мкм), позволяющие повысить микротвердость, кислотную резистентность и износостойкость твердых тканей зуба.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Coluzzi D. J., Convissar R. A. Atlas of laser applications in dentistry. USA: Quintessence Publishing Co, 2007. 220 p.
2. Николаев А. И., Ценов Л. М. Препарирование кариозных полостей. Современные инструменты, методики, критерии качества. М.: МЕДпресс-информ, 2006. 208 с.
3. The evaluation of depth and profile cavity after laser ablation with different energy of Er:YAG-laser radiation / T. Dostalova, H. Jelmnková, K. Hamal, O. Krejsa, J. Kubelka, S. Procházka // Proc. of SPIE. 1996. Vol. 2623. P. 88—93.
4. Effect of pulse duration of Er: YAG laser on dentin ablation / Y. Nishimoto, M. Otsuki, M. Yamauti, T. Eguchi, Y. Sato, R. M. Foxton, J. Tagami // Dental Materials J. 2008. Vol. 27, N 3. P. 433—439.
5. Hibst R., Keller U. Experimental studies of the application of the Er: YAG laser on dental hard substances // Lasers in Surgery and Medicine. 1989. N 9. P. 338—344.
6. Stock K., Hibst R., Keller U. Comparison of Er: YAG and Er: YSGG laser ablation of dental hard tissues // Proc. of SPIE. 1997. Vol. 3192. P. 88—95.
7. Fujitani M., Harima T., Shintani H. Does Er:YAG or CO₂ laser ablation of dentin affect the adhesive properties of resin bonding systems? // Intern. Congress Ser. 2003. Vol. 1248. P. 161—166.
8. Беликов А. В., Скрипник А. В., Шатилова К. В. Исследование динамики спектров поглощения эмали и дентина зуба человека при нагреве и абляции излучением субмиллисекундных импульсов эрбиевого лазера с длиной волны генерации 2,79 мкм // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 109, № 2. С. 1297—1302.
9. „М2 лазерная технология“ и ее применение для создания микроканалов в зубе / Г. Б. Альтиулер, А. В. Беликов, А. В. Скрипник, К. В. Шатилова, Ф. И. Фельдштейн // Инновационная стоматология. 2010. № 1. С. 20—23.
10. Токарев В. Н. Механизм лазерного сверления сверхвысокоаспектных отверстий в полимерах // Квантовая электроника. 2006. Т. 36, № 7. С. 624—637.
11. Майоров В. С., Майоров С. В., Хоменко М. Д. Принципы оптимизации режимов прошивки начального отверстия при лазерной резке // Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике экологии и медицине: IX Межвуз. науч. школа молодых специалистов, 24—25 нояб. 2008 г. М.: Изд-во МГУ, 2008.
12. Fluoride uptake and acid resistance of enamel irradiated with Er: YAG laser / M. B. Flávia, D. M. Zzell, R. Magnani, P. A. da Ana, C. de P. Eduardo // Lasers in Medical Science. 2008. Vol. 23. P. 141—147.

13. Stern R. H., Sognnaes R. F., Goodman F. Laser effect on in vitro enamel permeability and solubility // J. of the Amer. Dental Association. 1966. Vol 73. P. 838—843.
14. Featherstone J. B. D., Fried D., Bitten E. R. Mechanisms of laser induced solubility reduction in dental enamel // Proc. of SPIE. 1997. Vol. 2973. P. 112—116.
15. Fowler B. O., Kuroda S. Changes in heated and in laserirradiated human tooth enamel and their probable effects on solubility // Calcified Tissue International. 1986. Vol. 38. P. 197—208.
16. Da Ana P. A., Bachmann L., Zzell D. M. Lasers effects on enamel for caries prevention // Laser Physics. 2006. Vol. 16, N 5. P. 865—875.
17. Le C. Q., Staninec M., Fried D. The influence of pulse duration on the bond strength of dentin to composite after Er: YAG laser irradiation // Proc. of SPIE. 2005. Vol. 5687. P. 151—156.
18. Gardner A. K., Staninec M., Fried D. The influence of surface roughness on the bond strength of composite to dental hard tissues after Er: YAG laser irradiation // Proc. of SPIE. 2005. Vol. 5687. P. 144—150.
19. Assessing microleakage on class V composite resin restorations after Er: YAG laser preparation varying the adhesive systems / R. G. Palma Dibb, S. A. Milori Corona, M. C. Borsatto, K. C. Ferreira, R. Pereira Ramos, J. Djalma Pecora // J. of Clinical Laser Medicine & Surgery. 2002. Vol. 20(3). P. 129—133.
20. Microleakage and nanoleakage: influence of laser in cavity preparation and dentin pretreatment / R. M. Araujo, C. P. Eduardo, S. L. Duarte Junior, M. A. Araujo, L. C. Loffredo // J. of Clinical Laser Medicine & Surgery. 2001. Vol. 19, N 6. P. 325—332.
21. Лазерное текстурирование поверхностей материалов / А. В. Беликов, А. Е. Пушкарёва, А. В. Скрипник, Т. В. Струнина, К. В. Шатилова // Изв. вузов. Приборостроение. 2010. Т. 53, № 4. С. 52—56.
22. Heat diffusion and debris screening in Er: YAG laser ablation of hard biological tissues / B. Majaron, D. Sustercic, M. Lukac, U. Skaleric, N. Funduk // Applied Physics B: Lasers and Optics. 1998. Vol. 66. P. 479—487.
23. Rechmann P., Hennig T. Influence of different laser wavelengths on the ablation characteristics of healthy dentin // Proc. of SPIE. 1994. Vol. 2327. P. 64—69.
24. Comparative study of the 3 μm laser action on different hard tooth tissue samples using free running pulsed Er-doped YAG, YSGG, YAP and YLF lasers / A. V. Belikov, A. V. Erofeev, V. V. Shumilin, A. M. Tkachuk // Proc. of SPIE. 1993. Vol. 2080. P. 60—67.
25. Altshuler G. B., Belikov A. V., Erofeev A. V. Laser treatment of enamel and dentine by different Er-lasers // Proc. of SPIE. 1994. Vol. 2128. P. 273—281.
26. Influence of the pulse duration of an Er: YAG laser system on the ablation threshold of dental enamel / C. Apel, R. Franzen, J. Meister, H. Sarrafzadegan, S. Thelen, N. Gutknecht // Lasers in Medical Science. 2002. Vol. 17. P. 253—257.
27. The ablation threshold of Er: YAG and Er: YSGG laser radiation in dental enamel / C. Apel, J. Meister, R. S. Ioana, R. Franzen, P. Hering, N. Gutknecht // Lasers in Medical Science. 2002. Vol. 17. P. 246—252.
28. Er: YAG laser ablation of enamel and dentin of human teeth: determination of ablation rates at various fluences and pulse repetition rates / Z.-Z. Li, J. E. Code, W. P. Van De Merwe // Lasers in Surgery and Medicine. 1992. Vol. 12. P. 625—630.
29. Hibst R., Keller U. The mechanism of Er: YAG laser induced ablation of dental hard substances // Proc. of SPIE. 1993. Vol. 1880. P. 156—162.
30. Hibst R., Keller U. Er: YAG laser for dentistry: basics, actual questions, and perspectives // Proc. of SPIE. 1994. Vol. 2327. P. 76—86.
31. The influence of laser-textured dentinal surface on bond strength / A. Samad-Zadeh, M. Harsono, A. Belikov, K. V. Shatilova, A. Skripnik, P. Stark, C. Egles, G. Kugel // Dental Materials J. 2011. Vol. 27, № 10. P. 1038—1044.

Сведения об авторах

Андрей Вячеславович Беликов

— д-р физ.-мат. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: meddv@grv.ifmo.ru

- Алексей Владимирович Скрипник** — канд. физ.-мат. наук, доцент; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: alesch_skrupnik@mail.ru
- Ксения Владимировна Шатилова** — Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; ассистент; E-mail: kshatilova@mail.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

УДК 535:621.373.826.004.14

А. В. БЕЛИКОВ, А. В. СКРИПНИК, Н. А. ЗУЛИНА

ЛАЗЕРНЫЙ СИНТЕЗ НАНОРАЗМЕРНЫХ УГЛЕРОДНЫХ СТРУКТУР И ИХ СВОЙСТВА

Продемонстрирована возможность нанесения на поверхность твердых тел, в том числе биологической природы, покрытий, содержащих наноразмерные углеродные структуры, формируемые в результате эмиссии, в атмосфере воздуха, углерода из графита при воздействии на его поверхность миллисекундных импульсов излучения Glass:Yb, Er-лазера.

Ключевые слова: наноразмерные углеродные структуры, Glass:Yb, Er-лазер, эмиссия, энергия, импульс излучения, микротвердость, покрытие, ортофосфорная кислота.

Введение. Современные технологии трудно представить без использования материалов, свойства поверхностей которых формируются в результате нанесения на них различных покрытий. Покрытия могут выполнять декоративную, защитную и другие функции [1]. Особую значимость имеют покрытия, содержащие наноструктуры [2]. Подобные покрытия могут существенным образом влиять на оптические, химические, прочностные и другие свойства материалов [3]. Углеродные наноструктуры, обладая хорошим сродством с биологическими материалами, используются при создании искусственных органов, имплантатов и т.д. [4]. Существенным ограничением для широкого применения покрытий, содержащих наноструктуры, является необходимость создания специальных условий для их формирования. Наибольшее распространение получили химические, механические, электродуговые, плазменные, магнетронные и лазерные методы создания наноструктур [5, 6]. Лазерные методы отличаются простотой реализации, однако требуют помещения образца и мишени в инертную атмосферу, препятствующую окислению продуктов лазерного разрушения мишени. Окисление происходит в процессе перемещения продуктов, образованных в результате действия „короткого“ наносекундного лазерного импульса, от мишени к образцу. Необходимость использования инертных сред исключает возможность нанесения покрытий, содержащих наноструктуры на поверхности ряда материалов, например, биологической природы. В работе [7] впервые описывается способ создания покрытий, содержащих углеродные наноструктуры, с использованием „длинного“ миллисекундного лазерного импульса. Энергия этого импульса применяется не только для разрушения материала мишени, но и для разрушения частиц, покидающих мишень в процессе их движения к образцу. Разрушение частиц затрудняет доступ воздуха к их поверхности, тем самым снижая окисление.

В настоящей статье рассматривается метод создания покрытий, содержащих углеродные наноструктуры, с использованием миллисекундных импульсов Glass:Yb, Er-лазера с длиной волны излучения $\lambda=1,54$ мкм. Представлены результаты исследования с помощью высокоскоростной видеосъемки процесса переноса частиц от мишени к подложке. С использованием методов сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), спектроскопии комбинационного рассеяния (СКР) и рентгенофлуоресцентного энергодисперсионного анализа изучено строение этих покрытий. Исследовано влияние покрытия, содержащего графитизированные наноструктуры, на микротвердость и кислотную резистентность дентина и эмали зуба человека.

Синтез покрытий. В качестве исходного материала для получения углеродных наноструктур были использованы графит особой чистоты (ОСЧ) „ЕС-2“ (с долей примеси менее 0,69 %) и графитсодержащий композит, состоящий из графита и природной глины (~50 %), основными химическими компонентами которой являются SiO_2 , Al_2O_3 и H_2O , а также в меньших количествах Fe_2O_3 , FeO , CaO , K_2O , CO_2 , MgO , Na_2O и TiO_2 [8].

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Образцы графита, подвергавшиеся лазерному воздействию, представляли собой стержни диаметром 6 мм и длиной 50 мм. Лазерное излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $f'=29$ мм на боковую поверхность графитового стержня.

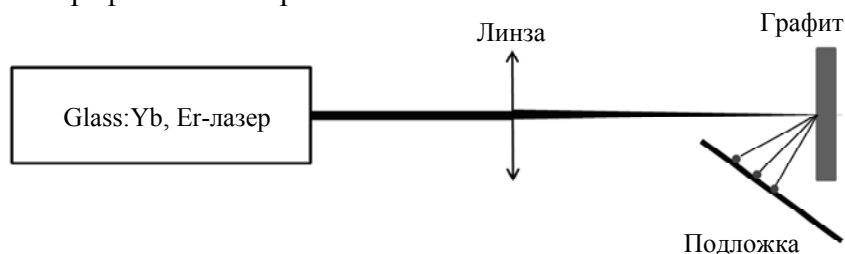


Рис. 1

В качестве источника излучения использовался импульсный Glass:Yb, Er-лазер с длиной волны излучения 1,54 мкм, работающий в режиме свободной генерации. Частота следования лазерных импульсов составляла величину порядка 0,2 Гц, длительность импульса (τ) по высоте 30 ± 1 мс, энергия импульса порядка 0,7 Дж при облучении графитсодержащего композита и порядка 3,0 Дж при облучении спектрально чистого графита, диаметр пучка лазерного излучения на поверхности образцов был равен $1,10 \pm 0,05$ мм.

В результате воздействия импульсов лазерного излучения на графитовый стержень формировался эрозионный факел из продуктов лазерного разрушения исходного материала. Данный процесс сопровождался звуковыми и световыми эффектами. Продукты лазерного разрушения осаждались на поверхность подложки, расположенной под графитовым стержнем, вдоль направления лазерного излучения. Материалом подложки были либо металл, либо твердые ткани зуба (эмаль, дентин).

Высокоскоростная видеосъемка эрозионного факела. Эрозионные факелы, формируемые в процессе лазерного облучения исходных графитовых материалов, были зарегистрированы с помощью высокоскоростной видеокамеры “FASTCAM SA4” (компании “Photron”, Япония) с временным разрешением 50 000 кадров/с, что позволило оценить скорость движения фрагментов (частиц) эрозионного факела и определить основные этапы процесса воздействия излучения Glass:Yb, Er-лазера на исходный материал (графитсодержащий композит, ОСЧ-графит). Фотоизображения эрозионного факела на различных этапах процесса представлены на рис. 2, где $a-v$ — области воздействия лазерного излучения на графитсодержащий композит, $z-e$ — на ОСЧ-графит: в начальный момент воздействия при $\tau=20$ мкс (a, z); при интенсивном удалении материала с поверхности при $\tau=15$ мс (b, d); по окончании воздействия, $\tau=30$ мс (v, e).

Эрозионные факелы, формируемые при лазерном воздействии на исследуемые материалы, различаются по цвету и однородности: при лазерном воздействии на графитсодержащий композит регистрируется неоднородный эрозионный факел, образованный, вероятно, частицами примеси; эрозионный факел, формируемый в процессе лазерного разрушения ОСЧ-графита, имеет однородную структуру.

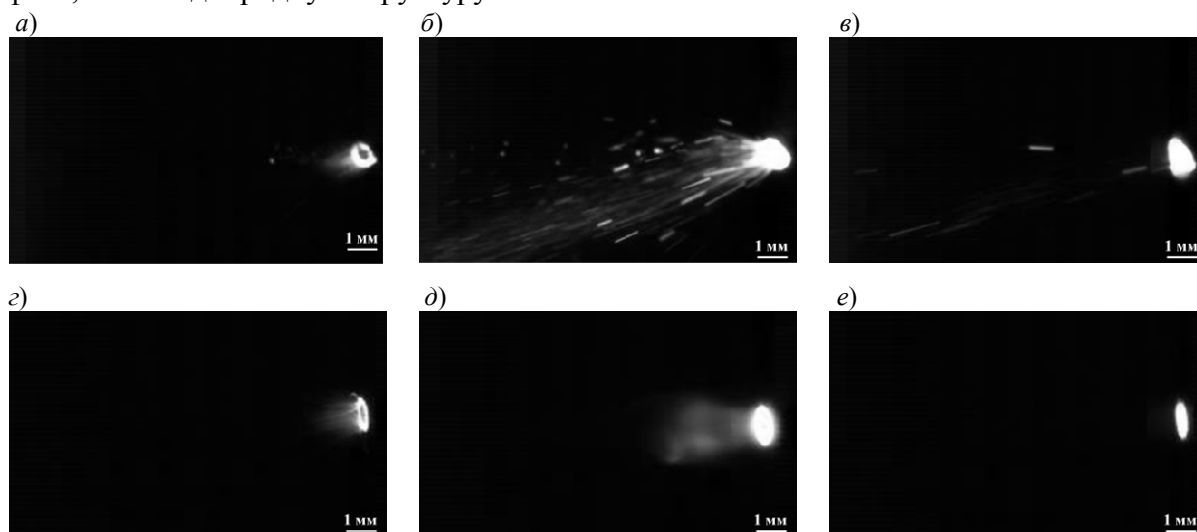


Рис. 2

Процесс воздействия лазерного излучения на оба материала можно разложить на три этапа: на первом этапе происходит аккумуляция лазерной энергии исходным материалом; на втором этапе наблюдается интенсивное удаление исходного материала (эрозионный факел); на третьем этапе эрозионный факел „затухает“ по окончании лазерного воздействия. В экспериментах были определены продолжительность второго этапа и средние скорости движения фрагментов (частиц) эрозионного факела. Так, частицы начинают покидать поверхность образца (для обоих типов исходного материала) спустя 10—20 мкс после начала лазерного воздействия и формируют эрозионный факел. Интенсивное свечение эрозионного факела наблюдается при лазерном воздействии на графитсодержащий композит в течение 20 ± 1 мс, а при воздействии на ОСЧ-графит — в течение 22 ± 1 мс. Далее интенсивность свечения эрозионного факела уменьшается и регистрируется только равномерное свечение поверхности образца. Было установлено, что средняя скорость движения частиц, удаляемых с поверхности графитсодержащего композита, достигает $1,5 \pm 0,2$ м/с, а с поверхности ОСЧ-графита — $3,0 \pm 0,5$ м/с.

Можно предположить, что при лазерном разрушении графитсодержащего композита в формирование покрытия вносят вклад следующие процессы: образование и осаждение на подложке отдельных крупных частиц (~ 1 мкм) исходного материала; образование и осаждение на подложке частиц эрозионного факела, размер которых уменьшается в процессе их горения в поле лазерного излучения при перемещении от исходного материала к подложке; осаждение на подложке продуктов горения частиц эрозионного факела.

В случае же с ОСЧ-графитом более вероятны следующие процессы:

- разрушение вещества исходного материала на отдельные атомы, молекулы или их соединения как в жидком, так и в твердом состоянии, т.е. формирование рабочего пара в результате тепловой десорбции атомов и молекул;

- расширение рабочего пара, т.е. процесс изменения состояния, при котором увеличивается его объем с одновременным уменьшением давления;

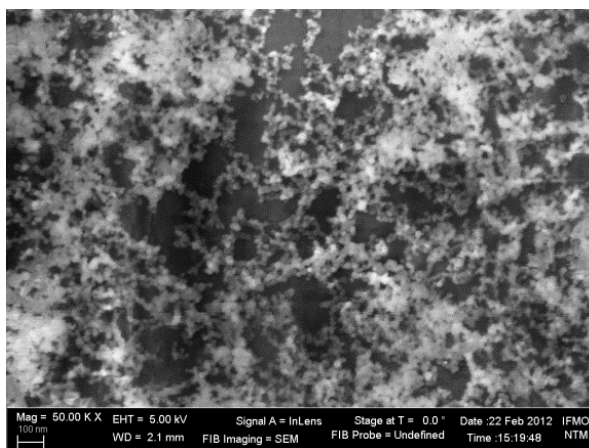
- формирование покрытия в результате конденсации рабочего пара на поверхности подложки;

- распыление атомов, расположенных на поверхности и вблизи нее, отслоение вещества мишени, испарение атомов из жидкой фазы, полученной в результате плавления мишени и др.

Свойства покрытий. Полученные образцы покрытий на металлических подложках исследовались с помощью сканирующего электронного микроскопа “Neon 40EsB” (компании “Carl Zeiss”, Германия), средств спектроскопии комбинационного рассеяния (рамановский спектрометр “InVia” фирмы “Renishaw”, Великобритания, при $\lambda=514,5$ нм), а также рентгенофлуоресцентного энергодисперсионного анализатора “INCA x-ACT” (компании “Oxford Instruments”, Великобритания).

На рис. 3 приведены СЭМ-изображения поверхности покрытия на металлической подложке, сформированного в результате эмиссии углерода из графитсодержащего композита (а) и ОСЧ-графита (б) при их разрушении миллисекундными импульсами Glass:Yb, Er-лазера (увеличение $50\,000\times$). Анализ представленных СЭМ-изображений позволяет заключить, что сформированное покрытие состоит из отдельных структур размером от 20 до 100 нм, объединенных в агломераты и цепочки.

а)



б)

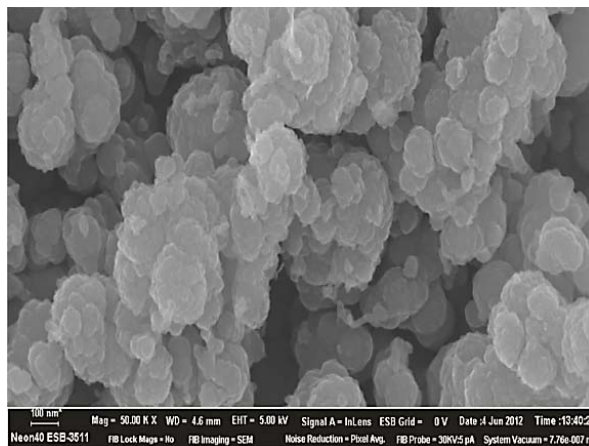


Рис. 3

Результаты СКР-исследования сформированных на металлической подложке покрытий, а также их структурный состав, полученный при рентгенофлуоресцентном энергодисперсионном анализе, представлены на рис. 4. Так, на рис. 4, а, в показаны спектры комбинационного рассеяния покрытий, характеризующие взаимосвязь интенсивности сигнала комбинационного рассеяния (I_R) с величиной сдвига от частоты возбуждающего излучения ($\Delta\nu_R$). Пики спектра комбинационного рассеяния покрытия, полученного при лазерном разрушении графитсодержащего композита (см. рис. 4, а), соответствуют пикам графитизированных наноразмерных материалов [9]. Спектр комбинационного рассеяния покрытия, полученного при лазерном разрушении спектрально чистого графита (рис. 4, в), содержит пики, соответствующие аморфным углеродным наноструктурам [9].

