

Министерство образования и науки Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Пермский национальный исследовательский
политехнический университет»

Пермский инновационный территориальный кластер
волоконно-оптических технологий «ФОТОНИКА»

ПРИКЛАДНАЯ ФОТОНИКА

APPLIED PHOTONICS

Т. 4, № 2

Издательство
Пермского национального исследовательского
политехнического университета
2017

УДК 621.383

П75

Публикуются статьи, содержащие фундаментальные и прикладные результаты в области лазерной оптики, в том числе связанные с исследованиями в области технологии и свойств оптических компонентов, источников, приемников и преобразователей оптического излучения, оптических коммуникаций, оптических датчиков и информационных систем, лазерных технологий обработки материалов, фотоники в биологии и медицине, радиофотоники.

Предназначено для научных сотрудников, специализирующихся в области фотоники и оптоэлектронного приборостроения, студентов старших курсов направлений «Фотоника и оптоэлектроника», «Приборостроение», «Лазерная техника», «Волоконная оптика».

Главный редактор: *С.А. Бабин*, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия)

Заместитель главного редактора: *В.П. Первадчук*, д-р техн. наук, профессор (Пермь, Россия)

Ответственный секретарь: *Д.Б. Владимирова*, канд. физ.-мат. наук, доцент (Пермь, Россия)

Редакционная коллегия:

Е.М. Дианов, акад. РАН (Москва, Россия)

Ю.Н. Кульчин, акад. РАН (Владивосток, Россия)

В.П. Матвеев, акад. РАН (Пермь, Россия)

С.А. Бабин, чл.-корр. РАН (Новосибирск, Россия)

А.Н. Гурьянов, чл.-корр. РАН (Нижний Новгород, Россия)

М.П. Федорук, чл.-корр. РАН, д-р физ.-мат. наук, профессор (Новосибирск)

А.А. Аполонский, доктор (Мюнхенский университет Людвига-Максимилиана, Мюнхен, Германия)

А.Б. Вольницев, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)

Н.А. Гиптус, д-р физ.-мат. наук, профессор (Сколтех, Москва)

В.П. Драчёв, профессор (Университет Северного Техаса, Дентон, США)

В.В. Криштон, д-р физ.-мат. наук, профессор (Хабаровск, Россия)

И.А. Лобач, канд. физ.-мат. наук (Новосибирск, Россия)

О.Е. Наний, д-р физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)

В.П. Первадчук, д-р техн. наук, профессор (Пермь, Россия)

Д.И. Семенов, д-р физ.-мат. наук, профессор (Ульяновск, Россия)

С.Л. Семёнов, д-р физ.-мат. наук, директор НЦВО РАН (Москва, Россия)

Е.В. Сорокин, профессор (Венский технический университет, Австрия)

К.А. Тарабрин, директор департамента (Минпромторг России, Москва, Россия)

Н.А. Труфанов, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)

С.К. Турицын, профессор (Университет Астон, Бирмингем, Англия)

А.А. Фотиади, доктор (Политехнический университет Монса, Монс, Бельгия)

В.Б. Цветков, д-р физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)

И.Н. Шардаков, д-р физ.-мат. наук, профессор (Пермь, Россия)

В.Я. Шур, д-р физ.-мат. наук, профессор (Екатеринбург, Россия)

Ю.В. Чеботаревский, д-р физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Журнал «Прикладная фотоника (Applied Photonics)» зарегистрирован в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций (Роскомнадзор), свидетельство ПИ № ФС 77 - 59184 от 3 сентября 2014 г.

Периодическое печатное издание (выходит 4 раза в год).

Учредитель – Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Пермский национальный исследовательский политехнический университет».

Адрес учредителя, издателя и редакции: 614990, Пермский край, г. Пермь, Комсомольский просп., д. 29.

Тел.+7 (342) 2-198-340, e-mail: photonics.appl.jrn@gmail.com.

© ПНИПУ, 2017

СОДЕРЖАНИЕ

<i>А.А. Кондаков, У.О. Салгаева, С.С. Мушинский, Е.Д. Вобликов, Е.В. Моисеева, Р.С. Пономарев, В.П. Первадчук</i>	
Проблемы реализации интегрально-оптического гироскопа. Температурная стабильность рабочих характеристик.....	79
<i>А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д.И. Семенов</i>	
Усиление и генерация поверхностных плазмон-поляритонов терагерцового диапазона в структуре «диэлектрик – сверхпроводящая пленка – диэлектрик»	92
<i>В.С. Терентьев, В.А. Симонов</i>	
Метод моделирования асимметричного зеркала для дифракционного отражательного интерферометра в одномодовом волокне	107
<i>И.О. Золотовский, В.А. Лапин, Д.И. Семенов</i>	
Модуляционная неустойчивость волновых пакетов, распространяющихся в неоднородном нелинейном волокне	121
<i>И.И. Нуреев</i>	
Радиофотонные полигармонические системы интеррогации комплексированных датчиков на основе волоконных брэгговских решеток. Часть 3. Полигармонические системы интеррогации комплексированных волоконно-оптических датчиков	139
<i>В.А. Камынин, А.И. Тришкев, В.Б. Цветков, И.О. Золотовский, Д.А. Коробко</i>	
Перестраиваемый импульсный итербиевый волоконный лазер с внешним фильтром на основе решетки Брэгга.....	171
Сведения об авторах	177

CONTENTS

<i>A.A. Kondakov, U.O. Salgaeva, S.S. Mushinskii, E.D. Voblikov, E.V. Moiseeva, R.S. Ponomarev, V.P. Pervadchuk</i>	
Problems of realization of integrated optical gyroscope: temperature stability of performance	79
<i>A.S. Abramov, I.O. Zolotovskii, D.I. Sementsov</i>	
Amplification and generation of surface plasmon-polaritons of the terahertz range in the structure “dielectric – superconducting film – dielectric”	92
<i>V.S. Terent’ev, V.A. Simonov</i>	
High-finesse multiple-beam reflection interferometer based on dielectric diffraction structure in a single-mode fiber	107
<i>I.O. Zolotovskii, V.A. Lapin, D.I. Sementsov</i>	
Modulation instability of wave packets propagating in an inhomogeneous nonlinear fiber	121
<i>I.I. Nureev</i>	
Microwave photonic polyharmonic systems for interrogation of complex sensors, based on fiber Bragg gratings. Part 3. Polyharmonic interrogation systems for complex fiber-optic sensors’ probing	139
<i>V.A. Kamynin, A.I. Trikshev, V.B. Tsvetkov, I.O. Zolotovskii, D.A. Korobko</i>	
All-fiber passively mode locked Yb-doped laser with external tunable fiber Bragg grating based filter	171
About the authors.....	177

УДК 535.015

**А.А. Кондаков¹, У.О. Салгаева², С.С. Мушинский³, Е.Д. Вобликов³,
Е.В. Моисеева⁴, Р.С. Пономарев², В.П. Первадчук¹**

¹ Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия

² Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия

³ Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Пермь, Россия

⁴ Университет Луисвилля, Луисвилл, США

ПРОБЛЕМЫ РЕАЛИЗАЦИИ ИНТЕГРАЛЬНО-ОПТИЧЕСКОГО ГИРОСКОПА. ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ РАБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Критическим параметром работы интегрально-оптического гироскопа (ИОГ) является температурная нестабильность его характеристик. Впервые выведены аналитические формулы для оценки погрешности измерения угловой скорости резонансного ИОГ, индуцированной изменением температуры, проведены оценки данной величины и проанализирована её зависимость от температуры. Оценки приведены для ИОГ на основе различных материалов: Si_3N_4 , SOI и InGaAsP/InP. Они позволят заложить в алгоритм обработки и управления ИОГ поправки для повышения точности измерения угловой скорости в условиях изменяющейся температуры окружающей среды.

Ключевые слова: интегральная оптика, гироскоп, температурная стабильность, термо-оптический эффект, коэффициент теплового расширения.

**A.A. Kondakov¹, U.O. Salgaeva², S.S. Mushinskii³, E.D. Voblikov³,
E.V. Moiseeva⁴, R.S. Ponomarev², V.P. Pervadchuk¹**

¹ Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation

² Perm State University, Perm, Russian Federation

³ Perm Scientific Industrial Instrument-Making Company, Perm, Russian Federation

⁴ University of Louisville, Louisville, USA

PROBLEMS OF REALIZATION OF INTEGRATED OPTICAL GYROSCOPE: TEMPERATURE STABILITY OF PERFORMANCE

Critical parameter of integrated optical gyroscope (IOG) is the thermal instability of its characteristics. In this paper for the first time the analytical formulas are derived for evaluation of accuracy at the

angular velocity measurements with resonant IOG in the case of temperature changing. The analysis of measuring error and its behavior with temperature was carried out. Such analysis was done for IOG based on different materials: Si_3N_4 , SOI and InGaAsP/InP. The results allow insert in processing algorithm of IOG corrections to improve the accuracy of measurement of the angular velocity in case of changing the temperature.

Keywords: integrated optics, gyroscope, temperature stability, thermo-optic effect, thermal expansion coefficient.

Одним из перспективных направлений развития современного навигационного приборостроения является разработка интегрально-оптического гироскопа, обладающего существенными преимуществами как перед волоконно-оптическим (ВОГ) и кольцевым лазерным гироскопами (КЛГ) по массогабаритным характеристикам, так и по точностным характеристикам перед гироскопами, построенными на основе технологии микроэлектромеханических систем (МЭМС). Точностные и массогабаритные характеристики гироскопов определяют область их применения (рис. 1). Интегрально-оптические гироскопы могут использоваться в робототехнике, медицинском приборостроении, автомеханике и навигационном приборостроении.

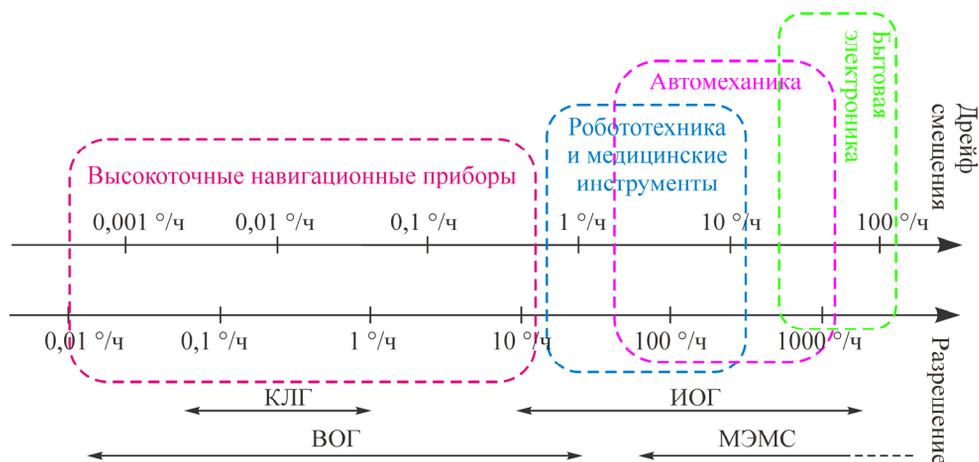


Рис. 1. Области применения и точностные характеристики гироскопов различных видов [1]

Чувствительным элементом ИОГ или интегрально-оптического датчика угловой скорости является оптический кольцевой резонатор, интегрированный на одной подложке с другими функциональными элементами, входящими в состав ИОГ. В зависимости от того, используется ли в конструкции ИОГ внешний источник оптического излуче-

ния или генерация излучения осуществляется в чувствительном элементе (кольцевом лазере), ИОГ подразделяются на пассивные и активные соответственно.

Активные и пассивные ИОГ обладают рядом преимуществ и недостатков. Так, в случае активного ИОГ все функциональные элементы интегрированы на одной подложке. Такое устройство характеризуется малыми размерами (порядка нескольких мм²), а при размещении в корпусе не требует стыковки с оптическими волокнами и, следовательно, наиболее устойчиво к ударам, механическим и вибрационным нагрузкам. Однако в работе активного ИОГ имеют место эффекты, отрицательно сказывающиеся на его работе, такие как захват частот, эффект синхронизма и другие характерные для КЛГ [2]. Пассивные ИОГ более трудоемки при сборке, так как требуется стыковка с оптическим волокном для ввода излучения от внешнего источника, но лишены недостатков активных ИОГ. Основными паразитными эффектами, встречающимися при работе как активных, так и пассивных ИОГ, являются дробовый шум фотодетектора, флуктуация поляризации встречных оптических сигналов, эффект обратного рассеяния и эффект Керра [2, 3].

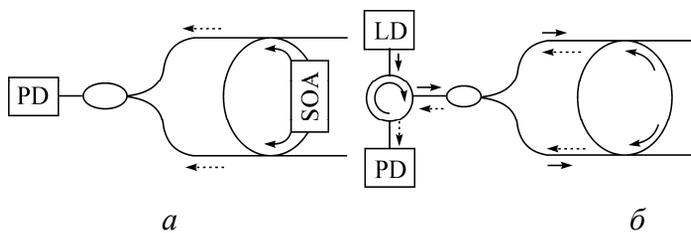


Рис. 2. Схема ИОГ с указанием направления распространения оптического излучения: а – активный ИОГ; б – пассивный ИОГ: PD – фотодетектор; LD – лазерный диод; SOA – полупроводниковый оптический усилитель; ➔ – направление распространения входного оптического излучения;➔ – направление распространения выходного оптического излучения

Оптическая схема ИОГ в самом общем случае может быть представлена следующим образом: замкнутый волноводный контур (кольцевой резонатор) оптически связан с набором оптических волноводов, выполняющих функции ввода-вывода излучения. В случае активного ИОГ (рис. 2, а) два встречных когерентных оптических сигнала возбуждаются непосредственно в чувствительном контуре, а в пассивном ИОГ (рис. 2, б) оптическое излучение внешнего источника делится по

мощности (50/50) между двумя подводщими оптическими волноводами и посредством оптической связи вводится в чувствительный контур. Таким образом, в чувствительном контуре образуются два встречных оптических сигнала, совпадающих с различными направлениями вращения в плоскости кольцевого резонатора. При вращении чувствительного элемента с угловой скоростью Ω благодаря эффекту Саньяка [4, 5] оптическая длина пути для встречных оптических сигналов, распространяющихся по замкнутому контуру, становится различна (рис. 3). В результате из-за изменения длины оптических путей изменяются характерные резонансные частоты, соответствующие вращению по часовой стрелке (v_{cw}) и против часовой стрелки (v_{ccw}). Разница двух резонансных частот (саньяковская частота биений) пропорциональна скорости вращения Ω [6]:

$$\Delta\nu = v_{cw} - v_{ccw} = \frac{2R}{\lambda_m} \Omega, \quad (1)$$

где R – радиус кольца; λ_m – рабочая (резонансная) длина волны ИОГ, соответствующая m -му резонансному порядку оптического излучения фундаментальной моды в кольцевом резонаторе. На этом эффекте основан принцип работы ИОГ.

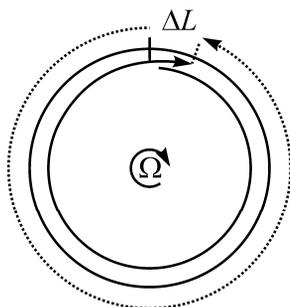


Рис. 3. Принцип работы ИОГ: стрелками обозначены два оптических сигнала, один из них совпадает с направлением вращения, второй распространяется в противоположном направлении; в результате для двух сигналов, распространяющихся во встречных направлениях, наблюдается изменение оптического пути на ΔL : для совпадающего с направлением $L + \Delta L$, для несовпадающего $L - \Delta L$

Через области оптической связи сигналы с разными резонансными частотами перекачиваются в отводящие волноводы и взаимодействуют на оптическом сумматоре. Результат их взаимодействия фикси-

руется на фотодетекторе и преобразуется в электрический сигнал, путем анализа частоты биений которого может быть получена информация об угловой скорости объекта.

Факторами, лимитирующими использование как пассивного, так и активного ИОГ, являются чувствительность устройства к изменениям условий окружающей среды и состояние подложки; рабочие характеристики чувствительного элемента ИОГ напрямую зависят от изменения температуры, давления или наличия механических деформаций. Влияние факторов окружающей среды может быть минимизировано путем размещения чувствительного элемента ИОГ в защитном герметичном корпусе. Однако корпусирование устройства не решает проблем, которые могут возникнуть при эксплуатации ИОГ в условиях различных климатических зон, где вариация температур происходит в пределах от -60 до $+60$ °С. Кроме того, интегрированный на подложке источник оптического излучения активного ИОГ в ходе работы приводит к локальному нагреву элементов устройства и, следовательно, к ухудшению точностных и рабочих характеристик датчика.

Изменение условий окружающей среды и локальный нагрев чувствительного элемента вызывают смещение резонансной длины волны из-за изменения оптического пути сигнала в кольцевом резонаторе за счет термооптического эффекта и температурного расширения материала, на основе которого изготовлен ИОГ [7]. Как уже было описано выше, угловая скорость объекта определяется резонансной длиной волны ИОГ, следовательно, изменение λ_m в кольцевом резонаторе ИОГ от температуры приводит к неверному определению угловой скорости.

Для оценки влияния изменения температуры T на точность определения угловой скорости объекта продифференцируем выражение (1) по dT и получим

$$\frac{d\Delta\nu}{dT} = \frac{2\Omega}{\lambda_m^2} \left(\lambda_m \frac{dR}{dT} - R \frac{d\lambda_m}{dT} \right). \quad (2)$$

Изменение радиуса кольцевого резонатора при изменении температуры зависит от коэффициента температурного расширения (α_{sub}):

$$\frac{dR}{dT} = \alpha_{sub} R. \quad (3)$$

Изменение резонансной длины волны кольцевого резонатора, вызванное изменением температуры, описывается формулой [8]

$$\frac{d\lambda_m}{dT} = \left(\frac{1}{L} \frac{dS}{dT} \right) \frac{\lambda_m}{n_{eff}}, \quad (4)$$

где L – длина замкнутого волновода чувствительного контура; n_{eff} – эффективный показатель преломления оптического волновода; S – длина оптического пути, $S = n_{eff}L$.

Изменение длины оптического пути в волноводе, зависящее от температуры, выражается формулой [9]

$$\frac{1}{L} \frac{dS}{dT} = \frac{dn_{eff}}{dT} + n_{eff}\alpha_{sub}, \quad (5)$$

где $\frac{dn_{eff}}{dT}$ – термооптический коэффициент материала волновода.

Подставив в выражение (4) уравнение (5), получим зависимость резонансной длины волны от температуры:

$$\frac{d\lambda_m}{dT} = \left(\frac{dn_{eff}}{dT} + n_{eff}\alpha_{sub} \right) \frac{\lambda_m}{n_{eff}}. \quad (6)$$

Подставив в уравнение (2) формулы (6) и (3), получим температурную зависимость саньяковской частоты биений:

$$\frac{d\Delta\nu}{dT} = \frac{2\Omega}{\lambda_m^2} \left(\lambda_m \alpha_{sub} R - \frac{\lambda_m R}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} - \lambda_m \alpha_{sub} R \right). \quad (7)$$

Из выражения (7) получаем, что изменение саньяковской частоты биений при изменении температуры не зависит от коэффициента температурного расширения (КТР) материала волновода, так как изменение радиуса резонатора одинаково влияет на оба встречно направленных оптических сигнала в чувствительном контуре. В результате имеем температурную зависимость частоты биений только от термооптического эффекта:

$$\frac{d\Delta\nu}{dT} = -\frac{2\Omega R}{\lambda_m n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT} = -w\Omega, \quad (8)$$

где за w обозначено $\frac{2R}{\lambda_m n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT}$. Далее w именуется температурным коэффициентом.

Из уравнения (8) видно, что на зависимость саньяковской частоты биений от температуры влияют эффективный показатель преломления оптического волновода и радиус резонатора. При этом знак «минус» в формуле (8) говорит о том, что вследствие увеличения температуры чувствительного элемента ИОГ измеренная угловая скорость будет ниже реальной скорости вращения объекта.

Разделив уравнение (8) на частоту биений, получаем относительную ошибку измерения саньяковской частоты биений:

$$\frac{d\Delta\nu}{dT} \frac{1}{\Delta\nu} = - \frac{1}{n_{eff}} \frac{dn_{eff}}{dT}. \quad (9)$$

Исходя из уравнений (8) и (9), относительная ошибка измерения саньяковской частоты биений, вносимая изменением температуры, зависит от характеристик материала ИОГ и конструкции оптических волнопроводов (n_{eff}).

Для оценки изменения частоты биений под влиянием температуры были выбраны кольцевые резонаторы заданного радиуса из оптических материалов Si_3N_4 , SOI (Silicon-On-Insulator) и InGaAsP/InP, эффективный показатель преломления которых рассчитывался с учетом конструкции волновода. Конструкции волнопроводов на основе указанных выше материалов описаны в источниках [10–14]. С помощью метода распространяющегося луча [15] нами были рассчитаны значения эффективного показателя преломления фундаментальной TE-моды для каждого типа волнопроводов из указанных материалов на длине волны 1550 нм (табл. 1). На SOI были выбраны два различных типа волнопроводов – приподнятый и гребенчатый, для Si_3N_4 – два волновода различного поперечного сечения. Все выбранные конструкции волнопроводов обеспечивают распространение оптического излучения в одномодовом режиме при длине волны 1550 нм.

Уточним резонансные длины волн ИОГ из выбранных материалов. Для этого зададим радиус кольцевого резонатора 500 мкм (изгибные потери при выбранном радиусе минимальны для волнопроводов из Si_3N_4 , SOI и GaInAsP/InP):

$$\lambda_m = \frac{2\pi R n_{eff}}{m}, \quad (10)$$

где m – резонансный порядок оптического излучения заданной моды в кольцевом резонаторе.

Все величины, требующиеся для оценки изменения частоты биений под влиянием температуры в ИОГ, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Материалы и габаритные параметры волноводов
кольцевых резонаторов

Материал волновода	Тип волновода	Термооптический коэффициент, $1/^\circ\text{K}$	Ширина волновода, мкм	Высота волновода, мкм	n_{eff}	Резонансная длина волны, мкм
Si ₃ N ₄ [10]	Приподнятый	2,45·10 ⁻⁵ [16]	5,3	0,050	1,4582	1,5503
Si ₃ N ₄ [11]	Приподнятый		0,9	0,300	1,5659	1,5503
SOI [12]	Приподнятый	2·10 ⁻⁴ [17]	0,5	0,220	2,3678	1,5500
SOI [13]	Гребенчатый		0,5	0,220 (0,050 основание)	2,4379	1,5500
InGaAsP/ InP [14]	Гребенчатый	5,4·10 ⁻⁴ [18]	1,8	1,220 (0,380 основание)	3,1985	1,5502

Подставив значения из табл. 1 в формулы (8) и (9), получим температурный коэффициент и относительную ошибку измерения саньяковской частоты биений для каждого ИОГ на основе выбранных материалов (табл. 2).

Из приведенных в табл. 2 данных следует, что значение ошибки частоты биений составит $-0,054\Omega$ Гц на каждый градус изменения температуры схемы ИОГ на SOI, а для ИОГ на InGaAsP/InP $-0,10891\Omega$ при изменении температуры на 1°C . При увеличении температуры величина ошибки будет накапливаться.

Используя результаты вычислений, приведенные в табл. 2, из выражения (8) получим зависимость изменения частоты биений ($d\Delta\nu$) при изменении температуры (dT) при фиксированной угловой скорости $1^\circ/\text{с}$ (рис. 4).

Таблица 2

Температурный коэффициент и величина относительной ошибки измерения саньяковской частоты биений при изменении температуры

Волновод	Температурный коэффициент w	Относительная ошибка измерения саньяковской частоты биений, $\cdot 10^{-5}$
Si ₃ N ₄ [10]	-0,01084	1,7
Si ₃ N ₄ [11]	-0,01009	1,6
SOI [12]	-0,05449	8,4
SOI [13]	-0,05293	8,2
InGaAsP/InP [14]	-0,10891	16,9

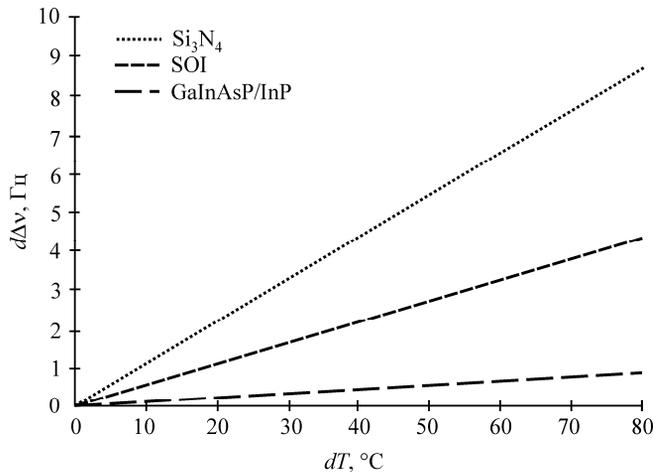


Рис. 4. Зависимость изменения частоты биений ($d\Delta\nu$) при изменении температуры (dT) для ИОГ из Si₃N₄, SOI и InGaAsP/InP при фиксированной угловой скорости 1 °/с

Минимальной чувствительностью к температуре обладает кольцевой резонатор на нитриде кремния, но на нем невозможно изготовить активные элементы (источники лазерного излучения и фотодетекторы), как на InGaAsP/InP, который показал максимальную чувствительность к температуре.

Изменяя конструкцию волновода, уменьшить чувствительность к температуре можно лишь незначительно. Из рис. 5 видно, что при изменении температуры на 80 °С ошибка в частоте биений для различных геометрий, вносимая за счет изменения температуры, отлича-

ется лишь на 1 Гц. Аналогичная ситуация с чувствительными элементами на SOI.

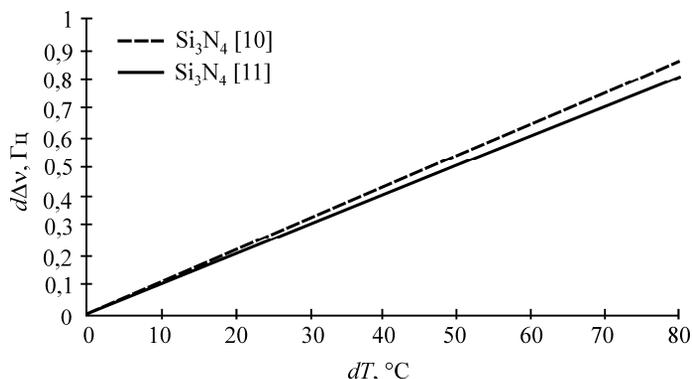


Рис. 5. Зависимость изменения частоты биений ($d\Delta\nu$) при изменении температуры (dT) для ИОГ из Si_3N_4 при фиксированной угловой скорости $1^\circ/\text{с}$ с различной геометрией волноводов

При этом из приведенных нами оценок видно, что относительная ошибка измерения саньяковской частоты биений (см. формулу (9), табл. 2) при изменении температуры на 1°C составит для ИОГ на SOI $8,4 \cdot 10^{-3} \%$. Если характерные частоты биений $\Delta\nu$ при Ω от 1 до $10\,000^\circ/\text{с}$ составляют от 0,27 до $2,7 \cdot 10^3$ кГц (для ИОГ на SOI радиусом 500 мкм), то относительная ошибка определения саньяковской частоты биений будет иметь низкочастотный характер и составлять 0,002–22,7 кГц.

Таким образом, достижение нечувствительности элементов интегрально-оптических схем ИОГ к температуре является важной задачей. В данной работе впервые выведена формула и оценена ошибка измерения саньяковской частоты биений и угловой скорости вращения объекта, связанной с изменением температуры ИОГ. Из полученных данных видно, что добиться повышения температурной стабильности возможно путем выбора материала с меньшим термооптическим коэффициентом либо путем уменьшения радиуса кольцевого резонатора, но это неизбежно приведет к уменьшению чувствительности к изменению угловой скорости. Среди рассмотренных нами ИОГ на основе различных материалов наименьшая ошибка при изменении температуры индуцируется в ИОГ на основе Si_3N_4 . Для уменьшения ошибки изме-

рения саньяковской частоты биений необходимо вносить поправки в получаемые данные, зная величину dT . Такой способ компенсации ошибки возможен для любого вида ИОГ.

Данная работа выполнена в рамках Программы государственной поддержки развития кооперации российских высших учебных заведений и организаций, реализующих комплексные проекты по созданию высокотехнологичного производства, договор № 02.G25.31.0004, а также при поддержке Министерства образования и науки Пермского края (С-26/004.02).

Список литературы

1. Recent advances in miniaturized optical gyroscopes / F. Dell'Olio, T. Tatoli, C. Ciminelli [et al.] // Journal of the European Optical Society-Rapid Publications. – 2014. – Vol. 9.
2. Сахаров В.К. Модель захвата частот в кольцевом лазере и полупроводниковый лазерный гироскоп // Журнал технической физики. – 2011. – Т. 81, № 8.
3. Test and analysis of the optical Kerr-effect in resonant micro-optic gyros / X. Li, J. Zhang, H. Ma, Z. Jin // IEEE Photonics Journal. – 2014. – Vol. 6, № 5. – P. 1–7.
4. The ring laser gyro / W.W. Chow, J. Gea-Banacloche, L.M. Pedrotti [et al.] // Reviews of Modern Physics. – 1985. – Vol. 57, № 1. – P. 61.
5. Recent advances in integrated photonic sensors / V. Passaro, C. Tullio, B. Troia [et al.] // Sensors. – 2012. – Vol. 12, № 11. – P. 15558–15598.
6. Lefevre H.C. The fiber-optic gyroscope. – Artech House, 2014.
7. Rabus D.G. Integrated ring resonators. – Berlin: Springer, 2007.
8. Kokubun Y., Yoneda S., Tanaka H. Temperature-independent narrow-band optical filter by an athermal waveguide // IEICE Transactions on Electronics. – 1997. – Vol. 80, № 5. – P. 632–639.
9. Padmaraju K., Bergman K. Resolving the thermal challenges for silicon microring resonator devices // Nanophotonics. – 2014. – Vol. 3, № 4–5. – P. 269–281.
10. Ultra-high quality factor planar Si₃N₄ ring resonators on Si substrates / M.C. Tien, J.F. Bauters, M.J.R. Heck [et al.] // Optics Express. – 2011. – Vol. 19, № 14. – P. 13551–13556.

