

## ПОДАВЛЕНИЕ АРТЕФАКТОВ ИЗОБРАЖЕНИЯ В СПЕКТРАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ КОГЕРЕНТНОЙ ТОМОГРАФИИ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ СКАНИРОВАНИИ

В.М. Геликонов, Г.В. Геликонов, Д.А. Терпелов, П.А. Шиягин

*Институт прикладной физики РАН  
ООО «Биомедтех»*

Спектральный вариант оптической когерентной томографии (ОКТ), потенциально обладающий наибольшим быстродействием, основан на анализе спектра интерференции опорной и рассеянной объектом волн, полученного при помощи дифракционной решетки [1, 2]. Несмотря на очевидные преимущества в скорости и чувствительности [2, 3], спектральный метод имеет ряд недостатков, одним из которых является высокая чувствительность метода к наличию когерентных помех – артефактов. Данные помехи обусловлены паразитной модуляцией спектра, возникающей по причинам, отличным от интерференции между опорным и рассеянным в среде излучением [4, 5] (см. рис., а). На сегодняшний день разработано довольно большое число методов борьбы с когерентными помехами [6], однако поиски эффективного способа устранения артефактов изображения, вызванных наличием когерентных помех, продолжаются до сих пор (см., например, [7, 8]). В [9] был описан эффективный способ устранения с изображения ОКТ артефактов, обусловленных когерентными помехами. Основным недостатком описанного в [9] метода является последовательная регистрация шумовых и сигнальных компонент, что при наличии постоянного во времени смещения зондирующего луча приводит к недостаточной эффективности дискриминации когерентных артефактов в изображении.

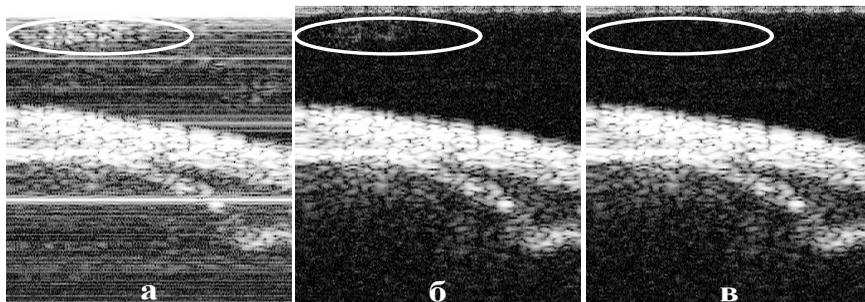


Рис.

Как следствие, метод хорошо применим только для случая квазистационарного зондирования, когда в промежутке между двумя и более последовательными А-сканами не происходит существенного изменения структуры излучения, рассеянно-го объектом исследования в обратном направлении. В реальных ОКТ системах

скорость регистрации изображений обратно пропорциональна числу А-сканов, и зондирование с поперечным шагом, существенно меньшим диаметра зондирующего луча, представляется нецелесообразным. Таким образом, прямое применение метода, описанного в [9], является недостаточно эффективным (рис., б).

Для эффективного подавления когерентных помех при поперечном сканировании было предложено использовать процедуру пересчета (ресамплинга) значений шумовых составляющих  $U(k, x_{AC})$  в моменты времени, соответствующие регистрации информативного сигнала  $U(k, x_{CC})$ .

Вычисление промежуточных значений массива данных  $U(k, x_{AC})$  по поперечной координате возможно как традиционными методами интерполяции [10], так и при введении в спектральной области, соответствующей  $x_{AC}$ , дополнительного множителя, фаза которого пропорциональна поперечной пространственной частоте ОКТ изображения:

$$\bar{V}^+(k, K) = \bar{V}(k, K) \cdot e^{i \frac{\pi}{2} \alpha \frac{K}{K_{\max}}}$$

Весовой коэффициент  $\alpha$  определяется отношением частоты выборок автокорреляционной составляющей к частоте выборок кросскорреляционной составляющей. При поочередной регистрации автокорреляционной и кросскорреляционной составляющих  $\alpha = 1$ . Использование обратного преобразования Фурье для полученного массива значений возвращает только промежуточные значения для автокорреляционной составляющей. Оценки показывают, что вычислительная емкость описанного метода при большом числе отсчетов в поперечном направлении в полтора раза ниже вычислительной емкости метода, описанного в [10].

На рис. 1, в представлено изображение, полученное при использовании описанной методики восстановления промежуточных значений величины автокорреляционной составляющей. Хорошо видно, что в выделенной области артефактное изображение отсутствует.

Работа частично поддержана Фондом содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере по программе У.М.Н.И.К. (госконтракт № 7379 п/10164 от 28.12.2009) и Минобрнауки РФ (госконтракт № 16.512.11.2002 от 10.02.2011).

- [1] Fercher A.F., Hitzengerger C.K., Kamp G., El-Zaiat S.Y. //Opt. Comm. 1995. V. 117, No.1–2. P. 43.
- [2] Choma M.A., Sarunic M.V., Yang C.H. //Opt. Express. 2003. V. 11, No.18. P. 2183.
- [3] Leitgeb R., Hitzengerger C., Fercher A. //Opt. Express. 2003. V. 11, No.8. P. 889.
- [4] Fercher A.F., Leitgeb R.A., Hitzengerger C.K., Sattmann H., Wojtkowski M. //Proc. SPIE. 1999. V. 3564. P. 173.
- [5] Wojtkowski M., Leitgeb R., Kowalczyk A., Bajraszewski T., Fercher A.F. //J. of Biomedical Opt. 2002. V.7, No.3. P. 457.
- [6] Геликонов В.М., Касаткина И.В., Шилягин П.А. //Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, №11. С. 897.
- [7] Moon S., Lee S.-W., Chen Z. //Opt. Express. 2010. V. 18, No.24. P. 24395.
- [8] Steiner P., Meier Ch., Koch V.M. //Appl. Opt. 2010. V. 49, No.36. P. 6917.

- [9] Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Касаткина И.В., Терпелов Д.А., Шилягин П.А. //Опт. и спектр. 2009. Т. 106, №6. С. 1006.
- [10] Зверев В.А., Стромков А.А. Выделение сигналов из помех численными методами. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2001, 188 с.

## ДИПОЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ АТОМНОГО СФЕРИЧЕСКОГО КЛАСТЕРА

В.Б. Гильденбург<sup>1)</sup>, В.А. Костин<sup>2)</sup>, И.А. Павличенко<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет

<sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН

Как известно, взаимодействие лазерного импульса с кластерной плазмой может сопровождаться резонансными явлениями, связанными с возбуждением коллективных электронных колебаний атомного кластера на частотах порядка плазменной. Интерес к этим явлениям связан в настоящее время как с общими проблемами исследования оптических спектров рассеяния и поглощения кластеров различных типов (металлических или ионизованных), так и с перспективами разнообразных связанных с ними практических применений [1]. В настоящей работе приведены результаты расчета спектра линейного поляризационного отклика металлических кластеров малых размеров с учетом пространственной дисперсии, обусловленной тепловым движением электронов.

В гидродинамическом приближении исследование резонансных свойств однородного плазменного тела малых размеров сводится к решению следующей краевой задачи для потенциала электрического поля  $\varphi(\mathbf{r})\exp(-i\omega t)$  в вакууме ( $\varphi = \varphi$ ) и в вырожденной плазме металлического кластера ( $\varphi = \varphi^{(i)} = \varphi_t + \varphi_p$ ) [2, 3]:

$$\Delta\varphi^{(e)} = 0, \Delta\varphi_t = 0, \Delta\varphi_p + k_p^2\varphi_p = 0, k_p = \sqrt{5\varepsilon/3}\omega/V_F, \varepsilon = 1 - [\omega_p^2/\omega(\omega + i\nu)], \quad (1)$$

где  $\omega_p$  – плазменная частота,  $\nu$  – эффективная частота соударений электронов,  $V_F = (3\pi^2)^{1/3} \hbar N^{1/3}/m$  – фермиевская скорость. На границе плазмы потенциал и его нормальная производная удовлетворяют следующим граничным условиям:

$$\varphi^{(e)} = \varphi^{(i)}, \quad \frac{\partial\varphi^{(e)}}{\partial n} = \varepsilon \frac{\partial\varphi_t}{\partial n}, \quad \frac{\partial\varphi^{(e)}}{\partial n} = \frac{\partial\varphi^{(i)}}{\partial n}. \quad (2)$$

Для плазменного шара радиуса  $a$  решение задачи (1)-(2) легко находится методом разделения переменных в сферических координатах и выражается через сферические гармоники. Интересующее нас решение дипольного типа с вектором дипольного момента  $\mathbf{p} = \mathbf{e}_z p$ , параллельным заданному внешнему полю  $\mathbf{E}_0 = \mathbf{e}_z E_0 \exp(-i\omega t)$  (к которому добавляется поле реакции излучения  $\mathbf{E}_{rad} = (2/3c)^3 (d^3\mathbf{p}/dt^3)$ ), приводит к следующим выражениям для дипольного момента и поля в центре кластера:

$$p = \frac{a^3(\varepsilon - 1)(1 - G)E_0}{F}, \quad E(0) = \frac{[3j_1'(k_p a) - \varepsilon + 1]E_0}{j_1'(k_p a)F}, \quad (3)$$

$$G = \frac{j_1(k_p a)}{k_p a j_1'(k_p a)}, \quad F = \varepsilon + 2[1 + (\varepsilon - 1)G] - (2i/3)(ka)^3(\varepsilon - 1)(1 - G), \quad (4)$$

где  $j_1(k_p a)$  и  $j_1'(k_p a)$  – сферическая функция Бесселя и ее производная,  $k = \omega/c$ . Условие  $F = 0$  определяет спектр комплексных собственных частот дипольных колебаний кластера  $\hat{\omega}_n = \omega_n + i\gamma_n$ . Для поверхностного ( $n = 0$ ) и объемных ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) плазмонов с учетом радиационных ( $\gamma = \gamma_r$ ), столкновительных ( $\gamma = \nu/2$ ) и кинетических ( $\gamma = \gamma_k$ ) потерь (последние учитываются приближенно на основании одномерной модели [4], примененной к фермиевской плазме) имеем соответственно ( $\gamma_n = \gamma_{rn} + \nu/2 + \gamma_{kn}$ )

$$\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} = \frac{1}{3}, \quad \gamma_{k0} = g_1 \omega_p \frac{\lambda_D}{a}, \quad \frac{\gamma_{r0}}{\omega_0} = \frac{1}{3} \left( \frac{\omega_0 a}{c} \right)^3, \quad (5)$$

$$\frac{\omega_n^2}{\omega_p^2} = 1 + \frac{3}{5} \left( \frac{\mu_n \lambda_D}{a} \right)^2, \quad \gamma_{kn} = g_2 \omega_p (2n+1)^2 \left( \frac{\lambda_D}{a} \right)^5, \quad \frac{\gamma_{rn}}{\omega_n} \approx \frac{1}{5} \mu_n^2 \left( \frac{\lambda_D}{a} \right)^4 \left( \frac{\omega_n a}{c} \right)^3, \quad (6)$$

где  $g_1 \approx 0,02$ ,  $g_2 \approx 0,01$ ,  $\mu_n \approx (n-1)\pi$ ,  $\lambda_D = V_F/\omega_p$ .

На основании представленных результатов были рассчитаны частотные зависимости дипольного момента  $p$  и поля  $E(0)$  для кластера с размером  $a = 4 - 20$  нм и плотностью электронов  $N = 4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ . Как показали проведенные расчеты, при комнатной температуре кластера объемные плазмоны, в отличие от поверхностного, почти полностью подавляются соударениями, однако при понижении частоты соударений до значений  $\nu/\omega_p \sim 10^{-4} - 10^{-2}$  (соответствующих, по-видимому, температурам  $\sim 10 - 100$  К) резонансы поля в центре кластера, в отличие от резонансов дипольного момента, оказываются более сильными именно для объемных плазмонов, что иллюстрируется резонансными кривыми на рис. 1 ( $\nu/\omega_p = 10^{-2}$ ) и рис. 2 ( $\nu/\omega_p = 10^{-4}$ ).