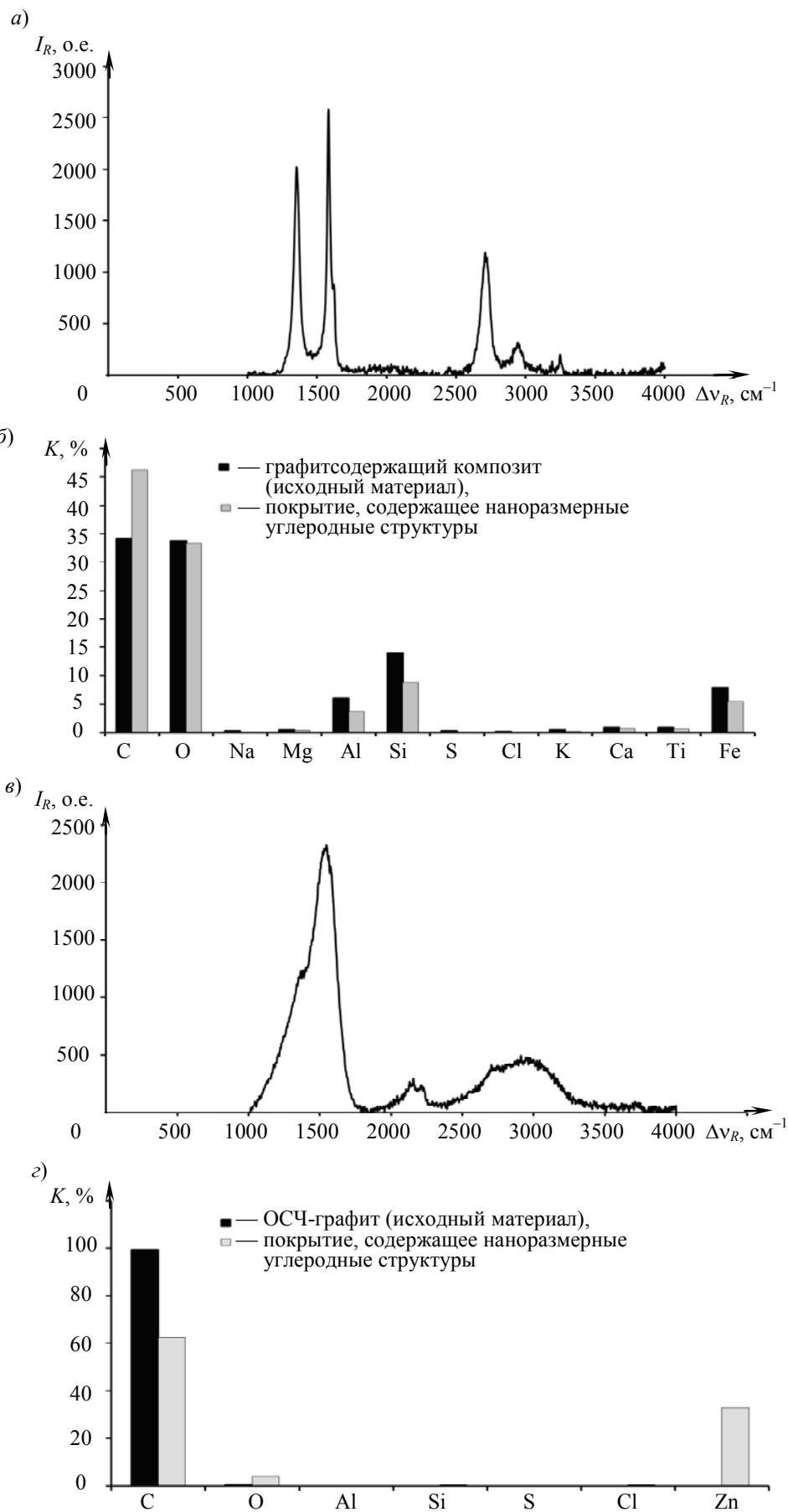


Рис. 4

Значения весовых коэффициентов (K) для некоторых химических элементов, содержащихся в покрытиях, приведены на рис. 4, б, з. Продукты лазерного разрушения графитсодержащего композита (см. рис. 4, б) по составу не отличаются от исходного материала. Увеличение процентного содержания углерода (С) в данном покрытии может быть связано с пропорциональным понижением процентного содержания других элементов (Al, Si, Fe) в результате их сгорания в поле лазерного излучения.

Результаты рентгенофлуоресцентного энергодисперсионного анализа продуктов лазерного разрушения ОСЧ-графита (см. рис. 4, з), ввиду малой толщины покрытия и связанного с этим проникновения электронного пучка сквозь него, содержат информацию и о материале подложки (Zn); доля других элементов незначительна, их присутствие может быть объяснено составом воздуха, в котором проводилось лазерное разрушение материала (атмосферный воздух может содержать оксиды серы и металлов).

Влияние покрытий, содержащих наноразмерные углеродные структуры, на свойства твердых тканей зуба. В ходе экспериментов была определена микротвердость поверхности дентина и эмали зуба до и после нанесения покрытия, содержащего наноразмерные углеродные структуры и полученного при воздействии на графитсодержащий композит однократного импульса Glass:Yb, Er-лазера с энергией 580 ± 10 мДж и длительностью 30 ± 1 мс. Микротвердость (HV) измерялась по методу Виккерса с помощью микротвердомера „ПМТ-3М“ (производства ОАО „ЛОМО“, Санкт-Петербург) при нагрузке 100 г для дентина и 500 г для эмали. Установлено, что микротвердость интактного дентина составляет 76 ± 5 , интактной эмали — 355 ± 27 ; микротвердость дентина и эмали после нанесения на их поверхность покрытия составляет 142 ± 9 и 432 ± 48 соответственно. Таким образом, покрытие, содержащее наноразмерные углеродные структуры, способствует увеличению микротвердости дентина в 1,9 раза, а микротвердости эмали — в 1,2 раза.

В экспериментах исследована также способность полученного покрытия препятствовать разрушению эмали зуба под действием кислоты. На эмали алмазным инструментом была сформирована плоская полированная площадка. Покрытие было нанесено на одну половину площадки (рис. 5, а, область Б), вторая половина (область А) была изолирована.

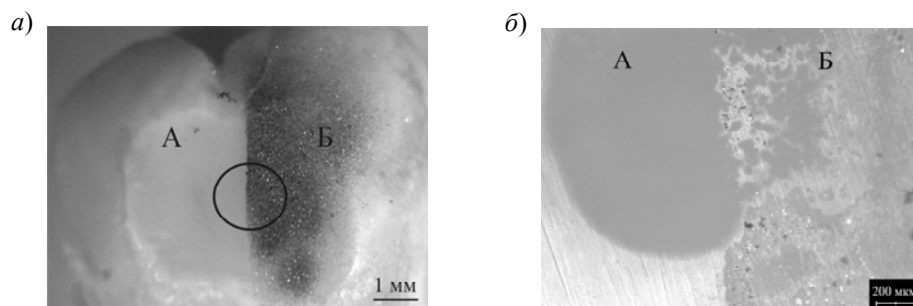


Рис. 5

На соседние участки этих областей производилось воздействие 37,5 %-ной ортофосфорной кислотой “Gel Etchant” (фирмы “Kerr”, США) в течение 3, 5, 10, 15, 20 и 25 с. Для каждого времени воздействия проводились по три отдельных эксперимента. По окончании воздействия поверхность эмали тщательно промывалась в струе дистиллированной воды и исследовалась при увеличении $5\times$ с помощью оптического микроскопа “AxioScore A1” (“Carl Zeiss”). Установлено, что интактная эмаль (область А) начинала разрушаться спустя 1—2 с после окончания воздействия кислотой, покрытие же способствовало частичному сохранению поверхности эмали в течение 25 с (см. рис. 5, б). После 30-секундного воздействия ортофосфорной кислотой разница между областями с покрытием и без него почти не заметна. Таким образом, эффект „защиты“ эмали при наличии покрытия имеет предел по времени.

Заключение. В статье представлены результаты синтеза покрытий, содержащих наноразмерные углеродные структуры. Покрытия наносились на поверхность твердых материалов, в том числе на металл и твердые ткани зуба человека, путем эмиссии углеродных структур на воздухе, происходящей в результате разрушения содержащих углерод мишеней миллисекундными импульсами Glass:Yb, Er-лазера. Установлено, что при лазерном воздействии средняя скорость движения частиц, удаляемых с поверхности исходного материала, зависит от его состава и для ОСЧ-графита достигает $3,0 \pm 0,5$ м/с. Формируемое при этом покрытие состоит из отдельных структур размером от 20 до 100 нм, объединенных в агломераты и цепочки. Покрытие в зависимости от состава мишени может содержать графитизированные или аморфные углеродные наноструктуры. Покрытие, содержащее графитизированные наноструктуры, способно увеличивать микротвердость дентина зуба в 1,9 раза, эмали — в 1,2 раза, а также противостоять действию 37,5 %-ной ортофосфорной кислоты в течение 25 с.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mendonca G., Mendonza D. B. S., Aragao F. J. L. Advancing dental implant surface technology — from micron to nanotopography // *Biomaterials*. 2008. Vol. 29. P. 3822—3835.
2. Каверинский В. С. Рынок наноматериалов для покрытий (обзор литературы) // *Лакокрасочные материалы и их применение*. 2011. № 7. P. 34—37.
3. Волин Э. М. Ионно-плазменные методы получения износостойких покрытий (Обзор зарубежной литературы за 1979—1983 гг.) // *Технология легких сплавов*. 1984. № 10.
4. Rodil S. E., Olivares R., Arzate H. Properties of carbon films and their biocompatibility using in-vitro tests // *Diamond and Related Materials*. 2003. Vol. 12. P. 931—937.
5. Лукашин А. В., Елисеев А. А. Физические методы синтеза наноматериалов: Метод. материалы. М., 2007 [Электронный ресурс]: <http://www.nanometer.ru/2009/10/27/12565944076650/PROP_FILE_files_1/phyprep.pdf>.
6. Внукова Н. Г., Чурилов Г. Н. Наноматериалы и нанотехнологии: Учеб. пособие. М., 2003 [Электронный ресурс]: <http://files.lib.sfu-kras.ru/ebibl/umkd/95/u_course.pdf>.
7. Беликов А. В., Скрипник А. В., Зулина Н. А. Исследование углеродных наноструктур, формируемых в поле миллисекундного импульса Glass:Yb, Er-лазера // *Науч.-техн. вестн. информационных технологий, механики и оптики*. 2012. № 4 (80). С. 39—44.
8. Химическая энциклопедия Т. 1 / Гл. ред. И. Л. Кнунянц. М.: Сов. энциклопедия, 1988. 624 с.
9. Robertson J. Diamond-like amorphous carbon // *Materials Science and Engineering*. 2002. Vol. 37. P. 129—281.

Сведения об авторах

- Андрей Вячеславович Беликов** — д-р физ.-мат. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: meddv@grv.ifmo.ru
- Алексей Владимирович Скрипник** — канд. физ.-мат. наук, доцент; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: alesch_skrupnik@mail.ru
- Наталья Алексеевна Зулина** — аспирант; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: zulinatsu@mail.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

СВОЙСТВА ОПТИЧЕСКИХ И ЛАЗЕРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

УДК 535.212

А. Б. ВЕСЕЛОВСКИЙ, П. И. ГУЗАЛОВ, В. В. КИРЬЯНОВА, А. С. МИТРОФАНОВ,
Г. Д. ФЕФИЛОВ, В. Ю. ХРАМОВ

ПРОСТРАНСТВЕННО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОДИОДОВ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ФОТОХРОМОТЕРАПИИ

Рассматривается современный подход к выбору светодиодных источников излучения, применяемых в фотохромотерапии. Приведены результаты исследований энергетических и пространственных характеристик светодиодных излучателей. Представлено описание разработанного физиотерапевтического аппарата.

Ключевые слова: излучение, светодиод, мощность излучения, облученность, фотохромотерапия.

Современные медико-технические требования к аппаратуре, используемой в фотохромотерапии, весьма обширны и сопряжены с выбором источников излучения; построением алгоритма работы аппаратуры, включающего анализ и выбор режимов и параметров ее функционирования; тщательной конструкторской проработкой схемно-технического решения и программного обеспечения, не говоря уже о вопросах надежности, безопасности, стоимости и т.п.

Один из важнейших параметров излучателей, используемых в фотохромотерапии, — мощность оптического излучения, применяемого при облучении. Основной проблемой при этом является повышение мощности излучения при уменьшении (или сохранении на низком уровне) потребляемой мощности и нагревания излучателя. Эти требования находятся в определенном противоречии, так как для увеличения мощности светового излучения необходимо потребление дополнительной электрической мощности, что неизбежно приводит к уменьшению КПД светодиода, т.е. к росту безызлучательных (тепловых) процессов [1, 2]. Решить данную проблему помогают современные технологии изготовления излучателей, а именно светодиодов. Задача разработчиков аппаратуры для фотохромотерапии — грамотно оценить характеристики излучателей и выбрать необходимый тип, что и является предметом исследования в настоящей статье.

Анализ энергетических характеристик современных светодиодов разных фирм-изготовителей (“Kingbright”, Тайвань, “Arlight”, Турция, “Cree”, США) показал, что мощность излучения (P) сильно зависит от тока инжекции (I). Типичная зависимость $P(I)$, полученная в результате экспериментальных исследований для синего светодиода (фирмы “Arlight”), приведена на рис. 1.

Как видно из графика, в области номинального тока 20 мА зависимость носит практически линейный характер и в первом приближении может быть описана функцией

$$P(I) = k I,$$

где k — коэффициент, зависящий от типа светодиода.

При увеличении тока инжекции до 60—80 мА наблюдается эффект насыщения, который в полной мере проявляется при $I > 90$ мА. Поэтому повысить мощность светового излучения за счет увеличения тока инжекции можно лишь в некоторых случаях. При этом необходимо учитывать разогрев p — n -перехода и кристалла в целом, что ведет к снижению квантового выхода и уменьшению срока службы светодиода [1]. Кроме того, в фотохромотерапии наличие тепла при проведении процедуры облучения часто бывает недопустимым, например, при термических ожогах, онкологических заболеваниях и т.п. По данным работы [1] при номинальных токах порядка 20 мА температура p — n -перехода составляет 34—37 °С, при увеличении тока до 40 мА температура может достигать 50 °С, а при токах порядка 60 мА — 60—70 °С, т.е. даже может вызывать ожоги.

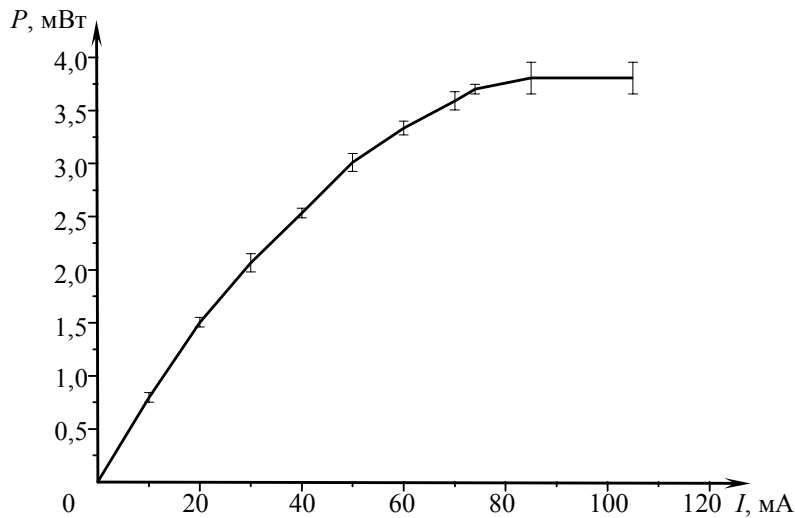


Рис. 1

Однако в фотохромотерапии не требуется сверхвысоких мощностей излучения, так как функциональные системы организма человека и на уровне клетки, и на уровне ткани работают при низких энергиях излучения [3]. Это позволяет использовать светодиоды в штатном режиме работы при токах, близких к номинальным, и избежать заметных температурных воздействий.

При исследовании энергетических характеристик следует обратить особое внимание на поверхностную плотность мощности излучения P_S (облученность), так как даже при сравнительно невысокой мощности излучения можно сфокусировать пучок в небольшое пятно на облучаемой поверхности, т.е. создать высокую плотность мощности, что приведет к ощутимому разогреву или даже ожогу.

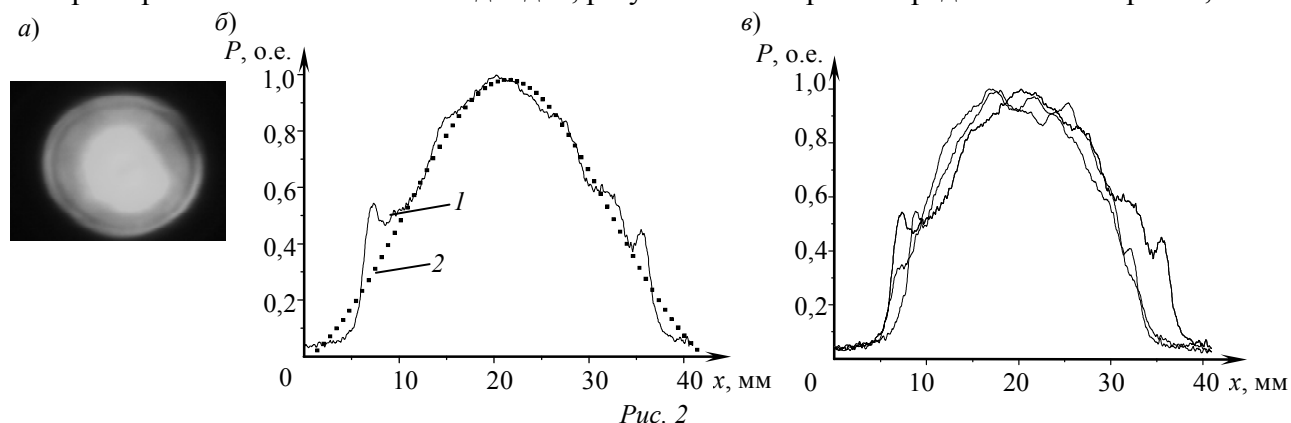
Используемые в фотохромотерапии значения облученности составляют, как правило, от 0,1 до 100...1000 мВт/см² [4, 5]. С этим параметром связаны главные показатели в фотохромотерапии — энергетическая экспозиция E_S и общая доза облучения E :

$$E_S = P_S t, \quad E = Pt,$$

где t — время облучения.

В связи с этим важно знать не только мощность излучения, но и площадь облучаемой поверхности, а также распределение мощности в пределах облучаемой зоны. Проведенные авторами экспериментальные исследования показали, что функция распределения мощности в пучке может носить сложный характер, с несколькими различными максимумами и минимумами, причем наибольший максимум может быть смещен относительно геометрической оси пучка.

Эксперимент проводился следующим образом. Изображение светового пятна, формируемого светодиодом, регистрировалось на экране, установленном на расстоянии 10 см от плоскости регистрации, и передавалось на компьютер. Затем осуществлялись анализ и обработка изображения с помощью специальной программы AM Lab Hesperus v.3.0b. Интенсивность излучения пучка нормировалась по максимальному значению. Изображение светового пятна и распределение мощности излучения в поперечном сечении пучка для зеленого светодиода (фирмы “Arlight”) приведены на рис. 2, а, б соответственно. Измерения повторялись для четырех произвольно взятых светодиодов; результаты измерений представлены на рис. 2, в.



Аналогичные исследования, проведенные для синих светодиодов (фирмы “Arlight”), показали близкие результаты.

Анализ полученных результатов позволяет сделать следующие выводы:

— распределение мощности излучения в поперечном сечении пучка исследуемых светодиодов носит сложный характер;

— распределения мощности излучения, даже для светодиодов одного цвета и из одной партии (кривая 1, рис. 2, б), отличаются друг от друга, однако достаточно хорошо согласуются с гауссовым законом распределения (кривая 2).

Изложенные выше рассуждения относятся к единичным излучателям. На практике же очень часто, если не в большинстве случаев, необходимо облучать поверхности относительно большой площади. В связи с этим приходится либо удалять источник излучения от облучаемой поверхности, либо использовать несколько излучателей, конструктивно собранных в матрицу. При удалении излучателя площадь облучаемой поверхности увеличивается за счет расходимости пучка света, но при этом плотность мощности уменьшается. Для достижения эквивалентной дозы облучения необходимо увеличивать время облучения, что приводит к увеличению продолжительности процедуры, усложнению работы врача и снижению комфортности для пациента. Кроме того, эффект воздействия при одинаковой дозе облучения, но низкой плотности мощности и длительном времени облучения не всегда адекватен эффекту при высокой плотности мощности и малом времени облучения. Одним из действенных способов решения этой проблемы является создание светодиодных матриц.

Основная задача при разработке светодиодных матриц — достижение равномерного распределения плотности мощности излучения по облучаемой поверхности. Соответственно данные о распределении мощности в поперечном сечении единичного светодиода весьма важны.

Как отмечалось выше, распределения мощности в поперечном сечении пучка для зеленых и синих светодиодов (фирмы “Arlight”) достаточно хорошо, с погрешностью не более 20 %, соответствуют распределению Гаусса (см. рис 2, б). Это позволяет сформулировать практические рекомендации по созданию светодиодных матриц исследуемого типа (синих и зеленых матриц на базе светодиодов фирмы “Arlight”).

Во-первых, для расчета и моделирования распределения плотности мощности излучения по облучаемой поверхности, в первом приближении, можно воспользоваться гауссовым законом распределения мощности в поперечном сечении единичных излучателей.

Во-вторых, с учетом гауссова закона распределения мощности излучения указанную методику можно использовать для расчета и моделирования распределения плотности мощности при удалении от облучаемой поверхности на любое расстояние при заданной геометрии расположения светодиодов в матрице.

Рассматривая влияние неравномерности распределения плотности мощности излучения по облучаемой поверхности на терапевтический эффект, следует отметить, что по мере проникновения излучения в глубь живой ткани указанная неравномерность в значительной степени компенсируется за счет рассеяния в мутной среде, какой является живая ткань. Роль поверхностного эффекта в терапевтическом действии пока мало изучена [4] и остается проблемой дальнейших исследований, однако пренебрегать ею в настоящее время было бы некорректно [4].