11. High quality optical microring resonators in $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ / A. Kaźmierczak, L. Vivien, K.B. Gylfason [et al.] // 14th European Conf. on Integrated Optics ECIO. – 2008. – P. 313–316.

12. Silicon microring resonators / W. Bogaerts, P. De Heyn, Van Vaerenbergh [et al.] // Laser & Photonics Reviews. – 2012. – Vol. 6, № 1. – P. 47–73.

13. The resonance frequency shift in an SOI nano-waveguide microring resonator / Z. Junbin, X. Chenyang, W. Liping [et al.] // Journal of Semiconductors. – 2013. – Vol. 34, № 4. – P. 044009.

14. Rabus D.G. Realization of optical filters using ring resonators with integrated semiconductor optical amplifiers in GaInAsP/InP. – 2002.

15. Van Roey J., Van der Donk J., Lagasse P. E. Beam-propagation method: analysis and assessment // JOSA. – 1981. – Vol. 71, № 7. – P. 803–810.

16. Arbabi A., Goddard L.L. Measurements of the refractive indices and thermo-optic coefficients of Si_3N_4 and SiO_x using microring resonances // Optics Letters. – 2013. – Vol. 38, № 19. – P. 3878–3881.

17. Ultra-sensitive chip-based photonic temperature sensor using ring resonator structures / H. Xu, M. Hafezi, J. Fan [et al.] // Optics Express. – 2014. – Vol. 22, № 3. – P. 3098–3104.

18. Direct measurement of substrate refractive indices and determination of layer indices in slab-guiding structures / N.A. Paraire, N. Moresmau, S. Chen [et al.] // Applied Optics. – 1997. – Vol. 36, № 12. – P. 2545–2553.

References

1. F Dell'Olio, T Tatoli, C Ciminelli et al. Recent advances in miniaturized optical gyroscopes // Journal of the European Optical Society-Rapid publications. 2014. T. 9.

2. Sakharov V.K. Model' zakhvata chastot v kol'tsevom lazere i poluprovodnikovyy lazernyy giroskop // Zhurnal tekhnicheskoy fiziki. 2011. T. 81. № 8.

3. X Li, J Zhang, H Ma, Z Jin. Test and analysis of the optical Kerr-effect in resonant micro-optic gyros // IEEE Photonics Journal. 2014. T. 6. № 5. S. 1-7.

4. WW Chow, J Gea-Banacloche, LM Pedrotti et al. The ring laser gyro // Reviews of Modern Physics. 1985. T. 57. № 1. S. 61.

5. V Passaro, C Tullio, B Troia et al. Recent advances in integrated photonic sensors // Sensors. 2012. T. 12. № 11. – S. 15558-15598.

6. Lefevre H.C. The fiber-optic gyroscope. Artech house, 2014.
7. Rabus D.G. Integrated ring resonators. Berlin: Springer, 2007. S. 46-178.
8. Kokubun Y., Yoneda S., Tanaka H. Temperature-independent narrow-band optical filter by an athermal waveguide // IEICE transactions on electronics. 1997. T. 80. № 5. S. 632-639.
9. Padmaraju K., Bergman K. Resolving the thermal challenges for silicon microring resonator devices // Nanophotonics. 2014. T. 3. № 4-5. S. 269-281.
10. MC Tien, JF Bauters, MJR Heck et al. Ultra-high quality factor planar Si₃N₄ ring resonators on Si substrates // Optics express. 2011. T. 19. № 14. – S. 13551-13556.
11. A Kaźmierczak, L Vivien, KB Gylfason et al. High quality optical microring resonators in Si₃N₄/SiO₂ // 14th European Conf. on Integrated Optics ECIO. – 2008. – S. 313-316.
12. Bogaerts, W., De Heyn, P., Van Vaerenbergh et al. Silicon microring resonators // Laser & Photonics Reviews. 2012. T. 6. № 1. S. 47-73.
13. Z Junbin, X Chenyang, W Liping et al. The resonance frequency shift in an SOI nano-waveguide microring resonator // Journal of Semiconductors. 2013. T. 34. № 4. S. 044009.
14. Rabus D. G. Realization of optical filters using ring resonators with integrated semiconductor optical amplifiers in GaInAsP/InP. – 2002.
15. Van Roey J., Van der Donk J., Lagasse P. E. Beam-propagation method: analysis and assessment // JOSA. 1981. T. 71. № 7. S. 803-810.
16. Arbabi A., Goddard L. L. Measurements of the refractive indices and thermo-optic coefficients of Si₃N₄ and SiO_x using microring resonances // Optics letters. 2013. T. 38. № 19. S. 3878-3881.
17. H Xu, M Hafezi, J Fan et al. Ultra-sensitive chip-based photonic temperature sensor using ring resonator structures // Optics express. 2014. T. 22. № 3. S. 3098-3104.
18. NA Paraire, N Moresmau, S Chen et al. Direct measurement of substrate refractive indices and determination of layer indices in slab-guiding structures // Applied optics. 1997. T. 36. № 12. S. 2545-2553.

Получено 12.06.2017

УДК 535.3

А.С. Абрамов, И.О. Золотовский, Д.И. Семенцов

Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы
Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

**УСИЛЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ
ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА
В СТРУКТУРЕ «ДИЭЛЕКТРИК – СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ
ПЛЕНКА – ДИЭЛЕКТРИК»**

Исследуются особенности распространения поверхностных электромагнитных волн плазмон-поляритонного типа в планарных структурах, содержащих тонкие пленки высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Найдены значения частот распространяющихся плазмон-поляритонов, при которых их фазовые и групповые скорости меньше скорости света в вакууме практически на два порядка, т.е. наблюдается замедление поверхностных волн. Показано, что в области частот, отвечающих существенному замедлению поляритонной волны, возможно ее эффективное взаимодействие с потоком заряженных частиц в условиях фазового синхронизма. В процессе взаимодействия возможна реализация усиления волнового поля поверхностной волны за счет перекачки энергии от волны дрейфового тока. Показано также, что в случае подложки с периодическим изменением показателя преломления в структуре возможно осуществить генерацию поверхностных электромагнитных волн по принципу распределенной обратной связи.

Ключевые слова: поверхностный плазмон-поляритон, медленные электромагнитные волны, высокотемпературный сверхпроводник, компенсация омических потерь, отрицательная групповая скорость, распределенная обратная связь.

A.S. Abramov, I.O. Zolotovskii, D.I. Sementsov

S.P. Kapitsa Technological Research Institute
of Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

**AMPLIFICATION AND GENERATION OF SURFACE
PLASMON-POLARITONS OF THE TERAHERTZ RANGE
IN THE STRUCTURE “DIELECTRIC – SUPERCONDUCTING
FILM – DIELECTRIC”**

In the paper, the features of the propagation of surface electromagnetic waves of plasmon-polariton type in planar structures containing thin films of high-temperature superconductors (HTSCs) are studied. The values of the frequencies of propagating plasmon-polaritons are found at which their phase and group velocities are less than the speed of light in vacuum by almost two orders of

magnitude, i.e. slowing of surface waves is observed. It is shown that in the frequency range corresponding to a significant slowing down of the polariton wave, it is possible to effectively interact with the flow of charged particles under phase-matching conditions. In the process of interaction, it is possible to realize the amplification of the wave field of the surface wave due to the transfer of energy from the drift current wave. It is also shown that in the case of a substrate with a periodic change in the refractive index in the structure, it is possible to generate surface electromagnetic waves by the principle of distributed feedback.

Keywords: surface plasmon-polariton, slow electromagnetic waves, high-temperature superconductor, ohmic loss compensation, negative group velocity, distributed feedback.

Введение

Поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела сред, одна из которых во всем рассматриваемом спектральном интервале имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость, в литературе получили название поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) [1]. Известно, что ППП обладают высокой локализацией поля на межслойной границе, при удалении от которой происходит экспоненциальный спад поля ППП. При этом глубина проникновения поля в обе среды сравнительно мала и составляет порядка длины волны излучения. Показано, что волновые характеристики ППП во многом определяются характером дисперсии материальных параметров граничащих сред [2].

Значительный интерес для решения многих прикладных задач современной радиофизики представляют волноведущие структуры, в которых фазовые и групповые скорости распространяющихся волн значительно меньше скорости света в вакууме. В частности, существенное замедление распространяющихся волн необходимо для создания усилителей и генераторов терагерцового и дальнего инфракрасного диапазона, работающих по принципу усиления электромагнитной волны при ее взаимодействии с потоком заряженных частиц [3]. На подобном взаимодействии основан принцип работы таких СВЧ-приборов, как клистрон, лампа бегущей и обратной волны, линейные ускорители заряженных частиц и др.

На данный момент существует достаточно много материалов и структур, в которых теоретически предсказано и экспериментально реализовано распространение медленных волн. Прежде всего это метаматериалы, фотонные и магنونные кристаллы, а также планарные структуры на основе тонких проводящих пленок [4, 5]. К таким структурам могут быть отнесены и структуры, содержащие пленки высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Примечательно, что для

широкого спектрального диапазона поглощение в сверхпроводнике при температурах ниже критических практически отсутствует. К тому же обеспечение необходимого усиления волны при ее прохождении через активную среду требует пропускания больших критических токов, что при использовании нормальных металлов должно приводить к большому тепловыделению и плавке образца. В связи с этим именно тонкие пленки ВТСП являются наиболее технологичными и перспективными материалами для создания на их основе компактных усилителей и генераторов электромагнитного излучения.

В связи с этим в настоящей работе исследуются особенности распространения поверхностных электромагнитных волн в структуре «диэлектрик – ВТСП – диэлектрик», а также анализируются режимы усиления и генерации волны в такой структуре.

1. Материальные параметры сред и дисперсионное соотношение

Особенности распространения ППП, возможность их усиления и генерации при взаимодействии с потоком заряженных частиц будем исследовать в несимметричной планарной структуре (рис. 1), которая состоит из тонкого слоя ВТСП толщиной d и окружающих его немагнитных сред с диэлектрическими проницаемостями (ДП) $\epsilon_1 = 1$ и ϵ_3 .

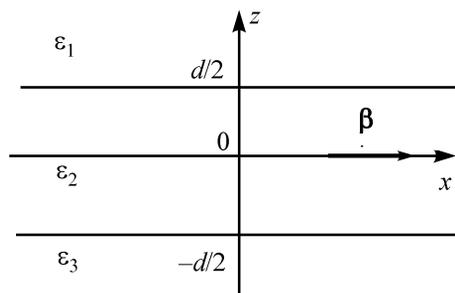


Рис. 1. Геометрия задачи

В качестве материала подложки выбран изотропный диэлектрик с одним дисперсионным осциллятором, ДП которого определяется выражением [1]

$$\epsilon_3(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)\omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1)$$

где ϵ_0 и ϵ_∞ – статический и высокочастотный пределы функции $\epsilon_d(\omega)$; γ – постоянная затухания. В отсутствие затухания $\epsilon_3 \rightarrow \infty$ при частоте, равной частоте поперечного оптического фонона ω_T . К материалам с такой ДП относятся, например, щелочно-галогидные кристаллы [6].

Материал пленки представляет собой купратный ВТСП, тензор ДП которого в главных осях имеет диагональный вид. В рамках двухжидкостной модели компоненты этого тензора описываются выражением [7]

$$\epsilon_{2\alpha} = \epsilon_{l\alpha} - \frac{4\pi e^2}{m_\alpha^* \omega} \left(\frac{n_s}{\omega} + \frac{n_n}{\omega - i\nu_\alpha} \right), \quad (2)$$

где $\alpha = a, b, c$; ω – частота волнового поля; e – заряд электрона; ν_α – частота столкновений. Выражения для концентрации нормальной и сверхтекучей компонент электронной системы определяются как $n_n = n f(\theta)$, $n_s = n [1 - f(\theta)]$, где θ – приведенная температура, $\theta = T/T_c$, а функция $f(\theta) = \theta^4$. В дальнейшем будем считать, что $\epsilon_{2a} = \epsilon_{2b} = \epsilon_2$, $\epsilon_{l\alpha} = \epsilon_l$, $m_a^* = m_b^* = m^*$, $\omega_{sa} = \omega_{sb} = \omega_s$ и $\nu_a = \nu_b = \nu$.

На рис. 2 представлены частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП диэлектрика (кривые 1, 2) и ВТСП (кривая 1'). Приведенные зависимости построены для следующих значений параметров: $\epsilon_0 = 5,9$; $\epsilon_\infty = 2,25$; $\omega_T = 3,1 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\gamma = 0,003\omega_T \text{ с}^{-1}$; $\epsilon_l = 10$; $\omega_s = 5,7 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$; $\nu = 2 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$; $T_c = 91 \text{ К}$. Эти значения отвечают реальным полярным диэлектрикам (типа NaF и NaCl) [6] и ВТСП типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [4]. Рабочий диапазон частот, где действительная часть ДП сверхпроводника $\epsilon'_s < 0$ лежит ниже критической частоты, которая определялась численно в работах [8] и которая при выбранных значениях вышеуказанных параметров составляет $\omega_{cr} \approx 1,8 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. В указанном диапазоне частот действительная часть ДП диэлектрика практически не меняется, и ее среднее значение составляет $\langle \epsilon'_d \rangle = 5,3$. Именно это значение ϵ'_d мы будем использовать в дальнейшем. Поглощение в диэлектрике в указанном диапазоне практически отсутствует.

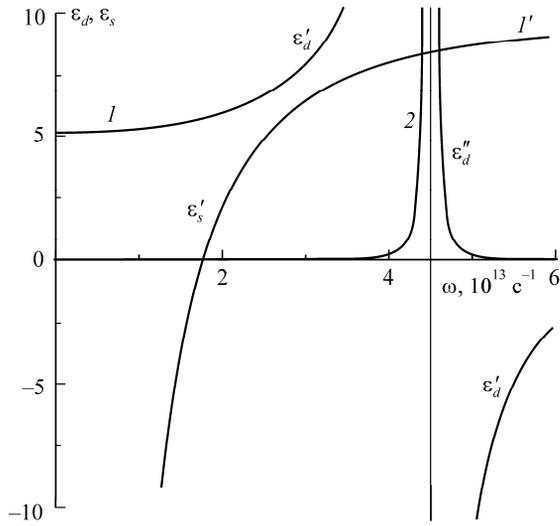


Рис. 2. Частотные зависимости действительной и мнимой частей ДП диэлектрика ϵ_d (кривые 1, 2) и ВТСП ϵ_s (кривая 1')

В рассматриваемой структуре на границах сверхпроводящего слоя и диэлектрической подложки могут возбуждаться распространяющиеся вдоль оси X поверхностные ТМ-моды с компонентами волнового поля $F_\alpha = (E_x, H_y, E_z)$. Зависимость полей от координат и времени имеет вид

$$F_\alpha(x, z, t) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)], \quad (3)$$

где $F_\alpha(z)$ – профильные функции соответствующих компонент волнового поля; β – константа распространения ППП. Из равенства тангенциальных компонент волнового поля на границах $z = \pm d/2$ получаем дисперсионное соотношение для ППП в рассматриваемой структуре [9]:

$$\exp(-2q_s d) = \frac{q_s \epsilon_1 + q_1 \epsilon_s}{q_s \epsilon_1 - q_1 \epsilon_s} \cdot \frac{q_s \epsilon_2 + q_2 \epsilon_s}{q_s \epsilon_2 - q_2 \epsilon_s}. \quad (4)$$

Соотношение (4) распадается на два уравнения, которые отвечают двум ветвям поверхностных поляритонов – низкочастотной и высокочастотной:

$$\text{th } q_s d = -\frac{q_1 \epsilon_s}{q_s \epsilon_1} - \frac{q_d \epsilon_s}{q_s \epsilon_d}, \quad \text{cth } q_s d = -\frac{q_1 \epsilon_s}{q_s \epsilon_1} - \frac{q_d \epsilon_s}{q_s \epsilon_d}. \quad (5)$$

Эти ветви, в свою очередь, отвечают антисимметричному и симметричному распределению поперечных компонент волнового поля в волноводной структуре (низкочастотная и высокочастотная моды соответственно).

На рис. 3 для толщин ВТСП-пленок $d = 1, 5, 10$ мм представлены дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$, штрихом отмечены низкочастотные моды. На вставке приведена геометрия рассматриваемой структуры. На вертикальной оси отмечены характерные частоты $\omega_{1\infty}$ и $\omega_{2\infty}$, к которым асимптотически стремятся нижние и верхние поляритонные ветви. Указанные частоты определяются параметрами сверхпроводника и диэлектрическими проницаемостями прилегающих сред: $\omega_{1\infty} = \omega_p / \sqrt{\epsilon_l + \epsilon_1}$, $\omega_{2\infty} = \omega_p / \sqrt{\epsilon_l + \epsilon_d}$ и принимают значения $1,51 \cdot 10^{13}$ и $1,63 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$ соответственно.

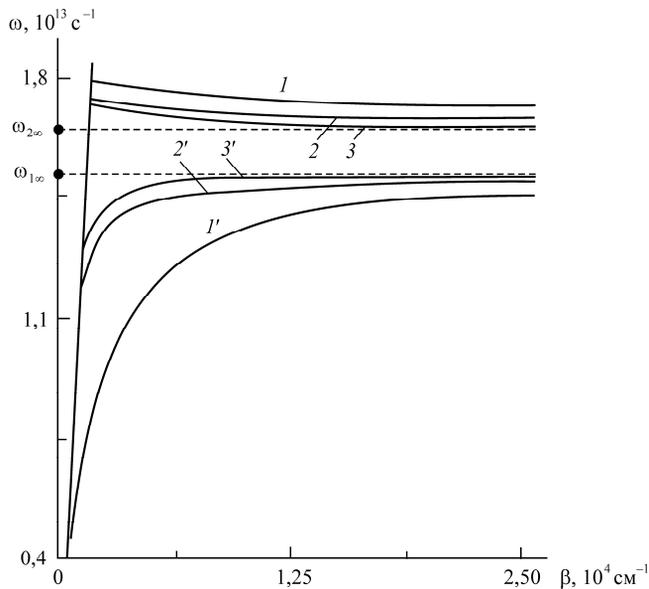


Рис. 3. Дисперсионные зависимости $\omega(\beta)$ для толщин пленок ВТСП $d = 1, 5, 10$ мм (кривые 1–3). Штрихом отмечены низкочастотные моды

Для поляритонов с приведенными частотами выполняется условие, при котором групповая скорость распространяющихся плазмон-поляритонов (ПП) стремится к нулю $v_g = d\omega/d\beta \rightarrow 0$, т.е. имеет место

существенное замедление поляритонных волн. Другой важной особенностью является возможность существования ПП с отрицательной групповой скоростью $d\omega/d\beta < 0$. Данное условие выполняется для высокочастотных поляритонных ветвей (кривые 1–3). В связи с этим исследуемую волноводную структуру можно рассматривать как эффективную «левую» среду, в которой может осуществляться эффективное взаимодействие «ток – поверхностная волна». С ростом константы распространения низкочастотная и высокочастотная ветви сближаются и находятся на расстоянии спектрального интервала $\Delta\omega = \omega_{2\infty} - \omega_{1\infty}$.

2. Уравнение связи «дрейфовый ток – электромагнитная волна»

Теперь рассмотрим возможность усиления замедленной поверхностной волны потоком заряженных частиц, которым является ток в ВТСП-пленке. Как показывает анализ, взаимодействие поверхностного плазмон-поляритона с потоком заряженных частиц может привести к его усилению. Подобное взаимодействие «электрический ток – волна» аналогично тому, что наблюдается в распределенных СВЧ-усилителях, например лампах бегущей волны [10]. Связь между полем волны и током в этих системах является результатом воздействия внешней распределенной силы $F(x, t)$ на бегущую в одномерной среде волну. В случае гармонического волнового поля уравнение связи «ток – волна» принимает вид

$$\frac{dE_x}{dx} + i \frac{\omega}{v_{ph}} E_x = -F(x, t), \quad (6)$$

где E_x – продольная компонента электрического поля волны; v_{ph} – фазовая скорость волны. Внешняя распределенная сила связана с высокочастотным возмущением потока частиц в пленке, движущихся со скоростью v_0 , т.е. с волной тока $F = -\omega^2 KI / 2v_{ph}^2$. Здесь параметр $K = |E_x|^2 / 2\beta^2 P$ характеризует степень взаимодействия распространяющейся волны с потоком заряженных частиц и называется сопротивлением связи [3]; P – мощность, переносимая в структуре поверхностной волной.

Рассмотрим случай сильного взаимодействия, при котором под влиянием волнового поля амплитуда тока становится модулированной по длине волновода. Для описания такого взаимодействия уравнение (6) необходимо дополнить уравнением, учитывающим влияние поля волноведущей системы на ток. В рамках гидродинамического описания электронной подсистемы линеаризованное по малым возмущениям $J(x) = I(x) - I_0$ амплитуды тока уравнение связи «ток – поле» имеет вид [10]

$$\frac{d^2 J}{dx^2} + 2i \frac{\omega}{v_0} \frac{dJ}{dx} - \frac{1}{v_0^2} (\omega^2 - \omega_q^2) J = i \frac{\omega}{v_0} \frac{I_0}{2U} E_x, \quad (7)$$

где U – ускоряющая разность потенциалов, $U = mv_0^2/2e$. Предполагаем, что и возмущения тока J , и волновое поле E_x изменяются вдоль волновода пропорционально фактору $\exp(-iGx)$, где G – волновое число гармонического возмущения. В этом случае условие совместности уравнений (6) и (7) приводит к следующему дисперсионному уравнению:

$$(\omega - Gv_{ph}) \left[(\omega - Gv_0)^2 - \omega_q^2 \right] = C^3 \omega^3, \quad (8)$$

где параметр C для волн плазмон-поляритонного типа определяется следующим образом:

$$C = \left[\left(v_0/v_{ph} \right)^2 (I_0 K/4U) \right]^{1/3}. \quad (9)$$

При выполнении условия $v_g \rightarrow 0$ величина v_{ph}/v_g будет значительно больше единицы, и, как следует из выражения (9), параметр Пирса в этом случае также принимает значения, большие единицы. Это делает рассматриваемую ситуацию принципиально отличной от стандартной ситуации в лампах бегущей и обратной волны, для которой характерно $C \ll 1$. В результате коэффициент интегрального усиления для ППП в терагерцовом и ближнем инфракрасном диапазонах может принимать огромные значения.

Из формулы (8) следует, что во взаимодействии «ток – волна» участвуют три волны возмущения: одна волна – электромагнитная с волновым числом $G = \omega/v_{ph}$ и две волны зарядовой плотности – мед-

ленная и быстрая с $G_{\pm} = (\omega \pm \omega_q) / v_0$. Условием усиления волнового поля в рассматриваемой структуре является положительность мнимой части волнового числа волны возмущения (т.е. инкремента усиления) $g = 2 \operatorname{Im} G > 0$.

Отметим, что в теории лампы бегущей волны частота ω_q связана с плазменной частотой ω_s соотношением $\omega_q = R\omega_s$, где коэффициент R учитывает влияние на электронный пучок окружающих стенок и имеет величину в диапазоне $0 < R < 1$ [11]. Для достаточно широкого электронного потока, на динамику которого влиянием боковой поверхности можно пренебречь, коэффициент $R \rightarrow 0$. Далее предполагаем, что именно этот предельный случай реализуется в рассматриваемой нами задаче, поэтому в уравнениях (7) и (8) будем считать $\omega_q = 0$. При этом максимальное усиление ППП может быть получено в условиях фазового синхронизма $v_0 \approx v_{ph}$. В этом случае уравнение (8) может быть представлено системой уравнений:

$$\begin{aligned} \omega - Gv_{ph} - C\omega &= 0, \\ (\omega - Gv_{ph})^2 + (\omega - Gv_{ph})C\omega + C^2\omega^2 &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Первое уравнение имеет один действительный корень для параметра G и не может привести к усилению. Корни второго уравнения даются выражением

$$G = \left(1 + \frac{C}{2} \pm i \frac{\sqrt{3}}{2} C \right) \frac{\omega}{v_{ph}}. \quad (11)$$

При этом величина инкремента усиления равна

$$g(\omega) = 2 \operatorname{Im} G(\omega) = \left(\sqrt{3}/2 \right) C\omega / v_{ph}. \quad (12)$$

Далее рассмотрим частотные особенности для инкремента усиления $g(\omega)$ и параметра Пирса $C(\omega)$. Как видно из рис. 4, величина усиления g для поверхностных высокочастотных мод вблизи частоты $\omega_{2\infty}$ может достигать значений свыше $g > 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 4, б).

Смещаясь в высокочастотную область, указанные значения плавно уменьшаются. Низкочастотным модам во всем рассматриваемом

интервале частот соответствуют меньшие значения величины g , возрастающие по мере увеличения частоты (см. рис. 4, *a*). На вставке приведена частотная зависимость параметра Пирса C , кривым 1 и 2 соответствуют низкочастотные и высокочастотные моды. Анализ показывает, что величина $C(\omega)$ практически не зависит от толщины сверхпроводящего слоя. При выбранных параметрах для диэлектрика и ВТСП параметр Пирса для низкочастотных мод (кривая 1) равен единице в широком диапазоне частот. Кривая 2 для высокочастотных мод имеет ярко выраженный минимум, при удалении от которого как в низко-, так и в высокочастотную область наблюдается резкий рост величины $C(\omega)$.

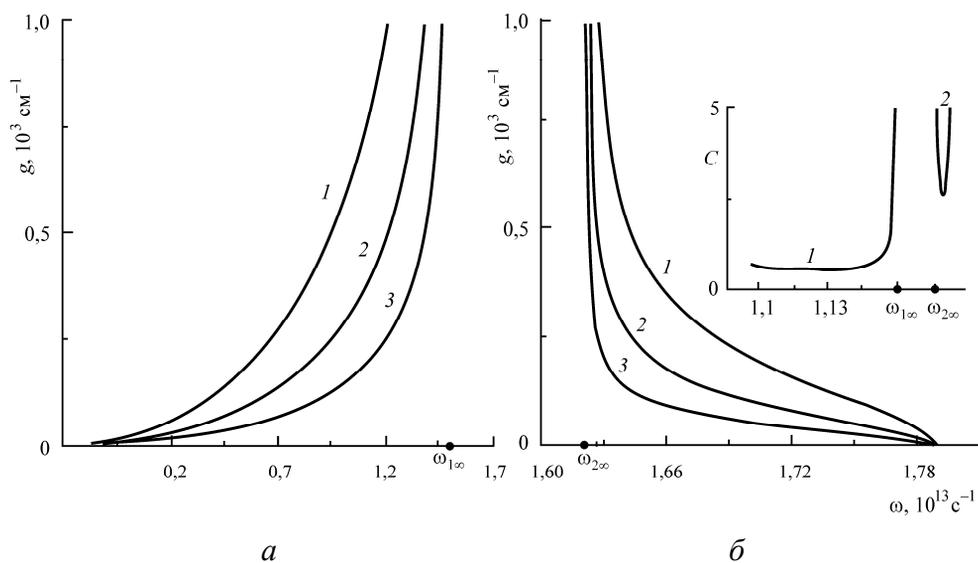


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления от частоты для симметричных (*a*) и антисимметричных (*б*) мод при толщинах ВТСП $d = 1, 5, 10$ мм (кривые 1–3). На вставке – частотные зависимости параметра Пирса для соответствующих мод

3. Условия генерации электромагнитного излучения

Теперь исследуем возможность генерации поверхностных волн в рассматриваемой структуре. Будем полагать, что для распространяющегося в направлении оси X поляритона при его взаимодействии с дрейфовой волной тока в пленке ВТСП обеспечивается достаточный инкремент усиления $g(\omega)$. Если в качестве подложки использовать

среду с периодическим изменением ДП, то за счет распределенной обратной связи и перекачки энергии прямой поляритонной волны в обратную возможна генерация в такой структуре.

Для определенности будем считать, что подложка состоит из чередующихся параллельных друг другу слоев с ДП $\epsilon_d^{(1)} \approx \epsilon_d^{(2)}$. При этом глубина модуляции ДП m мала:

$$m = \left| \frac{\epsilon_d^{(1)} - \epsilon_d^{(2)}}{\epsilon_d^{(1)} + \epsilon_d^{(2)}} \right| \sim \left| \frac{\beta^{(1)} - \beta^{(2)}}{\beta^{(1)} + \beta^{(2)}} \right| \ll 1. \quad (13)$$

В нашем случае эта величина может принимать значения $m = (0,001...0,1)$.

Динамика распространения прямой A и обратной B поверхностных волн в условиях неистоимой накачки волны дрейфового тока с учетом собственных потерь в ВТСП β'' и некоторой отстройки от фазового синхронизма $\Delta\beta$ описывается системой уравнений [12]:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dx} &= -(g - \beta'') A - i\kappa B e^{2i\Delta\beta x}, \\ \frac{dB}{dx} &= \beta'' B + i\kappa A e^{-2i\Delta\beta x}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь отстройка от фазового синхронизма определяется выражением

$$\Delta\beta = [\beta^{(1)} + \beta^{(2)}] / 2 - \pi / \Lambda, \quad (15)$$

а параметр κ аналогичен интегралу перекрытия в теории связанных волн:

$$\kappa = [\beta^{(1)}\epsilon_d^{(1)} - \beta^{(2)}\epsilon_d^{(2)}] / 2 \approx m\beta. \quad (16)$$

Верхние индексы «1» и «2» соответствуют постоянной распространения в средах с ДП $\epsilon_d^{(1)}$ и $\epsilon_d^{(2)}$. Подчеркнем, что пленка ВТСП является усиливающей средой только для прямой волны B , в то время как переотраженная обратная волна A не усиливается, т.е. ее взаимодействием с волной дрейфового тока пренебрегаем. Перекачка энергии между прямой и обратной плазмон-поляритонной волной наблюдается при некотором значении отстройки $\Delta\beta$, причем, подбирая период

структуры Λ и длину L ВТСП-пленки, можно обеспечить оптимальное взаимодействие между волнами. Параметр $\Delta\beta$ можно оценить, используя решения системы дисперсионных уравнений (5) для каждого типа мод при значениях ДП $\varepsilon_d^{(1)}$ и $\varepsilon_d^{(2)}$ соответственно.