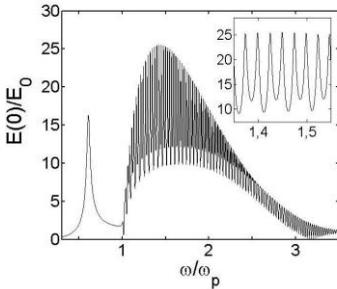


Рис. 1

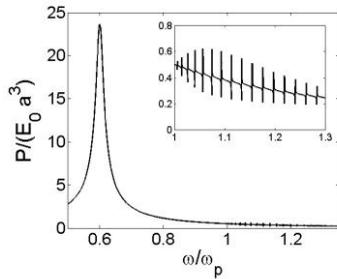


Рис. 2

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы и грантов РФФИ 09-02-01490 и 11-02-01416.

- [1] Kreibig U., Vollmer M. Optical Properties of Metal Clusters. – Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1995, 532 p.
- [2] Гильденбург В.Б., Кондратьев И.Г. //Радиотехника и электроника. 1965. Т.10. С.658.
- [3] Ruppin R. //Phys. Rev. B. 1975. V.11. P.2871.
- [4] Быстров А.М., Гильденбург В.Б. //ЖЭТФ. 2005. Т.127. С.478.

## AL-СОДЕРЖАЩИЕ МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН 25-40 НМ

Ю.А. Вайнер<sup>1)</sup>, С.Ю. Зуев<sup>1)</sup>, В.Н. Полковников<sup>1)</sup>, Н.Н. Салашенко<sup>1)</sup>,  
С.Д. Стариков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт физики микроструктур РАН

<sup>2)</sup>Нижегородский госуниверситет

Понимание механизмов нагрева, процессов накопления, переноса и выделения энергии является одной из наиболее интересных и важных задач современной физики Солнца. Исследование линий спектра излучения корональной плазмы Солнца в мягком рентгеновском и вакуумном ультрафиолетовом диапазонах длин волн позволяет получать информацию о данных процессах. Решение новых задач и развитие работ в этой области приводит к значительному повышению требований к отражательным характеристикам многослойных зеркал, применяемых в качестве элементов оптических схем телескопов. Важнейшими свойствами телескопов являются временное, пространственное и спектральное разрешения, во многом определяемые отражательными характеристиками зеркал. Поэтому актуальна задача синтеза многослойных отражающих покрытий с максимальными коэффициентами отражения и величинами спектральной селективности.

В 2010 г. физическим институтом им. П.Н. Лебедева разработан новый проект по наблюдению солнечной активности в диапазоне длин волн 13–500 нм. Проект получил название АРКА [1]. Основными характеристиками новой обсерватории являются субсекундное ( $\sim 0,18''$ ) угловое разрешение, высокие временное (порядка 1 секунды) и спектральное (до 100 для двухзеркальной схемы) разрешения. Из восьми рабочих каналов обсерватории в рассматриваемом диапазоне 25–40 нм предполагается работа 2–3 каналов регистрации (Fe XV ( $\lambda = 28,4$  нм), He II ( $\lambda = 30,4$  нм) и Fe XVI ( $\lambda = 36$  нм)). В данном диапазоне применявшиеся ранее отражательные элементы астрономических телескопов уже не удовлетворяют высоким требованиям обсерватории АРКА. В частности, для проекта ТЕСИС [2] на длину волны  $\lambda = 30,4$  нм применялись Mg/Si-зеркала с антидиффузионными слоями. Кроме временной нестабильности (за год коэффициент отражения падал с 38% до 28–30%) эти структуры обладали относительно низкой спектральной селективностью:  $\lambda/\Delta\lambda \approx 28$ . Поэтому целью данной работы стал синтез альтернативных отражающих по-

крытый для диапазона длин волн 25–40 нм, удовлетворяющих требованиям проекта АРКА.

Была предложена структура на основе Al и Mg, коэффициент отражения которой при оптимизации на длину волны  $\lambda = 30,4$  нм в теории достигает  $R_{id} = 52\%$ , при этом  $\lambda/\Delta\lambda = 36$ . Однако первые же эксперименты по изучению синтезированных образцов Al/Mg показали, что данные зеркала имеют существенные недостатки, к которым относятся: во-первых, нестабильность во времени, а во-вторых, высокий уровень межплоскостной шероховатости. Причем данный

процесс быстро развивается во времени. На рисунке приведены угловые зависимости коэффициента отражения зеркала Al/Mg ( $\lambda = 0,154$  нм), снятые сразу после напыления (сплошная кривая) и через три месяца (пунктирная кривая). Резкое падение коэффициента отражения первых порядков и полное исчезновение дальних порядков отражения свидетельствует о возрастании уровня шероховатости до 5–6 нм. Это может быть связано с перемешиванием материалов на границах раздела, протекавшим в течение предшествовавшего периода времени. На длине волны 30,4 нм пика отражения от данного зеркала уже спустя трое суток после напыления обнаружить не удалось.

Эксперименты по нанесению барьерных слоев карбида бора  $V_4C$  показали, что при осаждении Mg на Al образуется более протяженная переходная граница, чем в случае обратного осаждения.

Для частичного решения проблем протяженных переходных границ могут быть использованы тройные структуры Al/Si/Mg. Кремний в данном случае играет роль прослойки между алюминием и магнием. Теоретический расчет отражательных характеристик тройных структур показал перспективность данных зеркал. Коэффициент отражения на  $\lambda = 30,4$  нм достигает  $R_{id} = 60\%$  при  $\lambda/\Delta\lambda \approx 30$ . Были изготовлены несколько образцов зеркал. Наилучшими отражательными характеристиками обладало зеркало с последовательностью нанесения материалов на подложку Mg/Al/Si:  $R = 19\%$ ,  $\lambda/\Delta\lambda = 37$ .