На рис. 3 показан внешний вид сине-зеленой светодиодной матрицы, разработанной авторами настоящей статьи для облучения обширных ожоговых ран и очагов патологии, поясничных паравerteбральных зон и др. Площадь матрицы приблизительно равна площади ладони, что удобно для врача.



Рис. 3

Светодиоды диаметром 5 мм одного цвета установлены в матрице на расстоянии 10 мм друг от друга (по центрам). Для обеспечения двухцветности светодиоды разных цветов установлены в шахматном порядке. Экспериментальные исследования характеристик светодиодной матрицы показали, что неравномерность распределения плотности мощности по облучаемой поверхности, расположенной на расстоянии 10 см от плотности регистрации, не превышает 20 % и соответствует расчетным данным в приближении гауссова распределения.

Матрицу можно держать в руке или закрепить на штативе. К преимуществам дистанционного метода облучения можно отнести следующие факторы:

- возможность исключения теплового воздействия;
- исключение вероятности инфицирования;
- более равномерное распределение плотности мощности излучения по облучаемой поверхности.

В заключение отметим, что современные светодиоды выпускаются в различных вариантах [6—8]: основную группу составляют светодиоды в стандартных выводных корпусах круг-

лого или овального сечения диаметром от 3 до 5 мм с двумя выводами; вторую группу составляют светодиоды в корпусе квадратного сечения с четырьмя выводами для монтажа в отверстия; в третью группу входят светодиоды для поверхностного монтажа. Выпускаемые светодиоды различаются мощностью излучения, цветовой гаммой (белого или монохромного излучения, многоцветные), углами свечения, формой линзы, способом монтажа кристалла на подложке-радиаторе, способом отвода тепла и количеством кристаллов в одной конструкции (однокристалльные и многокристалльные).

Светодиоды исключительно долговечны: срок их службы достигает 100 тыс. ч, что почти в 100 раз больше, чем у лампы накаливания, и в 5—10 раз больше, чем у люминесцентной лампы. Однако следует помнить, что срок службы непосредственно зависит от типа светодиода, подаваемого на него тока, температуры охлаждения кристалла, состава и качества кристалла, компоновки и сборки облучателя в целом. Срок службы мощных светодиодов короче, чем маломощных. Снижение мощности излучения светодиодов разных цветов с повышением температуры не одинаково: AlGaInP- и AeGaAs-светодиоды, т.е. красные и желтые, характеризуются более существенным падением мощности, а InGaN-светодиоды, т.е. зеленые, синие и белые, — менее существенным. При уменьшении мощности излучения светодиода на 30 % и более светодиод для фотохромотерапии считается непригодным и его следует менять.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шуберт Ф. Е. Светодиоды / Пер. с англ.; Под ред. А. Э. Юновича. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 496 с.
2. Юнович А. Э. Проблемы развития светодиодной промышленности в России // Междунар. конф. „Светодиоды: чипы, продукция, материалы, оборудование“, 12 апр. 2012 г. М.: Крокус экспо, 2012.
3. Веселовский А. Б., Кирьянова В. В., Митрофанов А. С., Петрищев Н. Н., Фефилов Г. Д., Янтарева Л. И. Тенденции развития, разработка и исследование физиотерапевтической аппаратуры для фотохромотерапии // Оптические и лазерные технологии: Сб. статей / Под ред. В.Н. Васильева. СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2001. С. 149—164.
4. Аграфонов Ю. В., Выговский Ю. Н., Гаткин Е. Я., Дорогобид Я. С., Кручинин Л. Е., Малов А. Н., Малов С. Н., Молоцко В. Ю., Тимина О. О., Феценко В. С., Феценко Л. В. Физика лазерной биостимуляции. М.: НТФ Медиа, 2000. 77 с.
5. Карандашов В. И., Петухов Е. Б., Зродников В. С. Фототерапия (светолечение): Руководство для врачей / Под ред. Н. Р. Палеева. М.: Медицина, 2001. 392 с.
6. Туркин А. Н. Мощные светодиоды Cree для освещения: основные преимущества и перспективы применения // Полупроводниковая светотехника. 2009. № 2. С. 14—17.
7. Звонарев Е. П. Ультраяркие светодиоды компании Cree // Новости электроники. 2009. № 9 (73). С. 13—18.
8. Елисеев И. В. Обзор светодиодной продукции компании Cree // Там же. 2009. № 9 (73). С. 5—12.

Сведения об авторах

- Андрей Борисович Веселовский** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики;
E-mail: avesel@mail.ru
- Павел Иркинович Гузалов** — канд. мед. наук, доцент; Северо-Западный государственный медицинский университет им. И. И. Мечникова, кафедра физиотерапии и медицинской реабилитации, Санкт-Петербург;
E-mail: guzalov@mail.ru
- Вера Васильевна Кирьянова** — д-р мед. наук, профессор; Северо-Западный государственный медицинский университет им. И. И. Мечникова, кафедра физиотерапии и медицинской реабилитации, Санкт-Петербург;
E-mail: kiryanova_vv@mail.ru

- Андрей Сергеевич Митрофанов** — канд. техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: mitrofanos-1941@mail.ru
- Георгий Дмитриевич Фефилов** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: fg1319@mail.ru
- Валерий Юрьевич Храмов** — д-р техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; заведующий кафедрой; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

УДК 53.082.54

А. Б. ВЕСЕЛОВСКИЙ, А. С. МИТРОФАНОВ, Г. Д. ФЕФИЛОВ

ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА В ДИФРАКТОМЕТРИИ

Экспериментально исследована пространственная когерентность полупроводникового лазера с длиной волны излучения 630 нм. Выявлена достаточно высокая пространственная когерентность, позволяющая применять полупроводниковый лазер в дифрактометрии. На примере дифракции на щели показана возможность получения контрастных дифракционных картин, возникающих при воздействии излучения, генерируемого полупроводниковым лазером.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, пространственная когерентность, дифрактометрия микрообъектов.

Как известно, лазерные дифрактометры, широко используемые, в частности, при измерениях и контроле микроразмеров объектов (таких как тонкая проволока, щели, зазоры, отверстия и др.) в диапазоне от единиц до сотен микрометров, являются прецизионными измерительными устройствами [1].

Принцип действия дифрактометра основан на получении дифракционной картины Фраунгофера облучаемого объекта и анализе параметров распределения интенсивности в дифракционной картине, позволяющем определять размеры микрообъекта [2].

Для получения качественной дифракционной картины требуется источник когерентного излучения. Наиболее широко в качестве такого источника применяются He—Ne-лазеры, обладающие высокой когерентностью излучения. Однако данные лазеры имеют значительные габариты, используют, как правило, источники высокого напряжения и являются дорогими устройствами. Перспективным направлением представляется замена таких лазеров в дифрактометрах на малогабаритные, низковольтные, дешевые и надежные полупроводниковые лазеры, в области развития которых достигнут существенный прогресс.

В настоящей статье представлены результаты исследования пространственной когерентности полупроводникового лазера марки LD-63058KA2 красного свечения с длиной волны излучения $\lambda=630$ нм, мощностью 5 мВт, с коллимированным лазерным пучком.

Функция пространственной когерентности полупроводникового лазера исследовалась с помощью интерферометра Юнга. На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки,

в состав которой входят: 1 — лазерный излучатель, 2 — экран с набором пар отверстий, 3 — подвижная шторка, 4 — передающая видеокамера (ПЗС), 5 — средство визуализации и обработки сигнала.

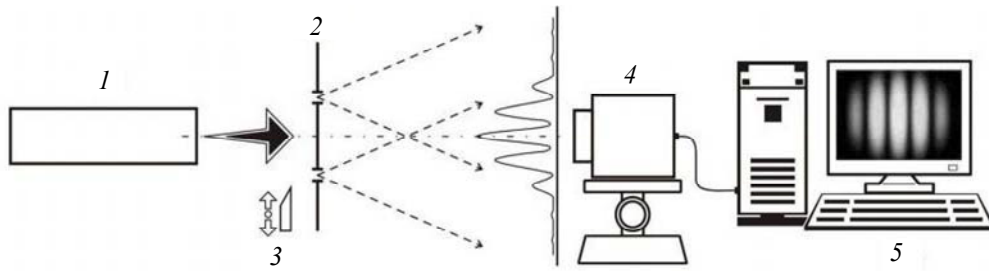


Рис. 1

Степень пространственной когерентности полупроводникового лазера определялась между двумя точками поперечного сечения лазерного луча, находящимися на различных расстояниях Δ друг от друга: 150, 250, 350 и 450 мкм. Это обеспечивалось непрозрачным экраном интерферометра Юнга, имеющим четыре пары расположенных на указанных расстояниях друг от друга микроотверстий, на которые поочередно направлялся лазерный луч.

Интерференционная картина, возникающая при прохождении через нее излучения, проецировалась на приемную площадку ПЗС-камеры и преобразовывалась в дискретный электрический сигнал, описывающий распределение интенсивности в регистрируемой интерференционной картине. Сигнал оцифровывался и выводился на компьютер.

Степень пространственной когерентности $\gamma(\Delta)$ рассчитывалась для каждой из четырех пар отверстий по формуле

$$|\gamma(\Delta)| = \frac{I_1 + I_2}{2\sqrt{I_1 I_2}} V, \quad (1)$$

где V — контраст интерференционной картины, I_1 и I_2 — интенсивности излучения, проходящего через каждое из отверстий, измеренные в точке определения контраста картины.

Контраст интерференционной картины определялся по формуле

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2)$$

где I_{\max} и I_{\min} — значения интенсивности интерференционной картины в максимуме и соседнем минимуме интерференционного распределения.

Поскольку распределение амплитуды в поперечном сечении лазерного пучка неравномерно, а каждая из пар отверстий располагается в плоскости поперечного сечения пучка случайным образом, световая энергия, прошедшая через каждое отверстие и образующая интерференционную картину, не одинакова. Для компенсации этого эффекта в выражение (1) был включен множитель $\frac{I_1 + I_2}{2\sqrt{I_1 I_2}}$. Для измерения значений интенсивностей I_1 и I_2 отверстия в эк-

ране, на которые направлен лазерный луч, перекрывались с помощью подвижной шторки. Перекрывая поочередно одно из пары отверстий, можно было наблюдать на экране компьютера распределения интенсивности дифракционной картины в каждом из отверстий. Значения интенсивностей I_1 и I_2 поля рассеяния излучения, проходящего через каждое из отверстий, измерялись в точке максимальной интенсивности интерференционной картины, соответствующей этой паре отверстий, т.е. в точке, для которой определялся ее контраст.

В табл. 1 приведены рассчитанные значения степени пространственной когерентности $\gamma(\Delta)$ исследуемого полупроводникового лазера при использовании пар отверстий, на которые

направлен лазерный пучок, на заданных расстояниях между их центрами (значения интенсивности приведены в относительных единицах).

Таблица 1

Номер пары отверстий	Величина						
	измеряемая					рассчитываемая	
	Δ , мкм	I_{\max}	I_{\min}	I_1	I_2	V	$\gamma(\Delta)$
1	150	190	6	50	27	0,94	0,98
2	250	96	14	60	14	0,75	0,95
3	350	205	23	40	67	0,8	0,82
4	450	86	14	16	38	0,72	0,79

Результаты аналогичных измерений, проведенных для He—Ne-лазера марки ЛГН-108, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Номер пары отверстий	Величина						
	измеряемая					рассчитываемая	
	Δ , мкм	I_{\max}	I_{\min}	I_1	I_2	V	$\gamma(\Delta)$
1	150	169	11	62	17	0,87	0,97
2	250	200	39	105	18	0,67	0,95
3	350	151	34	71	20	0,63	0,76
4	450	141	68	92	63	0,34	0,35

Как показывает анализ приведенных в табл. 1 и 2 результатов, пространственная когерентность исследованного полупроводникового лазера оказалась достаточно высокой и сопоставимой с пространственной когерентностью He—Ne-лазера, что позволяет сделать вывод о возможности использования полупроводниковых лазеров в дифрактометрии.

Для проверки этого вывода были проведены эксперименты по получению и наблюдению дифракционной картины Фраунгофера оптической щели, ширина которой изменялась в диапазоне от 10 до 50 мкм. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2, где 1 — лазерный излучатель, 2 — оптическая щель, 3 — короткофокусная линза, 4 — видеокамера (ПЗС), 5 — средство визуализации и обработки сигнала.

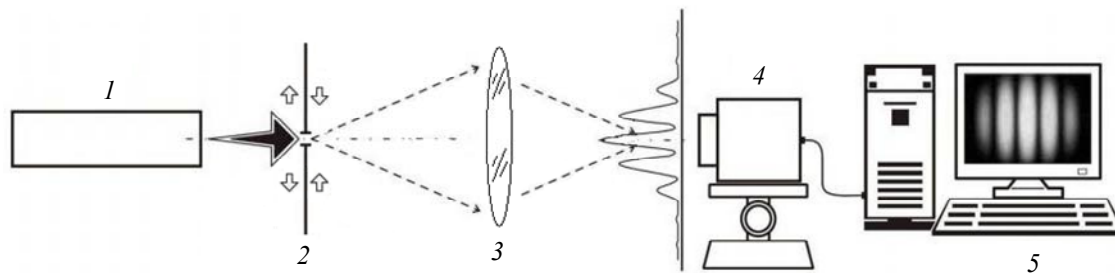


Рис. 2

На рис. 3 приведен пример полученного дифракционного распределения интенсивности при облучении щели шириной 25 мкм излучением полупроводникового лазера.

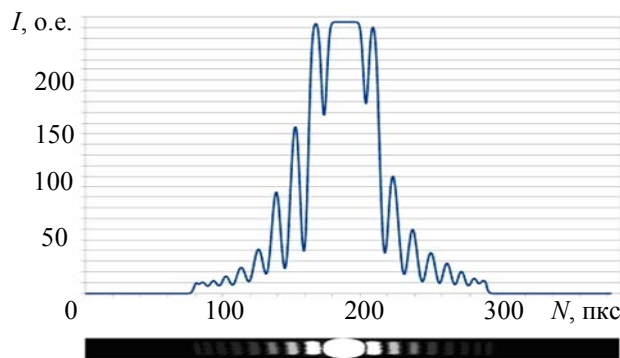


Рис. 3

Проведенные исследования позволяют сделать вывод о возможности использования полупроводниковых лазеров в дифрактометрии. По мнению авторов, целесообразны дальнейшие исследования по выявлению полупроводниковых лазеров с наибольшей пространственной когерентностью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Тарлыков В. А.* Лазерная дифрактометрия микрообъектов типовой формы: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. СПб, 2000.
2. *Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С.* Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. Л.: Машиностроение, 1978. 336 с.

Сведения об авторах

- Андрей Борисович Веселовский* — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: avesel@mail.ru
- Андрей Сергеевич Митрофанов* — канд. техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: mitrofanov-1941@mail.ru
- Георгий Дмитриевич Фефилов* — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: fg1319@mail.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

УДК 531.715

А. Б. ВЕСЕЛОВСКИЙ, А. С. МИТРОФАНОВ, Г. Д. ФЕФИЛОВ

ПОГРЕШНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАЗМЕРА МИКРООБЪЕКТА КРУГЛОЙ ФОРМЫ ДИФРАКЦИОННЫМ МЕТОДОМ ПРИ НЕРАВНОМЕРНОЙ АМПЛИТУДЕ ОБЛУЧАЮЩЕГО СВЕТОВОГО ПОЛЯ

Рассматривается влияние симметричной и несимметричной неравномерности распределения амплитуды облучающего поля на относительное изменение интервалов между минимумами интенсивности в дифракционной картине Фраунгофера при дифракции гауссова пучка на отверстии круглой формы.

Ключевые слова: погрешность измерения, лазерная дифрактометрия микрообъектов, параметры лазерного излучения.

Оптические методы измерений получили широкое распространение при определении линейных размеров изделий. Основными преимуществами оптических методов являются неконтактность, высокая точность измерения и высокое пространственное разрешение. С помощью оптических методов измерений удастся также решить широкий круг задач, связанных с исследованиями в биологии и медицине [1—3]. Однако при уменьшении размеров контролируемых объектов проявляется характерный недостаток многих оптических измерительных приборов, возникающий из-за влияния дифракции. При этом погрешность измерения объектов

с линейными размерами менее 100 мкм, в зависимости от метода измерения и типа прибора, может достигать 20—100 %. В то же время технологический допуск на многие промышленные изделия, имеющие микронные размеры, составляет единицы процентов (что соответствует допустимой абсолютной погрешности измерения размера, составляющей 1—0,1 мкм). Например, допуск на вольфрамовую проволоку диаметром 10 мкм составляет $\pm 1,5$ %.

Для измерения изделий с микронными размерами наиболее перспективным является дифракционный метод. В его основу положена обратно пропорциональная зависимость между размером контролируемого объекта и угловым или линейным размером дифракционного максимума. Так, лазерные дифрактометры обладают высокой чувствительностью к изменению размера контролируемого объекта, малой пространственной и временной локальностью измерений, обеспечивают высокую точность измерения. Дифрактометрия применяется для измерения объектов, размер которых составляет $\sim 10\lambda$ и более (λ — длина волны излучения), что при использовании видимого излучения соответствует диапазону измерения от единиц до сотен микрометров. Наибольшее распространение дифрактометрия получила при измерении размеров изделий массового производства, имеющих круглые микроотверстия (таких как алмазные волокна, микросопла, часовые камни, диафрагмы и др.), а также при измерении размеров щелей, микропроволоки, нитей и волокон из различных материалов, элементов микросхем, биологических клеток и микрочастиц, находящихся в состоянии взвесей.

Основным источником излучения, применяемым в дифрактометрии, является He—Ne-лазер. Хотя для целого ряда применений могут быть использованы и другие типы лазеров, например полупроводниковые или твердотельные с полупроводниковой накачкой. Лазерное излучение, в отличие от излучения других типов источников, обладает выраженной, вполне определенной структурой поля излучения, характеризуемой распределением амплитуды поля в поперечном сечении пучка, расходимостью излучения, пространственной и временной функцией когерентности. Временная когерентность лазерных источников излучения даже без использования специальных технических приемов, как правило, высока и в реально достижимом диапазоне точностей дифрактометров может не учитываться [4]. Заметное влияние на параметры дифракционной картины оказывает пространственная когерентность излучения при размере изделия, соизмеримом с интервалом корреляции [5].

Большинство выпускаемых промышленностью He—Ne-лазеров излучают на основной поперечной моде с практически гауссовым законом распределения интенсивности в поперечном сечении пучка и малой угловой расходимостью в области перетяжки, что и определяет характер распределения амплитуды и фазы поля в плоскости объекта. При облучении измеряемого отверстия гауссовым пучком распределение амплитуды и фазы поля в плоскости отверстия неравномерно. Неравномерность распределения фазы поля в плоскости контролируемого объекта составляет тысячные доли процента, что оказывает незначительное влияние на погрешность дифракционных способов измерения [6]. Если размер контролируемого объекта соизмерим с размером гауссова пучка, то возникающая неравномерность распределения амплитуды в плоскости объекта существенно влияет на размер дифракционных максимумов и, как следствие, на погрешность измерения дифракционным способом.

В настоящей статье представлены результаты исследования влияния неравномерности распределения амплитуды облучающего поля в плоскости контролируемого объекта на погрешность измерения его размера дифракционным методом.

Классическим объектом при решении дифракционных задач являются отверстия круглой формы и дополняющие их экраны. Увеличение отношения радиуса контролируемого отверстия к радиусу гауссова пучка приводит к возрастанию неравномерности амплитуды поля, а смещение отверстия относительно поперечного сечения гауссова пучка добавляет еще и асимметрию распределения амплитуды поля в плоскости отверстия. Как следствие, возникает несимметричное искажение дифракционной картины во всех радиальных сечениях. Матема-

тическое моделирование дифракционного поля при смещении отверстия относительно поперечного сечения гауссова пучка осуществляется с помощью модифицированного дифракционного интеграла. Задавая отклонение фазы поля в плоскости отверстия равным нулю и используя безразмерные переменные: $\alpha = a/w_e$ — отношение радиуса отверстия к радиусу пучка и $m = l/w_e$ — отношение величины смещения отверстия к радиусу гауссова пучка (где l — величина смещения центра отверстия относительно центра гауссова пучка), получаем следующее выражение:

$$I(u, \varphi) \approx a^4 \left\{ \int_0^{2\pi} \int_0^1 A_0 \exp[-(\alpha^2 r^2 + 2\alpha m r \cos \varphi + m^2)] \exp[jru \cos(\varphi - \varphi^*)] r dr, d\varphi \right\}^2, \quad (1)$$

где A_0 — амплитуда поля в центре гауссова пучка; φ, θ — углы дифракции; r, u — безразмерные переменные: $r = \rho/a$, $u = (2\pi a/\lambda) \sin \theta = (\pi D/\lambda) \sin \theta$; ρ, φ^* — полярные координаты; D — диаметр контролируемого объекта.

Выражение (1) использовано для математического моделирования дифракции гауссова пучка на круглом отверстии. В процессе вычислений безразмерные параметры α и m варьировались от 0 до 0,5 с шагом 0,1, при этом рассчитывались:

— текущие значения распределения интенсивности излучения в моделируемой дифракционной картине с шагом $0,1\pi$ в диапазоне от 0 до $5,5\pi$;

— координаты первых пяти минимумов интенсивности излучения с погрешностью 0,05 % в моделируемой дифракционной картине.