Решением системы (14) с учетом граничных условий $A(0) = A_0$ и $B(L) = 0$ являются выражения

$$\begin{aligned} A(x) &= A_0 \frac{\alpha \operatorname{sh} p(L-x) + p \operatorname{ch} p(L-x)}{\alpha \operatorname{sh} pL + p \operatorname{ch} pL} \exp[(i\Delta\beta + g/2)x], \\ B(x) &= A_0 \frac{\operatorname{sh} p(L-x) (i\kappa - \Delta\beta g \kappa^{-1} - i\Delta\beta^2 \kappa^{-1})}{\alpha \operatorname{sh} pL + p \operatorname{ch} pL} \exp[(i\Delta\beta + g/2)x], \end{aligned} \quad (17)$$

где введены следующие обозначения:

$$\alpha = \beta'' - g/2 - i\Delta\beta, \quad p = \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{g}{2} + i\Delta\beta\right)^2 - (g - \beta'')(\beta'' + 2i\Delta\beta)}.$$

На основании полученных решений для амплитуд прямой и обратной ПП волн коэффициенты отражения и прохождения примут вид

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{B(0)}{A(0)} \right|^2 = \left| \frac{i\kappa^{-1} (\kappa^2 + 4\Delta\beta^2 + 2i\Delta\beta g) \operatorname{sh} pL}{\alpha \operatorname{sh} pL + p \operatorname{ch} pL} \right|^2, \\ T &= \left| \frac{A(L)}{A(0)} \right|^2 = \left| \frac{p}{\alpha \operatorname{sh} pL + p \operatorname{ch} pL} \exp[(i\Delta\beta + g/2)L] \right|^2. \end{aligned} \quad (18)$$

Генерация ППП в структуре будет происходить при условии стремления знаменателей выражений (18) к нулю. Исходя из этого, условие генерации плазмон-поляритонных волн терагерцового диапазона запишется в виде

$$\operatorname{arctg} \left(\frac{\Delta\beta}{g/2 - \beta''} \right) + \Delta\beta L \left(\frac{2\kappa^2}{(g - 2\beta'')^2 + 4\Delta\beta^2} - 1 \right) = (m + 1/2)\pi. \quad (19)$$

Заключение

В работе исследованы волновые свойства ППП в структуре «диэлектрик – пленка ВТСП – диэлектрик» для температур $T < T_c/2$, где

структура является практически непоглощающей и области частот ниже плазменной, где действительная часть ДП сверхпроводящей пленки отрицательна. Дисперсионное соотношение для распространяющихся поверхностных волн в такой структуре содержит высокочастотную и низкочастотную поляритонные ветви, которым соответственно отвечают симметричное и антисимметричное распределение поперечных компонент поля в структуре. Вблизи частот $\omega_{1\infty}$ и $\omega_{2\infty}$, к которым обе ветви асимптотически приближаются, наблюдается существенное замедление поляритонных волн, для которых реализуется усиление за счет перекачки энергии от волны дрейфового тока в сверхпроводнике в поверхностную волну терагерцового диапазона, распространяющуюся вдоль границ раздела «ВТСП – диэлектрик». На основании полученных результатов видно, что для высокочастотных мод вблизи частоты $\omega_{2\infty}$ групповая скорость ППП является отрицательной и стремится к нулю $v_g \rightarrow 0$. При выполнении этого условия коэффициент усиления принимает значения $g > 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ и значительно превосходит декремент затухания. Для низкочастотных мод подобных особенностей не выявлено.

Показано также, что в случае подложки с периодическим изменением ДП в структуре возможна генерация поверхностной поляритонной волны, т.е. такие структуры могут быть рассмотрены в качестве генераторов, работающих по принципу систем с распределенной обратной связью.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проекта 14.Z50.31.0015.

Список литературы

1. Агранович В.М., Миллс Д.Л. Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред. – М.: Наука, 1985. – 525 с.
2. Martin B.G., Broerman J.G. Theory of surface polaritons in a polar zero-gap semiconductor // Phys. Rev. – 1981. – Vol. 24. – P. 2018.
3. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ-электронике для физиков. – М.: Физматлит, 2003. – Т. 1.

4. Basov D.H., Timusk T. Electrodynamics of high-Tc superconductors // *Rev. Mod. Phys.* – 2005. – Vol. 77. – P. 721.
5. Плазмоны в волноводных структурах из двух слоев графена / П.И. Буслаев, И.В. Иорш, И.В. Шадривов, П.А. Белов, Ю.С. Кившарь // *Письма в ЖЭТФ* . – 2013. – Т. 97. – С. 619.
6. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. – М.: Наука, 1979. – 432 с.
7. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. – М.: МЦНМО, 2000. – 402 с.
8. Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость. – М.: Атомиздат, 1980. – 312 с.
9. Economou E.N. Surface plasmon in thin films // *Phys. Rev.* – 1969. – Vol. 182. – P. 539.
10. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. – М.: Наука, 1984. – 432 с.
11. Шевчик В.Н., Шведова Г.Н, Соболева А.В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1962. – 336 с.
12. Ярив А. Квантовая электроника. – М.: Сов. радио, 1980. – 488 с.

References

1. V.M. Agranovich, D.L. Mills. *Poverkhnostnye polyaritony: elektromagnitnye volny na poverkhnostyakh i granitsakh razdela sred.* Nauka, M. (1985). 525 s.
2. B.G. Martin, J.G. Broerman. *Phys. Rev. B* 24, 2018 (1981).
3. D.I. Trubetskov, A.E. Khramov, *Lektsii po SVCh elektronike dlya fizikov*, t. 1, Fizmatlit, Moskva (2003), s. 85.
4. D.H. Basov, T. Timusk, *Rev. Mod. Phys* 77, 721 (2005).
5. P.I. Buslaev, I.V. Iorsh, I.V. Shadrivov, P.A. Belov, Yu.S. Kivshar', *Pis'ma v ZhETF* 97, 619 (2013).
6. Agranovich V.M., Ginzburg V.L. *Kristaloptika s uchetom prostranstvennoy dispersii i teoriya eksitonov.* Moskva: Nauka, 1979. 432 s.
7. Shmidt V.V. *Vvedenie v fiziku sverkhprovodnikov.* Moskva: MTsNMO, 2000. 402 s.
8. Tinkham M. *Vvedenie v sverkhprovodimost'.* Moskva: Atomizdat, 1980. 312 s.

9. Economou E.N. Surface plasmon in thin films // Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 539.

10. Rabinovich M.I., Trubetskov D.I. Vvedenie v teoriyu kolebaniy i voln. Moskva: Nauka, 1984. 432 s.

11. Shevchik V.N., Shvedova G.N, Soboleva A.V. Volnovye i kolebatel'nye yavleniya v elektronnykh potokakh na sverkhvysokikh chastotakh. Saratov: Izdatel'stvo Saratovskogo universiteta, 1962. 336 s.

12. Yariv A. Kvantovaya elektronika. Moskva: Sov. radio, 1980. 488 s.

Получено 26.06.2017

УДК 535.41

В.С. Терентьев, В.А. Симонов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

**МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ АСИММЕТРИЧНОГО ЗЕРКАЛА
ДЛЯ ДИФРАКЦИОННОГО ОТРАЖАТЕЛЬНОГО
ИНТЕРФЕРОМЕТРА В ОДНОМODOVOM ВОЛОКНЕ**

Ценность отражательного интерферометра заключается в том, что он позволяет получать в отражении необращенную аппаратную функцию, аналогичную таковой для пропускания интерферометра Фабри–Перо. Такой эффект обуславливается асимметрией отражения переднего зеркала, которая может создаваться фазовым рассеивателем, расположенным непосредственно перед зеркалом со стороны падения света. В работе представлен численный метод оптимизации параметров рассеивателя методом разложения по собственным модам оптического волокна для получения заданного профиля отражения волоконного интерферометра. В результате получены характерные геометрические размеры (радиус и длина) оптимального рассеивателя для волокна типа SMF-28e в диапазоне 1,5 мкм, а также допуски на эти размеры, чтобы обеспечить резкую асимметрию коэффициентов отражения с двух сторон $<0,01$ и $>0,9$.

Ключевые слова: многолучевая интерференция, многолучевой отражательный интерферометр, дифракция, волоконная оптика, одномодовое волокно, метод собственных мод.

V.S. Terent'ev, V.A. SimonovInstitute of Automation and Electrometry
of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, Russian Federation**HIGH-FINESSE MULTIPLE-BEAM REFLECTION
INTERFEROMETER BASED ON DIELECTRIC DIFFRACTION
STRUCTURE IN A SINGLE-MODE FIBER**

The advantage of reflection interferometer is that it allows ones to obtain non-inverted response function, similar to transmission of Fabry–Perot interferometer, in reflection. Reflection asymmetry of the front mirror, which can be caused by phase scatterer placed right in the front of mirror from the direction of incident light, accounts for this effect. The numerical method of scatterer parameters optimization by decomposition by eigenmodes of optical fiber, that allows to obtain the desired reflection profile of reflection interferometer, is presented in the paper. As a result, we found the optimal geometric dimensions (radius and length) and their tolerance for the scatterer in SMF-28e fiber for the wavelength range around 1.5 μm , which allows to obtain the abrupt asymmetry in the reflection from the different sides: <0.01 and >0.9 .

Keywords: multiple-beam interferometry, multiple-beam reflection interferometer, diffraction, fiber optics, single-mode fiber, eigenmodes.

Введение

Двухзеркальный многолучевой отражательный интерферометр [1] в одномодовом волокне, не имеющий поглощательных элементов в своей структуре, но работающий на эффекте дифракции света, может найти применение в волоконной оптике, в частности для селекции длины волны излучения волоконных и диодных лазеров [2]. Данный тип интерферометра обеспечивает узкополосную фильтрацию излучения в отраженном свете («необращенная» интерференционная картина) с характеристиками, подобными характеристикам интерферометра Фабри–Перо в пропускании. Принцип его работы основан на асимметрии отражений переднего зеркала с разных сторон, что достигается внесением потерь в переднее зеркало Z_1 двухзеркального резонатора с помощью специального дифракционного рассеивателя (рис. 1). Потери могут иметь как омическую природу, недостаток которой связан с возможным перегревом и деградацией зеркала Z_1 при больших интенсивностях света, так и дифракционную, которая обеспечивает максимально возможную лучевую стойкость конструкции зеркала. В объемной оптике был разработан вариант полностью диэлектрического дифракционного отражательного интерферометра (ДОИ) [3], но первые попытки создать ДОИ на торце одномодового волокна не позволили добиться сколько-нибудь приемлемых характеристик [4]. Миниатюрные размеры световедущих частей оптических волноводов, особенно поддерживающих только одну поперечную моду, затрудняют разработку технологии, так как размер элементов рассеивателя, входящего в переднее зеркало ДОИ, должен быть менее 10 мкм и формироваться в световедущей сердцевине волокна. Наблюдение необращенной картины в отражении статичного волоконного резонатора Фабри–Перо со случайным повреждением в переднем зеркале [5] определило направление дальнейшего поиска, что позже позволило получить экспериментальные образцы с характеристикой аппаратной функции в отраженном свете, близкой к теоретической [6]. Однако до сих пор не создано технологии изготовления ДОИ, которая бы обеспечивала заданные (оптимальные) характеристики с высокой степенью повторяемости, в том числе это требуется для создания перестраиваемого резонатора. Для этого необходимо определять характеристики структур для разных типов волокон, имеющих разные геометрические размеры, коэффициенты преломления, диаметры собственных мод,

и в итоге разработать технологию изготовления асимметричного зеркала с хорошей повторяемостью результатов, например, методами лазерной и электронно-лучевой литографии, ионно-лучевого травления [7, 8] или фемтосекундной лазерной абляции [9].

Цель данной статьи состоит в разработке метода численного моделирования параметров асимметричного зеркала ДОИ на основе теории собственных мод волокна, в результате которого можно было бы определять геометрические и оптические характеристики рассеивателя в структуре переднего зеркала для создания необращенного профиля аппаратной функции ДОИ в отражении.

1. Теоретическое описание

Амплитудные коэффициенты отражения \tilde{r} и пропускания \tilde{t} двухзеркального многолучевого интерферометра (рис. 1) в приближении плоских волн для нормального падения света выражаются следующим образом [1]:

$$\tilde{r} = r_1 + \frac{t_1 t_2 r_3 \exp(-i2\psi)}{1 - r_2 r_3 \exp(-i2\psi)}, \quad (1)$$

$$\tilde{t} = \frac{t_1 t_3 \exp(-i\psi)}{1 - r_2 r_3 \exp(-i2\psi)}, \quad (2)$$

где амплитудные коэффициенты зеркал $r_j = \sqrt{R_j} \exp(i\psi_j)$, $t_j = \sqrt{T_j} \exp(i\Phi_j)$ ($j = 1, 2$ для зеркала Z_1 со стороны падающего излучения и со стороны резонатора соответственно, $j = 3$ для зеркала Z_2) выражаются через энергетические коэффициенты отражения R_j и пропускания T_j и их фазы ψ_j , Φ_j ; $\psi = 2\pi l n / \lambda$, здесь n – коэффициент преломления базы интерферометра длиной l , λ – длина волны света. Энергетические коэффициенты отражения и пропускания интерферометра $\tilde{R} = |\tilde{r}|^2$, $\tilde{T} = |\tilde{t}|^2$ соответственно. Формулы (1), (2) применимы в том числе для интерферометра с потерями в зеркалах, когда $R_j + T_j \leq 1$ ($j = 1, 2, 3$). При этом неважна физическая природа потерь в зеркалах (поглощение или рассеяние).

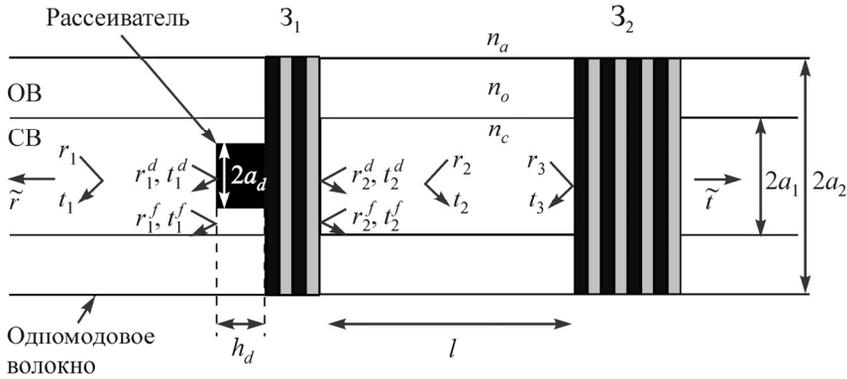


Рис. 1. Схема волоконного ДОИ: амплитудные коэффициенты отражения и пропускания для основной моды волокна интерферометра – \tilde{r} , \tilde{t} , зеркала Z_1 – $r_{1,2}$, $t_{1,2}$, зеркала Z_2 – r_3 , t_3 , соответственно; $r_{1,2}^{[d,f]}$, $t_{1,2}^{[d,f]}$ – френелевы амплитудные коэффициенты отражения и пропускания вблизи поверхности зеркала Z_1 (d – в области рассеивателя, f – в области вне рассеивателя); a_1 и n_c – радиус и коэффициент преломления световедущей сердцевины (СВ); a_2 и n_o – радиус и коэффициент преломления оболочки волокна (ОВ); a_d , h_d – радиус и длина фазовой вставки (рассеивателя); l – база ДОИ; n_a – коэффициент преломления воздуха, $n_a = 1$

Согласно формуле (1), если $r_1 \rightarrow 0$, то форма аппаратной функции отражения стремится к необращенной форме пропускания с точностью до константы $\tilde{R} \rightarrow \text{const} \cdot \tilde{T}$, при этом для высокой добротности резонатора требуются большие коэффициенты отражения внутри резонатора. Ключевыми условиями на получение необращенной формы являются

$$0 \approx R_1 \ll R_2 < R_3 \rightarrow 1, \quad (3)$$

где стремление коэффициента отражения зеркала Z_2 к единице необходимо для повышения максимального коэффициента отражения и резкости полос ДОИ. Ниже демонстрируется, что в одномодовом волокне неравенства (3) могут быть удовлетворены для зеркала с рассеивателем, образованным диэлектрической вставкой, и с таким зеркалом возможно получить необращенную интерференционную картину в отражении ДОИ.

2. Определение параметров зеркал

В случае одномодового волокна с малым значением числовой апертуры (например, типа SMF-28e, $NA = 0,13$) оптическое поле основной направляемой моды \vec{E}_{11} , определенное в цилиндрической системе координат [10], будет иметь незначительную z -компоненту (вдоль оси волокна) вектора электрического поля, и такое распределение поля можно рассматривать как близкое к гауссовской волне свободного пространства в области горловины. Таким образом, определять амплитудные коэффициенты отражения зеркал можно в приближении моды свободного пространства по аналогии с работой [11].

Переднее зеркало Z_1 содержит фазовый рассеиватель (ФР) цилиндрической формы, расположенный со стороны падения света, с поперечным радиусом a_d , продольной длиной h_d и коэффициентом преломления n_d . Он располагается в сердцевине волокна с коэффициентом преломления n_c ($n_d > n_c$), его ось совпадает с осью волокна. Выбор такой формы ФР обусловлен упрощением расчета (как и возможной в будущем технологией изготовления). В такой геометрии интегралы перекрытия мод вычисляются аналитически по угловой переменной и численный расчет сводится к операциям с одномерными интегралами по радиальной переменной. Предполагается, что $h_d \approx \lambda$, а фронт поля моды получает локальный набег фазы при прохождении через ФР. Сразу за рассеивателем расположено многослойное четвертьволновое диэлектрическое покрытие. В приближении френелевых коэффициентов отражение и пропускание областей с ФР $(r_{1,2}^{[d]}, t_{1,2}^{[d]})$ и без него, т.е. с материалом волокна $(r_{1,2}^{[f]}, t_{1,2}^{[f]})$, в общем случае могут отличаться как по фазе, так и по амплитуде. В связи с этим после взаимодействия падающей моды с зеркалом Z_1 образуется неоднородный по фазе и амплитуде волновой фронт как в отражении, так и в пропускании. Неоднородность фазового фронта неизбежно порождает перераспределение энергии по другим направляемым модам (если таковые имеются), модам оболочки и модам рассеяния [12]. В силу способности рассматриваемого волокна поддерживать без потерь только основную моду \vec{E}_{11} для излучения на длине волны 1550 нм коэффициенты отражения $r_{1,2}$ и пропускания $t_1 = t_2$ достаточно определять только для этой моды.

По аналогии с работой [11] введем обозначения локальных коэффициентов отражения $r_{1,2}^{[s]}$ и пропускания $t_{1,2}^{[s]}$ областей у поверхности зеркала:

$$r_{1,2}^{[s]}(\rho) = \begin{cases} r_{1,2}^{[d]}, & \rho \leq a_d, \\ r_{1,2}^{[f]}, & \rho > a_d, \end{cases} \quad t_{1,2}^{[s]}(\rho) = \begin{cases} t_{1,2}^{[d]}, & \rho \leq a_d, \\ t_{1,2}^{[f]}, & \rho > a_d. \end{cases}$$

Тогда амплитудные коэффициенты зеркала Z_1 для основной моды могут быть получены по формулам

$$\begin{aligned} r_{1,2} &= \frac{\pi}{2} \int_0^\infty \left[r_{1,2}^{[s]}(\rho) \vec{E}_{11}^{[\rho]}, \vec{H}_{11}^{[\rho]*} \right]_z \rho d\rho, \\ t_{1,2} &= \frac{\pi}{2} \int_0^\infty \left[t_{1,2}^{[s]}(\rho) \vec{E}_{11}^{[\rho]}, \vec{H}_{11}^{[\rho]*} \right]_z \rho d\rho, \\ \frac{\pi}{2} \int_0^\infty \left[\vec{E}_{11}^{[\rho]}, \vec{H}_{11}^{[\rho]*} \right]_z \rho d\rho &= 1, \end{aligned} \quad (4)$$

где интегрирование ведется в цилиндрических координатах и в силу аксиальной симметрии интеграл по азимутальному углу (φ) взят аналитически, а под интегралом остаются только радиальные функции компонент векторов основной моды $\vec{E}_{11}^{[\rho]} = (E_{11\rho}^{[\rho]}, E_{11\varphi}^{[\rho]}, \vec{E}_{11z}^{[\rho]})$, $\vec{H}_{11}^{[\rho]} = (H_{11\rho}^{[\rho]}, E_{11\varphi}^{[\rho]}, H_{11z}^{[\rho]})$; звездочка означает комплексное сопряжение, а квадратные скобки – векторное произведение; индекс z – z -компонента векторного произведения.

Существует альтернативный метод расчета, который заключается в вычислении коэффициентов $r_{1,2}$, $t_{1,2}$ путем перерасложения по модам участка волокна с фазовым рассеивателем. Данный метод был применен для численного расчета параметров полностью волоконного ДОИ [13], однако в нем происходит перерасложение только по направляемым модам, без учета мод рассеяния, что ведет к ошибкам в вычислении распределения поля. Для вычисления данным методом необходимо использовать тройное суммирование, что значительно замедляет расчеты по сравнению с рассматриваемым в настоящей работе, особенно в случае большой разницы коэффициентов преломления ФР и волокна ($n_d - n_c \approx 1$).

Пусть заднее зеркало Z_2 интерферометра имеет высокоотражающую многослойную структуру из четвертьволновых диэлектрических слоев с большой разницей показателей преломления (например, TiO_2 (2,38) и SiO_2 (1,46)). Такое зеркало может рассматриваться как точечный отражатель для основной моды волокна, так как его полная физическая толщина составляет 3–5 мкм, хотя в его структуре и не имеется световедущей сердцевинки. Зеркало Z_2 нанесено на торец волокна и имеет практически одинаковый коэффициент отражения в каждой точке поперечного сечения моды (с точностью до $(n_c - n_o)^2$). Тогда амплитудный коэффициент отражения моды r_3 можно с большой степенью точности положить равным отражению многослойного покрытия в приближении плоских волн [14].

Поскольку потери SMF-28e для 1550 нм составляют 0,2 дБ/км, а длина световедущей базы ≈ 1 мм, то потерями на распространение можно пренебречь, а формулы (1), (2) будут применимы к описанию коэффициентов отражения и пропускания волоконного интерферометра (см. рис. 1).

3. Оптимизация характеристик переднего зеркала

Задача достижения большой асимметрии коэффициентов отражения зеркала Z_1 [см. формулу (3)], необходимая для получения необращенного профиля аппаратной функции ДОИ в отражении, может быть решена подбором a_d и h_d для длины волны $\lambda = 1550$ нм при заданных параметрах: радиусах световедущей сердцевинки $a_1 = 4,2$ мкм и оболочки $a_2 = 62,5$ мкм, коэффициентах преломления $n_c = 1,471$, $n_o = 1,467$, $n_a = 1$ (параметры соответствуют волокну SMF-28e, при этом эффективный показатель преломления основной моды $n_e = 1,4682$). В расчетах зеркало Z_1 имеет семислойную структуру четвертьволновых слоев $H(LH)^3$, где H – слой TiO_2 ($n_H = 2,38$), L – кварца SiO_2 ($n_L = 1,46$), а ФР выполнен из TiO_2 .

В отличие от работы [11], где моделировалась дифракционная структура на основе металлической пленки неизменной толщины с отверстием и варьировался только радиус отверстия, в данном случае имеются два независимых параметра. Чтобы уменьшить интервал поиска, можно оценить эти параметры в приближении плоских волн. В этом случае отражение r_1 для дальней зоны дифракции можно выразить как

$$r_1 = s^{[d]}r_1^{[d]} + s^{[f]}r_1^{[f]}, \quad (5)$$

где $s^{[d,f]}$ – доля площади соответствующих зон вблизи поверхности Z_1 : d – занятая вставкой и f – вне вставки (см. рис. 1). Формула (5) является частным случаем выражений (4), в последних учитывается неоднородность распределения поля. Наименьшее значение $r_1 = 0$ будет только при выполнении условия $s^{[d]}r_1^{[d]} = -s^{[f]}r_1^{[f]}$, т.е. когда равны модули произведения доли площадей и коэффициентов отражения, а разница аргументов, т.е. набега фаз для волнового фронта между данными смежными областями, равна π [3]. Отсюда можно получить оценку физической толщины ФР, если его коэффициент преломления $n_d = 2,38$ (TiO₂): $h_d \approx \lambda[4(n_d - n_c)] = 0,42$ мкм. Оценка радиуса a_d может быть сделана в предположении близости коэффициентов отражения смежных областей $R_1^{[d]} \approx R_1^{[f]}$, в этом случае согласно формуле (5) $s^{[d]} = s^{[f]} = 0,5$, откуда следует, что, учитывая характерный диаметр поля моды SMF-28eMFD = 5,2 мкм, $a_d \approx \text{MFD}/\sqrt{2} = 3,7$ мкм. Полученные оценочные параметры мы используем в качестве начальных для поиска оптимума.

Для наглядности результаты расчета R_1 , R_2 , T_1 , а также $A_2 = 1 - T_2 - R_2$ по формулам (4) целесообразно изобразить в виде контурных графиков, где по одной координате откладывается длина (глубина) h_d , а по другой – радиус a_d (рис. 2).

Пределы вариации параметров h_d , a_d имеет смысл привести в зоне низкого коэффициента отражения $R_1 < 0,2$, из-за того что средний уровень интерференционного фона ДОИ имеет порядок R_1 , если оценивать его по формуле (1). В целях увеличения селективной способности желательнее уменьшать средний уровень фона. Таким образом, для уменьшения R_1 , как следует из рис. 2, a , требуется иметь определенную точность изготовления ФР. Например, для $R_1 \leq 0,14$ (соответствует точке O) абсолютные допуски на геометрические размеры ФР следующие: $\Delta h_d = 100$ нм, $\Delta a_d = 1,4$ мкм, а для получения $R_1 < 0,01$ допуски уменьшаются в 3–4 раза до $\Delta h_d = 26$ нм, $\Delta a_d = 0,46$ мкм (см. рис. 2). В технологическом процессе необходимо обеспечивать контроль геометрических размеров ФР как минимум с такой же абсолютной точностью, а лучше на порядок ее превосходящей.

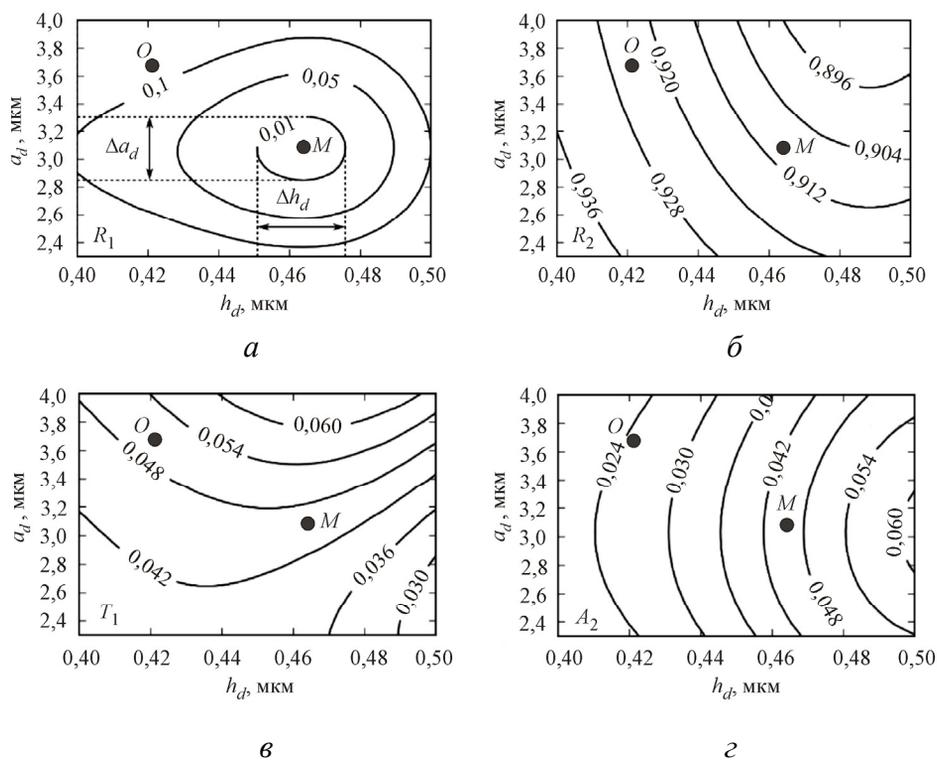


Рис. 2. Расчетные контурные зависимости коэффициентов зеркала Z_1 в зависимости от a_d и h_d : а – R_1 ; б – R_2 ; в – T_1 ; г – A_2 . В точке $M(0,464; 3,08)$ $R_1 = 2,4 \cdot 10^{-5}$, $R_2 = 0,909$, $T_1 = A_2 = 0,045$, $\Delta h_d = 26 \cdot 10^{-3}$ мкм, $\Delta a_d = 0,46$ мкм. Точка $O(0,42; 3,7)$ соответствует оценочному приближению

В точке M (см. рис. 2) $R_1 = 2,4 \cdot 10^{-5}$ имеет пренебрежимо малую величину, которую можно считать практически нулевой, однако отражение R_1 в точке M может быть не минимальным, ее значение обусловлено шагом дискретизации в расчетах, т.е. в ее окрестности может быть значение еще меньше. В данном случае важно, что существует возможность получить пренебрежимо малое значение R_1 зеркала Z_1 .