Следующим этапом было разделение границы Al–Mg в тройных структурах. В качестве буферного слоя также применялся  $V_4C$ . Коэффициент отражения структуры Mg/ $V_4C$ /Al/Si на длине волны  $\lambda = 30,4$  нм составил  $R = 25\%$ , селективность  $\lambda/\Delta\lambda = 36$ . При этом ни толщины слоев основных материалов, ни толщина антидиффузионной прослойки не были оптимизированы. Также стоит отметить, что замешивание происходит и на границе Mg–Si [3]. Таким образом, при дальнейшей оптимизации и использовании дополнительных

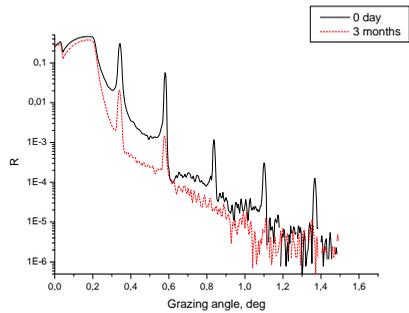


Рис.

барьерных слоев предполагается получить покрытия, обладающие большими коэффициентами отражения и величинами спектральной селективности, чем в ранее используемых зеркалах.

- [1] Кузин С.А., Богачев С.А., Шестов С.В., Рева А.А., Ульянов А.С. //Изв. РАН. Сер. физическая. 2011. Т. 75, №1. С. 91.  
 [2] Кузин С.В., Богачев С.А., Житник И.А. и др. //Изв. РАН. Сер. физическая. 2010. Т.74, №1. С. 39.  
 [3] Андреев С.С., Зуев С.Ю., Мизинов А.Л., Полковников В.Н., Салашенко Н.Н. //Поверхность. 2005. №8. С. 9.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОПОЛОСКОВОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ НА ПОДЛОЖКЕ ИЗ МЕТАМАТЕРИАЛА

**Е.А. Шорохова, М.С. Манахова**

*Нижегородский госуниверситет*

Одно из перспективных направлений в создании антенн нового поколения связано с использованием в их конструкции искусственных композитных метаматериалов [1, 2]. Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что применение метаматериалов и материалов с киральными свойствами позволяет увеличить полосу частот и коэффициент усиления антенны. Основной целью данной работы является исследование возможности увеличения коэффициента усиления микрополосковой антенны (МПА) с помощью использования подложки из метаматериала.

В работе проведено моделирование микрополосковой антенны с помощью программы Ansoft HFSS 12. В качестве тестовой модели была выбрана прямоугольная МПА, изготовленная на однородной подложке (см. рис. 1). Антенна имеет геометрические размеры  $3,9 \times 3,3 \times 0,15$  см, квадратный излучатель –  $1,98 \times 1,59$  см, центральная полосковая линия –  $0,7 \times 1,5$  см, симметричные прорезы в излучателе –  $0,15 \times 0,7$  см. В качестве подложки используются два материала: Rogers RO4003 ( $\epsilon = 3,55 - j0,0027$ ) и метаматериал ( $\epsilon = -3,55 - j0,0027$ ,  $\mu = -1$ ). Питание антенны осуществляется с помощью коаксиального кабеля с внутренним радиусом  $0,042$  см и внешним  $0,142$  см. Точка возбуждения антенны имеет координаты  $(0; 0,31)$  см, как показано на рис. 1.

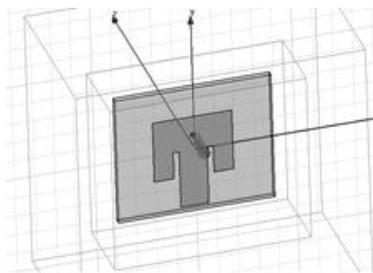


Рис. 1

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента отражения на входе антенны ( $S_{11}$ ) от частоты в полосе  $1-10$  ГГц для подложки из материала Rogers RO4003 (случай 1, пунктир) и метаматериала (случай 2, сплошная линия).

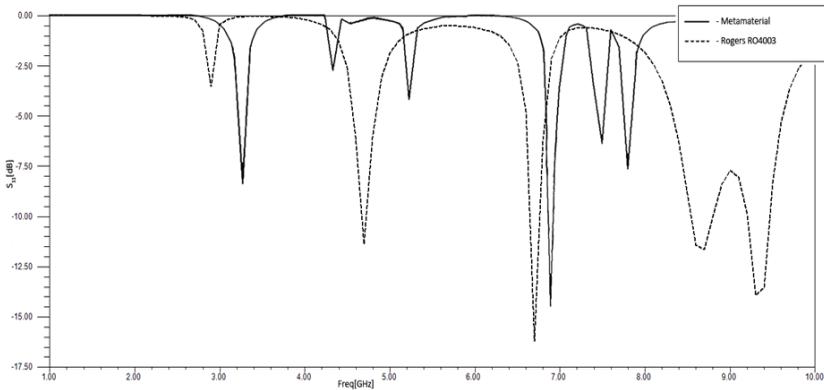


Рис. 2

Из рисунка видно, что в случае 1 антенна имеет наилучшее согласование на частоте 6,7 ГГц, в то время как в случае 2 – на частоте 6,9 ГГц. На этих частотах производился численный расчет коэффициента усиления.

На рис. 3 показан коэффициент усиления как функция угла  $\theta$ . Максимальное усиление в случае 1 было достигнуто при  $\varphi = 110^\circ$ ,  $\theta = 40^\circ$  и составило 4,9 дБ, в то время как в случае 2 оно оказалось порядка 10 дБ при  $\varphi = 145^\circ$ ,  $\theta = 72^\circ$ .

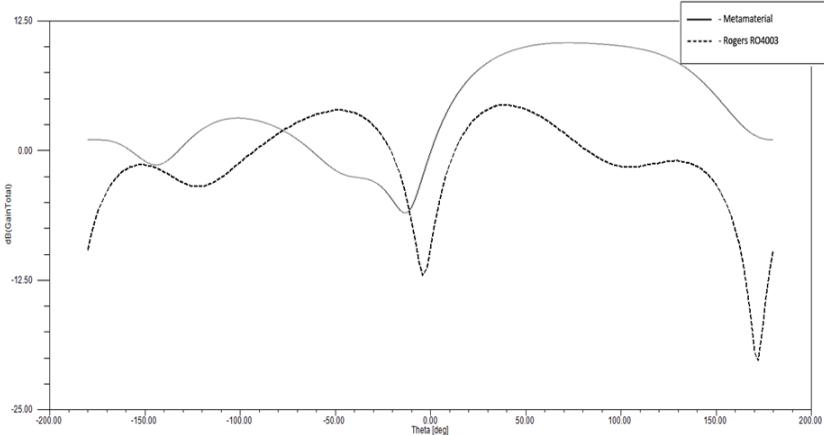


Рис. 3

Из рис. 2 и 3 следует, что использование в качестве подложки метаматериала с отрицательными вещественными диэлектрической и магнитной проницаемостями при сохранении геометрии антенны может приводить к смещению минимума  $S_{11}$ -параметра в область более высоких частот, а также к увеличению коэффициента усиления в среднем в 2 раза.