Относительное изменение линейного размера $L_{i,k}$ между заданными экстремальными точками (минимумами интенсивности) в дифракционной картине при облучении отверстия пучком с равномерным распределением амплитуды поля рассчитывалось по формуле

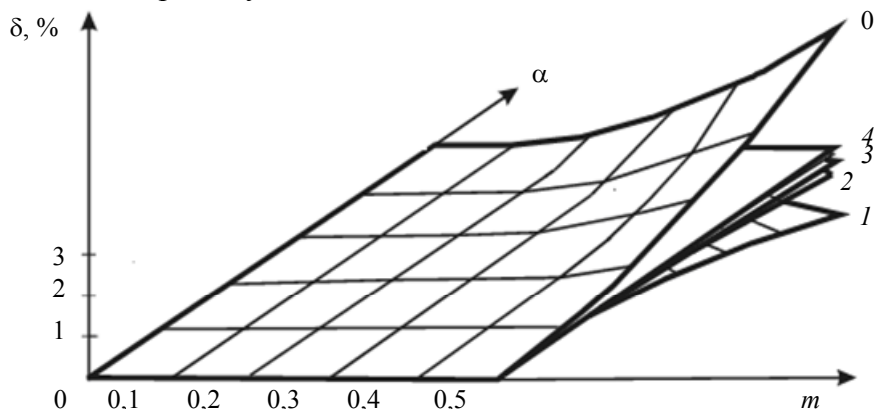
$$\delta = \frac{L_{i,k}^* - L_{i,k}}{L_{i,k}}, \quad (2)$$

где $L_{i,k}^*$ — линейный размер между заданными экстремальными точками в дифракционной картине при облучении отверстия пучком с неравномерным распределением амплитуды.

Анализ влияния параметров α и m на относительное изменение интервалов между экстремальными точками в моделируемой дифракционной картине при $\varphi = 0$ и $\varphi = 180^\circ$ (см. рисунок) показывает, что при увеличении параметра α интервал $L_{i,k}$, обозначенный на графике как „0“, между центром дифракционной картины и ее первым минимумом монотонно расширяется, а интервалы 1, 2, 3, 4 между последующими минимумами во всех радиальных сечениях дифракционной картины монотонно сжимаются. Зависимость интервалов от параметра α уменьшается при увеличении порядкового номера интервала (если в качестве опорных использовать интервалы между соответствующими минимумами идеальной дифракционной картины объекта круглой формы). Подобное изменение размера интервалов между минимумами интенсивности дифракционной картины отмечено другими авторами для случая дифракции на щели [7].

При смещении отверстия относительно центра гауссова пучка наибольшее изменение линейных размеров наблюдается между минимумами интенсивности в радиальном сечении дифракционной картины, плоскость которого совпадает с направлением смещения ($\varphi=0$, $\varphi=180^\circ$). При повороте секущей плоскости в направлении, соответствующем $\varphi = 90^\circ$ и $\varphi = 270^\circ$, влияние смещения отверстия на линейный размер между минимумами интенсивности дифракционной картины монотонно уменьшается и достигает в три раза меньших значений

в сечении, ортогональном направлению смещения отверстия. С увеличением параметра α влияние смещения отверстия на изменение линейных размеров между экстремальными точками в дифракционной картине увеличивается.



Сравнительный анализ результатов проведенных исследований показывает, что на размер между экстремальными точками в дифракционной картине большее влияние оказывает отношение размера отверстия к размеру гауссова пучка (параметр α).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий: Справочник / Под ред. В. В. Клюева. М.: Машиностроение, 1986. 487 с.
2. Лопатин В. Н., Сидько Ф. Я. Введение в оптику взвесей клеток. Новосибирск: Наука, 1988.
3. Тарлыков В. А., Бессмельцев С. С., Андреева Н. Е., Губаренко Н. К. Использование дифрактометрии мазков крови для диагностики реологических расстройств и оценки динамики течения заболеваний системы крови // Клиническая лабораторная диагностика. 1997. № 4. С. 8—11.
4. Тарлыков В. А. Лазерная дифрактометрия микрообъектов типовой формы: Автореф. дис. ... д-ра техн. наук. СПб, 2000.
5. Франсон М., Сланский С. Когерентность в оптике. М.: Наука, 1967. 80 с.
6. Митрофанов А. С., Фефилов Г. Д. Влияние неравномерности распределения фазы поля на круглом отверстии на погрешность дифракционного метода измерения // Науч.-техн. вестн. СПбГИТМО (ТУ). 2001. № 4. С. 74—80.
7. Звонарев С. Л., Кийко В. В., Наумова В. Л., Тарлыков В. А. Особенность дифрактометрии линейных размеров единичных элементов микроэлектроники // Там же. 1989. № 11. С. 42—43.

Сведения об авторах

- Андрей Борисович Веселовский** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: avesel@mail.ru
- Андрей Сергеевич Митрофанов** — канд. техн. наук, профессор; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: mitrofan-as-1941@mail.ru
- Георгий Дмитриевич Фефилов** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: fg1319@mail.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

Ю. Н. ВЕДЕРНИКОВ, И. А. ЕРМАКОВ, Б. П. ПАПЧЕНКО,
А. Н. ПИЧУГИН, Е. В. ТАРАКАНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ МОЩНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ ЧИПА УФ-СВЕТОДИОДА В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Исследована возможность работы УФ-светодиодов в импульсном режиме при повышенном рабочем токе и напряжении. Приведены результаты измерения оптической мощности излучения и температуры чипов УФ-светодиодов.

Ключевые слова: *УФ-светодиод, импульсный режим, энергия излучения, температурное поле.*

В настоящее время область применения светодиодных источников света очень широка. Успехи в разработке мощных УФ-светодиодов позволяют использовать их в системах фотокаталитической очистки, физиотерапии, при люминесцентном анализе, инициации химических реакций в высокоэнергетических веществах, а также в качестве средства бактерицидного воздействия [1].

При использовании светодиодов в некоторых специализированных устройствах, например при фотокаталитической очистке [2] или в системах инициации химических реакций [3, 4], для достижения желаемого результата в ряде случаев необходимо повышать оптическую мощность излучения. Наиболее простой и эффективный способ добиться этого — переход от непрерывного режима работы к импульсному. При этом следует учитывать соотношения таких связанных между собой параметров, как длительность импульса, частота, скважность и амплитуда тока.

В ходе проведенных авторами исследований были проанализированы светотехнические и температурные характеристики УФ-светодиодов NSHU591A, NSHU551A фирмы “Nichia Corporation” (Япония) в режиме одиночных импульсов при повышенном рабочем токе; паспортные параметры светодиодов: напряжение 4 В, ток 25 мА, максимальная мощность 8,5 мВт, максимальная рабочая температура 100 °С. В паспортных данных не приводятся эксплуатационные характеристики работы светодиодов в импульсном режиме, поэтому следует проводить собственные исследования.

Задача исследования состояла в определении зависимости мощности излучения (W) светодиодов от значений прямого импульсного тока (I) и напряжения (U) при разной длительности (t) электрического однократного импульса.

Исследования проводились с помощью пирозлектрической головки PE-50C, Ophir; тепловизора FLIR SC7000, FLIR System; цифрового осциллографа 3021B, Tektronix; генератора импульсов Г5-63 и источника питания PS-2403D. Схема подключения приборов представлена на рис. 1.

Результаты измерений оптической мощности излучения приведены в таблице.

t , мс	U , В	I , мА	E , мкДж	W , мВт
0,5	4	60	4,25	8,5
	12	75	4,45	8,9
	27	89	4,75	9,5
1	4	62	9,3	9,3
	12	83	10,1	10,1
	27	84	10,7	10,7
5	4	47	49	9,8
	12	75	53	10,6
	27	80	55,5	11,1

Как следует из таблицы, при увеличении длительности импульса от 0,5 до 5 мс и напряжения от 4 до 27 В, наблюдается 30 %-ное увеличение мощности импульса (с 8,5 до 11,1 мВт), что не приводит к потере работоспособности светодиода.

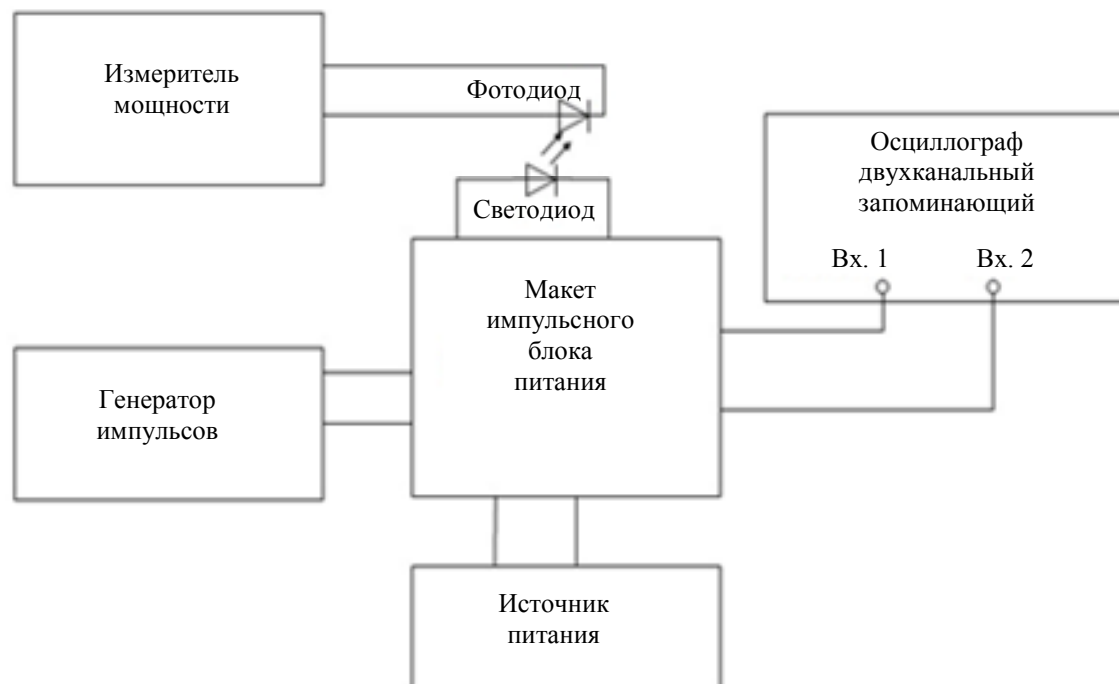


Рис. 1

Исследования температурных характеристик чипов светодиодов показали следующее:
 — в непрерывном режиме при $U = 3,5$ В и $I = 25$ мА чип нагревается до температуры $T \approx 80$ °С; температурное поле светодиода показано на рис. 2;

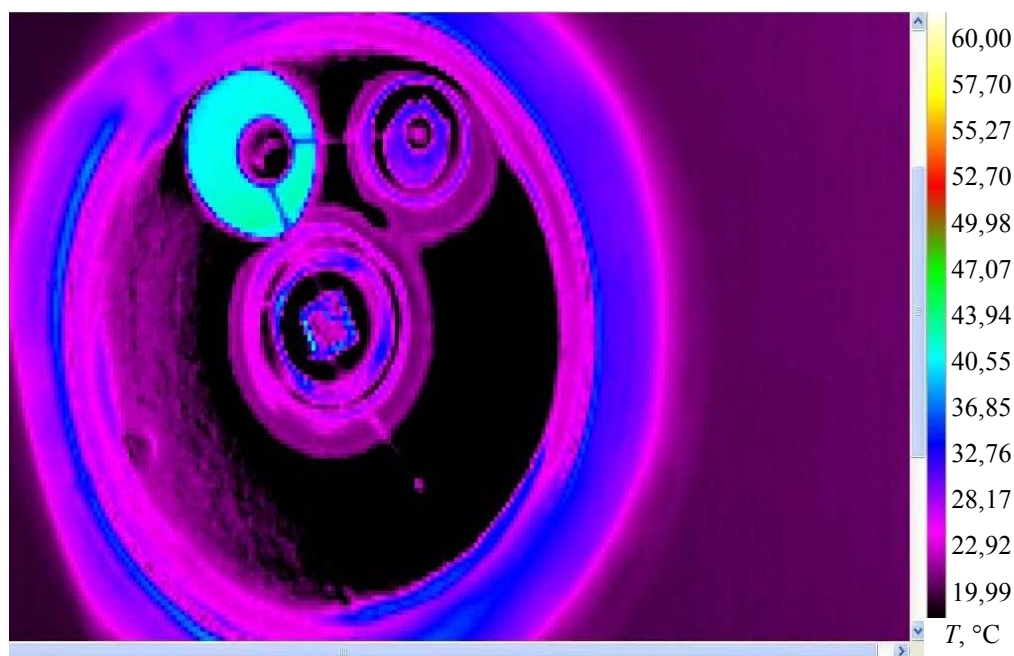


Рис. 2

— в импульсном режиме при $U = 4$ В, $I = 80$ мА и увеличении длительности импульса с 1 до 5 мс температура чипа светодиода возрастает с 240 до 310 °С; при данной длительности импульса кратковременное увеличение температуры чипа не приводит к потере его работоспособности;

— при $U = 8$ В, $I = 0,32$ А и $t = 550$ мкс мощность импульса составляет 9 мВт, а температура чипа достигает 65 °С (рис. 3, здесь по оси абсцисс отложена длительность импульса, пересчитанная относительно количества кадров в микросекунду);

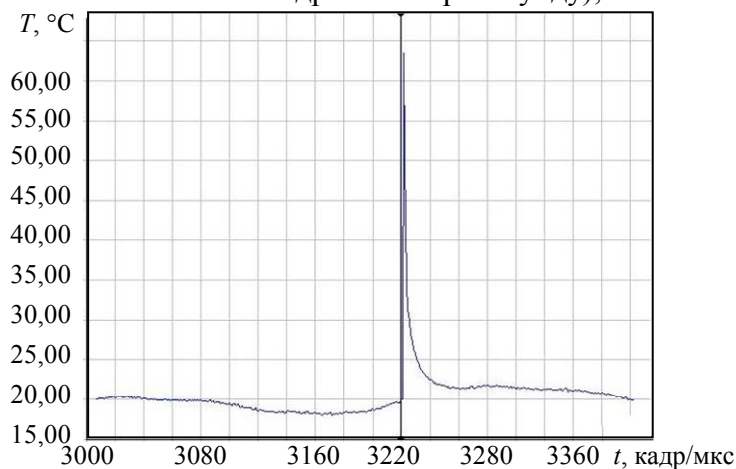


Рис. 3

— при $U = 20$ В, $I = 1,6$ А и $t = 200$ мкс температура чипа светодиода превышает максимально допустимую, что приводит к выходу его из строя (рис. 4).

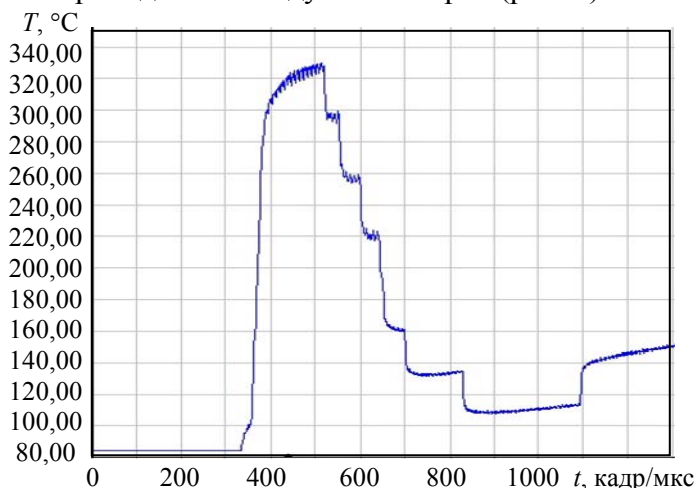


Рис. 4

Таким образом, как показали исследования, при импульсном режиме можно повысить оптическую мощность излучения, не превышая температуру, при которой светодиод выходит из строя. При этом длительность, частота и скважность импульса могут изменяться в зависимости от практической задачи.

Статья подготовлена по результатам работы, выполненной по договору № 212186 между НИУ ИТМО и ОАО «НПП „Краснознамёнец“» (Санкт-Петербург) в рамках гос. контракта № 11411.1000400.16.032.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Li J., Hirota K., Yumoto H., Matsuo T., Miyake Y., Ichikawa T. Enhanced germicidal effects of pulsed UV-LED irradiation on biofilms // J. of Applied Microbiology. 2010. N 109. P. 2183—2190.
2. Зайнишев А. В., Полунин Г. А. Перспективный способ очистки воздуха производственных помещений и кабин мобильных агрегатов от оксида углерода // Интернет-журнал „Технологии техносферной безопасности“. 2012. Вып. 6 (46). [Электронный ресурс]: <<http://ipb.mos.ru/ttb>>.
3. WIPO Patent Application WO/2011/140549 [Электронный ресурс]: <<http://www.sumobrain.com/patents/wipo/Method-blasting/WO2011140549.html>>.

4. Optical Initiation of Explosives. Award Information [Электронный ресурс]: <<http://www.sbir.gov/sbirsearch/detail/132136>>.

Сведения об авторах

- Юрий Николаевич Ведерников** — канд. техн. наук; ОАО «НПП „Краснознамёнец“», Санкт-Петербург; ст. науч. сотрудник; E-mail: vedjrnik@mail.ru
- Иван Андреевич Ермаков** — инженер; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; E-mail: ermik89@mail.ru
- Борис Петрович Папченко** — Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; начальник НТО НИЧ; E-mail: b.p.papchenko@gmail.com
- Александр Николаевич Пичугин** — Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; техник-метролог
- Евгений Васильевич Тараканов** — Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; ведущий инженер

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

ОПТИЧЕСКОЕ ПРИБОРОСТРОЕНИЕ

УДК 004.932.2

В. В. БЕЗЗУБИК, Н. Р. БЕЛАШЕНКОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ КОНТРАСТНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ДЛЯ СИСТЕМ ТЕХНИЧЕСКОГО ЗРЕНИЯ

Рассматривается математическая модель определения функции контрастной чувствительности для систем технического зрения, базирующаяся на представлении о работе рецептивных полей зрительной системы человека. Предложена количественная мера контраста цифрового изображения. Приведены результаты сравнительного анализа разработанной модели и экспериментальных данных.

Ключевые слова: цифровое изображение, мера контраста, функция контрастной чувствительности, зрительная система человека, системы технического зрения, искусственный интеллект.

Введение. На вопрос о том, можно ли машину научить воспринимать окружающий мир так же, как его воспринимает человек, в конце прошлого века был получен положительный ответ. Причем этот ответ был дан не писателями-фантастами, а физиками и инженерами, создавшими разнообразные высокочувствительные датчики для регистрации акустических сигналов (слух) и определения состава газов и жидкостей (обоняние и вкус), а также пьезоэлектрические преобразователи (осязание) и матричные фотоэлектронные приемники (зрение). Однако установление связи между восприятием явлений и созданием их чувственных образов — по-прежнему чрезвычайно трудная задача. Сложнейшие нейрофизиологические механизмы формирования виртуальной реальности в человеческом мозге на основе сигналов, поступающих в него от органов чувств, являются предметом изучения современной науки. Нужно ли человеку создавать искусственный интеллект, который обрабатывает поступающую информацию аналогично его собственному? Если мы стремимся к тому, чтобы реакция машин на окружающую реальность была подобна человеческой, то да, нужно.

В настоящей статье рассматривается частный случай работы системы технического зрения с позиции ее адекватности зрительной системе человека.

Постановка задачи. Одной из важнейших характеристик зрительной системы человека является ее контрастная чувствительность. Эта характеристика определяет способность наблюдателя воспринимать детали изображения с различными угловыми размерами при разной относительной освещенности. Функция контрастной чувствительности (ФКЧ) тесно связана с понятием остроты зрения. Хорошо известно, что одним людям присуща способность различать предметы, которые не воспринимаются другими. Эта способность определяется особенностями зрения, связанными с наличием или отсутствием дефектов оптического тракта зрительной системы. Но даже у человека с идеальным оптическим трактом острота зрения варьируется в широких пределах. Объяснение этому факту в рамках оптической парадигмы найти сложно. Для построения теории зрительного восприятия необходимо детально рассмотреть

особенности строения сетчатки глаза, определить роль и значение отдельных ее клеток и установить связи между ними.

В настоящей статье представлена математическая модель для определения ФКЧ системы технического зрения, в максимальной степени приближенной к ФКЧ зрительной системы человека. На примере матричных фотоэлектронных приемников, входящих в состав систем технического зрения, рассматриваются алгоритмы обработки и анализа цифровых изображений, наиболее полно соответствующие функциям зрительной системы человека. Для решения этой задачи введено понятие искусственных рецептивных полей и аналогов ганглиозных клеток сетчатки глаза человека как интерфейса между матричным фотоэлектронным приемником изображения и искусственным интеллектом, выполнено моделирование их функций и установлена природа различий в особенностях центрального и периферического зрения.

Описание метода. Прежде чем сформулировать базовые принципы теории контрастной чувствительности применительно к системе технического зрения, следует определиться с понятием меры контраста. Авторы многочисленных работ, посвященных анализу цифровых изображений, эту величину определяют по-разному. В классической работе [1] понятие глобального контраста было введено для изображений интерференционной картины, затем были сформулированы определения локальных контрастов [2], которые в той или иной степени соответствовали требованиям, предъявляемым к оценке качества цифровых изображений.

Наиболее широко применяемым определением стала формула для расчета меры контраста K , учитывающая статистические параметры яркости $I_{i,j}$ пикселей изображения в виде отношения дисперсии σ яркостей пикселей изображения к их среднему значению μ [3]:

$$K = \frac{\sigma}{\mu}; \quad \sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^Q (I_{i,j} - \mu)^2}{PQ}}; \quad \mu = \frac{\sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^Q I_{i,j}}{PQ}, \quad (1)$$

где P и Q — число пикселей изображения по горизонтали и вертикали соответственно.

Для большинства практических задач такое определение меры контраста вполне приемлемо, однако степень его соответствия контрасту изображения, воспринимаемому глазом человека, может быть подвергнута сомнению. Например, если рассматривать изображение как двумерный массив пикселей с различной яркостью, рассчитать меру его контраста K , а затем хаотически перераспределить пиксели в пределах изображения, не изменяя их яркость, то результат расчета параметра K окажется одинаковым, несмотря на то что первоначально информативное изображение в результате пространственного перераспределения пикселей обратится в шум.

В работе [4] впервые была отмечена необходимость учитывать связь между мерой контраста цифрового изображения и ФКЧ зрительной системы человека. В этой работе было введено понятие меры локального контраста для различных диапазонов пространственных частот (local band-limited contrast), при вычислении которой осуществлялся переход в пространство фурье-образов изображений. Результаты работы [4] послужили теоретическим базисом для последующих исследований, открывших ряд закономерностей восприятия изображения человеком, однако предложенный в ней подход представляется неоптимальным, так как фурье-анализ сложно соотносить с механизмом работы клеточных структур сетчатки глаза, которые вряд-ли могут выполнять операции сложнее, чем сложение и вычитание аналоговых сигналов.