В точке M коэффициент пропускания T_1 зеркала Z_1 составляет величину, очень близкую к теоретически ожидаемой $(1 - R_2)/2$ при $R_1 = 0$ [3]. В остальных точках по мере увеличения R_1 T_1 начинает изменять свою величину. Если T_1 изменяется, то изменяются и потери A_2 согласно общей формуле $A_2 = 1 - T_2 - R_2$ ($T_1 \equiv T_2$). Потери A_2 являются неизбежными в данной конструкции зеркала Z_1 , при этом они определяют минимально возможные потери в резонаторе ДООИ, меньше кото-

рых получить невозможно даже при $R_3 = 1$. Эти потери напрямую влияют на максимальный коэффициент отражения ДООИ и на добротность резонатора, поэтому выгоднее повышать отражение R_2 , чтобы уменьшить эти потери и повысить характеристики ДООИ.

Обеспечить полученную точность поперечных размеров a_d , по-видимому, возможно только методами электронно-лучевой литографии или ионно-лучевого травления. Возможно применение и методов УФ-лазерной литографии, однако на пределах возможностей.

Для достижения заданного продольного размера h_d можно использовать комбинацию технологий. Заполнение полости можно осуществить диэлектриком (TiO_2) с помощью вакуумного напыления, а точную доводку толщины и получение высокого качества торца – прецизионной по времени (с посекундным контролем) полировкой на алмазной пленке с зерном 0,02 мкм. Затем на отполированную поверхность можно нанести диэлектрическое многослойное покрытие.

В качестве иллюстрации влияния параметров зеркала Z_1 на аппаратную функцию ДООИ в отражении на рис. 3 приведены спектры отражения R_M и R_O для точек M и O соответственно, в зависимости от относительного набега фаз ψ между зеркалами для длины волны 1550 нм по формуле (1). В расчетах заднее зеркало Z_2 имеет 15-слойную структуру $H(LH)^7$ и высокий коэффициент отражения $R_3 = 0,999$. Профиль R_O смещен по фазе на $\pi/4$ относительно R_M для лучшего восприятия.

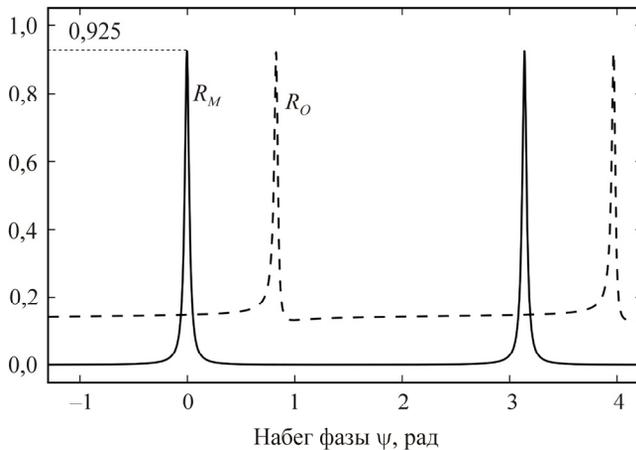


Рис. 3. Профили аппаратных функций ДООИ для разных параметров зеркала Z_1 : R_M – оптимизированный (точка M); R_O – приближенный (точка O)

Как видно, максимальный коэффициент R_{\max} отражения обоих профилей практически одинаков, $R_{\max} > 0,9$. В точке M при $R_1 = 0$ у данной системы с дифракционными потерями $R_{\max} = 1/4 \cdot R_3(1 - R_2)^2 / (1 - (R_2R_3)^{1/2})^2 \xrightarrow{R_3 \rightarrow 1} (1 + R_2^{1/2})^2/4$ [3]. Резкость полюс F , определяемая как отношение периода к ширине на полувысоте отражения, примерно равна 62 (для оценок хорошо подходит формула $F = \pi(R_2R_3)^{1/4}/(1 - (R_2R_3)^{1/2})$). Высокий уровень среднего фона профиля R_0 обусловлен сравнительно высоким значением $R_1 = 0,145$, а его асимметрия – отличием комбинированной фазы зеркала Z_1 от целого числа π . Оптимизированный профиль имеет практически симметричную форму со значительно большим контрастом (минимальный коэффициент отражения $6,7 \cdot 10^{-4}$) и является более ценным для задач селекции излучения в отраженном свете.

Заключение

Проведено численное моделирование параметров двухзеркального волоконного отражательного интерферометра, переднее зеркало которого содержит дифракционный рассеиватель в своей структуре. Расчет велся методом разложения по собственным модам оптического волокна. Параметры рассеивателя влияют на энергетические характеристики переднего зеркала и, как следствие, на аппаратную функцию интерферометра в отражении. При оптимальных параметрах рассеивателя получается аппаратная функция с необращенным профилем в отражении (узкие высокие пики на темном фоне), практически идентичная по форме профилю интерферометру Фабри–Перо в пропускании. Для одномодового волокна SMF-28e в спектральном диапазоне 1500–1600 нм определены оптимальные параметры рассеивателя: коэффициент преломления – 2,38 (TiO_2), длина – 0,464 мкм, радиус – 3,08 мкм, абсолютная точность для получения $R_1 < 0,01$ на длину – 26 нм, на радиус – 0,46 мкм. Таких параметров можно добиться применением методов электронно-лучевой литографии или фемтосекундной лазерной абляции для создания кратера с последующим его заполнением диэлектриком с большим показателем преломления (TiO_2), шлифовкой поверхности и нанесением диэлектрического многослойного покрытия.

При выполнении работы было использовано оборудование центра коллективного пользования «Оптика и спектроскопия» Института автоматизации и электротехники СО РАН.

Список литературы

1. Троицкий Ю.В. Многолучевые интерферометры отраженного света. – Новосибирск: Наука, 1985.

2. Terentyev V.S., Simonov V.A., Babin S.A. Fiber-based multiple-beam reflection interferometer for single-longitudinal-mode generation in fiber laser based on semiconductor optical amplifier // *Laser Physics Letters*. – 2017. – Vol. 14, iss. 2. – P. 25103. – URL: <http://dx.doi.org/10.1088/1612-202X/aa548e> (дата обращения: 10.03.2017).

3. Кольченко А.П., Терентьев В.С., Трошин Б.И. Интерферометр с «необращенной» аппаратной функцией в отраженном свете на основе фазовой решетки // *Оптика и спектроскопия*. – 2006. – Т. 101, № 4. – С. 674–676.

4. Terentiev V.S., Dostovalov A.V., Simonov V.A. Reflection interferometers formed on the single-mode fiber tip // *Laser Physics*. – 2013. – Vol. 23. DOI:10.1088/1054-660X/23/8/085108

5. Терентьев В.С., Симонов В.А. Волоконный отражательный интерферометр на основе диэлектрической дифракционной структуры для селекции мод волоконного лазера // *Прикладная фотоника*. – 2016. – Т. 3, № 3. – С. 321–330.

6. Терентьев В.С., Симонов В.А. // *Квантовая электроника*. – Отправлена в редакцию.

7. Optimization of half-tone technology for diffractive microlens fabrication / V.P. Korolkov, R.K. Nasyrov, A.R. Sametov, S.A. Suhii // *Proc. SPIE*. – 2011. – Vol. 7957. – P. 795710.

8. Efficient fiber-to-waveguide edge coupling using an optical fiber axicon lens fabricated by focused ion beam / H. Melkonyan, K. Sloyan, K. Twayana, P. Moreira, M.S. Dahlem // *IEEE Photonics Journal*. – 2017. – Vol. 9, № 4. – P. 1–9. DOI: 10.1109/JPHOT.2017.2710189

9. High-speed and crack-free direct-writing of microchannels on glass by an IR femtosecond laser / E. Bulushev, V. Bessmeltsev, A. Dostovalov, N. Goloshevsky, A. Wolf // *Optics and Lasers in Engineering*. – 2016. – Vol. 79. – P. 39–47. – URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2015.11.004> (дата обращения: 12.03.2017).

10. Дианов Е.М., Прохоров А.М. Лазеры и волоконная оптика // Успехи физических наук. – 1986. – Т. 148, № 2. – С. 289–311.

11. Терентьев В.С., Симонов В.А. Численное моделирование волоконного отражательного фильтра на основе металлодиэлектрической дифракционной структуры с повышенной лучевой стойкостью // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46, № 2. – С. 142–146.

12. Marcuse D. Theory of dielectric optical waveguides. – Academic Press, 1974.

13. Терентьев В.С. Численное моделирование волоконного отражательного дифракционного интерферометра // Автометрия. – 2012. – Т. 48, № 4. – С. 41–54.

14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973.

References

1. Troitskiy, Yu.V. *Mnogoluchevye interferometry otrazhennogo sveta* (Novosibirsk: Nauka, 1985).

2. V.S. Terentyev, V.A. Simonov, S.A. Babin. “Fiber-based multiple-beam reflection interferometer for single-longitudinal-mode generation in fiber laser based on semiconductor optical amplifier” // *Laser Physics Letters*, 2017, vol. 14, I. 2, p. 25103, <http://dx.doi.org/10.1088/1612-202X/aa548e>

3. A.P. Kol'chenko, V.S. Terent'ev, B.I. Troshin «Interferometr s «neobrashchennoy» apparatnoy funktsiyei v otrazhennom svete na osnove fazovoy reshetki» // *Optika i spektroskopiya*, 2006, t. 101, № 4. s. 674-676. (A.P. Kol'chenko, V.S. Terent'ev, and B.I. Troshin. “A Reflection Interferometer with a Noninverted Response Function Based on a Phase Grating” // *Optics and Spectroscopy*, 2006, Vol. 101, No. 4, pp. 632-634.)

4. V.S. Terentiev, A.V. Dostovalov and V.A. Simonov. «Reflection interferometers formed on the single-mode fiber tip» // *Laser Physics*, v. 23 (2013) 085108 (5 pp). DOI:10.1088/1054-660X/23/8/085108

5. V.S. Terent'ev, V.A. Simonov. “Vолоконnyy otrazhatel'nyy interferometr na osnove dielektricheskoy difraktsionnoy struktury dlya selektsii mod volokonnoy lazera” // *Prikladnaya fotonika*. 2016, T. 3, № 3, s. 321-330.

6. V.S. Terent'ev, V.A. Simonov. *Kvantovaya elektronika, otpravlena v redaktsiyu*.

7. V.P. Korolkov, R.K. Nasyrov, A.R. Sametov and S.A. Suhih, “Optimization of half-tone technology for diffractive microlens fabrication” // Proc. SPIE 7957, 795710 (2011).

8. H. Melkonyan, K. Sloyan, K. Twayana, P. Moreira and M.S. Dahlem, “Efficient Fiber-to-Waveguide Edge Coupling Using an Optical Fiber Axicon Lens Fabricated by Focused Ion Beam”, in IEEE Photonics Journal, vol. 9, no. 4, pp. 1-9, Aug. 2017. DOI: 10.1109/JPHOT.2017.2710189

9. E. Bulushev, V. Bessmeltsev, A. Dostovalov, N. Goloshevsky, A. Wolf, “High-speed and crack-free direct-writing of microchannels on glass by an IR femtosecond laser” // Optics and Lasers in Engineering, Volume 79, 2016, Pages 39-47, ISSN 0143-8166, <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2015.11.004>.

10. E.M. Dianov, A.M. Prokhorov. “Lazery i volokonnaya optika” // Uspekhi fizicheskikh nauk, t. 148, № 2, 1986, s. 289-311.

11. V.S. Terent'ev, V.A. Simonov, “Chislennoe modelirovanie volokonnoy otzhatel'nogo fil'tra na osnove metallodielektricheskoy difraktsionnoy struktury s povyshennoy luchevoj stoykost'yu” // Kvantovaya elektronika, 2016, t. 46, № 2, s. 142-146.

12. Marcuse D., Theory of Dielectric Optical Waveguides (Academic Press, 1974).

13. V.S. Terent'ev. «Chislennoe modelirovanie volokonnoy otzhatel'nogo difraktsionnoy interferometra» // Avtometriya, 2012, t. 48, № 4, s. 41-54. (V.S. Terent'ev. «Numerical Simulation of a Reflective Diffraction Fiber Interferometer» // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing, 2012, Vol. 48, No. 4, pp. 358–368.) DOI: 10.3103/S875669901204005X.

14. M. Born, E. Vol'f. Osnovy optiki (Moskva: Nauka, 1973).

Получено 23.06.2017

УДК 535 681.7.068/.069

И.О. Золотовский, В.А. Лапин, Д.И. Семенов

Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы
Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ В НЕОДНОРОДНОМ НЕЛИНЕЙНОМ ВОЛОКНЕ

Исследуются условия образования и эффективного усиления частотно-модулированных солитоноподобных волновых пакетов в неоднородных по длине активных световодах. Рассмотрена возможность формирования последовательности пико- и субпикосекундных импульсов из квазинепрерывного излучения в активных и пассивных световодах с изменяющейся по длине дисперсией групповых скоростей. На основе численного анализа исследовано поведение волнового пакета в развитой фазе модуляционной неустойчивости при изменении параметров неоднородности световода.

Ключевые слова: ультракороткие оптические импульсы, керровская нелинейность, субпикосекундные импульсы, модуляционная неустойчивость, волновые пакеты, нелинейные волокна, неоднородные волокна, генерация оптических импульсов.

I.O. Zolotovskii, V.A. Lapin, D.I. Sementsov

S.P. Kapitsa Technological Research Institute
of Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation

MODULATION INSTABILITY OF WAVE PACKETS PROPAGATING IN AN INHOMOGENEOUS NONLINEAR FIBER

The conditions for the formation and effective amplification of frequency-modulated soliton-like wave packets in non-uniform active fibers along the length are investigated in this work. The possibility of forming a sequence of pico- and subpicosecond pulses from quasicontinuous waves in active and passive fibers with a variance of group velocities varying along the length is considered. On the basis of numerical analysis, the behavior of the wave packet in the developed phase of the modulation instability is studied when the parameters of the fiber inhomogeneity change.

Keywords: ultra short optical pulses, Kerr nonlinearity, sub-picosecond pulses, modulation instability, wave packets, nonlinear fibers, inhomogeneous fibers, generation of optical pulses.

Введение

Вопросам динамики оптических солитонов неизменно уделяется огромное внимание на протяжении последних 30 лет [1–5]. Одной из важнейших в солитонной проблематике является задача об оптимальном усилении солитонных импульсов, при котором сохраняются их форма и характер упругого взаимодействия. Известно, что в нелинейном активном световоде с постоянными по длине параметрами невозможен режим некогерентного усиления солитона. Как только энергия солитона возрастает приблизительно в e раз, независимо от способа его усиления, возникают значительные искажения его формы и спектра, связанные с ростом несолитонной составляющей импульса. В результате нелинейный волновой пакет (ВП) перестает быть структурно-устойчивым образованием и, как следствие, утрачивает свои солитонные свойства. Подобный динамический сценарий усиления солитонов долгое время представлялся единственно возможным. Однако в работах [6, 7] была обнаружена возможность усиления оптического солитона как единого целого при условии, что фаза солитоноподобного импульса на входе в световод является параболической функцией времени, а инкремент усиления является гиперболической функцией расстояния. Взаимодействие таких частотно-модулированных (ЧМ) импульсов становится полностью упругим при самосогласовании их фаз и коэффициента усиления среды.

Одним из основных препятствий на пути экспериментальной реализации предложенного сценария «идеального» усиления сохраняющих свою форму волновых пакетов является необходимость создания соответствующей неоднородности инкремента усиления световода. В работах [8, 9] показано, что решением данной проблемы может стать использование световодов не только с гиперболическим по длине профилем усиления, но практически с любой зависимостью инкремента усиления от продольной координаты, если при этом профиль дисперсии групповых скоростей (ДГС) вдоль световода сформирован соответствующим образом. Представляется, что в настоящее время наиболее перспективными с этой точки зрения являются световоды с плавно уменьшающейся по модулю вдоль световода аномальной ДГС и с W -профилем показателя преломления в поперечном сечении. В таких световодах удастся создавать необходимое по длине распределение ДГС при сверхмалых значениях дисперсионного параметра третье-

го порядка. Формирование необходимого профиля дисперсии в указанных световодах достигается, как правило, за счет управляемого изменения их поперечных размеров. Используемая в настоящее время технология вытяжки позволяет контролируемо достигать существенного изменения дисперсии даже при небольшом перепаде диаметра световода на всей его длине (как правило, это не более 3 мкм при среднем диаметре около 100 мкм) [10].

В настоящей работе исследуется возможность генерации последовательности коротких частотно-модулированных лазерных импульсов за счет развития режима модуляционной неустойчивости (МН). Показано, что в световодах с уменьшающейся дисперсией групповых скоростей возможно формирование последовательностей пико- и субпикосекундных лазерных импульсов с терагерцевой частотой повторения – непосредственно из квазинепрерывной волны.

1. Основные уравнения и соотношения

Рассмотрим динамику оптического ВП, распространяющегося в неоднородном усиливающем световоде. Поле в этом случае представим в виде

$$\mathbf{E}(t, r, z) = \frac{\mathbf{e}}{2} U(r, z) \left\{ A(t, z) \exp \left[i \left(\omega_0 t - \int_0^z \beta'(\xi) d\xi \right) \right] + K.C. \right\}, \quad (1)$$

где \mathbf{e} – орт поляризации; $U(r, z)$ – радиальное распределение поля в световоде; ω_0 – несущая частота ВП; β' – действительная часть комплексной константы распространения. Для временной огибающей $A(t, z)$ справедливо нелинейное уравнение Шредингера [1, 2] с зависящими от продольной координаты коэффициентами:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{D(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + i R(z) |A|^2 A = \gamma(z) A. \quad (2)$$

Здесь введены следующие параметры: время в бегущей системе координат $\tau = t - \int_0^z d\xi / u(\xi)$, групповая скорость ВП $u(z) = (\partial \beta'(z) / \partial \omega)_0^{-1}$, ДГС $D(z) = (\partial^2 \beta'(z) / \partial \omega^2)_0$, коэффициент керровской нелинейности $R(z)$ и эффективный инкремент усиления, который определяется выражением

$$\gamma(z) = g(z) - (\partial S_m / \partial z) / 2S_m, \quad (3)$$

где $g(z)$ – инкремент усиления материала световода. Второе слагаемое в формуле (3) определяет вклад, связанный с возможным изменением эффективной площади моды:

$$S_m(z) = 2\pi \int_0^\infty |U(r, z)|^2 r dr, \quad (4)$$

где $U(r, z)$ – профильная модовая функция рассматриваемого световода.

Материальные параметры световода связаны с эффективными поперечными размерами моды в нем. Так, для световода с радиальной симметрией материальный инкремент усиления определяется выражением

$$g(z) = 2\pi k_0 S_m^{-1}(z) \int_0^\infty n''(r, z) |U(r, z)|^2 r dr, \quad (5)$$

где $k_0 = \omega_0/c$, c – скорость света в вакууме; n'' – мнимая часть показателя преломления материала световода. Укажем, что с материальным инкрементом усиления связана энергия распространяющегося по световоду импульса

$$W(z) = W_0 \exp\left(2 \int_0^z g(\xi) d\xi\right), \quad (6)$$

где W_0 – энергия вводимого в световод импульса.

Параметр нелинейности в общем случае определяется выражением

$$R(z) = 2\pi k_0 S_m^{-2}(z) \int_0^\infty \tilde{n}(r, z) |U(r, z)|^4 r dr, \quad (7)$$

где \tilde{n} – нелинейный показатель преломления материала световода. Если линейный и нелинейный показатели преломления n' и \tilde{n} , а также профильная функция U не зависят от координаты z , то параметры g и R также не зависят от этой переменной и отвечают однородному по длине световоду.

2. Усиление ЧМ солитоноподобных импульсов

Частный случай неоднородности. Известно, что для импульсов секанс-гиперболической формы, распространяющихся в световоде с постоянными по длине аномальной ДГС и нелинейностью, но изменяющимся инкрементом усиления материала световода по закону

$$g(z) = g_0 / (1 - 2g_0 z), \quad (8)$$

можно получить решения уравнения (2) солитонного типа [3, 9]. Так, при $DR < 0$ имеет место следующее решение в виде ВП, усиливаемого при $2g_0 z < 1$:

$$A(\tau, z) = \frac{A_0}{1 - 2g_0 z} \operatorname{sech}\left(\frac{\tau}{\tau_s}\right) \exp\left(i \frac{\alpha_0 \tau^2 - \Gamma z}{1 - 2g_0 z}\right), \quad (9)$$

где τ_s – длительность ВП, $\tau_s = \tau_0 (1 - 2g_0 z)$; $\Gamma = g_0 / 2\alpha_0 \tau_0^2$. Между параметрами, входящими в выражение (9), предполагается выполнение соотношений $2\Gamma = |D|/\tau_0^2 = R|A_0|^2$. Нелинейные ВП типа (9), получившие в литературе название «светлых» ЧМ солитонов, обладают важным для практического применения свойством упругого взаимодействия [1–3].

Общий случай. Пусть теперь параметры дисперсии и нелинейности являются функциями координаты z , которые для удобства дальнейшего анализа представим в виде $D(z) = D_0 d(z)$ и $R(z) = R_0 r(z)$, где под D_0 и R_0 будем понимать значения соответствующих параметров на входе в световод. Далее вводим переменную $\eta(z) = \int_0^z d(\xi) d\xi$ и огибающую импульса $C(\tau, z) = \sqrt{r(z)/d(z)} A(\tau, z)$. В результате указанных преобразований от уравнения (2) приходим к уравнению

$$\frac{\partial C}{\partial \eta} - i \frac{D_0}{2} \frac{\partial^2 C}{\partial \tau^2} + i R_0 |C|^2 C = \gamma_{ef}(\eta) C. \quad (10)$$

Таким образом, задача о нелинейном распространении импульса по световоду с неоднородными по длине материальными параметрами сводится к задаче о распространении импульса по световоду с однородными дисперсией D_0 и нелинейностью R_0 , но неоднородным эффективным усилением $\gamma_{ef}(\eta)$:

$$\gamma_{ef}(\eta) = \frac{g(\eta)}{d(\eta)} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \eta} \ln \frac{\tilde{S}_m(\eta) d(\eta)}{r(\eta)}, \quad (11)$$

где \tilde{S}_m – нормированная эффективная площадь моды, $\tilde{S}_m = S_m(\eta)/S_m(0)$.

Как и уравнение (2), уравнение (10) допускает решение в виде усиливаемого ЧМ солитона в том случае, если $D(\eta)R(\eta) < 0$ и эффективный инкремент усиления (11) представлен зависимостью $\gamma_{ef}(\eta) = q/(1-2q\eta)$, где параметр $q = \gamma_{ef}(0)$. В этом случае решение уравнения (10) запишется в виде

$$C(\tau, \eta) = \frac{C_0}{1-2q\eta} \operatorname{sech} \frac{\tau}{\tau_s} \exp \left(i \frac{\alpha_0 \tau^2 - \Gamma_0 \eta}{1-2q\eta} \right), \quad (12)$$

где $\tau_s = \tau_0(1-2q\eta)$, $\Gamma_0 = q/2\alpha_0\tau_0^2$, а входящие в это уравнение параметры должны удовлетворять соотношениям $2\Gamma_0 = |D_0|/\tau_0^2 = R_0|A_0|^2$ и $q = \alpha_0|D_0|$. Энергия образования солитоноподобного ВП дается величиной $W_s = \tau_0|A_0|^2 = |D_0|/R_0\tau_0$.

Условие существования ЧМ солитона (9) в неоднородном световоде с аномальной ДГС можно записать в виде

$$\gamma_{ef}(z) = -\frac{\alpha_0 D_0}{1+2\alpha_0 D_0 \eta} = \frac{q}{1-2q\eta}. \quad (13)$$

С учетом (11) соотношение (13) для эффективного усиления принимает вид

$$\left(1 + 2\alpha_0 \int_0^z D(\xi) d\xi \right) \exp \left(2 \int_0^z g(\xi) d\xi \right) = \frac{D(z)}{D_0} \frac{S_m(z)}{S_m(0)} \frac{R_0}{R(z)}. \quad (14)$$

При этом профиль ДГС, необходимый для образования ЧМ солитоноподобного импульса, определяется соотношением

$$D(z) = D_0 f(z) \exp \left(-2q \int_0^z f(\xi) d\xi \right), \quad (15)$$

где введены параметры $f(z) = F(z) \exp \left(2 \int_0^z g(\xi) d\xi \right)$ и $F(z) = R(z)S_m(0)/R_0S_m(z)$.

В простейшем случае $g(z) = 0$ и $F(z) = 1$, справедливом для пассивных световодов W -типа, для профиля дисперсии должно выполняться условие

$$D(z) = D_0 \exp(-2qz),$$

где $D_0 < 0$, а $\alpha_0 > 0$ соответственно. В этом случае в среде с аномальной дисперсией точное решение для длительности секанс-гиперболического солитоноподобного импульса имеет вид

$$\tau_s(z) = \frac{\tau_0}{F(z)} \frac{D(z)}{D_0} \exp\left(-2 \int_0^z g(\xi) d\xi\right) = \tau_0 \exp\left(-2q \int_0^z f(\xi) d\xi\right). \quad (16)$$

Кроме того, для ЧМ солитона секанс-гиперболической формы можно считать выполняющимся соотношением $\tau_s(z)\alpha(z) = \text{const} = \tau_{s0}\alpha_0$, из которого легко получаем выражение для чирпа импульса

$$\alpha(z) = \alpha_0 \exp\left(2q \int_0^z f(\xi) d\xi\right). \quad (17)$$

С учетом соотношения (6) необходимый профиль дисперсии и длительность импульса могут быть записаны следующим образом:

$$D(z) = D_0 F(z) \frac{W(z)}{W_0} \exp\left(-\frac{2q}{W_0} \int_0^z F(\xi) W(\xi) d\xi\right), \quad (18)$$

$$\tau(z) = \tau(0) \exp\left(-\frac{2q}{W_0} \int_0^z F(\xi) W(\xi) d\xi\right).$$

В общем случае описания динамики субпикосекундного импульса в неоднородном световоде необходим также учет дисперсии третьего порядка, которая существенно влияет на форму импульса и может привести при указанных длительностях импульса к его распаду. При этом, даже если на входе в световод значение параметра D_3 (характеризующего влияние дисперсионных эффектов третьего порядка) мало, начиная с некоторой длины световода его влияние станет значительным. Таким образом, для усиления ЧМ солитона желательно выполнение по всей длине световода условия $|D_3(z)| < |D(z)|/\Delta\omega(z)$, где $\Delta\omega(z)$ – спектральная ширина волнового пакета. При уменьшении длительно-

сти импульса (увеличении ширины спектра) и уменьшении абсолютного значения ДГС вдоль световода условия усиления ЧМ солитона могут уже не выполняться.

Указанному условию могут удовлетворять световоды с поперечным W -профилем показателя преломления [11, 12]. В таких световодах удается создавать необходимое по длине распределение ДГС при сверхмалых значениях дисперсионного параметра третьего порядка. При этом эффективная площадь моды и коэффициент нелинейности могут считаться практически постоянными на всей длине световода, что позволяет с большой степенью точности считать введенную при записи выражения (15) функцию $F(z) = 1$. В качестве примера рассмотрим случай постоянного по длине материального инкремента усиления. Если $g(z) = g_0$, то функция $f(z) = \exp(2g_0z)$ и выражения для ДГС, необходимой для усиления ЧМ импульса, и его длительности принимают вид

$$D(z) = -|D_0| \exp \left[-\frac{\alpha_0 |D_0|}{g_0} (\exp(2g_0z) - 1) + 2g_0z \right], \quad (19)$$

$$\tau(z) = \tau_0 \exp \left[-\frac{\alpha_0 |D_0|}{g_0} (\exp(2g_0z) - 1) \right]. \quad (20)$$

Заметим, что возможность изготовления световодов с профилем ДГС типа (19) представляется вполне решаемой задачей. Так, изготовление неоднородных световодов с экспоненциальным дисперсионным профилем обсуждалось еще в работах [13, 14].

3. ЧМ солитоны в пассивном световоде

Заметим, что усиление ЧМ солитона субпикосекундной длительности технически сопряжено с целым рядом сложностей. Прежде всего это связано с влиянием модуляционной неустойчивостью (МН) и вынужденного комбинационного рассеяния, развитие которых может разрушить устойчивый волновой пакет, поэтому рассмотренные волноведущие системы целесообразно использовать не для усиления chirпованных импульсов, а для их сильной модуляции и временного сжатия до субпикосекундных длительностей. Для создания сильной ЧМ солитоподобного импульса имеет смысл использовать пассивный свето-

вод с минимально возможными потерями, для которого с хорошей степенью точности можно считать $g(z)=0$ по всей длине световода. В реальных пассивных световодах с W -профилем радиального распределения показателя преломления оптические потери составляют менее 0,5 дБ/км. Если для модуляции и временного сжатия волнового пакета использовать световод длиной менее 1 км, то с хорошей степенью точности можно считать $g(z)=0$. В этом случае выражения (21)–(23) с учетом равенства $F(z)=1$, характерного для световодов с W -профилем, значительно упрощаются:

$$D(z) = D_0 \exp(-2qz), \quad \tau_s = \tau_0 \exp(-2qz), \quad \alpha = \alpha_0 \exp(2qz), \quad (21)$$

где величину $q = \alpha_0 |D_0|$ можно считать параметром неоднородности. Из формул (21) следует, что в случае аномальной ДГС и положительного входного чирпа имеют место временное сжатие импульса и его дополнительная ЧМ. Так, при входных значениях $D_0 = -10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$ и $\alpha_0 = 10^{24} \text{ с}^{-2}$ длительность импульса можно уменьшить от входного значения $\tau_0 = 10^{-12} \text{ с}$ до длительности на выходе $\tau_s(L) \approx 10^{-13} \text{ с}$ при длине световода $L \approx 100 \text{ м}$. На этой длине величина ДГС в соответствии с формулами (21) может экспоненциально измениться практически на порядок.

Рассмотренные выше световоды могут быть использованы для получения импульсов с большой ЧМ и практически линейным изменением мгновенной частоты. При этом полученный на выходе из неоднородного световода ЧМ импульс можно дополнительно сжать, если осуществить последующую компрессию импульса в среде с нормальной эффективной дисперсией. Это может быть реализовано как на паре дифракционных решеток, так и в фотонно-кристаллическом световоде с малой керровской нелинейностью. В последнем случае систему можно сделать полностью волоконной.