Таким образом, в работе представлены результаты компьютерного моделирования микрополосковой антенны с помощью программного пакета Ansoft HFSS 12. Расчеты показали возможность синтеза МПА с заданными характеристиками при использовании в качестве подложки метаматериала с одновременными отрицательными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$ .

- [1] Седаков А.Ю., Кашин А.В., Шорохова Е.А. // Антенны. 2010. № 7 (158). С.5.  
 [2] Панченко Б.А., Гизатуллин М.Г. Наноантенны. – М.: Радиотехника, 2010, 96 с.

## О СВОЙСТВАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЛОСКИХ ВОЛН ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СИСТЕМЕ ОТСЧЁТА В ПРИБЛИЖЕНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

А.И. Красильников, Н.Д. Миловский

*Нижегородский госуниверситет*

Лазерное излучение широко используется на искусственных космических объектах, где условия его распространения отличаются от земных. В настоящем сообщении рассмотрены некоторые свойства распространяющейся в вакууме плоской электромагнитной волны  $\mathbf{e} = \text{Re}\{\mathbf{e}_0 \exp[i(\omega t - k_0 \psi)]\}$  во вращающейся с угловой скоростью  $\boldsymbol{\Omega} = \Omega \hat{\zeta}^0$  системе координат, а также показана необходимость учёта влияния её неинерциальности на работу лазеров и трактов передачи лазерного излучения.

Из волнового уравнения (для ковариантного вектора электрического поля) [1]

$$\begin{aligned} \text{rot}\{g_{00}(\hat{s} \cdot \text{rot} \bar{\mathbf{e}})\} + (1/g_{00}) \partial^2(\hat{s} \cdot \bar{\mathbf{e}}) / (\partial x^0)^2 + g_{00} \partial[\bar{\mathbf{g}} \times (\hat{s} \cdot \text{rot} \bar{\mathbf{e}})] / \partial x^0 + \\ + \partial^2[\bar{\mathbf{g}} \times [\bar{\mathbf{G}} \times (\hat{s} \cdot \bar{\mathbf{e}})]] / (\partial x^0)^2 + \partial\{\text{rot}[\bar{\mathbf{G}} \times (\hat{s} \cdot \bar{\mathbf{e}})]\} / \partial x^0 = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

в цилиндрической системе мировых координат ( $x^0 = ct$ ,  $x^1 = r$ ,  $x^2 = \theta$ ,  $x^3 = z$ ), неинерциальные свойства которой заключены в элементах метрического тензора

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 - K^2 r^2 & 0 & -Kr & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -Kr & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

в приближении геометрической оптики ( $k_0 = \omega/c \rightarrow \infty$ ) получено уравнение эйконала

$$(\partial \Psi / \partial r)^2 + (1 - K^2 r^2) (\partial \Psi / r \partial \theta)^2 - 2K (\partial \Psi / \partial \theta) - 1 = 0, \quad (3)$$

в котором вклад вращения в его решения  $\Psi(r, \theta)$  определяет параметр  $K = \Omega/c$ . В волновом уравнении (1) использованы скалярные и векторные произведения с участием ковариантного  $s_{\alpha\beta} = -g_{\alpha\beta} + (g_{0\beta} g_{0\alpha} / g_{00}) \hat{\zeta}^0 \hat{\zeta}^0$  и контравариантного  $s^{\alpha\beta} = -g^{\alpha\beta} - \hat{\zeta}^0 \hat{\zeta}^0$

пространственных метрических тензоров, а также ковариантного  $g = -Kr\theta^0/g_{00}$  и контравариантного  $G = -Kr\theta^0$  метрических векторов, элементы  $g^{ik}$  которых связаны соотношениями  $g^{ik}g_{k\lambda} = \delta_{\lambda}^i$  с элементами ковариантного тензора  $g_{ik}$ .

Из решения уравнения эйконала методом характеристик в плоскости  $z = \text{const}$  следует, что первым интегралом (3) является величина  $q = \partial\Psi/\partial\theta \equiv \text{const}$ , и что в общем случае траектория луча в полярных координатах описывается уравнениями

$$\theta_{\pm}(r) = \pm \left\{ (\alpha_q / |\alpha_q|) \arctg \sqrt{(r/\alpha_q)^2 - 1} - K \sqrt{r^2 - \alpha_q^2} \right\} + C_{\pm}^{\theta}, \quad (4)$$

в которых  $\alpha_q = q/(1+Kq)$ , а постоянные интегрирования  $C_{\pm}^{\theta}$  определяются из начальных условий:  $r = \tilde{r}$ ,  $\theta(\tilde{r}) = \tilde{\theta}$ . Из (4) следует, что траектории лучей не прямолинейны. На рис. 1 представлены две траектории, по которым распространяется луч из точки В(7; -1) в точку А(-2; 16) и обратно во вращающейся навстречу часовой стрелке системе координат ( $K = 0,05$ ). Траектория луча ВА, имеющего положительную проекцию ( $q^+ = 1,05$ ) лучевого вектора  $s$  на направление скорости вращения точек пространства  $[\Omega, \mathbf{r}]$ , смещается от прямой линии в сторону оси вращения, проходящей через точку  $O(0; 0)$ . Минимальное расстояние  $\alpha_q^+$  от ВА до  $O(0; 0)$  всегда меньше минимального расстояния от  $O(0; 0)$  до прямой ВА ( $\alpha_q^+ = 1 < 5,7$ ). Напротив, минимальное расстояние ( $|\alpha_q^-| = 7$ ) от  $O(0; 0)$  до траектории АВ, для которой  $q^- = -5,2$ , всегда больше расстояния до прямой АВ.