Как известно [5], физиология зрительного восприятия у человека основана на передаче сигналов от фоторецепторов, в роли которых выступают особые клетки — палочки и колбочки, к ганглиозным клеткам сетчатки и далее по зрительному нерву в мозг. В сетчатке глаза

обычно насчитывается до 125 млн. фоторецепторов и порядка 1 млн. ганглиозных клеток, каждая из которых соединена с фиксированной группой фоторецепторов. Эта группа образует рецептивное поле ганглиозной клетки. Рецептивные поля в сетчатке имеют преимущественно круглую форму и различные размеры (разное число входящих в него клеток), причем в центре сетчатки, где отмечается наибольшая контрастная чувствительность, размер полей минимальный. Каждое рецептивное поле состоит из двух зон с противоположной реакцией на возбуждающий стимул. Соотношение размеров этих зон, как следует из работы [5], приблизительно равно 1:3. Отклик зрительной системы человека складывается из реакций отдельных ганглиозных клеток, рецептивные поля которых пересекаются. Человек, таким образом, способен различать перепады яркости в изображении, проецируемом на сетчатку оптической системой глаза.

В ходе исследований было принято определение меры контраста, приведенное в работах [2, 6], существенным образом модифицированное с учетом представлений о механизмах восприятия изображения [5]. На основе разработанной модели проанализируем цифровое изображение в системе технического зрения с элементами искусственного интеллекта, так же как это происходит в зрительной системе человека.

Рассмотрим цифровое полутоновое изображение I размером $P \times Q$ пикселей. Определим меру локального контраста для выбранного пиксела с координатами i, j как результат двумерной свертки функции I с ядром H , представляющим собой квадратную матрицу размером $N_s \times N_s$ элементов, где N_s — нечетное число:

$$S_{i,j} = \frac{\sum_{n=(1-N_s)/2}^{n=(N_s-1)/2} \sum_{m=(1-N_s)/2}^{m=(N_s-1)/2} I_{i+n,j+m} H_{n,m}}{\sum_{n,m \forall \sqrt{n^2+m^2} \leq (N_s-1)/2} I_{i+n,j+m}} \quad (2)$$

Знаменатель выражения (2) представляет собой суммарную яркость изображения в пределах окрестности, ограниченной радиусом $(N_s - 1) / 2$.

Будем полагать, что ядро H описывается выражением

$$H_{n,m} = \begin{cases} H^+ = 1, & \sqrt{n^2 + m^2} \leq (N_c - 1) / 2; \\ H^- = -w, & (N_c - 1) / 2 < \sqrt{n^2 + m^2} \leq (N_s - 1) / 2; \\ H^0 = 0, & \sqrt{n^2 + m^2} > (N_s - 1) / 2 \end{cases} \quad (3)$$

и состоит из двух областей с ненулевыми значениями элементов, а именно — из центральной области в виде круга, ограниченного радиусом $(N_c - 1) / 2$, с элементами H^+ и кольцевой области, ограниченной радиусами $(N_c - 1) / 2$ и $(N_s - 1) / 2$, с элементами H^- . Величина w рассчитывается как отношение числа элементов, входящих в круговую область, к числу элементов, входящих в кольцевую область: $w = N_{H^+} / N_{H^-}$. Этим обеспечивается равенство нулю суммы всех элементов ядра:

$$\sum_{n=(1-N_s)/2}^{n=(N_s-1)/2} \sum_{m=(1-N_s)/2}^{m=(N_s-1)/2} H_{n,m} = 0. \quad (4)$$

Требование, накладываемое условием (4), вполне объяснимо, если учитывать, что контраст области изображения с равномерной яркостью должен быть равен нулю.

Выбор ядра H в виде, описываемом формулой (3), таким образом, отвечает известным из литературы сведениям о структуре рецептивных полей сетчатки глаза человека.

Определим количественную меру контраста изображения как среднее значение локальных контрастов:

$$S = \frac{\sum_{i=1}^P \sum_{j=1}^Q S_{i,j}}{PQ}.$$

Результаты исследования и обсуждение. В качестве модельных изображений для анализа были выбраны периодические последовательности темных и светлых полос равной ширины с различными пространственными частотами и относительной яркостью. Были проанализированы два типа модельных изображений: с прямоугольным и синусоидальным профилями яркости. Максимальная яркость „темных“ полос I_d изменялась от 0 до 127, а „светлых“ I_b — от 255 до 128.

Контраст полос модельных изображений во всех случаях определялся по формуле

$$C = \frac{I_b - I_d}{I_b + I_d},$$

а пространственная частота полос F равнялась обратной величине периода.

Для каждого изображения пространственная частота полос F изменялась в диапазоне от 1 до 100 периодов/мм. Полагая, что размер a пиксела цифрового изображения примерно соответствует размеру фоторецептора сетчатки глаза человека (2,5 мкм), для указанных диапазонов изменения параметров можно осуществить корректное сопоставление результатов проведенного моделирования с результатами исследований контрастной чувствительности зрительной системы человека, полученными экспериментальными путем.

На рис. 1, *а* представлены фрагменты I — III модельного изображения с максимальным контрастом и различными пространственными частотами полос, где показаны области ядра свертки с элементами H^+ и H^- , ограниченные концентрическими окружностями, и графики изменения меры контраста S_j изображения в направлении, перпендикулярном расположению полос (сплошные линии), а также ее средние значения \bar{S}_I , \bar{S}_{II} и \bar{S}_{III} (штриховые линии). Результаты расчета меры контраста S в зависимости от изменения контраста C и пространственной частоты F модельного изображения с прямоугольным профилем яркости полос приведены на рис. 1, *б*. На графике показана также линия равных значений величины S по уровню 0,4 % относительно максимального значения. Если предположить, что зрительная система человека способна различать изменения контраста наблюдаемых изображений, соответствующие единице градации яркости 8-битового изображения, то указанная изолиния на графике — есть ФКЧ системы технического зрения.

Сравним полученный результат с экспериментальными данными, опубликованными в работе [7], которая, по-видимому, является наиболее полным и достоверным исследованием, посвященным изучению ФКЧ зрительной системы человека.

Результат сравнения представлен на рис. 2. При расчетах были использованы аналогичные описанным в работе [7] модельные изображения с прямоугольным (\square) и синусоидальным (\circ) профилем яркости полос для различных пространственных частот. Анализ рисунка показывает, что результаты расчета по предложенной модели с параметрами $N_c = 15$ и $N_s = 45$ (сплошная и

штриховая линии) практически совпадают с экспериментальными данными. При наложении расчетных кривых, полученных описанным выше методом, на экспериментальные [7] учтено, что пространственная частота, выраженная в периодах на миллиметр, приблизительно в 3,5 раза больше, чем пространственная частота, выраженная в периодах на градус.

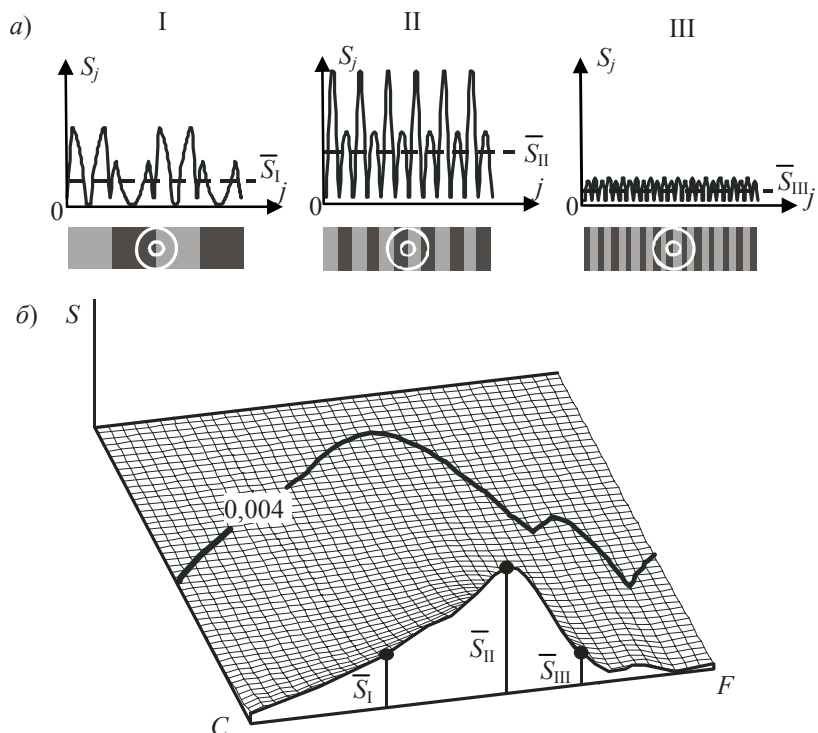


Рис. 1

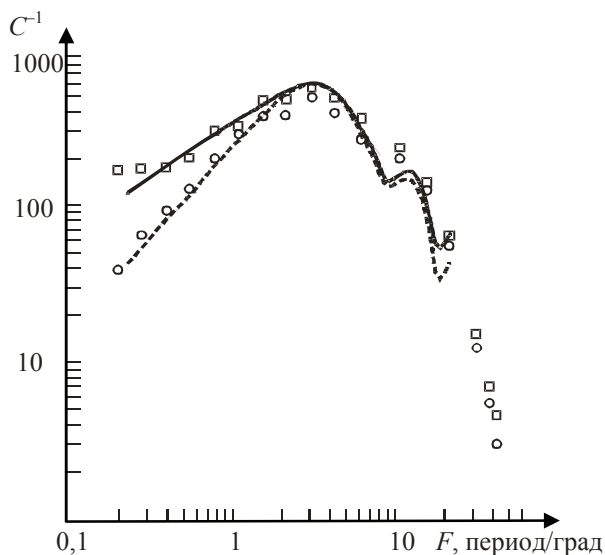


Рис. 2

Важно отметить, что разработанная модель не только с высокой степенью соответствия описывает характер ФКЧ зрительной системы человека, но и позволяет выявить различия в поведении ФКЧ для модельных изображений с разными профилями яркости полос в области низких пространственных частот. Как видно из рис. 2, на этих частотах ФКЧ системы технического зрения для изображений с синусоидальным профилем полос достигает выбранного порога чувствительности, равного 0,4 %, при бóльших значениях контраста C , чем для изображений с прямоугольным профилем. Такая же закономерность отмечена и в работе [7] для зрительной системы человека.

Чтобы подчеркнуть принципиальное различие определений мер контраста S и K , в качестве иллюстрации на рис. 3 приведены результаты расчета ФКЧ системы технического зрения, полученные на их основе: кривые 1 и 2 получены для S , 3 и 4 — для K ; кривые 1 и 3 рассчитаны для модельных изображений с прямоугольным профилем яркости полос, а кривые 2 и 4 — для изображений с синусоидальным профилем.

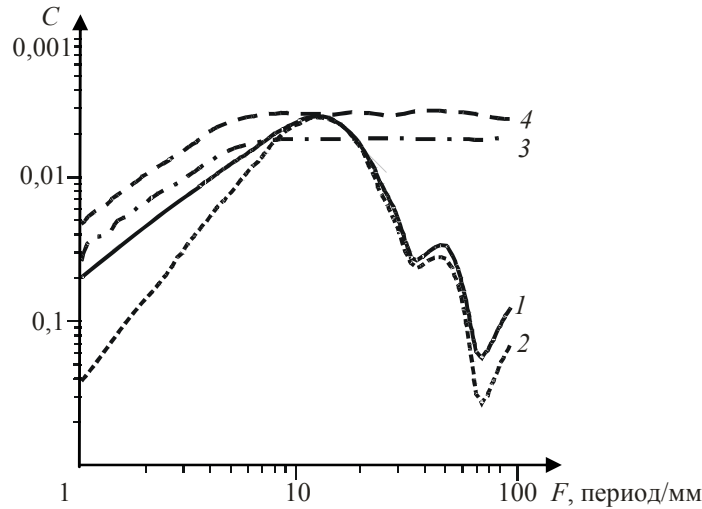


Рис. 3

Применим предложенный метод анализа для изучения ФКЧ системы технического зрения. На рис. 4, а, б приведены результаты расчетов для модельных изображений с прямоугольным профилем яркости полос при изменении значений параметров N_c и N_s .

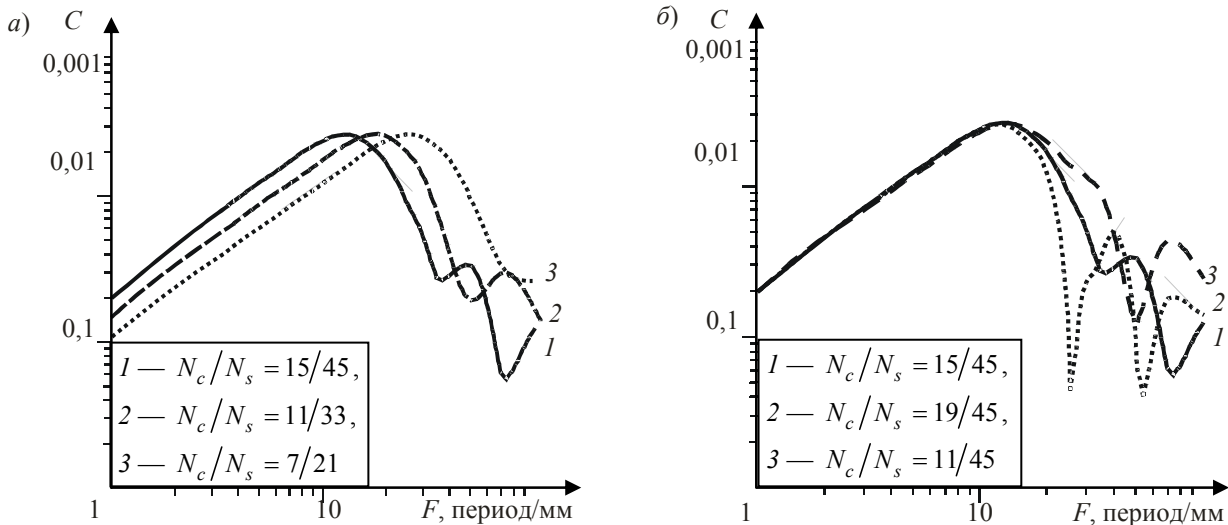


Рис. 4

Анализ рис. 4, а показывает, что уменьшение значений N_s при постоянном отношении $N_c/N_s = 1/3$ приводит к смещению максимума ФКЧ по оси F в высокочастотную область спектра. Этот результат хорошо согласуется с результатами нейрофизиологических исследований зрительной системы человека, из которых следует, что размеры рецептивных полей в центральной области сетчатки, отвечающей за наилучшую остроту зрения, минимальны [5]. Расчеты показывают также, что существует связь между пространственной частотой F_{\max} модельных изображений, соответствующей максимуму ФКЧ, и размером рецептивного поля:

$$F_{\max} \approx \frac{3}{2N_s a}.$$

Изменения N_c при постоянном значении N_s (см. рис. 4, б) оказывают влияние на ФКЧ только в области высоких пространственных частот. Наблюдаемый немонотонный характер изменения ФКЧ в этой области можно объяснить возникновением резонансных эффектов, присущих дискретной пространственной структуре цифрового изображения. Кроме того, в высокочастотной области спектра ширина полос модельных изображений не может изменяться непрерывно.

Заключение. Результаты проведенных исследований позволяют сделать вывод о том, что описанная в статье модель определения ФКЧ системы технического зрения наилучшим образом соответствует экспериментальным данным, полученным в работах, посвященных исследованиям ФКЧ зрительной системы человека. Показано, что наибольшая контрастная чувствительность системы технического зрения достигается для периодических изображений в диапазоне пространственных частот от 10 до 12 периодов/мм (от 3 до 3,5 периодов/град) при выборе размера „рецептивного поля“ N_s , равного 45 пкс. Уменьшение размера „рецептивных полей“ приводит к увеличению „остроты зрения“ технической системы. Использование на практике предложенного алгоритма обработки цифровых изображений позволяет открыть новые возможности для создания роботизированных комплексов с реакцией „зрительного восприятия“, подобной человеческой.

Статья подготовлена по результатам работы, выполненной при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, проект № 02.G25.31.0092.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Michelson A.* Studies in Optics. II., USA: Univ. of Chicago Press, 1927.
2. *Gordon R., Rangayyan R. M.* Feature enhancement of film mammograms using fixed and adaptive neighborhoods // Applied Optics. 1984. Vol. 23, N 4. P. 560—564.
3. *Гонсалес Р., Вудс Р.* Цифровая обработка изображений. М.: Техносфера, 2005.
4. *Eli Peli.* Contrast in complex images // JOSA-A. 1990. Vol. 7, N 10. P. 2032—2040.
5. *Хьюбел Д.* Глаз, мозг, зрение. М.: Мир, 2003.
6. *Beghdadi A., Negrate A.* Contrast enhancement technique based on local detection of edges // Computer Vision, Graphics, and Image Processing. 1989. Vol. 46. P. 162—174.
7. *Campbell F. W., Robson J. G.* Application of Fourier analysis to the visibility of gratings // J. Physiology. 1968. Vol. 197. P. 551—566.

Сведения об авторах

Виталий Вениаминович Беззубик

— Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; ведущий инженер;
E-mail: bezzubik@mail.ru

Николай Романович Белашенков

— канд. физ.-мат. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики;
E-mail: belashenkov@gmail.com

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

М. В. ОКУЛОВ

МОДЕЛЬ ВИЗУАЛИЗАЦИИ СЛУЧАЙНОГО ФАЗОВОГО ОБЪЕКТА

Рассматривается зависимость величины контраста в плоскости изображения системы визуализации фазовых неоднородностей от величины поперечного смещения фильтра пространственных частот. Приведена модель системы, основанной на методе пространственной оптической фильтрации.

Ключевые слова: метод Фуко, фазовый нож Гильберта, фазовый контраст.

Введение. Необходимость диагностики фазовых неоднородностей возникает при решении множества исследовательских и прикладных задач. Чисто фазовым называется прозрачный объект, изменяющий фазу, но не амплитуду проходящего излучения [1, 2]. Возникновение подобных объектов может быть обусловлено неравномерностью плотности исследуемой среды и ее химического состава или наличием температурного поля.

Одной из областей применения методов диагностики фазовых объектов являются океанологические исследования, в которых такие объекты определяются неравномерностями полей температуры и солености морской воды. Опыт исследований, проведенных с использованием лазерного теневого прибора морского базирования, показал, что в реальных условиях эксплуатации он подвергается различным нагрузкам (в частности, вибрационным), вызывающим смещение фильтра пространственных частот и разъюстировку оптической системы. Один из возможных способов компенсации линейных децентрировок — использование пьезоактюатора в системе обратной связи, перемещающего фильтр для его точного центрирования. В данной ситуации необходимо понимание того, каким образом смещение фильтра влияет на качество изображения.

Постановка задачи. Исследование влияния линейных смещений фильтра пространственных частот на процесс и результат визуализации фазового контраста осуществляется путем численного моделирования. Моделируемая система основана на схеме двойной дифракции (схеме 4F), изображенной на рис. 1. В плоскости I, совпадающей с передней фокальной плоскостью линзы L_1 , располагается прозрачный транспарант, освещаемый плоской волной. Плоскость II, совпадающая с задней фокальной плоскостью линзы L_1 и передней фокальной плоскостью линзы L_2 , содержит фильтр пространственных частот. Плоскость III — задняя фокальная плоскость линзы L_2 — является плоскостью изображения системы [2, 3].

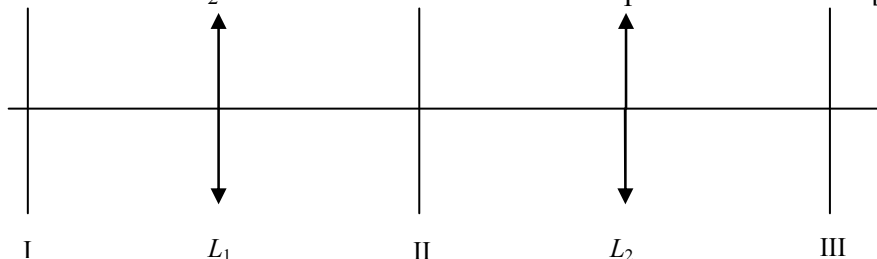


Рис. 1

Распространение оптического поля между плоскостями I и II описывается преобразованием Фурье, осуществляемым тонкой линзой L_1 . Численно этот процесс моделируется быстрым преобразованием Фурье. Действие фильтра пространственных частот в плоскости II определяется перемножением результата предыдущего преобразования и численного представления фильтра, описываемого двумерным массивом значений функции пропускания. Линза L_2

формирует фурье-преобразование результата, полученного на предыдущем этапе, в плоскости Π , что численно также моделируется быстрым преобразованием Фурье.

В модели должна быть предусмотрена возможность произвольного задания параметров, описывающих случайный фазовый объект, и поперечного смещения фильтра пространственных частот. Основные параметры модели следующие: фазовый транспарант имеет вид квадрата с длиной стороны 10 мм, длина волны излучения 632,8 нм, фокусное расстояние линз 250 мм. Размеры фазового транспаранта выбраны в соответствии с характерными размерами ПЗС-матриц. Выбор источника излучения и фокусных расстояний линз обусловлен их легкой доступностью, что важно на этапе физического моделирования.

Описание компьютерной модели. Компьютерная модель системы, предназначенной для визуализации случайных фазовых неоднородностей методом оптической фильтрации пространственных частот, состоит из двух модулей.

Первый программный модуль осуществляет генерацию модели транспаранта, содержащего множество одиночных фазовых объектов в виде дисков. При этом координаты, диаметр объекта и величина вносимого им фазового смещения являются случайными величинами, распределенными по нормальному закону. Значения математического ожидания и дисперсии каждой из перечисленных величин задаются пользователем. Результатом работы программы является двумерный массив, выводимый в виде изображения и сохраняемый в файл. На рис. 2 представлен пример сгенерированного программой транспаранта со следующими параметрами: количество одиночных фазовых объектов 100; математическое ожидание координат центра объекта соответствует центру транспаранта, дисперсия координат по каждой из двух осей составляет 2 мм; математическое ожидание размера объекта 0,2 мм, дисперсия 0,05 мм; математическое ожидание фазового смещения, вносимого в волновой фронт проходящей волны, 0,1 рад, дисперсия 0,01 рад.