4. Развитие МН и генерация ЧМ солитонов

Рассмотренные эффекты тесно связаны с характерным свойством нелинейных диспергирующих систем – МН, которую в общем случае можно определить как усиление одних спектральных компонент за счет других, что приводит в итоге к деформации волнового пакета.

В однородном световоде, аномальная ДГС которого лежит в области значений $-4RP_0/\Omega^2 < D < 0$, на начальной стадии развития МН по мере распространения ВП гармоническое возмущение экспоненциально нарастает с инкрементом [1–5]:

$$g = |\Omega| \sqrt{4RP_0 |D| - D^2 \Omega^2}, \quad (22)$$

где P_0 – мощность вводимого в световод излучения, $P_0 = |A_0|^2$; Ω – частота возмущения, $\Omega = \omega_0 - \omega_v$ (ω_v – частота сигнальной возмущающей волны или спонтанного шумового возмущения). Из выражения (22) следует, что спонтанная модуляция стационарного состояния возникает в области отстроек $|\Omega| < \Omega_c = \sqrt{4RP_0/|D|}$.

В случае неоднородного профиля дисперсии по длине световода инкремент усиления также является функцией продольной координаты $g(z)$. При этом усиление возмущения на длине световода L будет определяться выражением

$$G(\Omega) = \int_0^L g(z, \Omega) dz. \quad (23)$$

Частота, на которой усиление достигает максимума, равна

$$\Omega_m = \sqrt{\frac{2RP_0}{|D_0|} \cdot \frac{\exp(qL) - 1}{\text{sh}(qL)}}. \quad (24)$$

Анализ роста малых гармонических возмущений непрерывной волны в световоде с экспоненциально убывающей по модулю аномальной дисперсией показывает, что ширина полосы неустойчивых частот $\omega_m = \omega_0 + \Omega_c$ и частота максимального усиления $\omega_m = \omega_0 + \Omega_m$ экспоненциально возрастают по длине световода [15–18].

Из спектра непрерывной волны накачки с двумя начальными гармониками ω_0, ω_v , где ω_0 – несущая частота квазинепрерывного волнового пакета, а ω_v – частота возмущающего сигнала, происходит развитие временной последовательности импульсов. Далее приведены результаты анализа развития МН, проведенного на основе численного решения уравнения (2), определяющего динамику ВП в неоднородном световоде.

Будем считать, что вводимый в световод слабомодулированный ВП задается соотношением

$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} [1 + m \cos(\Omega_{\text{mod}} \tau)], \quad (25)$$

где m – глубина модуляции. На рис. 1 представлены результаты численного решения уравнения (2) методом пошаговых преобразований Фурье (SSFM-метод) [3], для чего были выбраны следующие значения параметров: $D_0 = -10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $P_0 = 1 \text{ Вт}$, $q = (0, 2, 4, 6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$. Глубина модуляции $m = 0,01$, а частота модуляции ВП выбрана равной частоте, на которой усиление слабого гармонического возмущения достигает максимума, т.е. $\Omega_{\text{mod}} = \Omega_m$. Из приведенных зависимостей видно, что начальная фаза развития МН, на которой растущее возмущение можно считать еще гармоническим, простирается на достаточно большую часть длины световода. При этом на длине существенно неоднородного световода, которую грубо можно оценить как $z_{cr} \geq 1/2q$, происходит формирование автономных ультракоротких импульсов с большой (относительно начального значения) пиковой амплитудой.

В случае однородного световода в фазе развитой МН процесс сжатия импульсов циклически сменяется процессом их уширения. Подобный процесс является периодическим, так как сформированные импульсы вновь схлопываются к начальному виду в непрерывную модулированную волну (см. рис. 1, а). В неоднородном световоде вследствие уменьшения модуля дисперсии по длине процессы генерации импульсной последовательности и ее распада уже не являются обратимыми (см. рис. 1, б, в). Из-за постоянного роста ширины спектра генерируемая последовательность импульсов уже не может вернуться к состоянию модулированной непрерывной волны. В результате длительность импульсов с некоторыми колебаниями постоянно сокращается. При этом амплитуда и период этих колебаний также уменьшаются. Увеличение параметра неоднородности приводит к более значительному временному сжатию импульсов. Однако при большом значении параметра неоднородности значение дисперсии убывает слишком быстро (см. рис. 1, з), в результате чего степень сжатия импульсов начинает снижаться. Таким образом, оптимальное для данных параметров значение неоднородности находится между значениями, соответствующими рис. 1, в, д. При этом в случае дальнейшего увеличения па-

раметра неоднородности дисперсия убывает слишком быстро, в результате чего распад модулированной волны на последовательность ультракоротких импульсов не успевает произойти.

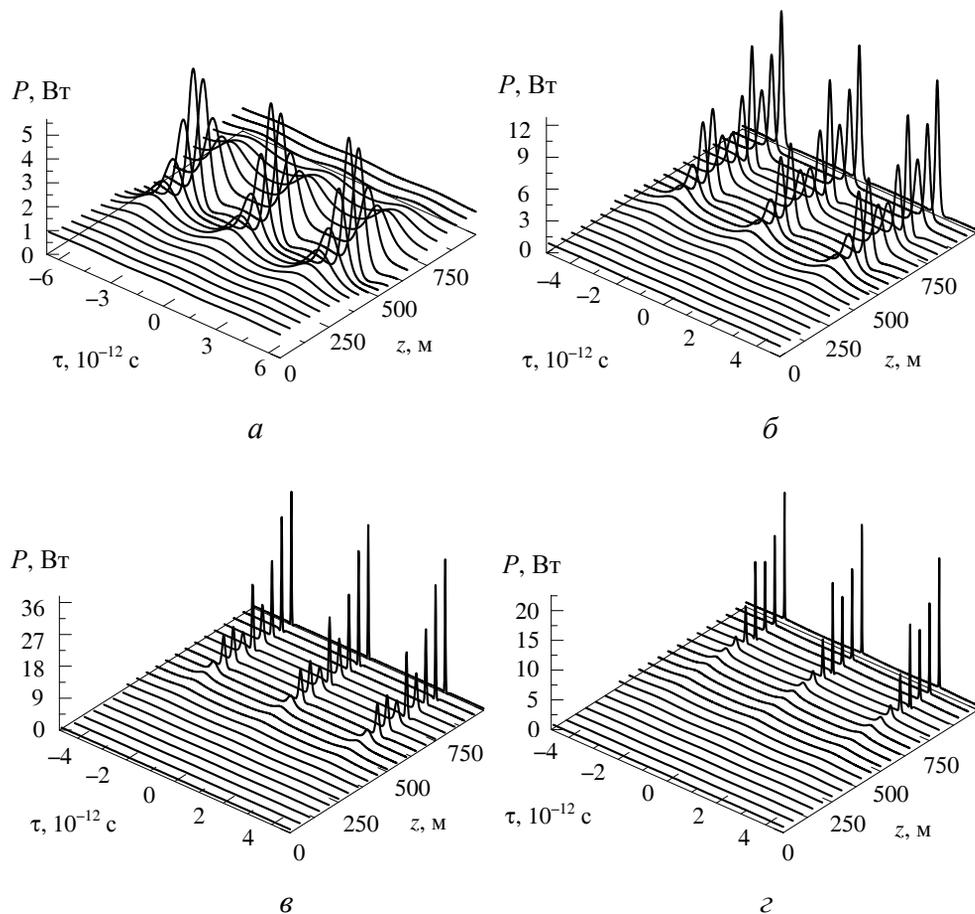


Рис. 1. Временные профили модулированной волны в неоднородном световоде, $D_0 = 10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $R = 10^{-2} \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$, $P_0 = 1 \text{ Вт}$, $q = (0, 2, 4, 6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$

На рис. 2 приведены зависимости энергетического максимума временного профиля модулированной волны $P_{\max} = |A|_{\max}^2$ от длины световода, полученные при $D_0 = -10^{-26} \text{ с}^2/\text{м}$, $R = 10^{-2} \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$, $P_0 = 1 \text{ Вт}$, $b = (0, 2, 4, 5, 6, 7) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$ (кривые 1–6). Видно осциллирующее увеличение пиковой мощности генерируемых солитоноподобных импуль-

сов по длине световода, зависящее от скорости изменения ДГС в световоде, а также формирование у каждого отдельного импульса практически линейного chirpa.

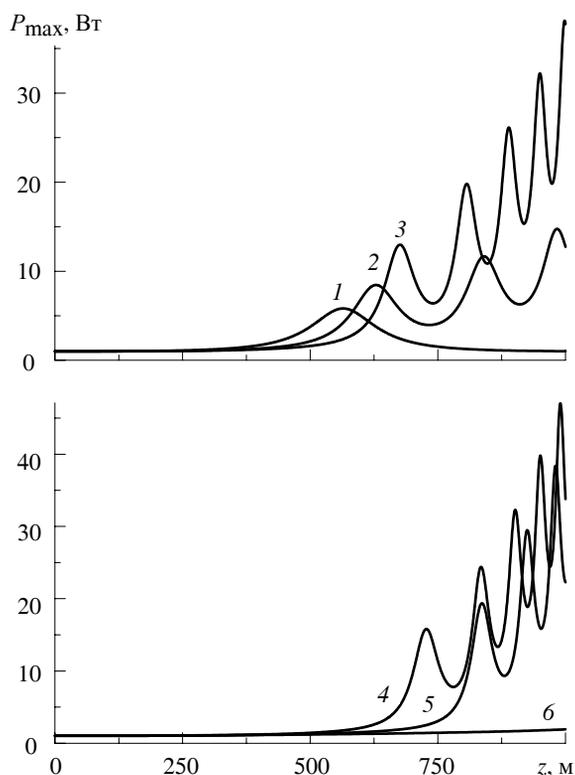


Рис. 2. Зависимости энергетического максимума временного модулированной волны от длины световода z при $b = (0, 2, 4, 5, 6, 7) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$

На рис. 3 представлена временная зависимость фазы импульса для различных значений скорости изменения ДГС в световоде длиной $L = 1000$ м (остальные параметры те же, что и на предыдущих рисунках). Видно, что в неоднородном световоде генерируемые импульсы приобретают квадратичную и при этом положительную модуляцию фазы (максимально параболическую в центре генерируемого импульса), что и обеспечивает в конечном итоге достаточно устойчивое сжатие генерируемых ЧМ солитонов по длине световода. При этом возникающие осцилляции длительности объясняются неидеальной параболическостью фазы генерируемых импульсов.

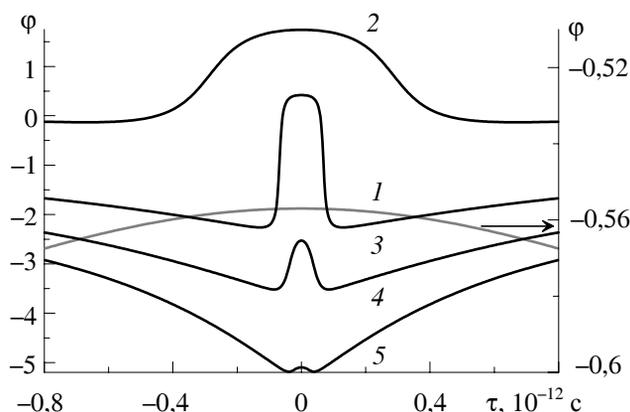


Рис. 3. Профили фазы модулированной волны при $D_0 = 10^{-26} \text{ c}^2/\text{м}$,
 $R = 10^{-2} \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$, $P_0 = 1 \text{ Вт}$, $L = 1000 \text{ м}$, $b = (0, 2, 4, 5, 6) \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$

Заключение

Проведенный в работе анализ показывает, что в неоднородном по длине световоде с аномальной экспоненциально уменьшающейся по модулю ДГС динамика развития МН зависит от скорости изменения дисперсии по длине световода. При соответствующем выборе длины световода можно использовать явление индуцированной МН для генерации терагерцевых последовательностей пико- и субпикосекундных оптических импульсов, частотой повторения которых можно управлять. Как следует из представленных зависимостей, при выбранных достаточно реалистичных значениях всех параметров в неоднородных световодах с экспоненциально меняющейся дисперсией образуются последовательности пико- и субпикосекундных импульсов, движущихся с терагерцевой частотой повторения. Можно также сделать вывод, что импульсы, эволюционирующие только с помощью нелинейных эффектов, изначально не chirпованные или полученные в фазе развитой МН, при правильном подборе параметров световода с уменьшающейся по модулю дисперсией могут быть сжаты до длительностей не более 100 фс. При этом они будут обладать близкой к линейной высокой ЧМ. В этом случае можно говорить о формировании так называемых частотно-модулированных солитонов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (в рамках проекта № 14.Z50.31.0015 и государственного задания) и Российского научного фонда (проект 16-42-02012).

Список литературы

1. Ахмедиев Н.Н., Анкевич А. Солитоны. Нелинейные импульсы и пучки. – М.: Физматлит, 2003. – 304 с.
2. Кившарь Ю.С., Агравал Г. П. Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам. – М.: Физматлит, 2005. – 648 с.
3. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука, 1988. – 310 с.
4. Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И. Модуляционная неустойчивость волновых пакетов в интерферометре Жира–Турнуа // Оптика и спектр. – 2016. – Т. 121, № 1. – С. 104–111.
5. Золотовский И.О., Лапин В.А., Семенцов Д.И. Модуляционная неустойчивость импульсного излучения в световоде с бегущей волной показателя преломления // Оптика и спектр. – 2016. – Т. 121, № 2. – С. 277–284.
6. Серкин В.Н., Беляева Т.Л. Высокоэнергетичные оптические шредингеровские солитоны // Письма в ЖЭТФ. – 2001. – Т. 74, № 12. – С. 649–654.
7. Серкин В.Н., Беляева Т.Л. Оптимальное управление параметрами оптических солитонов. Ч. 1. Представление Лакса в проблеме солитонного менеджмента // Квант. электрон. – 2001. – Т. 31, № 11. – С. 1007–1015.
8. Korobko D.A., Okhotnikov O.G., Zolotovskii I.O. High-repetition-rate pulse generation and compression in dispersion decreasing fibers // J. Opt. Soc. Am. B. – 2013. – Vol. 30. – P. 2377–2386.
9. Динамика частотно-модулированных солитоноподобных импульсов в неоднородном по длине волоконном усилителе с аномальной дисперсией групповых скоростей / И.О. Золотовский, Д.А. Коробко, О.Г. Охотников, А.А. Сысолятин, А.А. Фотиади // Квант. электрон. – 2012. – Т. 42, № 9. – С. 828–833.
10. Новые одномодовые волоконные световоды с изменяющейся по длине плоской спектральной зависимостью хроматической дисперсии / У.Г. Ахметшин, В.А. Богатырев, А.К. Сенаторов, А.А. Сы-

солятин, М.Г. Шалыгин // Квант. электрон. – 2003. – Т. 33, № 3. – С. 265–267.

11. Sysolyatin A.A., Nolan D.A. Optical signal processing in dispersion varying fiber // *J. Nonlinear Opt. Phys. & Mat.* – 2007. – Vol. 16, № 4. – P. 171–184.

12. Эксперименты по генерации параболических импульсов в световодах с изменяющейся по длине нормальной хроматической дисперсией / А.Ю. Плоцкий, А.А. Сысолятин, А.И. Латкин, В.Ф. Хопин, П. Харпер, Дж. Харрисон, С.К. Турицын // *Письма в ЖЭТФ.* – 2007. – Т. 85, № 7. – С. 397–401.

13. Chernikov V., Mamyshev P.V. Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1991. – Vol. 8, № 8. – P. 1633–1641.

14. Serkin V.N., Hasegawa A., Belyaeva T.L. Comment on “Exact Self-Similar Solutions of the Generalized Nonlinear Schrödinger Equation with Distributed Coefficients” // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – Vol. 92, № 19. – P. 199401.

15. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. Формирование режима усиления квазисолитонных импульсов в световодах с продольной неоднородностью поперечного сечения // *Оптика и спектр.* – 2007. – Т. 102, № 4. – С. 594–598.

16. Nearly chirp- and pedestal-free pulse compression in nonlinear fiber Bragg gratings / Li Qian, K. Senthilnathan, K. Nakkeeran, P.K.A. Wai // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2009. – Vol. 26, № 3. – P. 432–443.

17. Динамика частотно-модулированных солитоноподобных импульсов в неоднородном по длине активном световоде / А.В. Жуков, И.О. Золотовский, О.Г. Охотников, Д.И. Семенцов, А.А. Сысолятин, И.О. Явтушенко // *Оптика и спектр.* – 2012. – Т. 113, № 1. – С. 77–82.

18. Волоконные ВКР-лазеры на световоде с высоким содержанием оксида германия в сердцевине / Е.М. Дианов, И.А. Буфетов, В.М. Машинский, А.В. Шубин, О.И. Медведков, А.Е. Ракитин, М.А. Мелькумов, В.Ф. Хопин, А.Н. Гурьянов // *Квант. электрон.* – 2005. – Т. 35, № 5. – С. 435–441.

References

1. Akhmediev N.N., Ankevich A. *Solitony. Nelineynye impul'sy i puchki.* М.: Fizmatlit, 2003. 304 s.

2. Kivshar' Yu.S., Agraval G. P. Opticheskie solitony. Ot volokonnykh svetovodov k fotonnym kristallam. M.: Fizmatlit, 2005. 648 с.

3. Akhmanov S.A., Vysloukh V.A., Chirkin A.S. Optika femtosekundnykh lazernykh impul'sov. M.: Nauka, 1988. 310 s.

4. Modulyatsionnaya neustoychivost' volnovykh paketov v interferometre Zhira-Turnua / I.O. Zolotovskiy, V.A. Lapin, D.I. Sementsov // Optika i spektr. 2016. T. 121. № 1. S. 104111.

5. Modulyatsionnaya neustoychivost' impul'snogo izlucheniya v svetovode s begushchey volnoy pokazatelya prelomleniya / I.O. Zolotovskiy, V.A. Lapin, D.I. Sementsov // Optika i spektr. 2016. T. 121. № 2. S. 277-284.

6. Vysokoenergetichnye opticheskie shredingerovskie solitony / V.N. Serkin, T.L. Belyaeva // Pis'ma v ZhETF. 2001. T. 74. № 12. S. 649654.

7. Optimal'noe upravlenie parametrami opticheskikh solitonov. Ch. 1. Predstavlenie Laksa v probleme solitonogo menedzhmenta / V.N. Serkin, T.L. Belyaeva // Kvant. elektron. 2001. T. 31. № 11. S. 1007-1015.

8. High-repetition-rate pulse generation and compression in dispersion decreasing fibers / D.A. Korobko, O.G. Okhotnikov and I.O. Zolotovskii // J. Opt. Soc. Am. B. 2013. V. 30. P. 2377-2386.

9. Dinamika chastotno-modulirovannykh solitonopodobnykh impul'sov v neodnorodnom po dline volokonnom usilitele s anomal'noy dispersiei gruppovykh skorostey / I.O. Zolotovskiy, D.A. Korobko, O.G. Okhotnikov, A.A. Sysolyatin, A.A. Fotiadi // Kvant. elektron. 2012. T. 42. № 9. S. 828-833.

10. Novye odnomodovye volokonnye svetovody s izmenyayushcheysya po dline ploskoy spektral'noy zavisimost'yu khromaticheskoy dispersii / U.G. Akhmetshin, V.A. Bogatyrev, A.K. Senatorov, A.A. Sysolyatin, M.G. Shalygin // Kvant. elektron. 2003. T. 33. № 3. S. 265-267.

11. Optical signal processing in dispersion varying fiber / A.A. Sysolyatin, D.A. Nolan // J. Nonlinear Opt. Phys. & Mat. 2007. V. 16. № 4. S. 171-184.

12. Eksperimenty po generatsii parabolicheskikh impul'sov v svetovodakh s izmenyayushcheysya po dline normal'noy khromaticheskoy dispersiei / A.Yu. Plotskiy, A.A. Sysolyatin, A.I. Latkin, V.F. Khopin, P. Kharper, Dzh. Kharrison, S.K. Turitsyn // Pis'ma v ZhETF. 2007. T. 85. № 7. S. 397-401.

13. Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion / V. Chernikov and P.V. Mamyshev // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1991. V. 8, № 8. P. 1633-1641.

14. Comment on “Exact Self-Similar Solutions of the Generalized Nonlinear Schrödinger Equation with Distributed Coefficients” / V.N. Serkin, A. Hasegawa and T.L. Belyaeva // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. № 19. P. 199401.

15. Formirovanie rezhima usileniya kvazisolitonnykh impul'sov v svetovodakh s prodol'noy neodnorodnost'yu poperechnogo secheniya / I.O. Zolotovskiy, D.I. Sementsov // *Optika i spektr.* 2007. T. 102. № 4. С. 594-598.

16. Nearly chirp- and pedestal-free pulse compression in nonlinear fiber Bragg gratings / Li Qian, K. Senthilnathan, K. Nakkeeran, and P.K.A. Wai // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2009. V. 26. № 3. P. 432-443.

17. Dinamika chastotno-modulirovannykh solitonopodobnykh impul'sov v neodnorodnom po dline aktivnom svetovode / A.V. Zhukov, I.O. Zolotovskiy, O.G. Okhotnikov, D.I. Cementsov, A.A. Sysolyatin, I.O. Yavtushenko // *Optika i spektr.* 2012. T. 113. № 1. С. 77-82.

18. Volokonnye VKR-lazery na svetovode s vysokim sodержaniem oksida germaniya v serdtsevine / E.M. Dianov, I.A. Bufetov, V.M. Mashinskiy, A.V. Shubin, O.I. Medvedkov, A.E. Rakitin, M.A. Mel'kumov, V.F. Khopin, A.N. Gur'yanov // *Kvant. elektron.* 2005. T. 35. № 5. S. 435-441.

Получено 26.06.2017

УДК 621.583

И.И. Нуреев

Казанский национальный исследовательский технический университет
им. А.Н. Туполева – КАИ, Казань, Россия

**РАДИОФОТОННЫЕ ПОЛИГАРМОНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ
ИНТЕРРОГАЦИИ КОМПЛЕКСИРОВАННЫХ ДАТЧИКОВ
НА ОСНОВЕ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК.
ЧАСТЬ 3. ПОЛИГАРМОНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ
ИНТЕРРОГАЦИИ КОМПЛЕКСИРОВАННЫХ
ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ**

Рассмотрена проблема построения полигармонических систем интеррогации комплексированных волоконно-оптических датчиков. Описана процедура формирования полигармонического зондирующего излучения с высокой равномерностью спектральных составляющих. Предложены способы выделения полигармонических составляющих (додетекторная и последдетекторная фильтрация), а также предметы построения волоконно-оптических сенсорных сетей с полигармонической интеррогацией комплексированных волоконно-оптических датчиков: бортовой измерительной сети грузового автомобиля «КамАЗ», бортовой измерительной сети карьерного самосвала «БелАЗ», интеллектуальной скважины одновременно-раздельной добычи. Даны практические рекомендации по использованию способа фильтрации. Описаны требуемые технические характеристики датчиков и приборов опроса.

Ключевые слова: волоконно-оптические сенсорные системы, полигармонические способы интеррогации, модулятор Маха–Цендера.

I.I. Nureev

Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev – KAI,
Kazan, Russian Federation

**MICROWAVE PHOTONIC POLYHARMONIC SYSTEMS
FOR INTERROGATION OF COMPLEX SENSORS, BASED
ON FIBER BRAGG GRATINGS. PART 3. POLYHARMONIC
INTERROGATION SYSTEMS FOR COMPLEX FIBER-OPTIC
SENSORS` PROBING**

The problem of constructing polyharmonic interrogation systems for complex fiber-optic sensors is considered. The procedure for the formation of polyharmonic probing radiation with a high uniformity of the spectral components is considered. Methods for isolating polyharmonic constituents (predetection

and post-detection filtering) are proposed. Practical recommendations on the use of the filtration method are offered. The subjects of construction of fiber-optic sensor networks with polyharmonic interrogation of complex fiber-optic sensors are proposed: the on-board measuring network of the KamAZ truck, the on-board measuring network of the BelAZ mining dump truck, and the intellectual well of simultaneous separate mining. The required technical characteristics of the sensors and interrogation devices are described.

Keywords: fiber optic sensor systems, polyharmonic interrogation methods, Mach-Zehnder modulator.

Введение

Приведенный в первой и второй частях [1, 2] совокупный анализ характеристик волоконно-оптических сенсорных систем (ВОСС), используемых в них комплексированных волоконно-оптических датчиков (КВОД), методов мультиплексирования и интеррогации последних, а также разновидностей зондирующих сигналов и методов их измерительного преобразования позволил предложить новый класс радиофотонных систем интеррогации (РСИ), обладающий улучшенными метрологическими и технико-экономическими характеристиками, а также расширенными функциональными возможностями по сравнению с существующими, – радиофотонные полигармонические системы интеррогации (РПСИ).

Рассмотрим множество задач анализа и синтеза, которые предстоит решить при разработке теории и техники симметричной двухчастотной рефлектометрии систем контроля (ДРСК) параметров природной и искусственных сред.

Общая абстрактная модель функционирования сложной системы при задании ее входов и выходов в теории систем рассматривается как отношение декартова произведения серии множеств [3] $S \subseteq X \times Y$, где множество входов $X = X_1 X_2 \dots X_n$ состоит из подмножеств X_i ; Y – множество выходов системы. Если S – функция, то РПСИ – функциональная система, представляющая собой отображение абстрактного множества X в абстрактное множество Y , т.е. $S : X \rightarrow Y$, которое каждому элементу $x \in X$ ставит в соответствие единственный элемент из Y .

Обоснование моделей РПСИ, соответствующих различным уровням описания, и выбор исходных множеств, определяемых приведенным выше соотношением, необходимо проводить на основе задач, решаемых системой, с учетом характерных свойств зондирующего симметричного полигармонического излучения и методов обработки рефлектометрической информации в условиях флуктуаций и шумов.

Наиболее отвечающей современным представлениям является модель РПСИ в виде пространственно-временного фильтра, позволяющего контролировать параметры природной и искусственных сред, которые содержатся в параметрах оптического информационного поля, распространяющегося в волокне.

Очевидно, что полная абстрактная модель РПСИ сложна, поэтому использование ее даже для анализа сопряжено с серьезными трудностями. В связи с этим решение задач анализа и синтеза структуры РПСИ и выбора целесообразных стратегий их применений должно производиться с позиций системного подхода. Основой системного подхода служит описание рассматриваемой системы на различных уровнях абстракции, чтобы наиболее простое описание отражало основные аспекты поведения системы. Для синтеза пространственно-временной структуры РПСИ целесообразно задавать общую и частную модели их функционирования. Общая модель должна включать частные модели, характеризующие основные процессы функционирования РПСИ.

Определяющим фактором для синтеза структуры РПСИ является множество параметров формируемого симметричного полигармонического зондирующего лазерного излучения. Анализ современного состояния теории и техники формирования симметричного полигармонического лазерного излучения с заданными характеристиками, измерения его параметров с требуемой точностью и управления параметрами ими во время процесса измерений позволяет представить проблемную область формирования симметричного полигармонического лазерного излучения в виде многоуровневого иерархического классификатора (рис. 1).

Верхний уровень классификатора отображает зондирующие излучатели с заданными амплитудными, частотными, фазовыми, поляризационными и пространственными характеристиками симметричного полигармонического зондирующего излучения, содержащего N составляющих, которые используются в различных РПСИ.

Второй уровень классификатора соответствует двум основным направлениям использования симметричного полигармонического излучения: переноса спектра информационного сигнала в область с минимальным уровнем шумов фотоприемника (неперестраиваемое) и обеспечение максимальной эффективности взаимодействия с исследуемой брэгговской структурой (перестраиваемое).



Рис. 1. Многоуровневый иерархический классификатор проблемной области формирования симметричного полигармонического излучения

Третий, четвертый и пятый уровни классификатора отображают частные задачи, для которых характерны тонкие структуры формируемого симметричного полигармонического зондирующего излучения (например, частотно-временные, амплитудно-временные, амплитудно-частотные, пространственно-поляризационные и т.д.).

Нижний уровень содержит изолированные, самостоятельные задачи, решаемые в процессе проектирования, производства и эксплуатации симметричных полигармонических зондирующих излучателей.

Приведенный многоуровневый иерархический классификатор отображает проблемную область как совокупность теоретических и прикладных знаний в области формирования симметричных полигармонических зондирующих излучений, накопленных на данный момент времени.

Решение общей задачи развития РПСИ может быть реализовано по уровням приведенного иерархического классификатора с соответствующими им критериями оценки эффективности и оптимизации формирования параметров симметричного полигармонического зондирующего излучения, вопросы методологии и практической разработки которых нашли отражение в данной статье.

Для уровней классификатора со второго по пятый характерно определение оптимальных параметров формируемого ДЛИ по результатам математического моделирования и экспериментов на стадии создания макетов РПСИ. На данной стадии могут быть определены разностная частота и амплитуда излучения, пространственно-поляризационные параметры, параметры модуляции или сканирования.

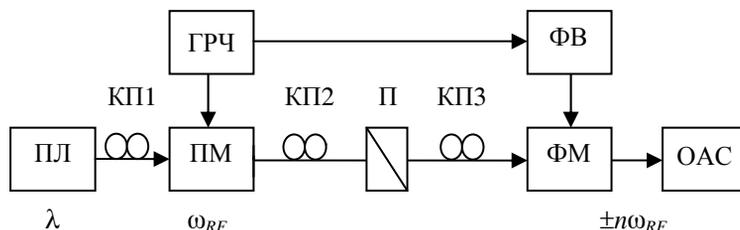
При этом на нижнем уровне могут быть определены факторы, позволяющие при минимизации управляющих воздействий на зондирующие излучатели достичь наибольшего эффекта взаимодействия с опрашиваемым датчиком, хотя предварительно они и рассматриваются на более высоком уровне классификатора. В этом случае встает вопрос о создании эффективных комплексированных датчиков – преобразователей измеряемого параметра в изменение параметров оптического излучения.

Наконец, для верхнего уровня характерными являются улучшение метрологических характеристик и расширение функциональных возможностей РПСИ, а также ВОСС в целом.