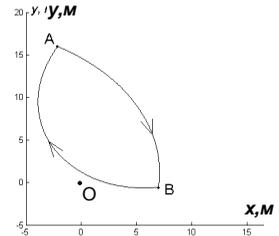


Рис. 1

На рис. 2, а для упомянутой выше системы отсчёта приведено распределение лучей изотропного точечного источника оптического излучения в той части пространства  $r < r_{\infty} = 1/K$ , где свойства метрического тензора (2) можно использовать для описания процессов с реальными материальными полями. Для сравнения на рис. 2, б изображена лучевая картина излучения, генерируемого на границе  $r_{\infty} = 1/K$  и принимаемого изотропным точечным приёмником.

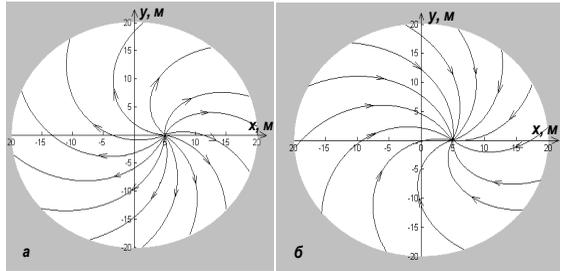


Рис. 2

В точках пространства (2) лучевой вектор  $s$  и градиент эйконала, связанные соотношением:

$$\nabla\Psi - \vec{s} = Kr\vec{\theta}^0, \quad (5)$$

различаются тем больше, чем больше расстояние от оси вращения системы.

Из приведённых результатов следует, что во вращающейся системе отсчёта невозможно существование встречных плоских волн. Применительно к лазерам это означает нарушение структуры мод в виде стоячих волн в двухзеркальных и подобных им оптических резонаторах и, как следствие, изменение условий устойчивости резонансных систем. В околоземных космических условиях более устойчивыми и добротными могут оказаться резонаторы лазеров, зеркала которых перекошены относительно оптической оси на заранее определённые углы. Поэтому корректный учёт влияния вращения может улучшить работу лазерных систем.

- [1] Красильников А.И., Миловский Н.Д. //В кн.: Тр. 14-й научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2010 г. /Ред. С.М. Грач, А.В. Якимов. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2010. С.21.

## ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ, ВОЗМУЩЕННОЙ ЯДЕРНЫМ ВЗРЫВОМ

А.С. Белов, Е.Ю. Яркина

*Нижегородский госуниверситет*

Работа посвящена исследованию процесса распространения сверхширокополосного электромагнитного импульса (СШП ЭМИ) в ионосфере, возмущенной ядерным взрывом, а также сравнению параметров сигнала с характеристиками СШП ЭМИ, распространяющегося через невозмущенную ионосферу. Интерес к данным исследованиям связан с перспективами внедрения развивающихся технологий генерации и измерения параметров СШП ЭМИ в задачи космической связи.

Ядерный взрыв, произошедший на высоте более 150 км, существенно нарушит свойства естественной окружающей ионосферы и магнитосферы как во времени (от нескольких секунд до нескольких часов), так и пространстве (от единиц метров до тысяч километров). Типичный высотный ядерный взрыв проходит несколько стадий, во время которых параметры плазмы и нейтрального газа (такие как плотность, температура, значение магнитного поля и т.д.) меняются на несколько порядков. Через определенный промежуток времени (от нескольких минут до часов) окружа-

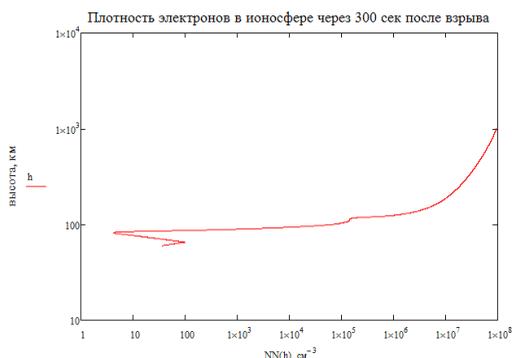


Рис. 1

ющие магнитные поля релаксируют к их предвзрывному состоянию, при этом плазма от взрыва распространяется на огромнейшие расстояния, и в конечном итоге ее концентрация спадает к нормальным окружающим значениям. В работе [1] дано аналитическое выражение для электронной плотности ионосферы при ядерном высотном взрыве. Согласно развитой теории, электронная плотность через 300 с после взрыва увеличивается на 3 порядка, при этом положение максимума сдвигается по высоте (см. рис. 1).

Таким образом, можно утверждать, что на высоте 200 км ионосфера остается прозрачной для СШП ЭМИ, и величину электрического поля импульса после взрыва можно найти по следующей формуле:

$$E = \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^{\infty} du E_0(\tau - u) J_0(2\sqrt{\Omega u / \cos \theta}), \quad (1)$$

где  $J_0$  – функция Бесселя нулевого порядка,  $E_0$  – электрическое поле падающего импульса,  $\theta$  – угол, образованный вертикалью и направлением распространения сигнала. Величина  $\Omega$  находится из соотношения

$$\Omega = \frac{\cos \theta}{2c} \int_{z_0}^z dz \omega_e^2 = \frac{2\pi e^2}{mc} \int_{h_0}^h dh N_e(h), \quad (2)$$

где  $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 N_e / m$  – квадрат плазменной частоты.

Как видно из рис. 2, происходит значительное искажение временной формы сигнала, отличное от трансформации импульса при прохождении естественной ионосферы. В случае невозмущенной трассы амплитуда медленно спадает со временем, а при возмущенной трассе, наоборот, несколько возрастает и выходит на постоянное значение. Отметим, однако, что деталь-

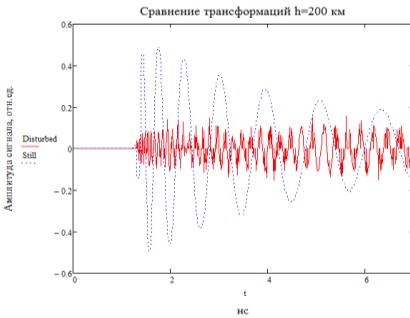


Рис. 2

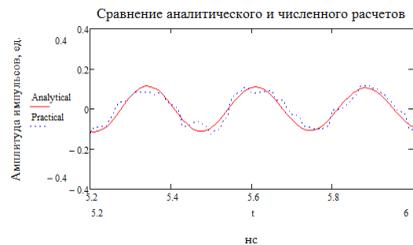


Рис. 3

ный анализ данных процессов затруднен в связи со сложностью численного расчета. Для оценки точности вычислений был проведен аналитический расчет интеграла (1) для сигнала, аппроксимированного ступенчатой функцией. Результаты аналитического и численного расчетов оказываются весьма близкими (см. рис. 3).