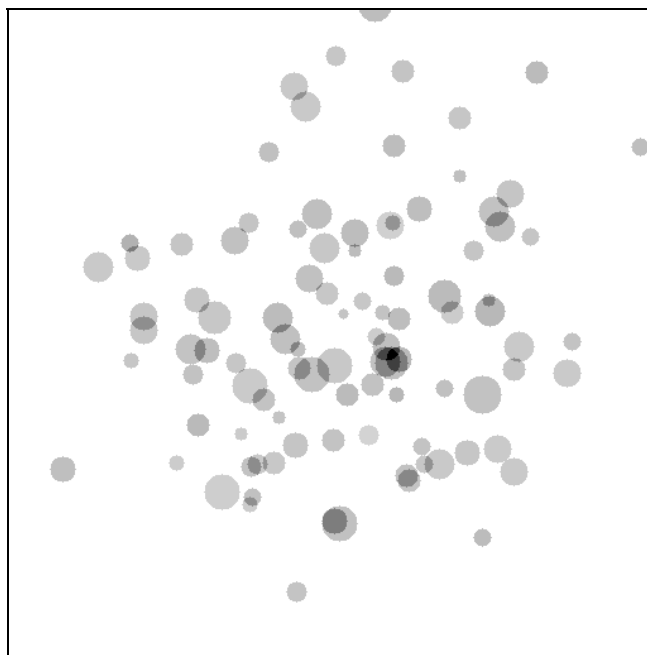


Рис. 2

Второй программный модуль осуществляет непосредственно моделирование процесса визуализации фазового контраста в системе двойной дифракции. Визуализируемый транспарант описывается массивом, сгенерированным первой программой. Используемый фильтр и величина его поперечного смещения выбираются и задаются пользователем. На настоящий момент реализация модели предоставляет выбор между фильтром Гильберта [4] и ножом Фуко.

Результатом работы второго программного модуля является выводимое изображение, отображающее распределение интенсивности в плоскости изображения системы визуализации фазового контраста. Также на экране выводятся максимальное I_{\max} и минимальное I_{\min} значения интенсивности изображения (относительно принятой за условную единицу интенсивности волны, освещающей фазовый транспарант) и значение контраста, рассчитываемое по формуле

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

После получения результатов для отцентрированного фильтра задается его смещение на некоторую величину и вычисляется новое значение контраста.

Результаты. При визуализации фазового транспаранта (см. рис. 2) получены картины распределения интенсивности в плоскости изображения системы. На рис. 3, *а* показано распределение интенсивности при визуализации фазового транспаранта с использованием центрированного ножа Фуко. Контраст изображения приближается к единице, но максимальная интенсивность составляет всего 7 % от интенсивности освещающей волны. Причиной этого является перекрытие нулевой пространственной частоты, переносящей большую часть энергии и соответствующей равномерно засвеченному фону. На рис. 3, *б* приведено изображение того же фазового транспаранта, визуализируемого с помощью ножа Фуко, смещенного на 10 мкм в область отрицательных пространственных частот. Контраст также приближается к единице, но максимальная интенсивность изображения снижается из-за более полного перекрытия зрачка оптической системы ножом. При смещении же ножа в область положительных пространственных частот контраст снижается, но интенсивность изображения, как видно на рис. 3, *в*, значительно повышается вследствие прекращения подавления нулевой пространственной частоты.

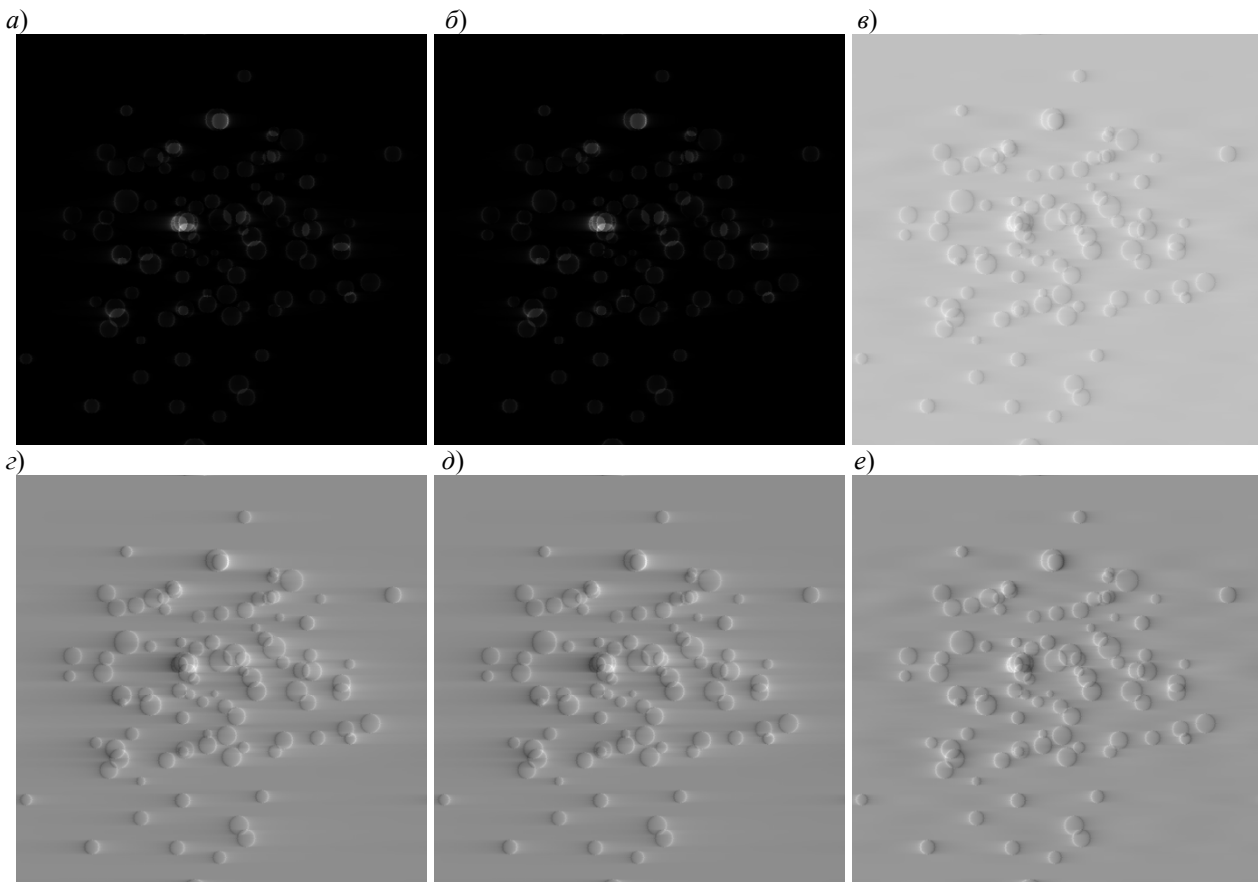


Рис. 3

При использовании фильтра Гильберта зависимость значения контраста от смещения фильтра имеет другой вид. Поскольку фильтр Гильберта является непоглощающим, интенсивность изображения будет оставаться высокой при любых смещениях фильтра. На рис. 3, *г* представлен результат визуализации фазового транспаранта с использованием центрального фильтра Гильберта, а на рис. 3, *д* и *е* соответственно — с использованием фильтра Гильберта, смещенного на 10 мкм в область отрицательных и положительных пространственных частот.

График зависимости контраста изображения (C) на выходе системы двойной дифракции от величины поперечной децентрировки (смещения) фильтров пространственных частот (Δ) приведен на рис. 4. Как уже было сказано, при смещении ножа Фуко в область отрицательных пространственных частот контраст изображения приближается к единице, но общая интенсивность изображения падает. Поэтому равный единице контраст в данной ситуации не может свидетельствовать о преимуществах использования ножа Фуко по сравнению с фильтром Гильберта.

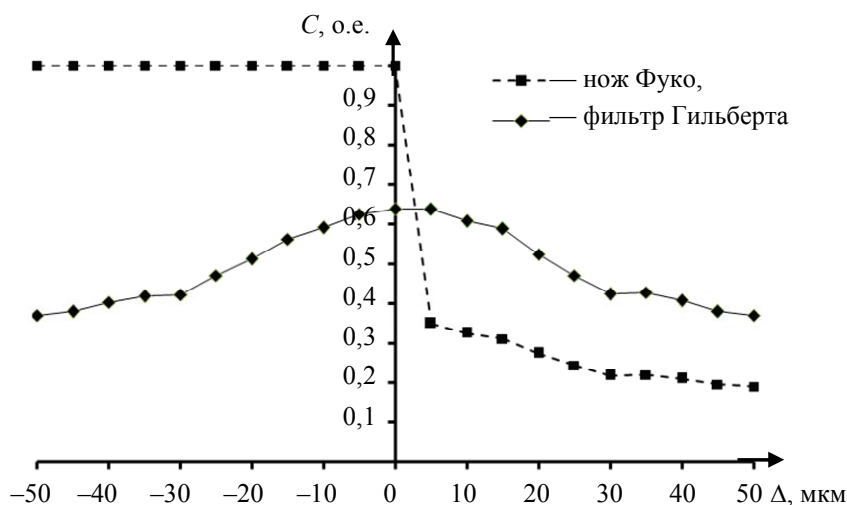


Рис. 4

Выводы. В ходе исследований установлено, что система фильтрации пространственных частот, основанная на фильтре Гильберта, менее чувствительна к поперечным децентрировкам фильтра. Контраст оказывается ниже, чем при использовании ножа Фуко, но это достигается лишь за счет подавления пространственных частот, в результате чего минимальная интенсивность оказывается близкой к нулю. Кроме того, подавление гармоник при смещении ножа Фуко в область отрицательных пространственных частот вызывает резкое снижение качества изображения. Следует отметить, что при внесении в модель дополнений, учитывающих эффекты дифракции на оправках линз, контраст изображения, полученного с использованием ножа Фуко, не будет равен единице. Это обусловлено дифракционным „расплыванием“ нулевой пространственной частоты, что снизит эффективность ее подавления, и, как следствие, интенсивность фона не будет обнуляться.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gluckstad J., Palima D.* Generalized phase contrast: applications in optics and photonics // Springer Ser. in Optical Sciences. 2009. Vol. 146.
2. *Гудмен Дж.* Введение в фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
3. *Коротков П. А., Смирнов С. А.* Анализ когерентных теневых методов наблюдения фазовых объектов // Изв. вузов. Приборостроение. 2007. Т. 50, № 1. С. 49—56.
4. *Сороко Л. М.* Гильберт-оптика. М.: Наука, 1981. 160 с.

Марк Валерьевич Окулов

Сведения об авторе
— аспирант; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики;
E-mail: mvokulov@gmail.com

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

УДК 535.31:681.7; 681.382.473.84

В. А. ГРИММ, М. С. РУДАКОВА, С. А. СМИРНОВ

МИКРОПРОЕКТОРНЫЕ СИСТЕМЫ СМЕШАННОЙ И ДОПОЛНЕННОЙ РЕАЛЬНОСТИ НА ПЛОСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ ЭКРАНАХ

Рассматривается архитектура микропроекторной системы с двумерной растровой структурой, реализованной на плоских оптических световодных (волноводных) элементах. Представлены различные варианты реализации такого устройства и приведены расчеты по выбору параметров призматических элементов, составляющих плоский световодный экран: угла наклона и требуемых коэффициентов отражения слоев в зависимости от заданных размеров поля обзора.

Ключевые слова: системы индикации, оптический световодный (волноводный) элемент, комбинер, мультипликатор поля зрения, коллиматорный объектив, жидкокристаллический дисплей.

В последнее десятилетие появилось значительное количество публикаций, посвященных микропроекторным системам, реализующим технологии смешанной и дополненной реальности. Подобные устройства могут выполняться либо в виде индикаторов, установленных, к примеру, в кабине летательного аппарата, с увеличенным полем обзора и удаленным расположением относительно глаз наблюдателя, либо в виде моно- или бинокулярных систем, расположенных на расстоянии 15—30 мм от глаза. В качестве генератора изображений, как правило, используются отражательные FLCOS-микродисплеи, снабженные осветительной системой. Изображение с экрана микродисплея вводится с использованием малогабаритного коллиматорного объектива в двумерную растровую систему, создающую необходимое поле обзора и формирующую изображение, в виде растрово-символьной информации, на сетчатке глаза на фоне окружающего пространства. Область использования подобных систем достаточно широка: модульная авионика, индивидуальные системы поля боя, автомобилестроение, телевидение высокого разрешения, мультимедийные системы формирования 3D-изображений и т.п. Основным элементом таких микропроекторных систем является двумерная растровая структура — комбинер, обеспечивающая требуемое мультиплицирование световых пучков, заполняющих выходной зрачок коллиматорного объектива. Принципы построения таких растровых структур на основе плоских световодных (волноводных) элементов могут быть различными [1, 2]: с использованием призматических элементов, имеющих профилированный коэффициент отражения поверхностей; с использованием голографических элементов типа линз и дифракционных решеток на поверхностях световодной пластины для ввода—вывода излучения либо дифракционных оптических элементов для тех же целей.

Задача создания подобного рода систем и, в первую очередь, их оптического расчета на сегодняшний день не является типовой задачей теории оптического изображения и не решена с позиции обеспечения „сквозного“ расчета от плоскости предметов (с учетом характера ос-

вещающего поля) до плоскости изображения (сетчатка глаза). Отсутствуют расчетные модели и алгоритмы, а существующие специализированные программные продукты (ZEMAX, Trance-Pro, MOPS) не предназначены для расчета с большими массивами лучей и поверхностей. Не выработаны надежные критериальные оценки качества формируемого изображения и не определена их связь с конструктивными характеристиками оптических элементов, что не позволяет ставить и решать оптимизационную задачу теории оптического расчета подобных элементов и систем.

Актуальность настоящей статьи связана с решением указанных проблем и созданием цветных систем индикации приборной информации, для которых существуют несколько основных вариантов построения плоских волноводных экранов. В данной статье рассматривается комбинированный метод построения плоского экрана на основе геометрических методов транспортировки плоскополяризованного излучения через селективно-отражающие/пропускающие слои (склеенные поверхности).

Плоский волноводный экран данного типа можно отнести к разряду двумерных растровых оптических систем, которые реализованы на односторонних призмных элементах. На рис. 1 показана принципиальная схема транспортировки излучения от микродисплея 1 через объектив 2, оптическую систему, состоящую из призм и представляющую собой плоский волноводный экран 3—8, до плоскости наблюдения 9. Как видно из рисунка, основными элементами сложной структуры экрана являются два скрещенных призмных блока: блок 3, 4, 5, именуемый мультипликатором горизонтального поля (МГП), и блок 6, 7, 8 — мультипликатор вертикального поля (МВП). Количество элементов (призм) в мультипликаторах полей может быть различным. Излучение в мультипликаторы вводится через входные прямоугольные призмы 3, 6 с углом β в основании.

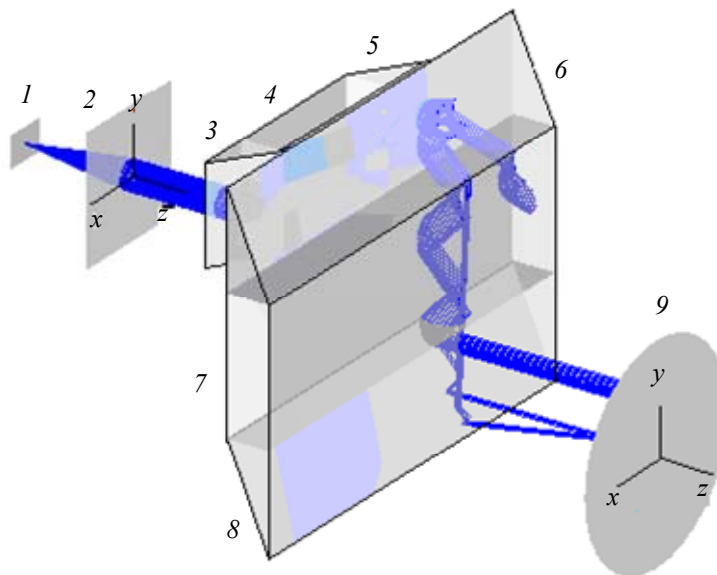


Рис. 1

Здесь, как и относительно любой сложной составной призмной системы, можно говорить о необходимости соблюдения постоянства числа отражений от поверхностей каждого из двух ортогональных призмных блоков для заданного поля зрения. Несоблюдение данного принципа для лучей из заданного поля зрения приводит к появлению паразитных изображений и бликов и, как следствие, к снижению контраста в изображении информационной панели.

Если сохраняется четное число отражений от поверхностей в обоих блоках, то наблюдатель будет видеть прямое изображение. В этом случае перемещение точки на экране микродисплея по направлению будет всегда совпадать с видимым направлением перемещения

объекта. При нечетном числе отражений от поверхностей в одном из блоков будет получаться зеркальное изображение. „Нечетность“ первого блока приводит к зеркальности изображения на экране дисплея относительно горизонтали, а „нечетность“ второго — к зеркальности изображения относительно вертикали. В данном случае согласованное движение точки по экрану дисплея с направлением движения объекта будет нарушено. Для наблюдателя изображение точки будет перемещаться в направлении, противоположном движению объекта. При нечетном числе отражений от поверхностей обоих блоков (суммарно — четное число) получается перевернутое изображение. Этот недостаток легко устраняется поворотом микродисплея вокруг оптической оси на 180° (без учета работы объектива).

Для анализа мультипликатора можно использовать приближения в рамках лучевой геометрической оптики. Решение вопроса о том, каким образом обеспечить постоянную четность (или нечетность) числа отражений для всей совокупности рассматриваемых лучей, достигается выбором особенных селективно-отражающих/пропускающих покрытий входных граней призм, в дальнейшем именуемых ТР-слоями. На рис. 2, а—в соответственно представлены возможные варианты реализации мультипликатора в зависимости от выбора угла наклона α ТР-слоя (или угла β в основании входной прямоугольной призмы):

вариант 1 — наклон ТР-слоя под углом $\alpha = \beta > 30^\circ$;

вариант 2 — наклон ТР-слоя под углом $\alpha = \beta < 30^\circ$;

вариант 3 — наклон в основании прямоугольной призмы под углом $\beta = 30^\circ$.

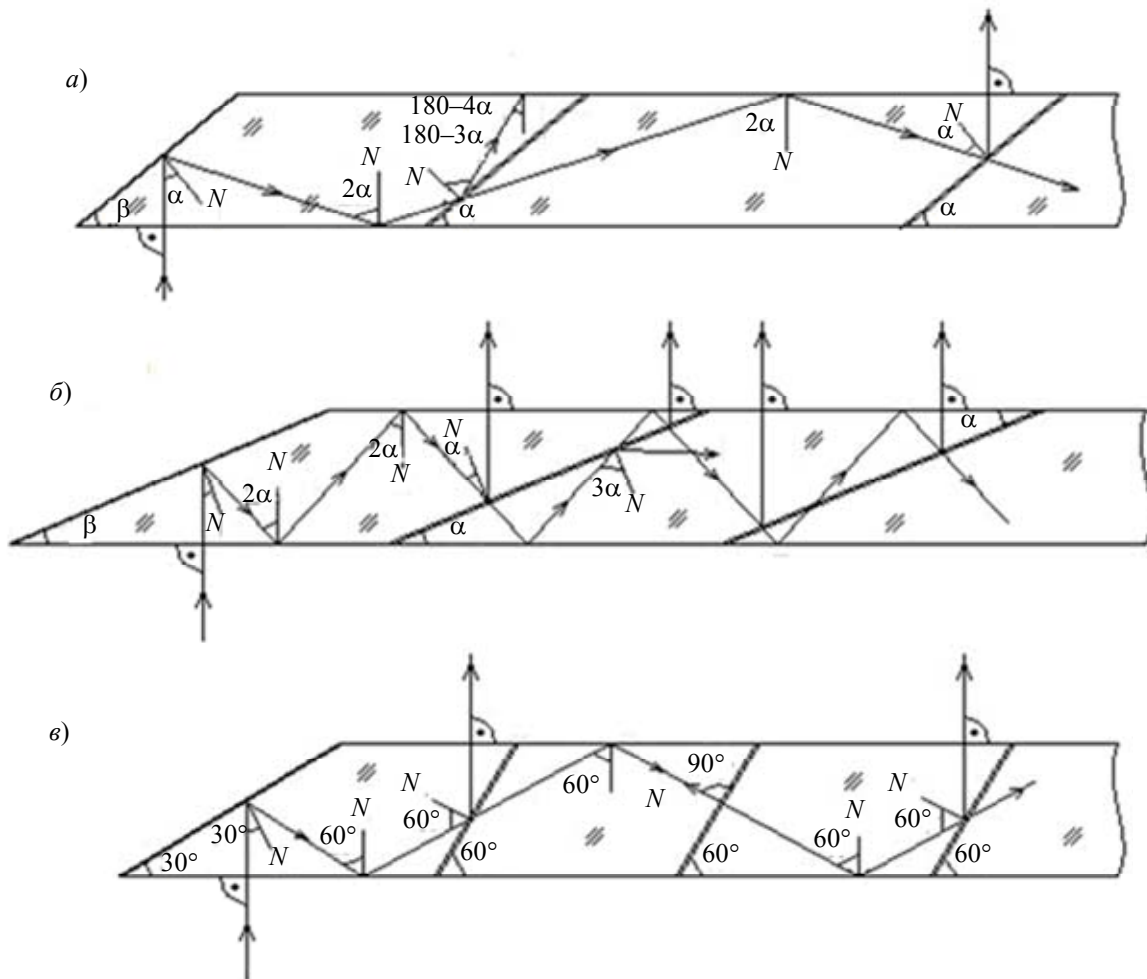


Рис. 2

Величина угла падения луча на грани определяет, будет ли излучение пропущено или отражено ТР-слоем. Если угол падения превышает заданное значение, то луч проходит через ТР-слой без частичного отражения. На рис. 3, а—в показан принципиальный ход кривой, ха-

характеризующей отражательную способность слоя, с учетом максимального полевого угла ω в мультипликаторе. Для варианта 1 (см. рис. 3, а) углы падения должны лежать в пределах $180 - 3\alpha \pm \omega$, для варианта 2 (см. рис. 3, б) — в пределах $3\alpha \pm \omega$. В случае варианта 3 (см. рис. 3, в) пропускание обеспечивается в окрестности углов $\pm \omega$. С точки зрения реализации зависимости коэффициента пропускания слоя ρ от угла падения вариант 3 можно отнести к тривиальному решению. Для вариантов 1 и 2 ход кривой, характеризующей отражательную способность оптических материалов на границе двух сред, противоречит обычному представлению.