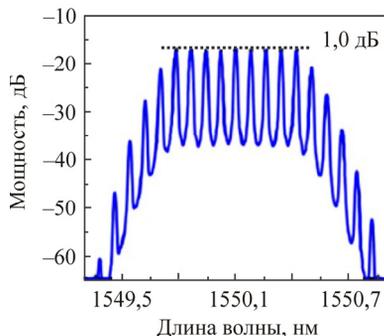
1. Генерация полигармонических зондирующих излучений с использованием модуляторов Маха–Цендера

Рассмотрим ряд существующих решений для генерации плоского спектра, состоящего из множества спектральных гармонических составляющих, на основе работ [4–6]. Основное требование к системам оптической полигармонической генерации (СОПГ) таково: фазы составляющих, генерируемых СОПГ, должны быть строго синхронизированы.

В статье [7] рассмотрено каскадирование поляризационного (ПМ) и фазового (ФМ) модуляторов, при этом общая схема (рис. 2, *а*) не содержит устройств смещения рабочей точки, оптических фильтров, делителей или умножителей частоты. Возможность управления поляризацией в ПМ и простота ФМ позволили получить СОПГ на 9 линий соответственно с неравномерностью амплитуд в 1 дБ (рис. 2, *б*).



а



б

Рис. 2. Структурная схема генератора (а) и его выходной комбинированный спектр (б) [7]: ПЛ – перестраиваемый лазер; КП – контроллер поляризации; ГРЧ – генератор радиочастоты; ФВ – фазовращатель; ОАС – оптический анализатор спектра

При реализации зондирующего излучателя с меньшим числом линий на основе модернизированного способа Ильина–Морозова наиболее простым вариантом является его построение на основе двухпортового модулятора Маха–Цендера (ДПММЦ) [8].

Напряженность поля сигнала на его выходе описывается следующим выражением:

$$E_{\text{out}}(t) = 0,5E_{\text{in}} \left[\exp(j\Delta\varphi_1(t)) + \exp(j\Delta\varphi_2(t)) \right] \cdot \exp(j\omega_0 t), \quad (1)$$

где $\Delta\varphi_1(t)$ и $\Delta\varphi_2(t)$ – фазовые сдвиги в первом и втором портах (плечах) модулятора; E_{in} – амплитуда входного оптического сигнала. Фазовые сдвиги определяются воздействием модулирующих сигналов $V_i(t)$ и заданными рабочими точками на склоне модуляционной характеристики ДПММЦ ($i = 1, 2$ – номер порта (плеча) модулятора):

$$\Delta\varphi_i(t) = \frac{\pi}{U_{\pi}} (V_i(t) + V_{\text{bias } i}), \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

Найдем передаточную функцию ДПММЦ через отношение напряженностей выходного сигнала к входному:

$$\begin{aligned} \Psi(V_1(t), V_2(t)) &= \frac{E_{\text{out}}(t)}{E_{\text{in}}(t)} = \frac{1}{2} \left(\exp\left(\frac{j\pi V_1(t)}{U_\pi}\right) + \exp\left(\frac{j\pi V_2(t)}{U_\pi}\right) \right) = \\ &= \cos\left(\frac{\pi}{2U_\pi}(V_1(t) - V_2(t))\right) \cdot \exp\left(j\frac{\pi}{2U_\pi}(V_1(t) + V_2(t))\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Положив для устранения фазового чирпа модулятора $V_1(t) = -V_2(t)$, получим

$$\begin{aligned} \Psi &= \cos\left(\frac{\pi}{2U_\pi}(V_1(t) - V_2(t))\right) = \\ &= \cos\left(\frac{\pi \cdot V}{U_\pi} \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right) \cos\left(\omega_{RF}t + \frac{\Delta\varphi}{2}\right) - \frac{\pi \cdot \Delta V_{\text{bias}}}{2U_\pi}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где V – амплитуда модулирующего сигнала.

Учитывая формулу (2), получим следующее выражение:

$$\Psi = \cos\left(X \cos(\omega_{RF}t + \Delta\varphi/2)\right) \cos(Y) + \sin\left(X \cos(\omega_{RF}t + \Delta\varphi/2)\right) \sin Y, \quad (5)$$

где $X = \pi \cdot V \sin(\Delta\varphi/2)/U_\pi$, $Y = \pi \cdot \Delta V_{\text{bias}}/2U_\pi$, $\Delta V_{\text{bias}} = V_{\text{bias}1} - V_{\text{bias}2}$.

Приняв в выражении (5) $\sin Y = 0$, получим

$$\begin{aligned} \Psi &= \left(X \cos(\omega_{RF}t + \Delta\varphi/2)\right) = \\ &= \mathbf{J}_0(X) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \mathbf{J}_{2k}(X) \cos(2k(\omega_{RF}t + \Delta\varphi/2)), \end{aligned} \quad (6)$$

тогда спектральный состав выходного сигнала модулятора будет определяться параметрами функций Бесселя 1-го рода $2k$ -го порядка:

$$\begin{aligned} E_{\text{out}}(t) &= E_{\text{in}} \sin(\omega_0 t) \left[\mathbf{J}_0(X) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \mathbf{J}_{2k}(X) \cos(2k(\omega_{RF}t + \Delta\varphi/2)) \right] = \\ &= \mathbf{J}_0(X) E_{\text{in}} \sin(\omega_0 t) + 2 E_{\text{in}} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \mathbf{J}_{2k}(X) \sin(\omega_0 t) \cos(2k(\omega_{RF}t + \Delta\varphi/2)) = \\ &= \mathbf{J}_0(X) E_{\text{in}} \sin(\omega_0 t) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ E_{\text{in}} \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^k \mathbf{J}_{2k}(X) \left\{ \sin \left[(\omega_0 - 2k\omega_{RF})t + k\Delta\varphi \right] + \right. \\
 &\quad \left. + \sin \left[(\omega_0 + 2k\omega_{RF})t + k\Delta\varphi \right] \right\}. \tag{7}
 \end{aligned}$$

При $\Delta\varphi = \pi$ получим

$$\begin{aligned}
 E_{\text{out}}(t) = & \mathbf{J}_0(X) E_{\text{in}} \sin(\omega_0 t) - \mathbf{J}_2(X) E_{\text{in}} \sin \left[(\omega_0 - 2\omega_{RF})t \right] - \\
 & - \mathbf{J}_2(X) E_{\text{in}} \sin \left[(\omega_0 + 2\omega_{RF})t \right] + \mathbf{J}_4(X) E_{\text{in}} \sin \left[(\omega_0 - 4\omega_{RF})t \right] + \\
 & + \mathbf{J}_4(X) E_{\text{in}} \sin \left[(\omega_0 + 4\omega_{RF})t \right] - \dots \tag{8}
 \end{aligned}$$

Анализ выражения (8) показывает, что выходной сигнал содержит излучение на частоте несущей ω_0 и боковые симметричные полосы, состоящие из четных гармонических составляющих радиочастоты, $(\omega_0 + 2k\omega_{RF})$ и $(\omega_0 - 2k\omega_{RF})$.

Приняв в выражении (5) $\sin Y = 1$, получим $\pi \cdot \Delta V_{\text{bias}} / 2U_{\pi} = \pi/2$, или $\Delta V_{\text{bias}} = U_{\pi}$. Тогда $\Psi = \sin(X \cos(\omega_{RF}t + \Delta\varphi/2)) =$
 $= -2 \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{J}_{2k+1}(X) \sin((2k+1)\omega_{RF}t)$.

Приняв $\Delta\varphi = \pi$, получим $X = (\pi V) / U_{\pi}$. После элементарных математических преобразований, принимая во внимание соотношение для X , получим выражение для напряженности выходного оптического излучения, которая будет определяться функциями Бесселя 1-го рода $(2k+1)$ -порядка:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{out}}(t) = & -2E_{\text{in}} \sin(\omega_0 t) \sum_{k=0}^{\infty} \mathbf{J}_{2k+1}(X) \sin((2k+1)\omega_{RF}t) = \\
 & = E_0 \mathbf{J}_1(X) \left[\cos(\omega_0 + \omega_{RF})t - \cos(\omega_0 - \omega_{RF})t \right] + \\
 & + E_0 \mathbf{J}_3(X) \left[\cos(\omega_0 + 3\omega_{RF})t - \cos(\omega_0 - 3\omega_{RF})t \right] + \\
 & + E_0 \mathbf{J}_5(X) \left[\cos(\omega_0 + 5\omega_{RF})t - \cos(\omega_0 - 5\omega_{RF})t \right] + \dots \tag{9}
 \end{aligned}$$

Из выражения (9) видно, что несущая частота ω_0 подавлена, а излучение состоит из двух симметричных полос с нечетными

гармоническими составляющими радиочастоты: $(\omega_0 + (2k + 1)\omega_{RF})$ и $(\omega_0 - (2k + 1)\omega_{RF})$.

Покажем, что, управляя параметрами модуляции, можно получить полигармонический сигнал с различным спектральным составом.

Для этого используем особенности модуляционных характеристик ММЦ, определяемых функциями Бесселя 1-го рода. Характерные кривые, отражающие функции Бесселя, показаны на рис. 3. Обратим внимание на точки равенства функций Бесселя разного порядка при одном и том же аргументе.

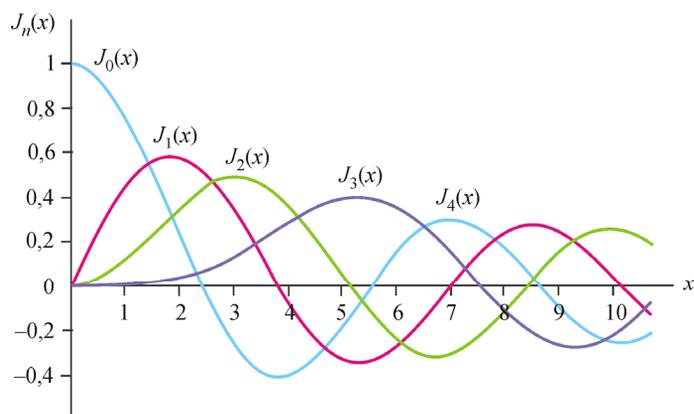


Рис. 3. Функции Бесселя 1-го рода

Для четных гармоник результаты численного моделирования представлены в табл. 1, а результаты моделирования в пакете Optisystem 7.0 – соответственно на рис. 4, а–в.

Таблица 1

Параметры модуляции и выходного излучения для получения четных гармоник

Параметры модуляции и амплитуда	Количество спектральных составляющих N			
	Две	Четыре	Шесть	Восемь
x	1,84	3,05	5,31	7,90
$J_1(x)$	0,582	0,319	-0,346	0,220
$J_3(x)$	0,105	0,319	0,302	-0,289
$J_5(x)$	–	0,046	0,300	0,210
$J_7(x)$	–	–	0,073	0,314

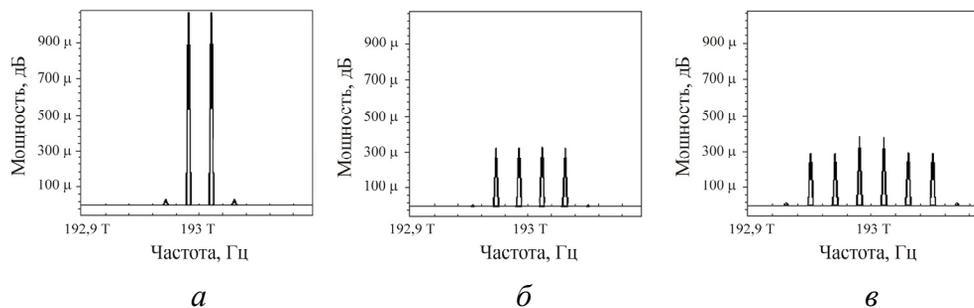


Рис. 4. Излучение на выходе ДПММЦ (четные гармоники):
a – двухчастотное; *б* – четырехчастотное; *в* – шестичастотное

Для нечетных гармоник результаты численного моделирования сведены в табл. 2, а результаты имитационного моделирования в пакете Optisystem 7.0 – соответственно на рис. 5, *a*, *б*.

Таблица 2

Параметры модуляции и выходного излучения
 для получения нечетных гармоник

Параметры модуляции и амплитуда	Количество спектральных составляющих <i>N</i>			
	Одна	Три	Пять	Семь
<i>x</i>	0	1,828	4,22	6,59
$J_0(x)$	1	0,323	-0,373	0,27
$J_2(x)$	0	0,323	0,323	-0,31
$J_4(x)$	0	0,025	0,323	0,27
$J_6(x)$	0	0	0,06	0,31

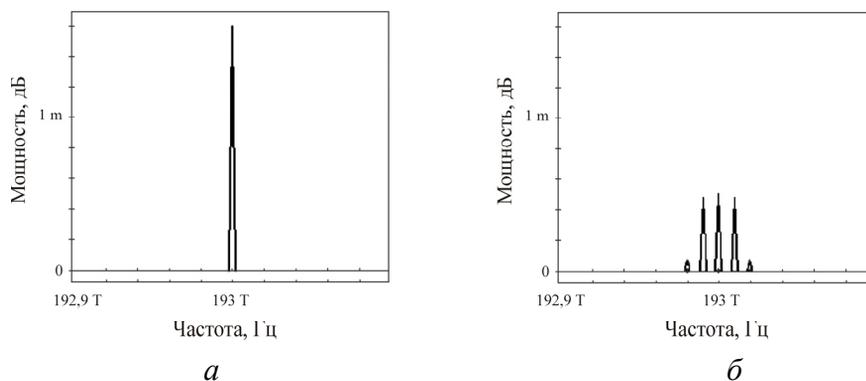


Рис. 5. Излучение на выходе ДПММЦ (нечетные гармоники):
a – одночастотное; *б* – трехчастотное

Полученные полигармонические излучения характеризуются неравномерностью амплитуд и уровнем подавления боковых составляющих. Для $N \in [2, 4]$ неравномерность равна 0, а уровень подавления – не меньше 15–20 дБ (выделено светлой заливкой ячеек в табл. 1, 2). Для $N \in [5, 8]$ неравномерность не превышает 2,5 дБ, а уровень подавления – не меньше 20–25 дБ (выделено темной заливкой ячеек в табл. 1, 2). Знак минус определяет начальную фазу π спектральной составляющей.

Управление параметрами выходного излучения осуществляется выбором амплитуд и разности фаз напряжений модуляции, а также напряжений постоянного смещения.

Данный метод подходит для формирования сигнала с одинаковыми разностными частотами между составляющими четырехчастотного сигнала. Применение ДПММЦ для формирования четырехчастотного симметричного сигнала возможно лишь в случае расстройки между несущими равной четверти ширины ВБР, когда $\Delta\epsilon_1 = \Delta\epsilon_2/2$.

Рассмотрим получение четырехчастотного симметричного излучения с условием $\Delta\epsilon_1 = \Delta\epsilon_2/4$ на примере двух последовательно включенных ММЦ.

Излучение волоконного лазера проходит через модулятор. На выходе модулятора формируются две боковые частоты с подавленной несущей. Спектральные составляющие излучения с выхода первого ММЦ служат несущими для формирования последующих двух пар гармоник четырехчастотного сигнала на выходе второго ММЦ.

Схема получения четырехчастотного симметричного сигнала представлена на рис. 6. Спектр сигнала на выходе второго ММЦ представлен на рис. 7.

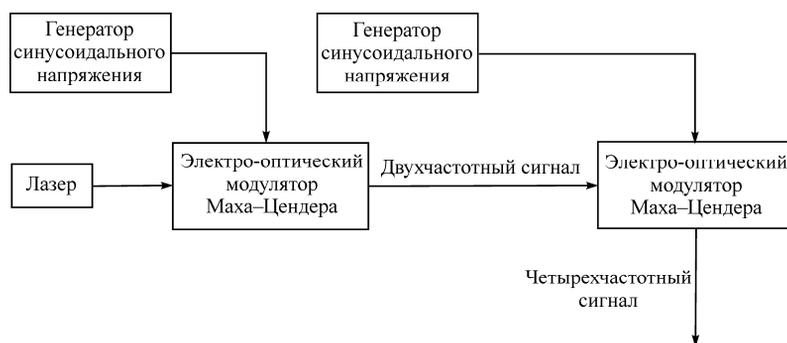


Рис. 6. Схема получения четырехчастотного сигнала

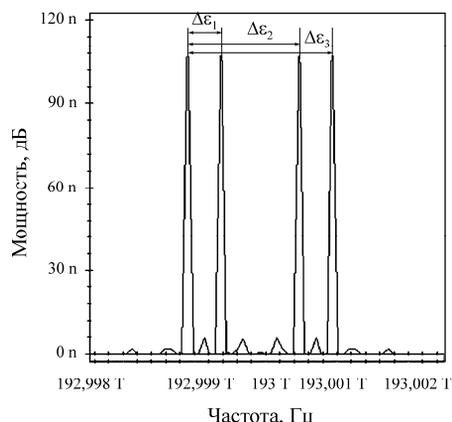


Рис. 7. Спектр полученного четырехчастотного сигнала

Данный вариант спектра зондирующего излучения неэквидистантен в сравнении с предыдущим (рис. 2), но симметричен относительно центральной длины волны ВБР, $\Delta\varepsilon_2 = 4\Delta\varepsilon_1$, $\Delta\varepsilon_3 = 5\Delta\varepsilon_1$. В качестве электрооптического модулятора Маха–Цендера был выбран опытный образец модулятора производства «ПНППК» (г. Пермь) с диапазоном рабочих частот до 6 ГГц, обладающий малым весом и габаритами – 65×12 мм.

Рабочая длина волны модулятора $\lambda = 1,550$ мкм, полуволновое напряжение $V_\pi = 1,97$ В.

На рис. 8 показана структурная схема установки преобразования одночастотного излучения в четырехчастотное.

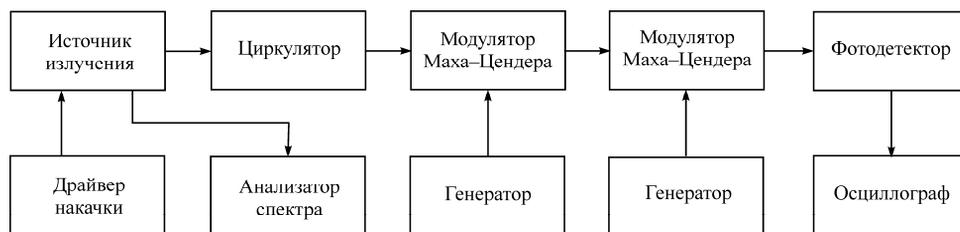


Рис. 8. Структурная схема установки преобразования одночастотного излучения в четырехчастотное

Компоненты экспериментальной установки (рис. 9): драйвер лазерного диода SuperlumPilot-4, лазерный диод LDI-DFB 1550–20/50–T2-SM3-FA-CWP, модулятор Маха–Цендера («ПНППК», Пермь), ге-

нератор TektronixAFG 3251, генератор высокочастотный Г4–114, стабилизированный источник питания – 2 шт., вольтметр (точность – 0,01 В), фотодетектор, осциллограф AgilentDSO 7104В.

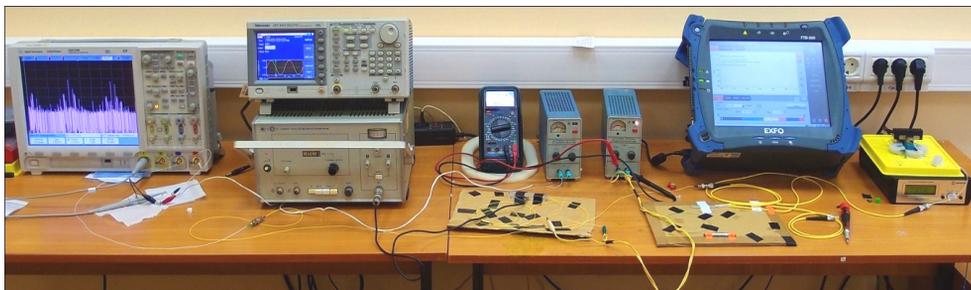


Рис. 9. Экспериментальная установка

Лазерное излучение модулируется ММЦ по интенсивности напряжением генератора. Для подачи модулирующего напряжения и частоты используется генератор TektronixAFG 3251. Вид и величина модулирующего напряжения задаются на генераторе, а положение рабочей точки – с помощью источника постоянного смещения (см. рис. 9).

Спектрограмма на выходе фотоприемного устройства, полученная на осциллографе, представлена на рис. 10.

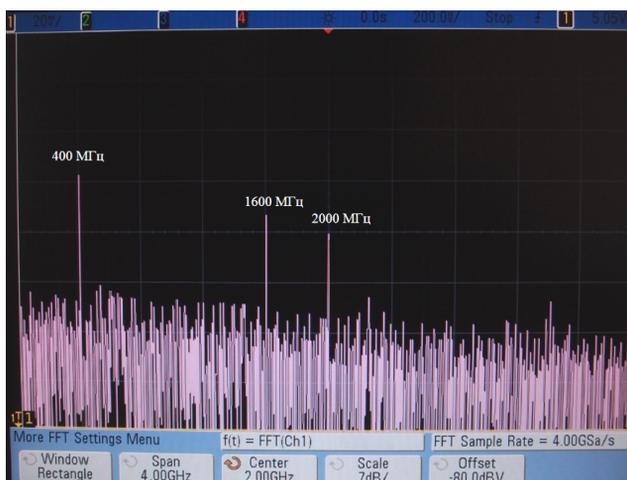


Рис. 10. Спектрограмма сигнала тока фотоприемного устройства

Для частоты генератора 200 МГц полуволновое напряжение составляло $V_{\pi} = 1,97$ В. Детектирование излучения происходит в фотодетекторе.

текторе FDI (полоса пропускания $<1,5$ ГГц), выходной сигнал подавался на вход осциллографа и регистрировался на съемном носителе. Регистрировался результат детектирования выходного излучения модуляторов, работающих в нулевой рабочей точке $V = 1,97$ В. Амплитуда модулирующего напряжения $U = 4$ В, $f = 200$ МГц. Выходной ток представляет собой периодическое колебание на удвоенной частоте модуляции $\Delta\varepsilon_1 = 0,4$ ГГц и комбинированных компонентах биений $\Delta\varepsilon_2 = 1,6$ ГГц, $\Delta\varepsilon_3 = 2$ ГГц.

При реализации макетной экспериментальной установки в диапазоне сотен мегагерц для формирования зондирующего излучения использовались однопортовые электрооптические модуляторы Маха–Цендера, аналоги которых на рынке стоят до 1200 долл. Таким образом, при использовании фотодетектирования в низкочастотной области стоимость установки будет определяться стоимостью электрооптического модулятора в канале зондирования. При широкополосном детектировании стоимость фотоприемника возрастет и составит до 6000 долл., что позволяет говорить о выигрыше по стоимости, поскольку при работе на разностной частоте стоимость фотоприемника может составить около 50–100 долл.

2. Способы полигармонического зондирования волоконных брэгговских решеток с последетекторной обработкой информации

В первой части статьи [1] рассмотрена процедура полигармонического зондирования волоконных брэгговских решеток (ВБР). Рассмотрим способы фильтрации компонент.

Методика полигармонического зондирования волоконных брэгговских решеток (ВБР) контура с последетекторной обработкой сигнала заключается в попарном анализе сигналов после процесса фотодетектирования [9–11]. Обобщенная структурная схема аппаратной реализации способов полигармонического зондирования с последетекторной обработкой представлена на рис. 11.

Принцип работы схемы, проиллюстрированной на рис. 11, заключается в следующем: зондирующее излучение от источника полигармонического излучения (с N зондирующими частотами ω_i , $i = \overline{1, N}$ и соответствующими им длинами волн λ_i , $i = \overline{1, N}$) поступает на вход циркулятора, а затем на ВБР. Отраженный от ВБР полигармонический

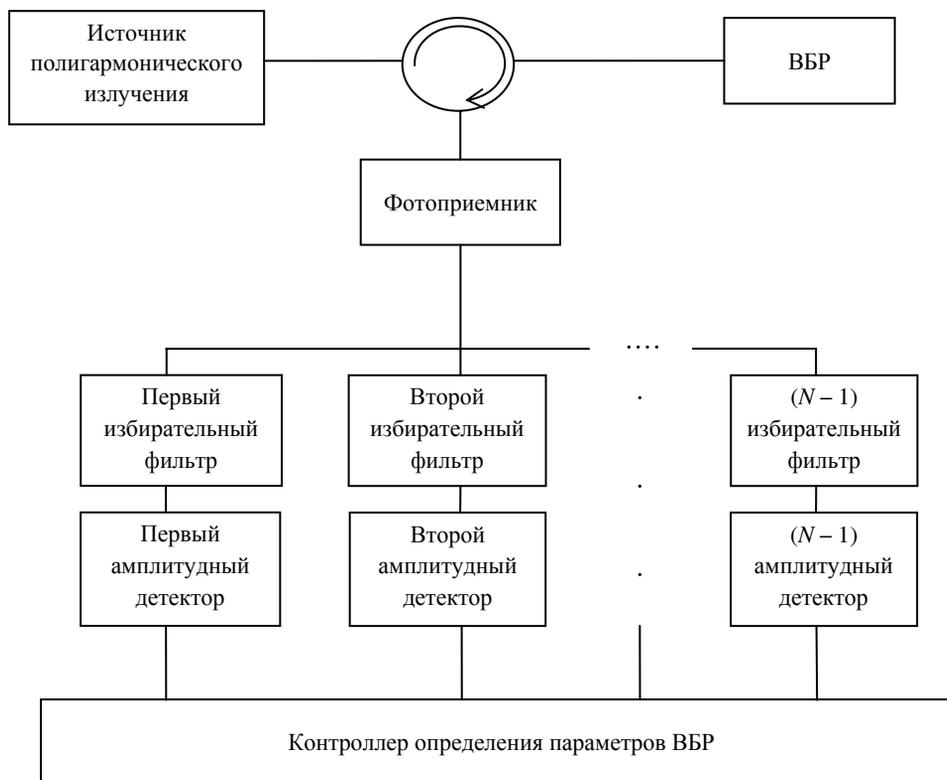


Рис. 11. Обобщенная структурная схема аппаратной реализации способов полигармонического зондирования с последдетекторной обработкой

сигнал через другое плечо циркулятора подается на фотоприемник. На фотоприемнике получаем полигармонический сигнал, который в исходном виде достаточно сложен для прямого анализа. Вместе с тем любая пара зондирующих частот позволяет применить алгоритм двухчастотного анализа по методу Ильина–Морозова. Для того чтобы двухчастотный метод Ильина–Морозова мог быть применим, необходимо обеспечить условие однозначности выбора любой пары частот без примеси в результирующем сигнале сторонних гармоник. Иными словами, должно быть соблюдено требование

$$|\omega_i - \omega_j| \neq |\omega_k - \omega_n|, \forall i, j, k, n \in \overline{1, N} \cup i \neq k \cup k \neq n. \quad (10)$$

Разность любой пары частот по модулю не должна совпадать с разностью любой другой пары частот. Это требование может быть легко удовлетворено, поскольку набор зондирующих частот выбирается исследователем самостоятельно.

Выполнение требования к разностям частот зондирования позволяет применить частотные фильтры для выделения любой пары частот с выводом результата сложения их колебаний на фотодетектор. Для этого на выходе фотодетектора устанавливаются частотно-избирательные цепи в количестве $(N - 1)$. Частотно-избирательные цепи настраиваются таким образом, чтобы попарно выделить сигналы от двух соседних частот зондирования, и настраиваются на разность частот зондирования. Для всех пар частот $(\omega_i, \omega_{i+1}), \forall i = \overline{1, N-1}$ полоса пропускания частотно-избирательного фильтра настраивается на разность частот $\bar{\omega}_i = |\omega_i - \omega_{i+1}|, \forall i = \overline{1, N-1}$.

В каждом канале частотной фильтрации производится выделение суммарного сигнала от разности пары частот $|\omega_i - \omega_{i+1}|$. Частоты зондирования ω_i, ω_{i+1} близки друг к другу, и разность частот много меньше абсолютных значений частот $\Delta\omega_i \ll \omega_i, \omega_{i+1}$.

Результирующим сигналом будет огибающая биений на частотах ω_i, ω_{i+1} для $\forall i = \overline{1, N-1}$.

Например, при шестичастотном зондировании в первом канале фильтрации производится выделение огибающей биений на частотах ω_1 и ω_2 . После прохождения выделенного сигнала биений через амплитудный детектор происходит выделение амплитуды несущих частот A_1^1 и A_2^1 . Во втором канале фильтрации производится выделение огибающей биений для следующей пары частот ω_2 и ω_3 . После прохождения выделенного сигнала биений через амплитудный детектор второго канала происходит выделение амплитуды несущих частот A_2^2 и A_3^2 . Всего каналов частотной фильтрации в данном случае 5. В последнем канале фильтрации производится выделение огибающей биений на частотах ω_5 и ω_6 и с помощью амплитудного детектора амплитуды несущих частот A_5^5 и A_6^5 .

В контроллере определения параметров производятся оцифровка амплитуд несущих частот, поступивших с каждого канала фильтрации, и упорядочивание в соответствии с зондирующими частотами. Обработка ведется по алгоритму, описанному в предыдущем параграфе.

В результате попарной обработки сигнала двухчастотным методом Ильина–Морозова получаем исходный набор длин волн, соответствующих несущим частотам, и амплитуд отраженного сигнала $\{\lambda_i, A_i\}, i = \overline{1, N}$ для определения параметров ВБР, что является необходимым и достаточным набором данных для восстановления профиля ВБР, определения центральной длины волны ВБР и ее смещения от начального невозмущенного состояния.

На рис. 12 показано ситуационное расположение зондирующих частот относительно контура ВБР, на рис. 13 – измерительные характеристики по коэффициенту модуляции огибающей биений между составляющими анализируемой пары зондирующих частот на выходе ВБР (рис. 13, а), а также разности и знаку разности фаз огибающих между составляющими анализируемой пары зондирующих частот на входе и выходе ВБР (рис. 13, б) как функции расстройки ее контура.