Таким образом, предложенная модель может быть использована для определения характеристик СШП ЭМИ при значительных возмущениях ионосферы Земли.

[1] Keskinen M.J., Fedder J.A. //NRL Memorandum report. 1988. 25 p.

## РАССЕЯНИЕ ВОЛНЫ, ФОРМИРУЮЩЕЙ ГЕЛИКОННЫЙ РАЗРЯД, НА ЭЛЕКТРОНАХ, УЛетаЮЩИХ ИЗ ОБЛАСТИ РАЗРЯДА

О.М. Остафийчук, Г.А. Марков

*Нижегородский госуниверситет*

В результате экспериментального исследования плазменно-волнового разряда в сильных магнитных полях ( $B_0 > 700$  Гс) при малых давлениях ( $l_E > L$  где  $l_E$  – длина свободного пробега электронов, а  $L$  – длина разрядного баллона) был обнаружен эффект уширения в красную сторону спектральной линии поля волны накачки в плазме, а также значительный рост потоков частиц на торцевые стенки разрядного баллона. Такой разряд оказался интересен тем, что он оторван от боковых стенок разрядной камеры и контактирует только с торцевыми стенками [1].

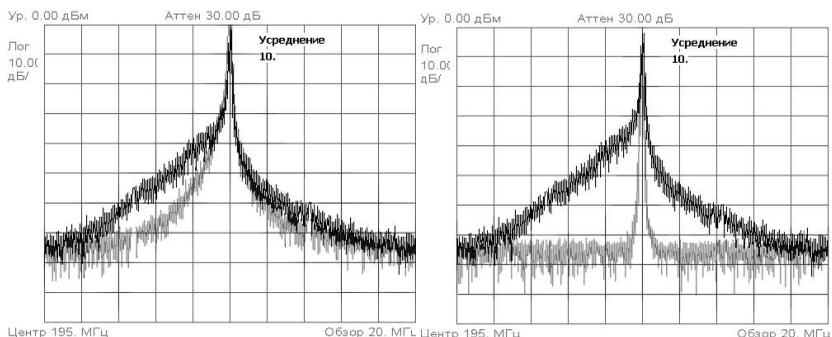


Рис. 1

Рис. 2

На рис. 1 и 2 приведены спектры рассеянной волны при различных магнитных полях и давлениях. Основание пика, соответствующего волне накачки, на частоте 195 МГц заметно уширено в красную сторону. Величина уширения составляет около 4–6 МГц на уровне  $-40 \pm 60$  дБ при больших магнитных полях и малых давлениях (кривые тёмного цвета). При уменьшении магнитного поля в колбе до 400 Гс (рис. 1, светлая кривая) спектр несколько обужается и становится практически симметричным. При увеличении давления в колбе спектр сигнала становится значительно более узким, а уширение принимало симметричную форму (светлая кривая на рис. 2).

В ходе экспериментов установлено, что с увеличением продольного магнитного поля интенсивность шумов в НЧ спектре рассеянного сигнала резко падает. Не

было обнаружено и каких-либо выделенных максимумов в НЧ спектре. Эти факты позволяют утверждать, что уширение ВЧ спектра не связано с распадными явлениями. В то же время, зондовые измерения показали, что потоки частиц, уходящих на торцы, возрастают с увеличением магнитного поля, и существует возможность рассеяния волны на улетающих из разряда частицах. Из стационарности разряда следует равенство потоков электронов и ионов, но так как сечение рассеяния у электронов много больше, чем у ионов, то на деформацию ВЧ спектра определяющее влияние оказывает поток электронов на торцы разрядной камеры. Очевидно, что эти электроны обладают неким распределением скоростей, что легко объясняет не пичкообразное, а довольно плавное уширение спектра. Оценка в приближении некогерентного рассеяния на свободных частицах даёт существенно меньшую мощность рассеянной волны, чем та, которая наблюдалась в эксперименте. Этот факт указывает на когерентный характер рассеяния волны накачки на токе улетающих электронов. Оказалось, что спектр этого тока уширен в красную сторону аналогично ВЧ спектру рассеянного сигнала, а значит, из-за самосогласованного взаимодействия ток улетающих из разряда электронов в стационарных условиях определяется суммарным ВЧ полем (подводимым и рассеянным).

Таким образом, рассеяние волны на убегающих электронах может привести к существенному уширению спектра поля волны в красную сторону. Подобный эффект может иметь место в формировании спектра искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) [2, 3] при воздействии мощным радиоизлучением нагревных стенов типа «Сура» на  $F_2$ -область ионосферы. Например, одним из возможных механизмов формирования компонент широкополосного излучения Broad Continuum ИРИ [3] в области отрицательных отстроек от частоты волны накачки может быть рассеяние её на потоке надтепловых электронов, вылетающих из области искусственной турбулентности ионосферы в магнитосферу вдоль силовых линий магнитного поля. По уширению спектра можно оценить энергию и количество убегающих электронов, используя соотношение  $\Delta\omega = kv_{Te}$  и величину рассеянного сигнала. В нашем лабораторном эксперименте  $\Delta f \approx 6$  МГц – сдвиг частоты рассеянной волны относительно частоты накачки,  $k$  – волновое число (длина волны  $\lambda = 20$  см). В этом случае приближенная оценка скорости электронов даёт величину порядка  $1,2 \cdot 10^8$  см/с. С такой скоростью из разряда за секунду улетаёт количество электронов, равное  $N_1$ . Величина  $N_1$  на порядок меньше  $N_2$  – количества электронов, улетающих со скоростью  $10^7$  см/с, и на два порядка меньше  $N_0$  – количества электронов, имеющих нулевые продольные скорости. Таким образом, по спектральным характеристикам рассеянного сигнала можно определить функции распределения выбрасываемых из облучаемой области электронов по скоростям.