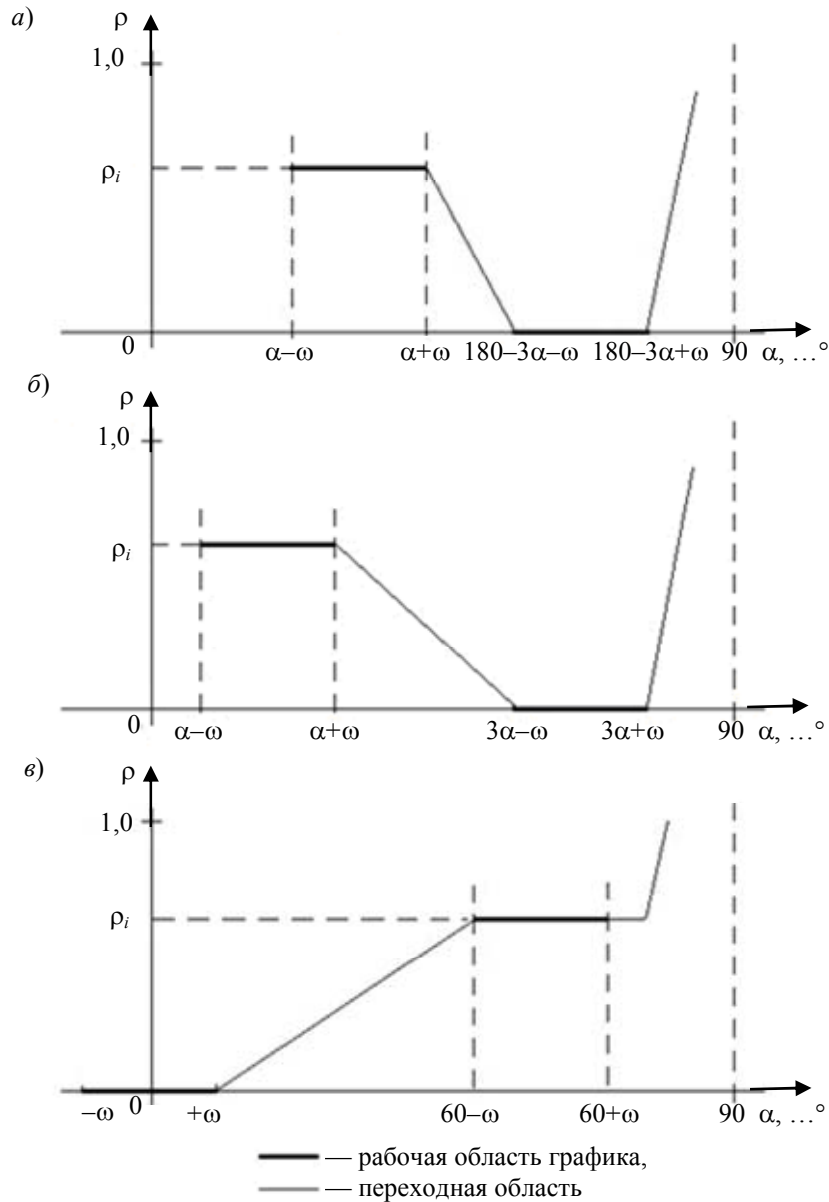


Рис. 3

Для обеспечения равномерной освещенности плоскости наблюдения необходимо соблюсти условие равномерного деления светового потока ТР-слоями. При общем количестве ТР-слоев N мультипликатора коэффициент отражения ρ_i -го слоя в области углов падения $\alpha \pm \omega$ для вариантов 1 и 2 и при углах падения $60 \pm \omega$ для варианта 3 будет определяться по следующей формуле:

$$\rho_i = \rho_0 \frac{1}{(N - i + 1)}, \quad i = 1, 2, \dots, N,$$

где ρ_0 — отражательная способность мультипликатора; для МГП $\rho_0 = 1,0$, для МВП $\rho_0 = 0,2 \dots 0,4$.

Оптимальный угол наклона ТР-слоя (α) и входной прямоугольной призмы (β) определяются из условия равенства переходных зон. Для варианта 1 при наклоне ТР-слоя под углом $\alpha = \beta > 30^\circ$ можно составить следующее равенство:

$$180 - 3\alpha - \omega - (\alpha + \omega) = 90 - (180 - 3\alpha + \omega).$$

Отсюда находим, что

$$\alpha = \beta = 38,57 - \frac{1}{7}\omega.$$

Мультипликаторы могут быть выполнены из различных оптических материалов, но наиболее приемлемыми являются стекла марок К8, N-ВК7, ТК21, полистирол, так как они обладают малыми потерями на исследуемых длинах волн. Рассмотрим случай, когда материалом мультипликатора является стекло ТК21 с показателем преломления $n=1,65306$. В данном случае максимальный полевой угол в мультипликаторе $\omega = 9^\circ$ (в воздухе $\omega = \pm 15^\circ$). Тогда для варианта 1 $\alpha = \beta = 37,3^\circ$, а переходные области составят $12,8^\circ$.

Для варианта 2 при наклоне ТР-слоя под углом $\alpha = \beta < 30^\circ$

$$3\alpha - \omega - (\alpha + \omega) = 90 - (3\alpha + \omega).$$

Отсюда находим, что

$$\alpha = \beta = 18 + \frac{1}{5}\omega.$$

Из этого выражения следует, что для варианта 2 угол наклона $\alpha = \beta$ должен равняться $19,8^\circ$, а переходные области составят $21,6^\circ$. Однако здесь вступает в силу условие обеспечения полного внутреннего отражения на боковых гранях (см. рис. 2, б). Полагая, что

$$2\alpha - \omega > \arcsin(1/n),$$

находим:

$$\alpha > 18,61 + \frac{1}{2}\omega.$$

Для стекла ТК21 угол α должен превышать $23,11^\circ$. Принимая $\alpha = \beta = 23,2^\circ$, находим, что размеры переходных зон составляют $28,4$ и $11,4^\circ$.

Для варианта 3, при наклоне в основании прямоугольной призмы под углом $\beta = 30^\circ$, наблюдаем большие области переходных зон: $60 - \omega - \omega = 60 - 2\omega$ и $90 - (60 + \omega) = 30 + \omega$, что при $\omega = 9^\circ$ дает 42 и 39° соответственно. Чем больше размер области перехода от пропускания излучения к частичному отражению, тем проще достигнуть требуемого коэффициента отражения/пропускания ТР-слоя. С этой точки зрения, решение, реализуемое при нечетном числе отражений (вариант 3), выгодно отличается от вариантов 1 и 2.

Оптимальные значения углов наклона ТР-слоя при использовании некоторых оптических материалов приведены в таблице.

Материал	α, \dots°	
	Вариант 1	Вариант 2
К8, N-ВК7 ($n=1,51452$)	37,2	25,8
Полистирол ($n=1,585376$)	37,3	24,5
ТК21 ($n=1,65306$)	37,3	23,3

Таким образом, в настоящей статье представлен возможный вариант реализации двумерной растровой системы, используемой для отображения информации в микропроекторных системах смешанной и дополненной реальности. Разработанная расчетная модель позволила определить основные параметры призматических элементов, а именно углы наклона ТР-слоев и входной прямоугольной призмы, а также требуемые коэффициенты отражения слоев в зависимости от заданных размеров поля обзора ω . Как уже было замечено, возможная область применения такого устройства простирается в очень широких пределах, его разработка и дальнейшая реализация позволит существенно облегчить и повысить качество жизни.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Багдасаров А. А., Анитропов Р. В., Багдасарова О. В., Лившиц И. Л. Индикаторные системы отображения вторичной информации комплексов авионики и авиабазирования // Изв. вузов. Авиационная техника. 2011. № 2. С. 48—53.
2. Pat. 8.004.765 B2 US. Light Guide Optical Device / Y. Amitai. 2011. Aug.

Сведения об авторах

- Вячеслав Антонович Гримм** — Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики; ст. науч. сотрудник;
E-mail: mopsat@mail.ru
- Мария Сергеевна Рудакова** — магистр; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики;
E-mail: rudakovams@bk.ru
- Сергей Александрович Смирнов** — канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики;
E-mail: sma46@mail.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

УДК 53.082.5

Г. Д. ФЕФИЛОВ

**ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ БИНАРНЫЙ ФИЛЬТР
С ПЕРЕСТРАИВАЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ
ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО ТИПА**

Представлена методика оптимальной пространственно-временной фильтрации сигнала при лазерной дифрактометрии микрообъектов. Принцип работы пространственно-временного фильтра с перестраиваемыми параметрами основан на методе кусочно-линейной аппроксимации виртуальной модели фильтра. Приведены результаты экспериментальной проверки работы фильтра.

Ключевые слова: пространственно-временная фильтрация сигнала, лазерная дифрактометрия микрообъектов.

В лазерной дифрактометрии одной из основных операций преобразования измерительного сигнала является оптимальная фильтрация, с помощью которой осуществляется функциональное преобразование осциллирующего сигнала с неравномерной амплитудой, описывающего распределение интенсивности в регистрируемой дифракционной картине, в периодический сигнал с равномерной амплитудой.

Фильтрация сигнала осуществляется, как правило, с помощью либо оптических амплитудных пространственных фильтров с переменной плотностью, либо бинарных фильтров, конструктивно согласованных со сканирующим устройством и фотоэлектрическим преобразователем лазерного дифрактометра. Амплитудные пространственные фильтры с переменной плотностью изготавливаются в основном из темного стекла [1], или с использованием фотоматериалов [2], или по технологии градиентных тонкослойных покрытий, толщина которых меняется по заданному закону [3]. Бинарные фильтры, в свою очередь, выполняют функцию апертурной диафрагмы фотоприемника. Как правило, область пропускания бинарного фильтра

обладает осью симметрии, а его размер в поперечном направлении определяется распределением интенсивности в дифракционной картине [4]. Основным недостатком оптических фильтров является неизменность функции их пропускания. Вследствие влияния параметров лазерного излучения, дефектов контролируемого объекта и несовершенства узлов дифрактометра характеристики дифракционной картины отклоняются от идеальных значений, на которые рассчитан фильтр. Кроме того, амплитудные и бинарные пространственные фильтры трудоемки в изготовлении и усложняют конструкцию дифрактометра. Таким образом, для достижения оптимального преобразования сигнала необходимо корректировать параметры фильтра.

Математическое моделирование процессов формирования измерительного сигнала и его преобразование в узлах дифрактометра осуществляются с помощью выражений, описывающих распределение интенсивности $I(\rho)$, где ρ — пространственная координата, в дифракционной картине объектов, таких как отверстия прямоугольной или круглой формы и дополняющие их экраны. Дифракционная картина отверстия круглой формы представляет собой светлый диск, окруженный concentрическими светлыми и темными кольцами, интенсивность которых уменьшается с увеличением радиуса. 84 % полной мощности дифракционной картины сосредоточено в ее центральном максимуме I_0 [5], а интенсивность боковых лепестков стремительно уменьшается по мере удаления их от центра картины. Различие значений интенсивности между первым и пятым дифракционными лепестками составляет ~3000 раз.

Для регистрации дифракционной картины объекта круглой формы целесообразно использовать передающую телевизионную камеру. В этом случае бинарная пространственно-временная фильтрация измерительного сигнала основана на дискретизации дифракционной картины в виде построчного разложения по линейной траектории, выделении из каждой строки разложения требуемого фрагмента видеосигнала, его интегрировании и запоминании

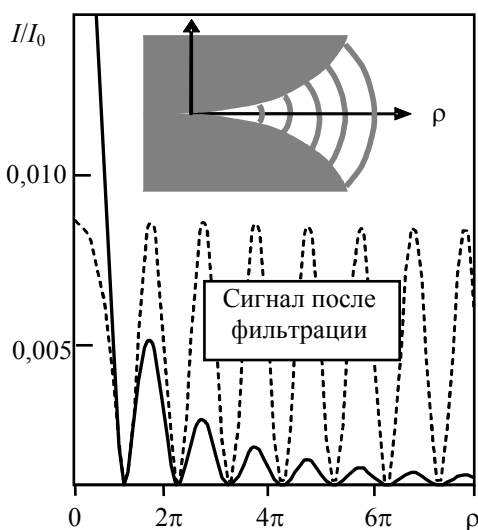


Рис. 1

результатов интегрирования [6]. Длительность фрагментов видеосигнала, подлежащих интегрированию, симметрично возрастает от строки к строке на величину $\pm\Delta t$ по заданному закону начиная со строки разложения, проходящей через центр дифракционной картины. Огибающая ступенчато изменяющейся последовательности результатов интегрирования выделенных фрагментов, за период построчного разложения дифракционной картины, представляет собой сигнал $U(\xi) = 4\xi J_1^2(\xi)$, где J_1 — функция Бесселя I рода. При этом происходит выравнивание амплитуды переменной составляющей сигнала на выходе фильтра за счет увеличения амплитуды периодов, соответствующих периферийным максимумам интенсивности дифракционной картины (рис. 1).

С точностью до постоянного множителя операцию бинарной пространственно-временной фильтрации при линейной дискретизации дифракционной картины можно представить выражением

$$U(\xi) = \left| \int_{-f(\xi)}^{f(\xi)} \frac{J_1(\sqrt{\xi^2 + \eta^2})}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} d\eta \right|^2,$$

где $f(\xi)$ — функция изменения от строки к строке длительности интегрируемых фрагментов разложения дифракционной картины (видеосигнала); ξ , η — координаты прямолинейной траектории интегрирования фрагментов разложения дифракционной картины.

С использованием данного выражения получена функция $f(\xi) = 0,5 \cdot 10^{-3} \xi^4$ изменения длительности интегрируемых фрагментов видеосигнала при линейной дискретизации дифракционной картины. При этом неравномерность амплитуды переменной составляющей полученного измерительного сигнала составила не более 3 % для периода, соответствующего центральному дифракционному максимуму, а для последующих периодов — не более 0,2 %. Коэффициент при переменной ξ^4 рассчитывался исходя из величины допустимой погрешности выравнивания амплитуды переменной составляющей сигнала. При уменьшении коэффициента, стоящего перед ξ^4 , уменьшается длительность интегрируемых фрагментов видеосигнала и неравномерность переменной составляющей, однако при этом уменьшается и амплитуда полезного сигнала. С другой стороны, с увеличением длительности интегрируемых фрагментов видеосигнала амплитуда полезного сигнала возрастает, но возрастают также искажения сигнала, вызванные в первую очередь тем, что интегрирование „круговой“ функции осуществляется по хорде. Это приводит к появлению нелинейной постоянной составляющей, смещению экстремумов и увеличению неравномерности амплитуды переменной составляющей сигнала, которая с удалением от центра дифракционной картины уменьшается.

Для функционирования бинарного пространственно-временного фильтра необходим генератор последовательности стробирующих прямоугольных импульсов, длительность каждого из которых симметрично изменяется (возрастает) от строки к строке разложения на величину $\pm \Delta t$ по заданному закону. В основу работы генератора последовательности импульсов положено создание сигнала специальной формы (форма которого подобна окну прозрачности фильтра). Тогда требуемая последовательность импульсов формируется на выходе компаратора как результат сравнения согласованных по амплитуде сигнала специальной формы и постоянного напряжения, значение которого обратно пропорционально номеру соответствующей строки разложения. Привязка последовательности импульсов к регистрируемой дифракционной картине в пространственно-временной области осуществляется с помощью синхроимпульсов строчной и кадровой разверток передающей телевизионной камеры.

В пространственно-временной области сигнал специальной формы, определяющий форму окна прозрачности фильтра, должен быть ориентирован относительно раstra и дифракционной картины таким образом, чтобы его вершина была совмещена с первой строкой разложения в плоскости изображения и оптической осью (центром дифракционной картины), а ось симметрии импульса была перпендикулярна направлению строчной развертки. Изображение регистрируемой дифракционной картины и контура окна прозрачности пространственно-временного фильтра приведено на рис. 2

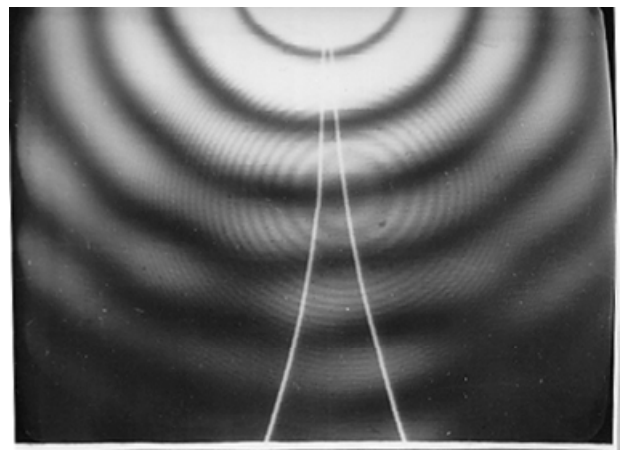


Рис. 2

В основу синтеза сигнала специальной формы положен метод кусочно-линейной аппроксимации. Для реализации этого метода воспроизводимая функция $f(\xi)$ на всем интервале разбивается на N участков длиной $l_i = X_{i+1} - X_i$ и на каждом из них заменяется прямой линией. Число участков разбиения и их координаты определяются заданной погрешностью аппроксимации δ [7]. Данный способ синтеза сигнала специальной формы позволяет видоизменять форму окна „прозрачности“ пространственно-временного фильтра посредством изменения параметров сигнала специальной формы на всех или отдельных участках разбиения, в том числе и автоматически. В таблице приведены результаты расчета числа участков N для

функции $f(\xi) = 0,5 \cdot 10^{-3} \xi^4$ в зависимости от методов разбиения области задания аргумента и точности кусочно-линейной аппроксимации (КЛА):

КЛА-1 — равные участки;

КЛА-2 — неравные участки, длины которых кратны, например, целой степени числа 2;

КЛА-3 — неравные участки, максимально возможная длина которых обеспечивает минимальную (чебышевскую) аппроксимацию.

Функция	Тип КЛА	N при δ , %					
		5	2	1	0,5	0,2	0,1
$0,5 \cdot 10^{-3} \xi^4$	КЛА-1	6	8	13	18	27	36
	КЛА-2	4	6	8	11	16	21
	КЛА-3	4	6	7	10	12	15

Сравнительный анализ приведенных в таблице данных показывает, что при заданной погрешности аппроксимации $\delta = 5 \dots 1$ % число участков разбиения функции для трех рассматриваемых методов отличается незначительно. При уменьшении погрешности количество участков возрастает, особенно для метода, в котором осуществляется разбиение на равные участки (КЛА-1). Метод КЛА-2 обладает несложным схемным решением и по количеству участков разбиения практически равноценен методу Чебышева.

Проверка работы бинарного пространственно-временного фильтра с различной формой окна выполнялась на экспериментальной установке, функциональная схема которой приведена на рис. 3, где 1 — He—Ne-лазер, 2 — контролируемый объект, 3 — линза, 4 — телевизионная камера, 5 — монитор, 6 — электронный блок, 7 — осциллограф С9-8, 8 — анализатор спектра сигнала СК4-57, 9 — преобразователь сигнала.

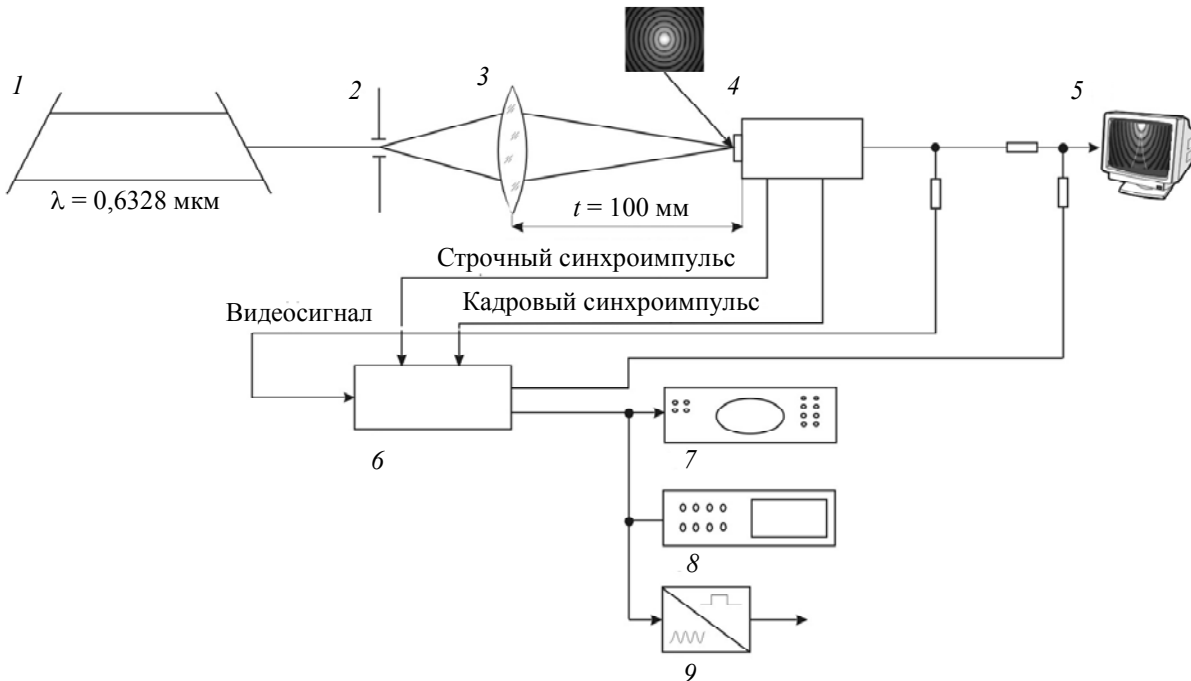


Рис. 3

Генерирование сигнала специальной формы осуществляется с помощью интегратора с непрерывным сбросом, выполняемого на основе операционного усилителя, во входную цепь которого на протяжении интервала времени, соответствующего каждому участку аппроксимации, подается постоянный ток, пропорциональный крутизне изменения напряжения на воспроизводимом участке. Крутизна изменения напряжения сигнала определяется N -стабильной ($R_1 \dots R_N$) RC цепью интегратора, где $R_1 \dots R_N$ — резисторы, количество которых равно количеству участков разбиения, C — конденсатор интегратора. Источник тока через коммутируемые

электронные ключи поочередно через резисторы $R_1 — R_N$ подключается к входу операционного усилителя, в цепи обратной связи которого содержатся высокоточный конденсатор C и управляемый электронный ключ для обнуления интегратора. При таком включении операционный усилитель работает в режиме интегратора с непрерывным сбросом, что обеспечивает разряд до нуля конденсатора после каждого цикла формирования сигнала специальной формы. С момента начала формирования сигнала управляемые электронные ключи поочередно через соответствующие резисторы $R_1 — R_N$ подключают источник тока положительной полярности к входу интегратора. За это время на выходе интегратора формируется одна половина сигнала специальной формы. Затем полярность источника тока меняется и управляемые электронные ключи в обратном порядке через резисторы $R_N — R_1$ подключают источник тока к входу интегратора, где формируется другая половина сигнала специальной формы.