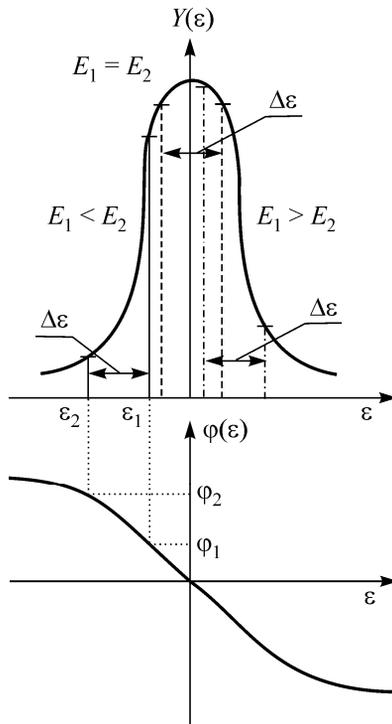


Рис. 12. Ситуационное расположение зондирующих частот относительно контура ВБР

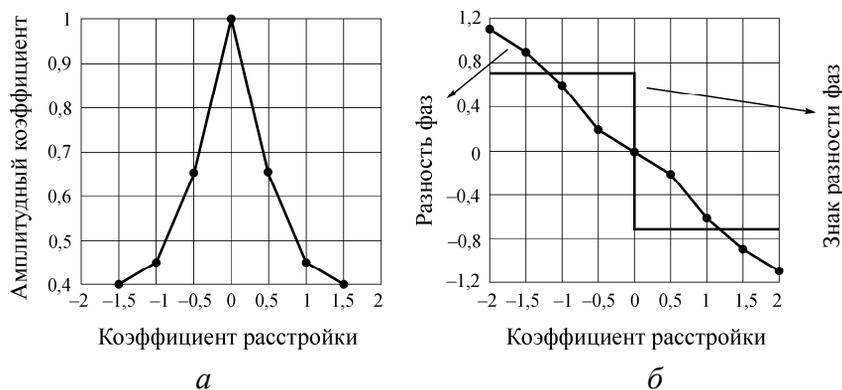


Рис. 13. Измерительные характеристики интеррогаторов с последетекторной обработкой по коэффициенту модуляции огибающей биений между составляющими анализируемой пары зондирующих частот на выходе ВБР (а) и разности и знаку разности фаз огибающих между составляющими анализируемой пары зондирующих частот на входе и выходе ВБР (б) как функции расстройки ее контура

3. Способы полигармонического зондирования с додетекторным физическим разделением измерительных каналов

Методика полигармонического зондирования ВБР контура с додетекторным физическим разделением измерительных каналов заключается в попарном разделении зондирующих частот с применением оптических избирательных фильтров до процесса фотодетектирования [12–14]. Обобщенная структурная схема аппаратной реализации метода полигармонического зондирования с додетекторным физическим разделением измерительных каналов представлена на рис. 14. Принцип работы схемы заключается в следующем. Зондирующее излучение от источника полигармонического излучения (с количеством N зондирующих частот $\omega_i, i = \overline{1, N}$ и соответствующих этим частотам длинам волн $\lambda_i, i = \overline{1, N}$) поступает на вход циркулятора, а затем на ВБР. Отраженный от ВБР полигармонический сигнал через другое плечо циркулятора поступает на оптический разветвитель сигнала. Рассмотрим два варианта построения устройств с додетекторным физическим разделением оптико-электронных измерительных каналов.

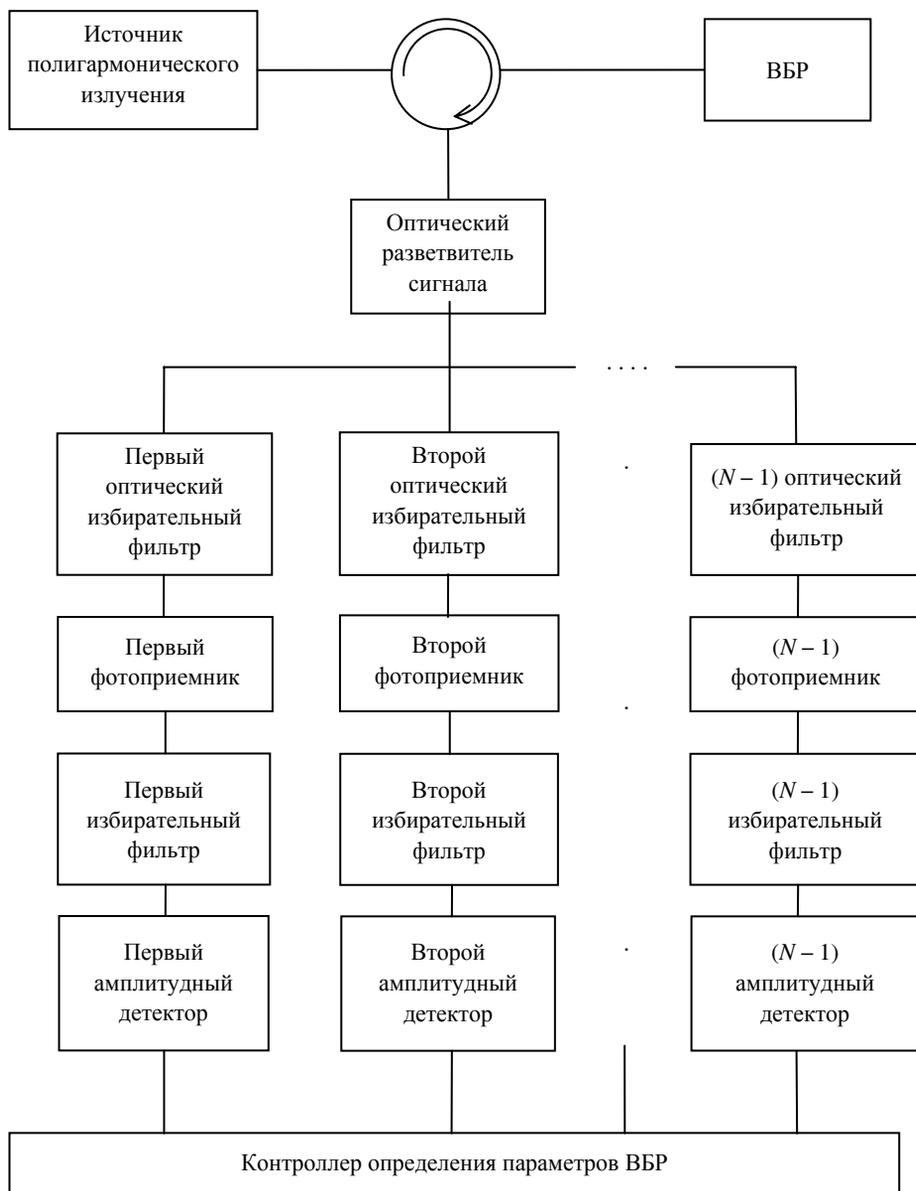


Рис. 14. Обобщенная структурная схема аппаратной реализации способа полигармонического зондирования с додетекторным физическим разделением измерительных каналов

Вариант 1. Каждый выход оптического разветвителя сигнала соединяется со своим канальным элементом оптико-электронной обработки, состоящим из оптического избирательного фильтра, фотопри-

емника и амплитудного детектора (избирательный электрический фильтр в данном варианте реализации отсутствует). Количество выходов оптического разветвителя должно строго соответствовать количеству N несущих зондирующих частот. С помощью оптического избирательного фильтра, каждый из которых настроен четко на несущую зондирующую частоту $\omega_i, i = \overline{1, N}$, выделяется отраженное от ВБР зондирующее излучение с длиной волны $\lambda_i, i = \overline{1, N}$. Далее оптический сигнал поступает на фотоприемник, затем на амплитудный детектор. В результате с выхода каждого канала обработки на вход контроллера определения параметров ВБР поступает величина амплитуды зондирующего излучения, отраженного от ВБР, причем значения амплитуд отраженных составляющих будут зависеть от своего положения относительно центра ВБР.

Особенностью построения устройства с додетекторным физическим разделением измерительных каналов по данному варианту является использование сверхузкополосных оптических фильтров для выделения несущих зондирующих частот $\omega_i, i = \overline{1, N}$, в качестве которых может использоваться, например, ВБР с фазовым π -сдвигом. Однако данный тип оптических фильтров сильно подвержен воздействию температуры, что будет оказывать влияние на стабильность работы фильтра, в том числе и долговременную. Необходимо отметить и относительную дороговизну оптических избирательных фильтров, что приводит к удорожанию схемы в целом без существенных преимуществ ее применения.

Вариант 2. Каждый выход оптического разветвителя сигнала соединяется со своим канальным элементом оптико-электронной обработки, состоящим из оптического избирательного фильтра, фотоприемника, избирательного электрического фильтра и амплитудного детектора. В этом варианте количество выходов оптического разветвителя на единицу меньше количества зондирующих частот, поскольку они анализируются попарно.

С помощью оптического избирательного фильтра попарно выделяются оптические сигналы двух соседних частот зондирования ω_i, ω_{i+1} для $\forall i = \overline{1, N-1}$. Выделенная пара двухчастотного сигнала поступает на канальный фотоприемник. На фотоприемнике результи-

рующим сигналом будет огибающая биений на частотах ω_i, ω_{i+1} для $\forall i = \overline{1, N-1}$. Следует отметить, что любая пара зондирующих частот позволяет применить алгоритм двухчастотного анализа по методу Ильина–Морозова. С фотоприемника сигнал поступает на частотно-избирательный фильтр. Фильтр настроен таким образом, чтобы попарно выделить сигналы от двух соседних частот зондирования, и центральная частота фильтра должна соответствовать разности частот зондирования. Для всех пар частот $(\omega_i, \omega_{i+1}), \forall i = \overline{1, N-1}$ полоса пропускания частотно-избирательного фильтра настраивается на разность частот $\bar{\omega}_i = |\omega_i - \omega_{i+1}|, \forall i = \overline{1, N-1}$. В каждом канале частотной фильтрации производится выделение суммарного сигнала от разности пары частот $|\omega_i - \omega_{i+1}|$. Частоты зондирования ω_i, ω_{i+1} близки друг к другу, и разность частот много меньше абсолютных значений частот $\Delta\omega_i \ll \omega_i, \omega_{i+1}$. Результирующим сигналом будет огибающая биений на частотах ω_i, ω_{i+1} для $\forall i = \overline{1, N-1}$. В контроллере определения параметров производится оцифровка амплитуд несущих частот, поступивших с каждого канала фильтрации, и их систематизация в соответствии с алгоритмом, описанным в работах [1, 2]. В результате попарной обработки огибающей биений двухчастотного сигнала получаем исходный набор длин волн, соответствующих несущим частотам, и амплитуд отраженного сигнала $\{\lambda_i, A_i\}, i = \overline{1, N}$ для определения параметров ВБР.

В данном варианте реализации способа полигармонического зондирования ВБР контура с додетекторным физическим разделением измерительных каналов, в отличие от метода полигармонического зондирования ВБР контура с последдетекторной обработкой сигнала, не требуется соблюдения требования (10), так как отраженные от ВБР зондирующие составляющие выделяются в оптической области (до операции фотодетектирования).

В варианте 2, в отличие от варианта 1, требования к оптическим фильтрам немного ослаблены, так как в полосу пропускания каждого канального оптического фильтра должно попасть по два зондирующих излучения, разнесенных на частоту Ω . Однако эти фильтры тоже силь-

но подвержены температурным уходам центральной длины волны пропускания и требуют термостатирования.

Техническая реализация способа полигармонического зондирования ВБР контура с додетекторным физическим разделением измерительных каналов может быть упрощена, если использовать упорядоченную волноводную решетку (УВР) (в англ. аббревиатуре AWG) в качестве устройства, объединяющего в своем составе оптический разветвитель сигнала и оптические избирательные фильтры с количеством до 96.

Проанализировав работу способов полигармонического зондирования ВБР контура с последдетекторной и додетекторной обработкой сигнала, сведем их достоинства и недостатки в табл. 3.

Таблица 3

Результаты сравнительного анализа способов полигармонического зондирования ВБР контура с додетекторной и последдетекторной обработкой

Способы зондирования	Недостатки	Достоинства
Метод полигармонического зондирования ВБР контура с последдетекторной обработкой сигнала	Необходимо использование широкополосного фотоприемника	Для обработки требуется только один фотоприемник
Метод полигармонического зондирования ВБР контура с додетекторным физическим разделением измерительных каналов	1. Для обработки требуется количество фотоприемников, равное количеству каналов обработки 2. Требуется использование узкополосных оптических фильтров, что влечет за собой необходимость термостатирования, и, как следствие, приводит к удорожанию системы в целом	Упрощение структуры при использовании УВР

На основании данных табл. 3 можно утверждать, что:

1) способ полигармонического зондирования ВБР контура с додетекторным физическим разделением измерительных каналов применим в тех случаях, когда в качестве оптического разветвителя сигнала и оптических избирательных фильтров используется УВР;

2) способ полигармонического зондирования ВБР контура с последдетекторной обработкой сигнала применим во всех остальных случаях.

4. Примеры построения волоконно-оптических сенсорных сетей с полигармонической интеррогацией комплексированных волоконно-оптических датчиков

Бортовая измерительная сеть грузового автомобиля «КамАЗ».
Структура бортовой измерительной сети грузового автомобиля «КамАЗ» представлена на рис. 15.

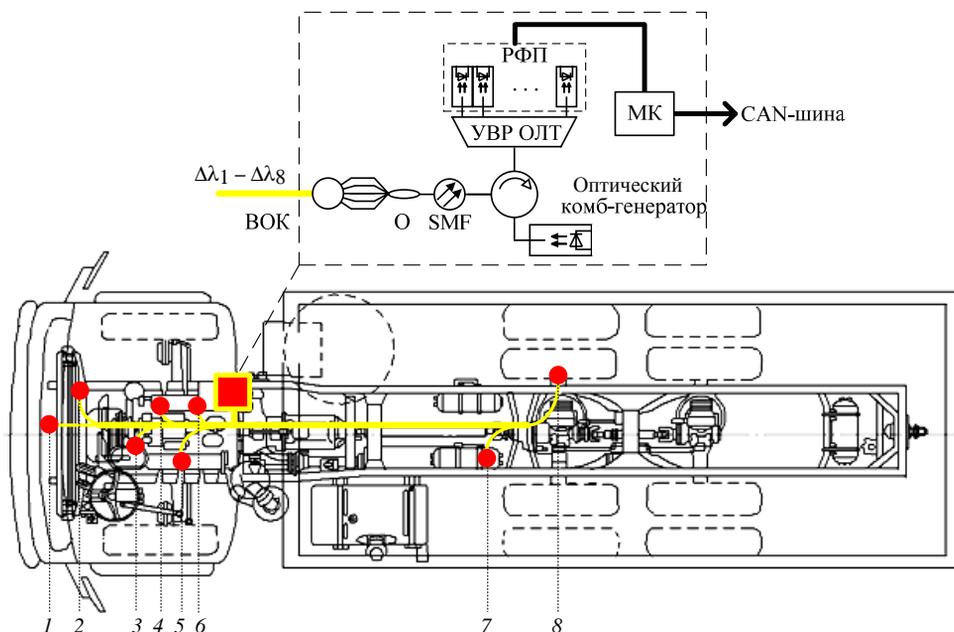


Рис. 15. Измерительная сеть грузового автомобиля «КамАЗ»

На борту грузового автомобиля имеется широкая номенклатура датчиков различного типа, часть из которых может быть заменена аналогичными волоконно-оптическими с улучшенными метрологическими характеристиками, а именно (см. рис. 15): 1 – ВОД температуры воздуха; 2 – ВОД температуры охлаждающей жидкости; 3 – ВОД давления масла; 4 – ВОД температуры масла; 5 – ВОД давления топлива; 6 – совмещенный ВОД давления и температуры наддува; 7 – ВОД давления воздуха в пневмосистеме; 8 – ВОД износа и температуры тормозных колодок (опционально).

В табл. 4 представлены технические требования на указанные датчики.

Таблица 4

Технические требования на ВОД для грузового автомобиля «КамАЗ»

Тип датчика	Диапазон измерения	Погрешность измерения
ВОД температуры воздуха	-40...+120 °С	±1 °С
ВОД температуры охлаждающей жидкости	-40...+130 °С	±1 °С
ВОД давления масла	0...980 кПа	±10 %
ВОД температуры масла	-40...+120 °С	±1 °С
ВОД давления топлива	0...100 МПа	±10 %
Совмещенный ВОД давления и температуры наддува	-50...400 кПа; -40...+120 °С	±10 % ±1 °С
ВОД давления воздуха в пневмосистеме	0...900 кПа	±10 %
ВОД износа и температуры тормозных колодок (опционально)	Многоуровневая пороговая сигнализация -40...+300 °С	±0,1 мм ±5 °С

Исходя из указанных требований на датчики, можно описать технические требования на прибор для их опроса (табл. 5).

Таблица 5

Технические требования на прибор опроса

№ п/п	Параметр	Значение
1	Число одновременно опрашиваемых датчиков	10
2	Рабочий спектральный диапазон одного датчика, не более	4 нм
3	Рабочий спектральный диапазон прибора опроса, не менее	40 нм
4	Абсолютная погрешность определения смещения центральной длины волны ВБР, не более	±100 пм
5	Динамический диапазон входного сигнала, не менее	20

Бортовая измерительная сеть карьерного самосвала «БелАЗ».
Структура бортовой измерительной сети карьерного самосвала «БелАЗ» представлена на рис. 16.

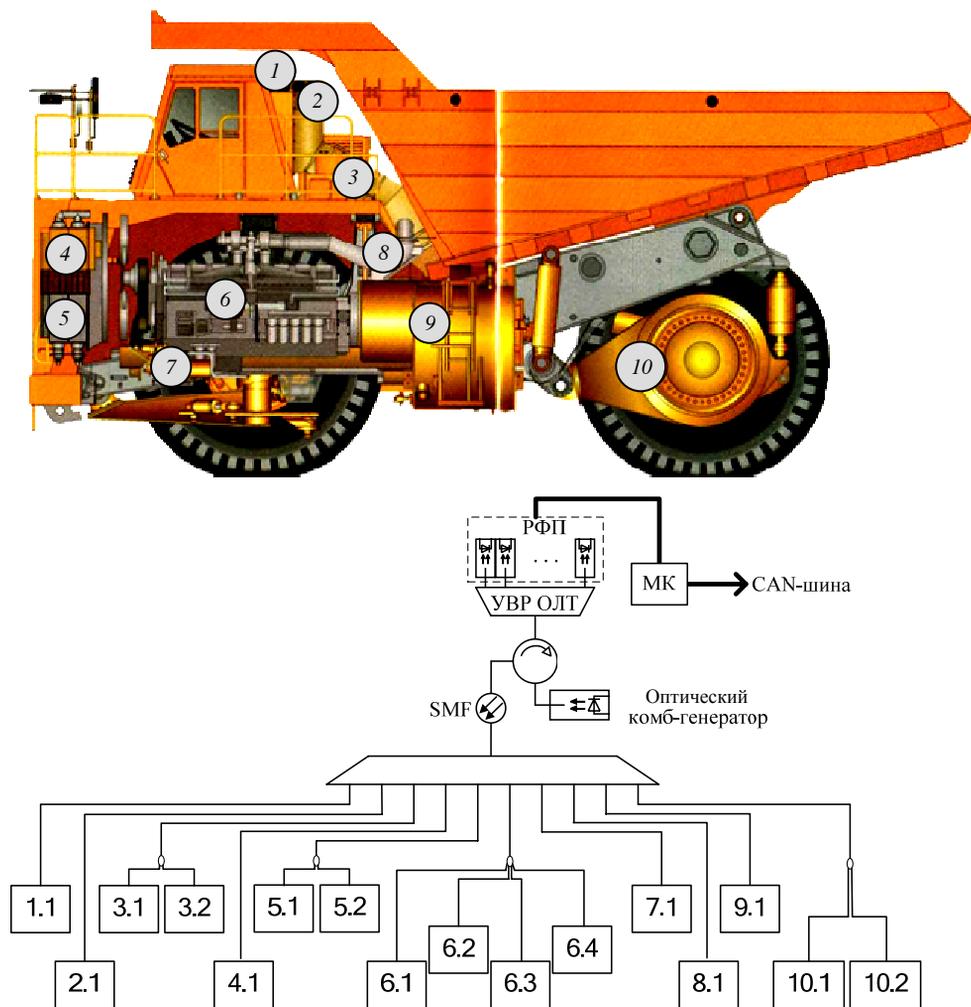


Рис. 16. Бортовая измерительная сеть карьерного самосвала «БелАЗ»

На борту автомобиля имеется широкая номенклатура датчиков различного типа, часть из которых может быть заменена аналогичными волоконно-оптическими с улучшенными метрологическими характеристиками, а также могут быть введены дополнительные ВОД для контроля важных рабочих параметров. Все объекты контроля объединены в узлы, соответствующие конкретному агрегату машины.

Перечень датчиков для бортовой измерительной сети
карьерного самосвала «БелАЗ»

Узел	Номенклатура датчиков
1 – блок тормозных резисторов	1.1 – ВОД температуры тормозных резисторов
2 – силовой шкаф управления	2.1 – ВОД температуры силовых контактов
3 – узлы гидросистемы	3.1 – ВОД температуры рабочей жидкости 3.2 – ВОД давления рабочей жидкости
4 – узел забора воздуха	4.1 – ВОД температуры воздуха
5 – система охлаждения	5.1 – ВОД температуры охлаждающей жидкости 5.2 – ВОД давления охлаждающей жидкости
6 – силовая установка	6.1 – ВОД температуры масла 6.2 – ВОД давления масла 6.3 – совмещенный ВОД давления и температуры наддува 6.4 – ВОД температуры генератора
7 – узлы пневмосистемы	7.1 – датчик давления воздуха в пневмосистеме
8 – узел выпуска отработавших газов	8.1 – датчик температуры отработавших газов
9 – топливная система	9.1 – датчик давления топлива
10 – мотор-колеса	10.1 – набор мультипликативных датчиков износа и температуры щеток тяговых электродвигателей левого мотор-колеса 10.2 – набор мультипликативных датчиков износа и температуры щеток тяговых электродвигателей правого мотор-колеса

Интеллектуальная скважина одновременно-раздельной добычи. Структура скважины одновременно-раздельной добычи (ОРД) с размещенной в ней волоконно-оптической системой мониторинга представлена на рис. 17.

Внутрискважинные совмещенные датчики давления и температуры должны удовлетворять следующим техническим требованиям (табл. 6).

Обычно в скважине расположены два совмещенных ВОД, однако их число может быть увеличено до 6, тогда технические требования на прибор опроса будут выглядеть следующим образом (табл. 7).

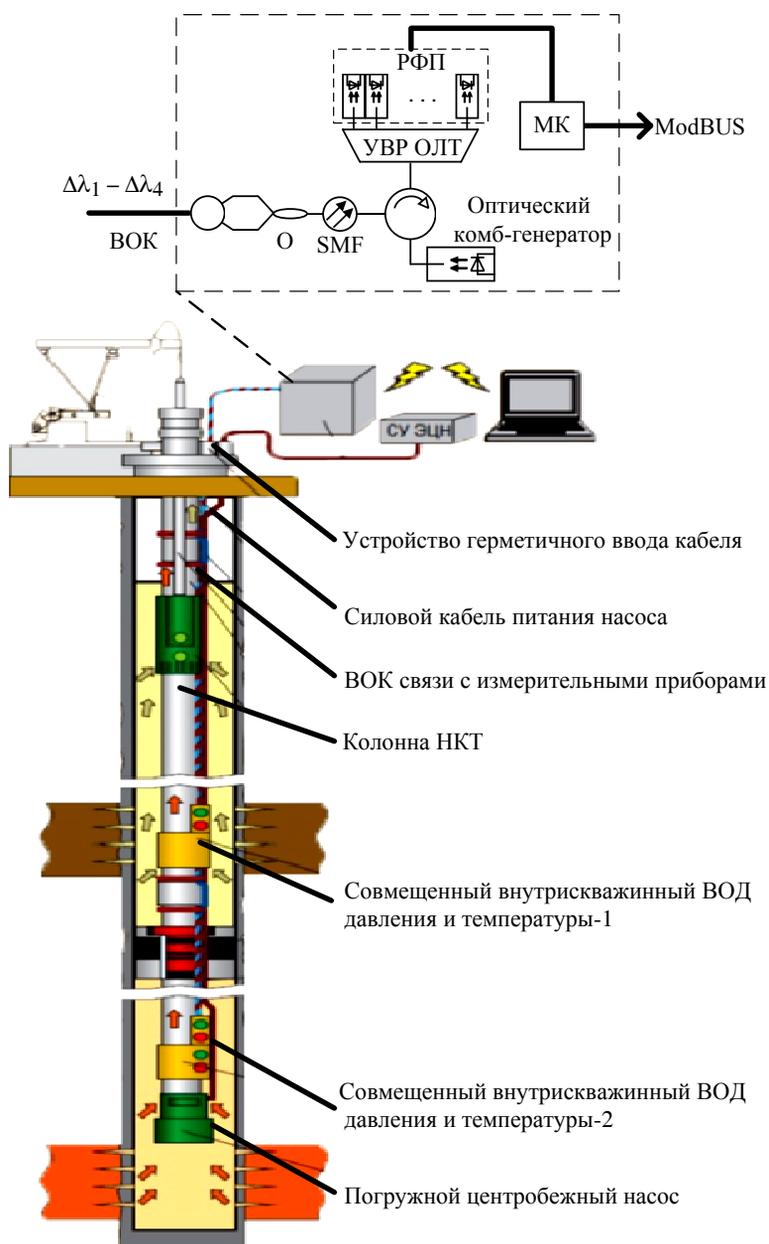


Рис. 17. Скважина ОРД с набором совмещенных ВОД давления и температуры

Таблица 6

Технические характеристики внутрискважинных совмещенных
ВОД давления и температуры

№ п/п	Параметр	Значение
1	Номенклатура диапазонов измерения давления, бар	69, 100, 350, 700, 1034, 1379 (или по требованию заказчика)
2	Погрешность измерения давления, не более	$\pm 0,1$ % от полной шкалы
3	Диапазон измерения температуры	$-20 \dots +200$ °С
4	Погрешность измерения температуры, не более	$\pm 0,1$ °С
5	Внешний диаметр корпуса датчика	19 мм

Таблица 7

Технические требования на прибор опроса

№ п/п	Параметр	Значение
1	Число одновременно опрашиваемых совмещенных датчиков	6
2	Рабочий спектральный диапазон одного датчика, не более	4 нм
3	Рабочий спектральный диапазон прибора опроса, не менее	50 нм
4	Абсолютная погрешность определения смещения центральной длины волны ВБР, не более	± 1 пм
5	Динамический диапазон входного сигнала, не менее	20

В рассмотренных выше системах в качестве источника полигармонического зондирующего излучения используется комб-генератор устройства додетекторной фильтрации – УВР.

Заключение

В третьей части статьи рассмотрена проблема построения полигармонических систем интеррогации комплексированных волоконно-оптических датчиков. Описана процедура формирования полигармонического зондирующего излучения с высокой равномерностью спектральных составляющих. Компьютерное моделирование показало, что при реализации модернизированного способа Ильина–Морозова с использованием двухпортового ММЦ может быть получено четы-

рехчастотное излучение с неравномерностью спектральных составляющих, близкой к 0, с уровнем подавления боковых составляющих не менее 15–20 дБ (определяется контрастностью модуляционной характеристики используемого ДПММЦ). Полученные результаты подтверждаются данными эксперимента. Предложены способы выделения полигармонических составляющих (додетекторная и последетекторная фильтрация), а также предметы построения волоконно-оптических сенсорных сетей с полигармонической интеррогацией комплексированных волоконно-оптических датчиков: бортовой измерительной сети грузового автомобиля «КамАЗ», бортовой измерительной сети карьерного самосвала «БелАЗ», интеллектуальной скважины одновременно-раздельной добычи. Даны практические рекомендации по использованию способа фильтрации: способ полигармонического зондирования ВБР контура с додетекторным физическим разделением измерительных каналов применим в тех случаях, когда в качестве оптического разветвителя сигнала и оптических избирательных фильтров используется УВР; способ полигармонического зондирования ВБР контура с последетекторной обработкой сигнала – во всех остальных случаях. Описаны требуемые технические характеристики датчиков и приборов опроса.

Работа выполнена в рамках проектной части государственного задания на 2012–2016 гг. (программы «Симметрия», «Фотоника», «Радиофотоника», 3.1962.2014/К) и базовой части государственного задания Минобрнауки РФ на выполнение НИР в КНИТУ–КАИ на 2017–2019 гг. (программа «Асимметрия» № 8.6872.2017/БЧ), договора от 12 февраля 2013 г. № 02.G25.31.0004 и госконтракта № 14.Z50.31.0023 в рамках Постановления Правительства РФ № 220 от 09.04.2010 г.

Список литературы

1. Нуреев И.И. Радиофотонные полигармонические системы интеррогации комплексированных датчиков на основе волоконных брэгговских решеток. Часть 1. Радиофотонные полигармонические методы зондирования // Прикладная фотоника. – 2016. – Т. 3, № 3. – С. 193–221.
2. Нуреев И.И. Радиофотонные полигармонические системы интеррогации комплексированных датчиков на основе волоконных брэг-

говских решеток. Часть 2. Единое поле комплексированных датчиков // Прикладная фотоника. – 2016. – Т. 3, № 3. – С. 221–252.

3. Месарович М., Мако Д., Такахара Я. Теория иерархических многоуровневых систем: пер. с англ. – М.: Мир, 1973. – 344 с.

4. Diddams S.A. The evolving optical frequency comb // J. Opt. Soc. Amer. B. – 2010. – Vol. 27, № 11. – P. B51–B62.

5. Flat optical frequency comb generation and its application for optical waveform generation / F.Z. Zhang, J. Wu, Y. Li, J.T. Lin // Opt. Commun. – 2013. – Vol. 290, № 1. – P. 37–42.

6. Ultraflat optical frequency comb generated based on cascaded polarization modulators / C. He, S.L. Pan, R.H. Guo, Y.J. Zhao, M.H. Pan // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37, № 18. – P. 3834–3836.

