

«Ресурстарды тиімді пайдалану және қоршаған ортаны қорғау –
тау-кен металлургиялық кешенді дамытудың түйінді мәселелері» атты
IX Халықаралық конференциясының
және

«Материалтануға және наноматериалға арналған
болашақты технологиялар, жабдықтар, талдамалық жүйелер»
атты XII Халықаралық ғылыми конференциясының

МАТЕРИАЛДАРЫ

20-23 мамыр

МАТЕРИАЛЫ

IX Международной конференции

«Эффективное использование ресурсов и охрана окружающей среды –
ключевые вопросы развития горно-металлургического комплекса»

и

XII Международной научной конференции

«Перспективные технологии, оборудование и аналитические системы
для материаловедения и наноматериалов»

20-23 мая

MATERIALS

of IX International conference

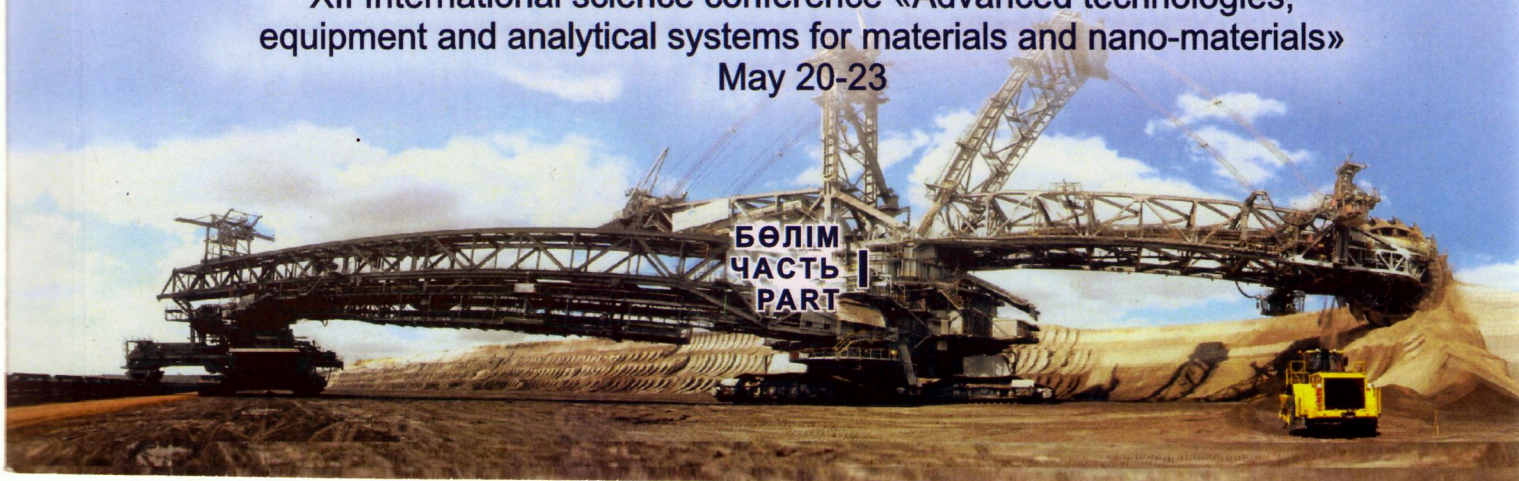
"Efficient use of resources and environmental protection - key issues
of mining and metallurgical complex development"

and

XII International science conference «Advanced technologies,
equipment and analytical systems for materials and nano-materials»

May 20-23

БӨЛІМ
ЧАСТЬ I
PART



THE IMPACT OF HIGH-ENERGY RADIATION ON GRAPHENE AND MULTILAYER GRAPHENE 386

Tagirov M.O., Bulatov M.F.

SOURCES OF INTERNAL STRESS FIELDS AND MICROCRACKS NUCLEATION IN DEFORMED 30CRMNSI STEEL SURFACE LAYERS 392

Uazyrkhanova G.K., Skakov M.K., Uazyrkhanova Zh.K., Bayatanova L.B.

THE INNOVATIVE TECHNOLOGIES ON THE DEVELOPING NATURAL NANOMATERIAL FROM THE DEPOSITS OF AKTOBE REGION 399

Shunkeyev K. Sh., Zhanturina N.N., Barmina A.A., Sergeyev D.M., Sagimbayeva Sh. Zh., Shunkeyev S.K., Myasnikova L.N., Aimaganbetova Z.K., Temirbayeva A.A.

PREPARATION OF POLYACRYLONITRILE-BASED NANOCOMPOSITES BY IR PYROLYSIS METHOD 406

Yusupov K., Khovaylo, Muratov D., Kozhitov V.L., Vasiliev A., Prydun V.

MATHEMATICAL MODELING OF PRODUCTION PROCESSES OF NEW ADVANCED MATERIALS 411

2 МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛУЧЕНИЯ НОВЫХ ПЕРСПЕКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ

MODEL DEVELOPMENT OF MIXING CHAMBER IN ETHYLBENZENE PRODUCTION 413

Bekker A.V., Ivashkina E.N., Khlebnikova E.S.

THE USE OF LOW-FREQUENCY SOUNDS TO LOWER THE POUR POINT OF PETROLEUM OILS 420

Blinayeva Ye., Blinayeva N., Tolubayeva K., Yakovlev V.

NONLINEAR OPTICAL PHENOMENA IN A TRANSITION LAYER OF A METAMATERIAL 428

Gabitov I.R., Davletov A.E., Kudyshev Zh.A., Kisan A., Momynov S.