Синхроимпульсы кадровой развертки после формирования кадра поступают на установочный вход реверсивного счетчика, где записывается число, равное количеству строк. Синхроимпульсы строчной развертки задают ритм формирования сигнала специальной формы и также поступают на вход счетчика. Из записанного в памяти счетчика числа вычитается по единице, и формируется код, обратно пропорциональный номеру строки. С помощью цифроаналогового преобразователя этот код преобразуется в постоянное напряжение, обратно пропорциональное номеру строки.

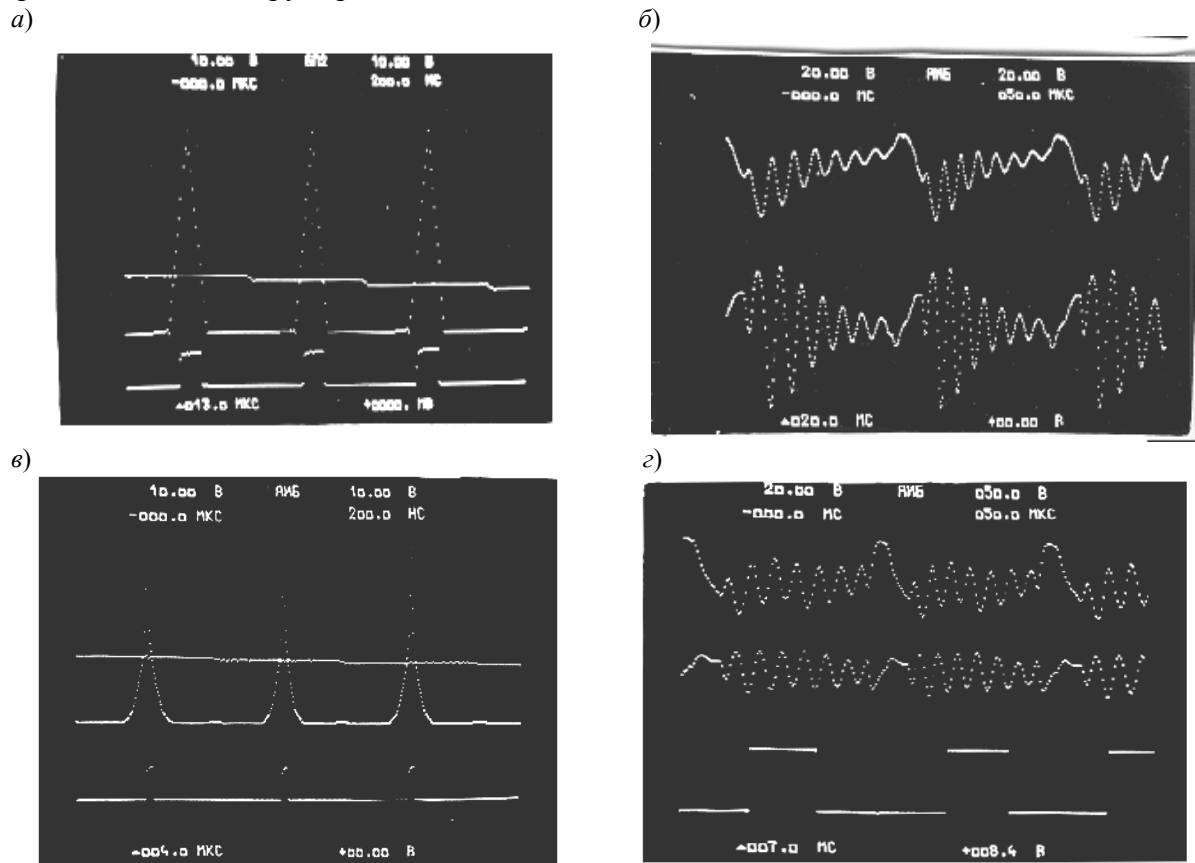


Рис. 4

На рис. 4 представлены фотоизображения с экрана осциллографа, поясняющие работу бинарного пространственно-временного фильтра: *а* и *в* — осциллограммы сигналов специальной формы (треугольной — *а*, оптимальной — *в*) и сигналов ступенчато изменяющегося напряжения, поступающих на вход компаратора, на выходе которого формируется последовательность стробирующих импульсов с симметрично изменяющейся длительностью; *б* и *г* — соответственно осциллограмма сигнала на выходе бинарного пространственно-временного фильтра и производная полученного сигнала.

Экспериментальные исследования подтвердили правильность проведенных теоретических исследований, а именно: бинарный пространственно-временной фильтр осуществляет функциональное преобразование осциллирующего сигнала с неравномерной амплитудой, описывающего распределение интенсивности в регистрируемой дифракционной картине, в периодический сигнал с равномерной амплитудой.

К основным достоинствам метода бинарной пространственно-временной фильтрации относятся простота реализации и возможность изменения параметров фильтра в процессе эксперимента, в том числе и автоматически. Реализация бинарных пространственно-временных фильтров, построенных на основе рассмотренного метода, осуществляется программно или аппаратно, с использованием серийно производимых электронных элементов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Уоткинс А. С. Управление процессом изготовления оптических волокон // ТИИЭР. 1982. Т. 70, № 6. С. 123—131.
2. Юу Ф. Т. С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию / Пер. с англ.; Под ред. В. К. Соколова. М.: Сов. радио, 1979. 304 с.
3. Губанова Л. А., Путилин Э. С. Оттенители и фильтры с переменной плотностью на поверхности сферических деталей // Техника средств связи. Сер. Техника телевидения. 1990. Вып. 1. С. 98—103.
4. А.с. 1312385, СССР. Устройство для измерения размера изделия / А. С. Митрофанов, В. А. Тарлыков, Г. Д. Фефилов // Б.И. 1987. № 19.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 855 с.
6. А.с. № 1379623, СССР. Устройство для измерения геометрических параметров изделий / В. И. Соколов, Г. Д. Фефилов // Б.И. 1988. № 9.
7. Смолов В. Б. Функциональные преобразователи информации. Л.: Энергоиздат, 1981. 248 с.

Сведения об авторе

Георгий Дмитриевич Фефилов

— канд. техн. наук; Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, кафедра лазерной техники и биомедицинской оптики;
E-mail: fg1319@mail.ru

Рекомендована кафедрой лазерной техники и биомедицинской оптики

Поступила в редакцию
26.04.13 г.

SUMMARY

P. 7—11.

HIGH-POWERED COMPACT Nd:YAG LASER WITH UNSTABLE RESONATOR

A new compact laser based on Nd:YAG crystals is presented. The developed laser generates light pulses with energy up to 800 mJ at the wavelength of 1064 nm; pulse duration comprises 3—5 ns, and the beam divergence is 0.6 mrad. Overall dimensions of the laser do not exceed 200×50×40 mm. Comparison of preliminary computer modeling results with experimental data shows a good agreement.

Keywords: pulse laser, unstable resonator, variable reflectivity mirror, near-field region.

Data on authors

- Mikhail V. Inochkin* — Cand. Phys.-Math. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: m_inochkin@mail.ru
- Vyacheslav V. Nazarov* — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: lab255@grv.ifmo.ru
- Kirill A. Fedin* — Master of Sci., St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: kirill_fedin@rambler.ru
- Leonid V. Khloponin* — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: l_khloponin@yahoo.com
- Valery Yu. Khramov* — Dr. Techn. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Head of the Department; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru

P. 12—17.

DIODE-PUMPED SOLID-STATE LASERS FOR 3-D SUBSURFACE MARKING OF TRANSPARENT DIELECTRIC

Requirements to the kilohertz laser pulses parameters for local laser-induced changes in the refractive index of transparent dielectric are considered. Technical specifications of developed diode pumped solid-state lasers are presented, and several applications of the lasers to microtechnologies and research are discussed.

Keywords: diode-pumped solid-state lasers, subsurface laser marking, light-induced optical damage, laser-induced fluorescent centers.

Data on authors

- Sergey V. Gagarsky* — Cand. Phys.-Math. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: s.gagarsky@mail.ru
- Petr A. Gnatyuk* — St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Engineer; E-mail: gnatyuk@mail.ru

- Andrey N. Sergeev* — Post-Graduate Student; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: mg_phoenix@yahoo.com
- Valery Yu. Khramov* — Dr. Techn. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Head of the Department; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru

P. 18—25.

CONTROL OVER TEMPORAL CHARACTERISTICS OF $\text{Nd}^{+3}:\text{YAG}:\text{Cr}^{+4}$ MINI-LASER RADIATION WITH THE USE OF ACTIVE INTRACAVITY OPTICS

A mini-laser with passive Q-switch and an active output coupler based on Fabry — Perot interferometer is investigated experimentally. It is shown, that the use of active Fabry — Perot interferometer as the output coupler allows for control over temporal characteristics of generated laser pulses.

Keywords: microchip laser, mini-laser, active output coupler, Fabry — Perot interferometer, pulse waveform.

Data on authors

- Sergey V. Gagarsky* — Cand. Phys.-Math. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: s.gagarsky@mail.ru
- Vadim V. Kiyko* — Cand. Techn. Sci.; Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Department of High-Powered Lasers, Moscow; E-mail: hkww@mail.ru
- Vladimir A. Kondratyev* — Post-Graduate Student; Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Department of High-Powered Lasers, Moscow; E-mail: vladkondr-88@mail.ru
- Vitaly A. Podvyaznikov* — Cand. Phys.-Math. Sci.; Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Natural Sciences Center, Moscow; E-mail: vivik@kapella.gpi.ru
- Andrey N. Sergeev* — Post-Graduate Student; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: mg_phoenix@yahoo.com
- Viktor K. Chevokin* — Dr. Phys.-Math. Sci.; Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Natural Sciences Center, Moscow; E-mail: vivik@kapella.gpi.ru

P. 25—30.

MODEL OF 3 μm MULTYWAVE LASING OF DIODE-PUMPED ERBIUM CRYSTAL

Results of theoretical investigation of lasing properties of selective-pumped Er:YLF, Er:YAG, and Er:YSGG lasers in single-pulse free-running mode are presented.

Keywords: erbium crystal, selective pumping, diode pumping, multiwave lasing.

Data on authors

- Mikhail V. Inochkin* — Cand. Phys.-Math. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: m_inochkin@mail.ru
- Vyacheslav V. Nazarov* — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: lab255@grv.ifmo.ru
- Dmitry Yu. Sachkov* — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: dsachkov@gmail.com
- Leonid V. Khloponin* — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: l_khloponin@yahoo.com

Valery Yu. Khramov — Dr. Techn. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Head of the Department; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru

P. 31—36.

BACKWARD SRS COMPRESSION OF DIODE-PUMPED MICROCHIP LASER PULSES

Backward SRS conversion of laser pulses from diode-pumped passively Q-switched sub-nanosecond microchip laser is investigated experimentally. Backward SRS conversion efficiency above 50 % and pulse width compression coefficient of 6.4 are reported to be measured in BaNO₃ crystal at kHz repetition rate. A scheme for additional amplification of the first Stokes component in the so-called “kegel” mode of microchip laser generation is proposed.

Keywords: backward SRS conversion, microchip laser, nonlinear optics.

Data on authors

- Sergey V. Gagarsky** — Cand. Phys.-Math. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: s.gagarsky@mail.ru
- Vadim V. Kiyko** — Cand. Techn. Sci.; Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Department of High-Powered Lasers, Moscow; E-mail: hkww@mail.ru
- Vladimir A. Kondratyev** — Post-Graduate Student; Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Department of High-Powered Lasers, Moscow; E-mail: vladkondr-88@mail.ru
- Andrey N. Sergeev** — Post-Graduate Student; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: mg_phoenix@yahoo.com
- Valery Yu. Khramov** — Dr. Techn. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Head of the Department; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru
- Victor E. Yakobson** — Cand. Phys.-Math. Sci.; Research and Technological Institute of Optical Materials All-Russia Scientific Center “S. I. Vavilov State Optical Institute”, St. Petersburg; Senior Scientist; E-mail: Jacobson@goi.ru, jacobsonve@yandex.ru

P. 37—42.

OPTO-THERMAL FIBER CONVERTER OF LASER RADIATION

A new perspective type of laser converters – the fiber-optic thermal converters (FOTC) applied for transformation of output fiber-laser radiation energy into heat is considered. The converters are used in modern medicine for contact laser treatment of biological tissues. The converter formation process is described, dependence of the optical transmission and surface temperature of FOTC on average power of semiconductor laser radiation is investigated.

Keywords: optical fiber, semiconductor laser, converter, laser radiation, transmission, temperature, video.

Data on author

- Alexey V. Skrypnik** — Cand. Phys.-Math. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: alesch_skrypnik@mail.ru

P. 43—50.

LASER TEXTURING OF HARD TISSUES

A method of laser texturing of hard tissues of human teeth with erbium lasers radiation in ablative and sub-ablative modes is described. A positive effect of laser texturing on mechanical and chemical properties of the tissue surface and quality of filling material joint with the textured tissue surface is reported.

Keywords: single-mode erbium laser, enamel, dentin, filling material, bond strength, microleakage, microhardness, wears resistance, acid resistance.

Data on authors

- Andrey V. Belikov* — Dr. Phys.-Math. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: meddv@grv.ifmo.ru
- Alexey V. Skrypnik* — Cand. Phys.-Math. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: alesch_skrypnik@mail.ru
- Ksenia V. Shatilova* — St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Assistant; E-mail: kshatilova@mail.ru

P. 50—56.

LASER-ASSISTED SYNTHESIS OF NANO-SIZED CARBON STRUCTURES

A method for depositing a coating containing nano-sized carbon structures on hard biological tissues is presented. The structures are produced by carbon emission from graphite in the air under the action of millisecond pulses from Glass: Yb, Er laser.

Keywords: nano-sized carbon structures, Glass: Yb, Er laser, emission, energy, radiation pulse, microhardness, coating, orthophosphoric acid.

Data on authors

- Andrey V. Belikov* — Dr. Phys.-Math. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: meddv@grv.ifmo.ru
- Alexey V. Skrypnik* — Cand. Phys.-Math. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: alesch_skrypnik@mail.ru
- Natalia A. Zulina* — Post-Graduate Student; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: zulinatsu@mail.ru

P. 57—62.

SPATIAL AND ENERGETIC CHARACTERISTICS OF LIGHT-EMITTING DIODES USED IN PHOTOCHEMOTHERAPY

The up-to-date approach to the problem of choosing light-emitting diodes for photochemotherapy is considered. Results of studies on energetic characteristics and spatial distribution of LED radiation are presented. A physiotherapeutic apparatus developed with the account for the results is described.

Keywords: radiation, light-emitting diode, radiation power, irradiance, photochemotherapy.

Data on authors

- Andrey B. Veselovsky* — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: avesel@mail.ru

- Pavel I. Guzalov** — Cand. Med. Sci.; Mechnikov North-Western State Medical University, Department of Physiotherapy and Medical Rehabilitation, St. Petersburg;
E-mail: guzalov@mail.ru
- Vera V. Kiryanova** — Dr. Med. Sci., Professor; Mechnikov North-Western State Medical University, Department of Physiotherapy and Medical Rehabilitation, St. Petersburg;
E-mail: kiryanova_vv@mail.ru
- Andrey S. Mitrofanov** — Cand. Techn. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: mitrofanas-1941@mail.ru
- Georgy D. Fefilov** — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: fg1319@mail.ru
- Valery Yu. Khramov** — Dr. Techn. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Head of the Department; E-mail: khramov@grv.ifmo.ru

P. 62—65.

STUDY ON APPLICATION OF SEMICONDUCTOR LASER TO DIFFRACTOMETRY

Spatial coherence of semiconductor laser with the wavelength of 630 nm is studied experimentally. Revealed high degree of spatial coherence is shown to allow for application of the laser to diffractometry. The possibility to obtain diffraction pattern of sufficient contrast is demonstrated by the example of slit diffraction of radiation generated by the laser under consideration.

Keywords: semiconductor laser, spatial coherence, diffractometry.

Data on authors

- Andrey B. Veselovsky** — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: avesel@mail.ru
- Andrey S. Mitrofanov** — Cand. Techn. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: mitrofanas-1941@mail.ru
- Georgy D. Fefilov** — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: fg1319@mail.ru

P. 65—68.

DIFFRACTION TECHNIQUE ACCURACY IN MEASUREMENT OF ROUND MICROOBJECT ILLUMINATED BY SPATIALLY INHOMOGENEOUS LIGHT

The effect of symmetrical and asymmetrical inhomogeneity in spatial distribution of illuminating light field amplitude on diffraction pattern is considered. Relative variation of intervals between minimums in Fraunhofer diffraction pattern for Gaussian beam diffraction on a circular aperture is analyzed.

Keywords: measurement accuracy, laser diffractometry, microobject, laser radiation parameters.

Data on authors

- Andrey B. Veselovsky** — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: avesel@mail.ru
- Andrey S. Mitrofanov** — Cand. Techn. Sci., Professor; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: mitrofanas-1941@mail.ru
- Georgy D. Fefilov** — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: fg1319@mail.ru

P. 69—72.**ANALYSIS OF OPTICAL RADIANCE POWER AND TEMPERATURE OF UV LED CHIPS IN THE PULSED MODE**

Operation of UV light emitting diodes in the pulsed mode at elevated working current and voltage is investigated. Results of measurements of optical power of generated radiation and temperature of the UV LED chips are presented.

Keywords: UV LED, pulsed mode, radiated power, temperature field.

Data on authors

- Yury N. Vedernikov** — Cand. Techn. Sci.; Public Corporation Research-and-Production Enterprise “Krasnoznamenskiy”, St. Petersburg; E-mail: vedjrnik@mail.ru
- Ivan A. Ermakov** — St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Engineer; E-mail: ermik89@mail.ru
- Boris P. Papchenko** — St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Head of R&D Section; E-mail: b.p.papchenko@gmail.com
- Alexander N. Pichugin** — St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Metrology Technician
- Eugene V. Tarakanov** — St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Leading Engineer

P. 73—79.**DETERMINATION OF CONTRAST SENSITIVITY FUNCTION FOR TECHNICAL VISION SYSTEM**

A mathematical model is developed for determination of contrast sensitivity function of technical vision system. The model is based on an idea of functioning of receptive fields of human vision system. A quantitative measure of digital image contrast is proposed. Comparative analysis of the model data and experimental data on contrast sensitivity of human vision system is performed.

Keywords: digital image, measure of contrast, contrast sensitivity function, human vision system, technical vision system, artificial intellect.

Data on authors

- Vitaly V. Bezzubik** — St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Leading Engineer; E-mail: bezzubik@mail.ru
- Nicolay R. Belashenkov** — Cand. Phys.-Math. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: belashenkov@gmail.com

P. 80—84.

MODEL OF VISUALIZATION FOR RANDOM PHASE OBJECT

Dependence of contrast degree in image plane of visualizing system for phase inhomogeneities on lateral movement of spatial frequency filter is considered. A model of such a system based on the method of spatial optical filtering is presented.

Keywords: Foucault method, Hilbert phase knife, phase contrast.

Data on author

Mark V. Okulov — Post-Graduate Student; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: mvokulov@gmail.com

P. 84—89.

MICROPROJECTOR SYSTEMS OF MIXED AND AUGMENTED REALITY WITH PLANAR WAVEGUIDE SCREEN

Architecture of microprojector system with two-dimensional raster structure realized with planar optical fiber (wave guiding) elements is considered. Variants of the system schematic are presented, calculations are carried out to justify the choice parameters of prismatic elements comprising the planar waveguide screen — tilt angle and the reflection of layers — for a given field-of-view dimension.

Keywords: indication system, optical fiber element, combiner, field-of-view multiplicator, collimator lens, liquid-crystal display.

Data on authors

Vyacheslav A. Grimm — St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; Senior Scientist; E-mail: mopsat@mail.ru

Maria S. Rudakova — Master of Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: rudakovams@bk.ru

Sergey A. Smirnov — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: sma46@mail.ru

P. 89—94.

SPATIO-TEMPORAL TUNABLE BINARY FILTER FOR LASER SYSTEM OF MEASURING TYPE

Method of optimal spatio-temporal signal filtering in laser refractometry of microobjects is developed. Principle of operation of spatio-temporal tunable filter is based on piecewise-linear approximation for virtual model of the filter. Results of experimental testing of the filter are presented.

Keywords: spatio-temporal signal filtering, laser refractometry of microobjects.

Data on author

Georgy D. Fefilov — Cand. Techn. Sci.; St. Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Department of Laser Technologies and Bio-Medicine Optics; E-mail: fg1319@mail.ru