7. Generation of a flat optical frequency comb based on a cascaded polarization modulator and phase modulator / C. Chen, C. He, D. Zhu, R. Guo, F. Zhang, S. Pan // Opt. Lett. – 2013. – Vol. 38, № 16. – P. 3137–3140.

8. Формирование многочастотного излучения в двухпортовом модуляторе Маха–Цендера / А.А. Севастьянов, О.Г. Морозов, А.А. Галипов [и др.] // Науч.-техн. вестник Поволжья. – 2013. – № 4. – С. 232–236.

9. Устройство для измерения параметров физических полей: пат. 122174 Рос. Федерация, МПК G01K 11/32 / Денисенко П.Е., Куприянов В.Г., Морозов О.Г., Морозов Г.А., Садеев Т.С., Салихов А.М.; заявитель и патентообладатель ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ». – № 2012124693; заявл. 14.06.2012; опубл. 20.11.2012. Бюл. № 32. – 2 с.

10. Денисенко П.Е. Волоконно-оптические брэгговские датчики со специальной формой спектра для систем климатических испытаний: дис. ... канд. техн. наук: 05.11.13. – Казань, 2015. – 171 с.

11. Optical fiber locator by the step frequency method / J. Nakayama [et al.] // Applied Optics. – 1987. – Vol. 26. – P. 440–443.

12. Способ для измерения характеристик резонансных структур и устройство для его реализации: пат. 2550593 Рос. Федерация, МПК G01R 27/00 (2006.01) / Морозов Г.А., Морозов О.Г., Касимова Д.И. [и др.]; заявитель и патентообладатель ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ». – № 2013152599/28; заявл. 26.11.2013; опубл. 10.05.2014. Бюл. № 13. – 2 с.

13. Capmany J., Novak D. Microwave photonics combines two worlds // *Nat. Photonics*. – 2007. – Vol. 1, № 6. – P. 319–330.

14. Нургазизов М.Р. Оптико-электронные системы измерения мгновенной частоты радиосигналов СВЧ-диапазона на основе амплитудно-фазового модуляционного преобразования оптической несущей: дис. ... канд. техн. наук: 05.11.07. – Казань, 2015. – 166 с.

15. Устройство для измерения параметров физических полей: пат. 2512616 Рос. Федерация, МПК G01 K 11/32 / Морозов О.Г., Морозов Г.А., Садеев Т.С. [и др.]; заявитель и патентообладатель ФГБОУ ВПО «Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева – КАИ». – № 2012124698/28; заявл. 20.12.2013; опублик. 10.04.2014. Бюл. № 10. – 3 с.

References

1. Nureev, I.I. Radiofotonnye poligarmonicheskie sistemy interroгatsii kompleksirovannykh datchikov na osnove volokonnykh breggovskikh reshetok. Chast' 1. Radiofotonnye poligarmonicheskie metody zondirovaniya / I.I. Nureev // *Prikladnaya fotonika*. 2016. T. 3, № 3. S. 193-221.

2. Nureev, I.I. Radiofotonnye poligarmonicheskie sistemy interroгatsii kompleksirovannykh datchikov na osnove volokonnykh breggovskikh reshetok. Chast' 2. Edinoe pole kompleksirovannykh datchikov / I.I. Nureev // *Prikladnaya fotonika*. 2016. T. 3, № 3. S. 221-252.

3. Mesarovich, M. Teoriya ierarkhicheskikh mnogourovnevnykh sistem / Mesarovich M., Mako D., Takakhara Ya. Per. s angl. M.: Mir, 1973. 344 s.

4. Diddams, S.A. The evolving optical frequency comb / S.A. Diddams // *J. Opt. Soc. Amer. B*. 2010. Vol. 27, No 11. P. B51-B62.

5. Zhang, F.Z. Flat optical frequency comb generation and its application for optical waveform generation / F.Z. Zhang, J. Wu, Y. Li, J.T. Lin // *Opt. Commun*. 2013. Vol. 290, No 1. P. 37-42.

6. He, C. Ultraflat optical frequency comb generated based on cascaded polarization modulators / C. He, S.L. Pan, R.H. Guo, Y.J. Zhao, M.H. Pan // *Opt. Lett*. 2012. Vol. 37, No 18. P. 3834-3836.

7. Chen, C. Generation of a flat optical frequency comb based on a cas-caded polarization modulator and phase modulator / C. Chen, C. He, D. Zhu, R. Guo, F. Zhang, S. Pan // *Opt. Lett*. 2013. Vol. 38, No 16. P. 3137-3140.

8. Sevast'yanov, A.A. Formirovanie mnogochastotnogo izlucheniya v dvukhportovom modulyatore Makha–Tsendera / A.A. Sevast'yanov,

O.G. Morozov, A.A. Talipov i dr. // Nauchno-tekhnicheskiy vestnik Povolzh'ya. 2013. № 4. S. 232-236.

9. Pat. 122174 Rossiyskaya Federatsiya, MPK G01K 11/32. Ustroystvo dlya izmereniya parametrov fizicheskikh poley / Denisenko P.E., Kupriyanov V.G., Morozov O.G., Morozov G.A., Sadeev T.S., Salikhov A.M.; zayavitel' i patentoobladatel' FGBOU VPO «Kazanskiy natsional'nyy issledovatel'skiy tekhnicheskiy universitet im. A.N. Tupoleva–KAI» (RU). № 2012124693; zayavl. 14.06.2012; opubl. 20.11.2012, Byul. № 32. 2 s.; 1 il.

10. Denisenko, P.E. Volokonno-opticheskie breggovskie datchiki so spetsial'noy formoy spektra dlya sistem klimaticheskikh ispytaniy / dis. kand. tekhn. nauk: 05.11.13 / Denisenko Pavel Evgen'evich. Kazan', 2015. 171 s.

11. Nakayama, J. Optical fiber locator by the step frequency method / J. Nakayama et al. // Applied Optics. 1987. V. 26. P. 440-443.

12. Pat. 2 550 593 Rossiyskaya Federatsiya, MPK G01R 27/00 (2006.01) Sposob dlya izmereniya kharakteristik rezonansnykh struktur i ustroystvo dlya ego realizatsii / Morozov G.A., Morozov O.G., Kasimova D.I. i dr.; zayavitel' i patentoobladatel' FGBOU VPO «Kazanskiy natsional'nyy issledovatel'skiy tekhnicheskiy universitet im. A.N. Tupoleva–KAI» (RU). № 2013152599/28; zayavl. 26.11.2013; opubl. 10.05.2014, Byul. № 13. 2 s.; 1 il.

13. Capmany, J. Microwave photonics combines two worlds / J. Capmany, D. Novak // Nat. Photonics. 2007. Vol. 1, No 6. P. 319-330.

14. Nurgazizov, M.R. Optiko-elektronnye sistemy izmereniya mgnovennoy chastoty radiosignalov SVCh-diapazona na osnove amplitudno-fazovogo modulyatsionnogo preobrazovaniya opticheskoy nesushchey: dis. kand. tekhn. nauk: 05.11.07 / Nurgazizov Marat Rinatovich. Kazan', 2015. 166 s.

15. Pat. 2512616 Rossiyskaya Federatsiya, MPK G01 K 11/32 / Ustroystvo dlya izmereniya parametrov fizicheskikh poley / O.G. Morozov, G.A. Morozov, T.S. Sadeev i dr. zayavitel' i patentoobladatel' FGBOU VPO «Kazanskiy natsional'nyy issledovatel'skiy tekhnicheskiy universitet im. A.N. Tupoleva–KAI» (RU). № 2012124698/28, zayavl. 20.12.2013; opubl.:10.04.2014. Byul. № 10. 3s; 2 il.

Получено 26.06.2017

УДК 681.7.068/.069

**В.А. Камынин^{1,2}, А.И. Трикшев^{1,2}, В.Б. Цветков^{1,3},
И.О. Золотовский², Д.А. Коробко²**

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

² Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы
Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия

³ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
Москва, Россия

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ИТТЕРБИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР С ВНЕШНИМ ФИЛЬТРОМ НА ОСНОВЕ РЕШЕТКИ БРЭГГА

Продемонстрирован источник ультракоротких импульсов с перестраиваемой центральной длиной волны излучения в диапазоне 1077–1081 нм. Частота следования импульсов составила 1 МГц. Использование внешней перестраиваемой волоконной брегговской решетки позволило сократить длительность импульсов с 500 до 100 пс и изменить центральную длину волны выходного излучения.

Ключевые слова: иттербиевый волоконный лазер, синхронизация мод, нелинейное вращение плоскости поляризации, волоконная брегговская решетка.

**V.A. Kamynin^{1,2}, A.I. Trikshev^{1,2}, V.B. Tsvetkov^{1,3},
I.O. Zolotovskii², D.A. Korobko²**

¹ A.M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation

² S.P. Kapitsa Technological Research Institute of Ulyanovsk State University,
Ulyanovsk, Russian Federation

³ National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russian Federation

ALL-FIBER PASSIVELY MODE LOCKED YB-DOPED LASER WITH EXTERNAL TUNABLE FIBER BRAGG GRATING BASED FILTER

A short pulse laser system with tunable central wavelength in 1077–1081 nm spectral region was demonstrated. Repetition rate of the output pulses was 1 MHz. External tunable fiber Bragg grating allowed us to reduce pulse duration from 500 to 100 ps and change central wavelength of the output radiation.

Keywords: ytterbium-doped fiber laser, mode-lock, nonlinear polarization rotation, fiber Bragg grating.

Источники импульсов пикосекундной длительности нашли широкое применение в системах обработки материалов, медицинском и научном оборудовании и т.д. [1–3]. Для большей части подобных приложений необходимы импульсы относительно высоких энергий, которые могут быть достигнуты в кристаллических усиливающих средах с диодной или ламповой накачкой. Для эффективной работы данного типа усилителей необходимо максимальное совпадение спектра усиления со спектром сигнала. Для решения такой проблемы в данной работе предложена импульсная, полностью волоконная лазерная система с настраиваемой центральной длиной волны в спектральной области 1077–1081 нм. Пассивная синхронизация мод реализована за счет эффекта нелинейного вращения плоскости поляризации в волоконном резонаторе с нормальной дисперсией длиной 200 м [4, 5]. Перестройка длины волны излучения осуществлялась деформацией волоконной брэгговской решетки, установленной в одном из выходов циркулятора. В результате эксперимента было показано, что после прохождения брэгговской решетки длительность импульса сокращается с 500 до 100 пс.

Задающий генератор (рис. 1, I) представлял собой кольцевой волоконный лазер мощностью 1,8 мВт. В качестве активной среды использовалось легированное иттербием волокно с многоэлементной первой оболочкой (GTWave) [6] длиной 1,5 м (6/125 мкм; $N_{Acog} = 0,11$; $N_{Ac1} = 0,45, 0,8$ дБ/м @976 нм). Накачка осуществлялась с помощью многомодового полупроводникового лазерного диода с центральной длиной волны 975 нм. Общая длина резонатора составила около 200 м ($D = -38$ (пс/нм/км) @ 1060 нм).

Спектр выходного излучения задающего генератора представлен на рис. 2, а. Осциллограмма импульса показана на рис. 2, б. Длительность импульса на полувысоте, измеренная осциллографом с частотой 16 ГГц, составила около 500 пс.

Для выделения необходимой спектральной части излучения, на выходе лазера помещался волоконный циркулятор с перестраиваемой волоконной брэгговской решеткой (ПВБР) на одном из портов (см. рис. 1, II) таким образом, чтобы ненужное излучение отфильтровывалось из системы, а отраженное с нужной длиной волны использовалось для дальнейшего усиления. Кроме того, такая схема позволила наблюдать излучение, распространяющееся через ПВБР (точка Б, см. рис. 1) и отраженное от решетки излучение (точка В, см. рис. 1).

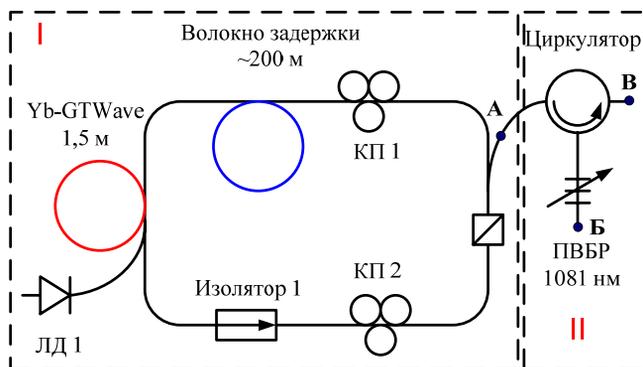


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: I – лазер, работающий в режиме синхронизации мод; II – фильтр на основе циркулятора и перестраиваемой брэгговской решетки (ПВБР 1081 нм); Yb-GTWave – активное GTWave-волокно, легированное ионами Yb^{3+} ; ЛД 1 – многомодовый диод накачки; КП 1, 2 – контроллеры поляризации

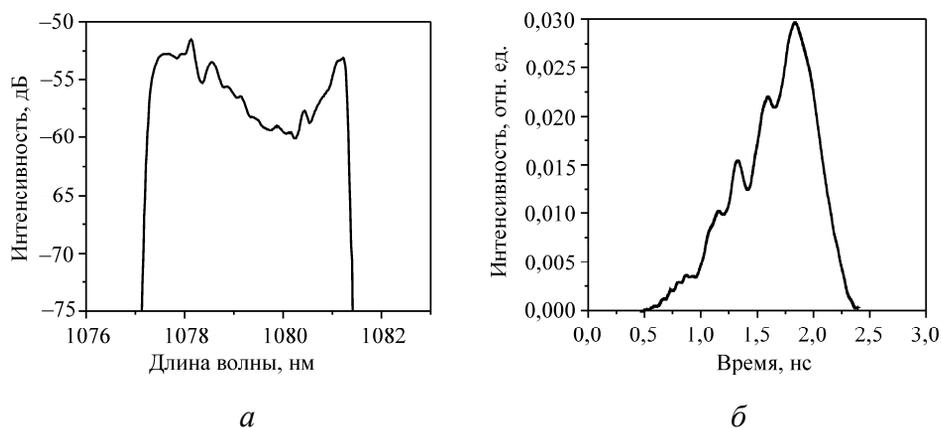


Рис. 2. Спектр (а) и соответствующая осциллограмма (б) на выходе задающего генератора (точка А, см. рис. 1)

Спектр излучения и осциллограмма одиночного импульса на длине волны 1081 нм, отраженного от решетки, показаны на рис. 3, а и б соответственно.

Как видно, длительность импульса сократилась с 500 до 100 пс по сравнению с выходным излучением задающего генератора, а центральная длина волны излучения стала соответствовать пику отражения ПВБР. Это может быть вызвано выделением части излучения из chirпированного импульса. При сжатии решетки происходил сдвиг спектра отражения в коротковолновую область излучения (рис. 4, а).

Стоит отметить, что длительность импульса по-прежнему не превышала 100 пс (рис. 4, б).

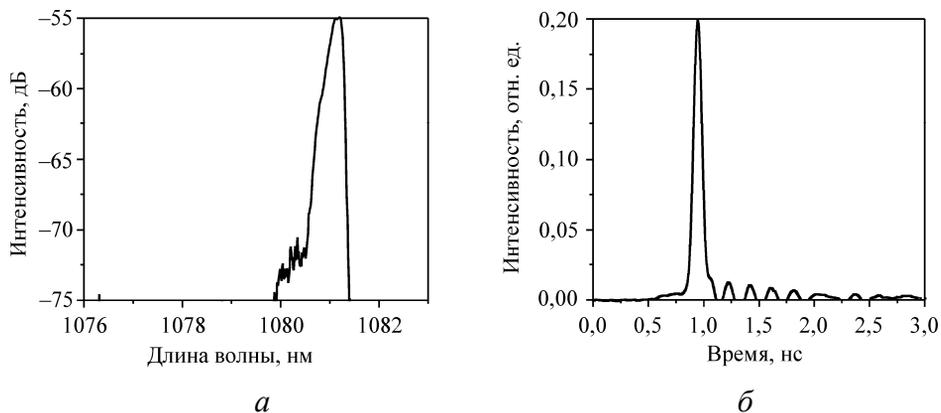


Рис. 3. Спектр (а) и соответствующая осциллограмма (б) после отражения от ПВБР на длине волны 1081 нм (точка В, см. рис. 1)

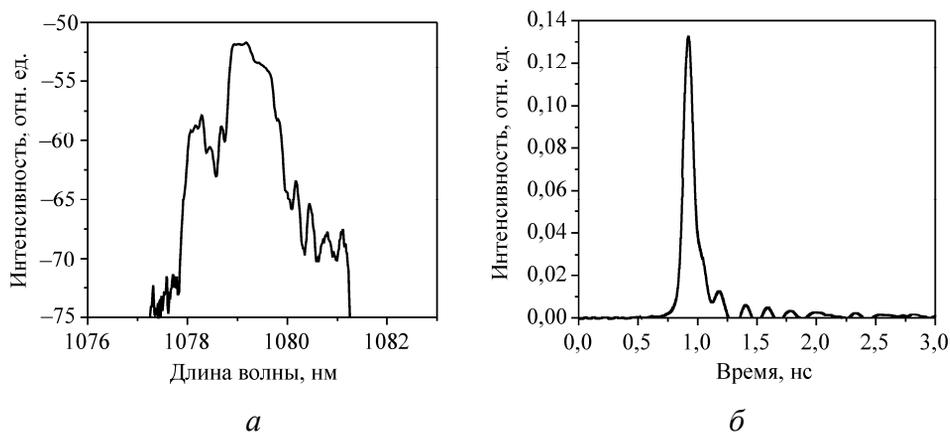


Рис. 4. Спектр (а) и соответствующая осциллограмма (б) после отражения от ПВБР на длине волны 1079 нм (точка В, см. рис. 1)

Лазерное излучение, прошедшее через решетку (рис. 5, а, б), имело характерные провалы в спектре выходного излучения, соответствующие отраженной от ПВБР части. Импульс имеет сложную структуру, однако форма огибающей совпадает с импульсом задающего лазера с точностью до провала, обусловленного отраженной частью chirпированного импульса.

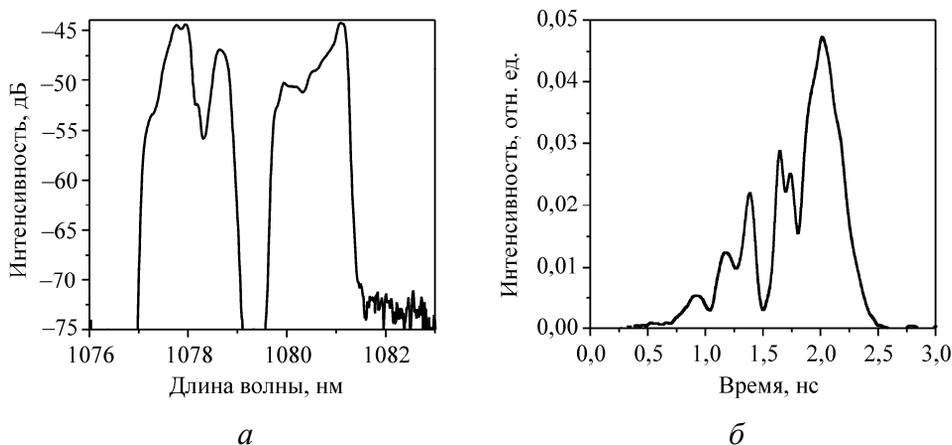


Рис. 5. Спектр (а) и соответствующая осциллограмма (б) после прохождения излучения через ПВБР на длине волны 1079 нм (точка Б, см. рис. 1)

Таким образом, был продемонстрирован способ подстройки длины волны задающего генератора в диапазоне длин волн 1079–1081 нм при помощи внешнего перестраиваемого волоконного фильтра. Применение в структуре данного фильтра волоконной брэгговской решетки позволило сократить длительность импульсов с 500 до 100 пс и изменять центральную длину волны выходного излучения.

Список литературы

1. Development and application of fiber lasers for medical applications / M.C. Pierce, S.D. Jackson, P.S. Golding, B. Dickinson, M.R. Dickinson, T.A. King, P. Sloan // 144 Proceedings of SPIE “Optical Fibers and Sensors for Medical Applications”. – 2001. – Vol. 4253.
2. Sclerectomy with nanojoule energy level per pulse by femtosecond fiber laser in vitro / Ling Jin, Fagang Jiang, Nengli Dai, Jingtang Peng, Minglie Hu, Shutong He, Kun Fang, Xiaobo Yang // Optics Express. – 2015. – Vol. 23 (17). – P. 22012–22023.
3. Fiber-lasers for ultrafast optics / M.E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, D. Harter // Appl. Phys. B. – 1997. – Vol. 65. – P. 259–275.
4. Xueming Liu. Dissipative soliton evolution in ultra-large normal-cavity-dispersion fiber lasers // Optics Express. – 2009. – Vol. 17 (12). – P. 9549–9557.
5. Мощный импульсный иттербиевый волоконный лазер с энергией импульса 10 мкДж / А.И. Трикшев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков,

О.Н. Егорова // Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46, № 12. – С. 1085–1088.

6. Волоконные Yb-, Er–Yb- и Nd-лазеры на световодах с многоэлементной первой оболочкой / И.А. Буфетов, М.М. Бубнов, М.А. Мелькумов, В.В. Дудин, А.В. Шубин, С.Л. Семенов, К.С. Кравцов, А.Н. Гурьянов, М.В. Яшков, Е.М. Дианов // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 4. – С. 328–334.

References

1. Mark C. Pierce, Stuart D. Jackson, Paul S. Golding, Ben Dickinson, Mark R. Dickinson, Terence A. King, Philip Sloan, “Development and application of fiber lasers for medical applications”, *Optical Fibers and Sensors for Medical Applications*, 144 Proceedings of SPIE Vol. 4253 (2001).

2. Ling Jin, Fagang Jiang, Nengli Dai, Jingtang Peng, Minglie Hu, Shutong He, Kun Fang, and Xiaobo Yang, “Sclerectomy with nanojoule energy level per pulse by femtosecond fiber laser in vitro”, *Optics Express* 23 (17), pp. 22012-22023 (2015).

3. M.E. Fermann, A. Galvanauskas, G. Sucha, D. Harter. “Fiber-lasers for ultrafast optics”, *Appl. Phys. B* 65, 259–275 (1997).

4. Xueming Liu, "Dissipative soliton evolution in ultra-large normal-cavity-dispersion fiber lasers", *Optics Express* 17 (12), pp. 9549-9557 (2009).

5. A.I. Trikshev, V.A. Kamynin, V.B. Tsvetkov, O.N. Egorova, “Moshchnyy impul'snyy itterbievyy volokonnyy lazer s energiyey impul'sa 10 mкDzh”, *Kvantovaya elektronika*, 46:12 (2016), 1085–1088 [*Quantum Electron.*, 46:12 (2016), 1085–1088]

6. I.A. Bufetov, M.M. Bubnov, M.A. Mel'kumov, V.V. Dudin, A.V. Shubin, S.L. Semenov, K.S. Kravtsov, A.N. Gur'yanov, M.V. Yashkov, E.M. Dianov. “Vолоконные Yb-, Er–Yb- i Nd-lazery na svetovodakh s mnogoelementnoy pervoy obolochkoy”, *Kvantovaya elektronika*, 35:4 (2005), 328–334 [*Quantum Electron.*, 35:4 (2005), 328–334]

Получено 26.06.2017

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Кондаков Антон Александрович

преподаватель кафедры прикладной математики Пермского национального исследовательского политехнического университета, Пермь, Россия, e-mail: kondakow90@gmail.com

Anton A. Kondakov

Lecturer of the Department of Applied Mathematics, Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation, e-mail: kondakow90@gmail.com

Салгаева Ульяна Олеговна

аспирант Пермского государственного национального исследовательского университета, Пермь, Россия, e-mail: uyanasalgaeva@ya.ru

Ul'iana O. Salgaeva

Postgraduate Student, Perm State National Research University, Perm, Russian Federation, e-mail: uyanasalgaeva@ya.ru

Мушинский Сергей Сергеевич

инженер, АО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», Пермь, Россия, e-mail: sergey.mushinsky@gmail.com

Sergei S. Mushinskii

Engineer, Perm Scientific Industrial Instrument-Making Company, Perm, Russian Federation, e-mail: sergey.mushinsky@gmail.com

Вобликов Евгений Дмитриевич

инженер-исследователь, АО «Пермская научно-производственная приборостроительная компания», Пермь, Россия, e-mail: e-mail: eugvobler@rambler.ru

Evgenii D. Voblikov

Research Engineer, Perm Scientific Industrial Instrument-Making Company, Perm, Russian Federation, e-mail: eugvobler@rambler.ru

Евгения Владимировна Моисеева

ведущий инженер-технолог, Центр микро/нанотехнологий, Университет Луисвилля, Луисвилл, штат Кентукки, США, e-mail: evgenia.moiseeva@louisville.edu

Evgeniia V. Moiseeva

Senior Process Engineer, Micro/Nanotechnology Center, University of Louisville, Louisville, Kentucky, USA, e-mail: evgenia.moiseeva@louisville.edu

Пономарев Роман Сергеевич

ассистент кафедры физики твердого тела, Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия, e-mail: kuperok2003@mail.ru

Roman S. Ponomarev

Assistant, Department of Solid State Physics, Perm State National Research University, Perm, Russian Federation, e-mail: kuperok2003@mail.ru

Первадчук Владимир Павлович

доктор технических наук, профессор, заведующий кафедрой прикладной математики, Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия, e-mail: pervadchuk@mail.ru

Vladimir P. Pervadchuk

Doctor in Technical Sciences, Professor, Head of the Department of Applied Mathematics, Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation, e-mail: pervadchuk@mail.ru

Абрамов Алексей Сергеевич

кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник лаборатории квантовой электроники и оптоэлектроники, Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия, e-mail: aleksei_abramov@mail.ru.

Aleksei S. Abramov

Ph.D. of Physical and Mathematical Sciences, Junior Research Fellow, S.P. Kapitsa Technological Research Institute of Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: aleksei_abramov@mail.ru.

Золотовский Игорь Олегович

кандидат физико-математических наук, директор центра нанотехнологий и материалов, Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия, e-mail: rafzol14@mail.ru

Igor' O. Zolotovskii

Ph.D. of Physical and Mathematical Sciences, Director of the Center of Nanotechnology and Materials, S.P. Kapitsa Technological Research Institute of Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: rafzol14@mail.ru

Семенцов Дмитрий Игоревич

доктор физико-математических наук, профессор кафедры радиофизики и электроники, Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия, e-mail: sementsovdi@mail.ru.

Dmitrii I. Sementsov

Ph.D. of Radiophysics and Electronics Department, Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: sementsovdi@mail.ru

Терентьев Вадим Станиславович

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории волоконной оптики, Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: terentyev@iae.nsk.su

Vadim S. Terent'ev

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the Fiber Optics Laboratory, Institute of Automation and Electrometry of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: terentyev@iae.nsk.su

Симонов Виктор Александрович

инженер-программист лаборатории волоконной оптики, Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия, e-mail: simonovva@iae.sbras.ru

Viktor A. Simonov

Engineer-programmer of the Fiber Optics Laboratory, Institute of Automation and Electrometry of Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation, e-mail: simonovva@iae.sbras.ru

Лاپин Вячеслав Анатольевич

кандидат технических наук, младший научный сотрудник, Научно-исследовательский технологический институт им. С.П. Капицы Ульяновского государственного университета, Ульяновск, Россия, e-mail: LVA2013@yandex.ru

Viacheslav A. Lapin

Junior Research Fellow, S.P. Kapitsa Technological Research Institute of Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail: LVA2013@yandex.ru

Нуреев Ильнур Ильдарович

кандидат технических наук, доцент кафедры радиофотоники и микроволновых технологий, Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева (КНИТУ–КАИ), Казань, Россия, e-mail: n2i2@mail.ru

Il'nur I. Nureev

Ph.D. in Technical Sciences, Associate Professor, Department of Radiophotonics and Microwave Technologies, Kazan National Research Technological

University named after A.N. Tupolev (KNITU–KAI), Kazan, Russian Federation,
e-mail: n2i2@mail.ru

Камынин Владимир Александрович

кандидат физико-математических наук, научный сотрудник, Институт
общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, e-mail: kamyninva@
gmail.com

Vladimir A. Kamynin

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Research Associate,
A.M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation, e-mail: kamyninva@gmail.com

Триксев Антон Игоревич

научный сотрудник, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
Москва, Россия, e-mail: trikshev_gpi@mail.ru

Anton I. Trikshev

Research Associate, A.M. Prokhorov General Physics Institute of the
Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation, e-mail:
trikshev_gpi@mail.ru

Владимир Борисович Цветков

доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, Ин-
ститут общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия, e-mail:
tsvetkov@lsk.gpi.ru

Vladimir B. Tsvetkov

Doctor in Physical and Mathematical Sciences, Head of the Laboratory,
A.M. Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federaton, e-mail: tsvetkov@lsk.gpi.ru

Коробко Дмитрий Александрович

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник
Центра нанотехнологий и материалов, Научно-исследовательский технологи-
ческий институт им. С.П. Капицы Ульяновского государственного универси-
тета, Ульяновск, Россия, e-mail: korobkotam@rambler.ru

Dmitrii A. Korobko

Ph.D. in Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher of the
Center for Nanotechnologies and Materials, S.P. Kapitsa Technological Research
Institute of Ulyanovsk State University, Ulyanovsk, Russian Federation, e-mail:
korobkotam@rambler.ru

Научное издание

ПРИКЛАДНАЯ ФОТОНИКА

APPLIED PHOTONICS

Т. 4, № 2

Редактор и корректор *М.А. Капустина*

Выход в свет 30.06.2017. Формат 70×100/16.
Усл. печ. л. 14,7. Тираж 100 экз. Заказ № 221/2017.
Свободная цена

Отпечатано в типографии Издательства
Пермского национального исследовательского
политехнического университета.
Адрес: 614990, г. Пермь, Комсомольский пр., 29, к. 113.
Тел. (342) 219-80-33.