[1] Марков Г.А., Белов А.С. //УФН. 2010. Т.180, №7. С. 735.

[2] Гуревич А.В. //УФН. 2007. Т. 177, №11. С. 1145.

[3] Thide В., Kopka В., Stubbe Н. //Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1561.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КЕРАМИКИ Тm:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

А.П. Зиновьев<sup>1,2)</sup>, О.Л. Антипов<sup>1,2)</sup>, Р. Монкорже<sup>3)</sup>

<sup>1</sup> *Нижегородский госуниверситет*

<sup>2</sup> *Институт прикладной физики РАН*

<sup>3</sup> *Университет города Кан, Франция*

Двухмикронный диапазон длин волн (1,9–2,1 мкм) в последние годы становится востребованным для промышленных технологий (обработка пластиков), медицины (хирургии, урологии, офтальмологии и т.д.), дистанционного зондирования атмосферы и экологического мониторинга [1–3].

В настоящее время в этом диапазоне длин волн в качестве источников излучения используют лазеры на основе кристаллов или кварцевых оптических волокон, активированных ионами Ho<sup>3+</sup> или/и Tm<sup>3+</sup> [1, 4, 5]. Достоинством твердотельных и волоконных гольмиевых лазеров является наличие длинноволновой генерации (на длине волны ~2,1 мкм), однако для их эффективной накачки необходимо использовать излучение на длине волны ~1,9 мкм, что требует применения специальных дополнительных лазерных генераторов и в конечном итоге приводит к снижению эффективности всей системы.

В последние годы появились сообщения о лазерной генерации в кристаллах, активированных ионами Tm<sup>3+</sup>: Tm:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Tm:Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, в которых при диодной накачке на ~800 нм удаётся получить мощную и эффективную генерацию на длинах волн 2067 нм и 2116 нм соответственно [1]. К сожалению, из-за высокой температуры плавления (~2450 °С) изготовление этих материалов затруднено и в настоящее время освоено только в одной лаборатории мира (в Институте лазерной физики Гамбургского университета, Германия) [1]. Альтернативным методом изготовления активных элементов на основе полуторных оксидов является спекание керамики.

Настоящая работа посвящена исследованию оптических и спектроскопических свойств новой лазерной керамики Tm:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, впервые изготовленной по заказу авторов компанией Konoshima Chemicals Co. (Япония).

С помощью спектрофотометра «Perkin-Elmer Lambda 9» исследовался спектр поглощения керамики Tm:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в диапазоне длин волн от 500 нм до 2500 нм с шагом 0,2 нм. Измеренный при комнатной температуре спектр показывает наличие линий поглощения из основного состояния <sup>3</sup>H<sub>6</sub> (рис., а).

В диапазоне накачки (от 700 нм до 900 нм) проводились дополнительные измерения с шагом 0,1 нм (рис., б). С использованием результатов измерений рассчитано сечение поглощения: в пике на 796 нм оно составило  $\sigma_{\text{abs}} \approx 3,8 \times 10^{-21}$  см<sup>2</sup>, а в максимуме другой линии на 811 нм –  $\sigma_{\text{abs}} \approx 3,2 \times 10^{-21}$  см<sup>2</sup>. Сравнение измеренного спектра поглощения керамики с опубликованными данными по кристаллам Tm:Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> показывает их значительное сходство как по положению спектральных максимумов и их ширине, так и по величине сечения поглощения (рис., б: кривая 1 – измеренные данные, кривая 2 – из литературы [1]).

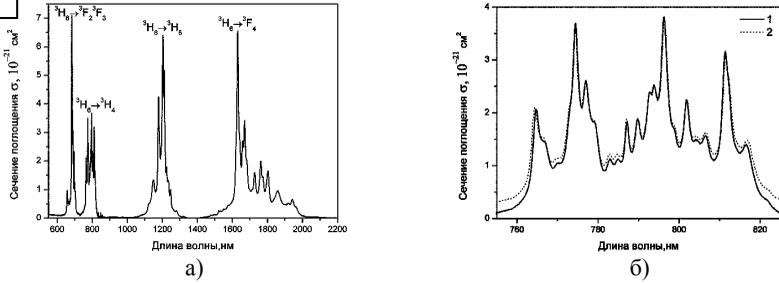


Рис.

Также исследовалась кинетика изменения показателя преломления в керамике  $\text{Tm}:\text{Lu}_2\text{O}_3$  после интенсивного короткого (10–15 нс) импульса накачки на длине волны 792 и 808 нм с помощью поляризационного интерферометра Жамена-Лебедева. Была выявлена сложная динамика возбуждения активных центров, указывающая на необходимость учёта кросс-релаксационных процессов в теоретическом описании Tm-содержащих сред.

Проведённые исследования характеристик керамики  $\text{Tm}:\text{Lu}_2\text{O}_3$  выявили малое отличие от спектральных и оптических характеристик монокристалла, что в купе с более простым и дешёвым технологическим процессом изготовления больших по размеру образцов, указывают на хорошие перспективы для получения мощной и эффективной лазерной генерации в двухмикронном диапазоне длин волн с помощью этой активной среды.

- [1] Scholle K., Lamrini S., Koopmann P., Fuhrberg P. // В кн.: *Frontiers in Guided Wave Optics and Optoelectronics* /Ed. by Bishnu Pal. – Croatia: InTech, 2010. P.674.
- [2] Грачев С. Гольмиевый лазер в медицине. – М.: Триада-Х, 2003, 240 с.
- [3] Henderson S.W., Hale C.P., Magee J.R., Kavaya M.J., Huffaker A.V. // *Opt. Lett.* 1991. V.16. P.773.
- [4] Walsh B.M. // *Laser Physics.* 2009. V.19. P.855.
- [5] Moulton P.F., Rines G.A., Slobodtchikov E.V., Wall K.F., Frith G., Samson B, Carter A.L.G. // *IEEE J. of Selected Top. in Quant. Electr.* 2009. V.15. P.85.