IMPOSING THE LOCATION IN THE ARRAY IS THE MOST CRITICAL SLIP SURFACE OF THE SLOPE A ROUND CYLINDRICAL FORM 432

Ipalakov T.T., Apshikur B.

THE ALGORITHM FOR DETERMINING THE ORBITS OF A GRAPH AND CLUSTER ANALYSIS OF OBJECTS ACCORDING TO THE LINK TYPE 440

Latkina L.P., Latkin V.I.

COMPUTER SIMULATION OF NANOOBJECTS ON THE METAL BASE IN ORDER TO PREDICT THEIR PROPERTIES 448

Starostenkov M.D., Popova G.V., Denissova N.F., Demina I.A.

NELINEYNYE OPTICHESKIE YAVLENIYA V PEREKHODNOM SLOE
METAMATERIALA
[NONLINEAR OPTICAL PHENOMENA IN A TRANSITION LAYER OF
A METAMATERIAL]

(Gabitov I.R.¹, Davletov A.E.², Kudyshev Zh.A.², Kisan A.², Momynov S.²)

¹University of Arizona, USA

²Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan

Abstract

Purpose – the main purpose is to study the second harmonic generation in a transition layer between the negative and positive refraction index materials.

Methodology – the set of Maxwell equations is numerically solved by means of the finite difference time domain (FDTD) method.

Originality/value – the second harmonic generation is, for the first time, investigated near the point of zero refraction index.

Findings – the effectiveness of the second harmonic generation is strongly dependent on the angle of incidence and the width of the transition layer. The maximum of the effectiveness of the second harmonic generation is achieved at certain incidence angles to demonstrate that non-collinear geometry is preferable for a construction of an appropriate generator.

Keywords – Metamaterial, transition layer, second harmonic generation.

Введение

В настоящее время особенный фундаментальный интерес представляют так называемые переходные метаматериалы, в которых диэлектрическая ϵ и магнитная проницаемости μ постепенно меняются вдоль образца от положительных до отрицательных значений. При этом, очевидно, аналогичное поведение наблюдается и для коэффициента преломления. Изучение распространения света в подобных структурах может оказаться важным с точки зрения приложений, так как становится возможным сильное усиление электрического поля при неколлинеарном падении на границу вблизи точки, в которой коэффициент преломления близок к нулю [1-5]. Это явление открывает новые возможности для наращивания эффективности нелинейных волновых взаимодействий, таких как генерация второй гармоники, генерация волн суммарной и разностной частот, другие параметрические взаимодействия, даже при малых интенсивностях падающих волн.

Физика явления резонансного усиления поля в переходных метаматериалах может быть описана следующим образом. Для падающих поперечных магнитных волн (так называемые TM-волны) тонкий слой, вблизи которого показатель преломления близок к нулю, может быть рассмотрен как очень тонкий конденсатор, способный накапливать значительную энергию электрического поля, которая ограничена на практике диссипативными явлениями и дисперсией волн. При этом особо следует подчеркнуть, что накопление энергии возможно только при касательном падении света на слой с нулевым показателем преломления, так как в этом случае электрическое поле волны имеет компоненту, совпадающую с направлением преимущественного распространения волны. В силу того, что вектор электрического смещения должен оставаться непрерывным электрическое поле должно неограниченно возрастать, так как диэлектрическая проницаемость стремится к нулю. Это и приводит к возможности сильного увеличения напряженности электрического поля и проявлению нелинейных эффектов даже при слабых интенсивностях падающих волн.

До настоящего времени все исследования распространения электромагнитных волн в метаматериалах ограничивались только изучением линейных эффектов. Однако сильное локальное увеличение электрических полей вблизи «нулевой» точки (в которой показатель преломления близок к нулю) должно привести к осуществлению совершенно нового режима нелинейного взаимодействия волн при слабых интенсивностях изначально падающих волн. В обычных материалах нелинейная восприимчивость и линейные дисперсионные характеристики в значительной степени фиксированы и не могут меняться вдоль образца. С другой стороны, в метаматериалах электродинамические

характеристики могут изменяться независимо и контролироваться процессом изготовления [6-10] так, что нелинейный отклик материала можно даже увеличить, а линейные оптические свойства существенным образом варьировать вдоль образца, тем самым меняя показатель преломления от положительных до отрицательных значений.

Основная часть исследования

Генерация второй гармоники в переходном слое метаматериала

Изучим резонансное усиление поля в переходных метаматериалах с квадратичной нелинейностью, которое способно привести к созданию очень компактных генераторов второй гармоники при слабых интенсивностях падающих волн. На рисунке 1(а) схематически показано касательное падение электромагнитной волны на переходный слой метаматериала. На частоте фундаментальной волны ω_1 реальная часть линейного коэффициента преломления $n(\omega_1, x) = \varepsilon_1(\omega_1, x)\mu_1(\omega_1, x)$ постепенно меняется от положительного до отрицательного значения, как показано на рисунке 1(б), в то время как мнимая часть возрастает с координатой, как показано на рисунке 1(с). Для волны второй гармоники $\omega_2 = 2\omega_1$ считается, что знак реальной части коэффициента преломления остается положительным вдоль всего образца. Вдоль оси Y переходный слой считается однородным. Отметим, что отрицательность показателя преломления обычно достигается использованием плазмонного резонанса в металлических наноструктурах, а значит распространение волн должно сопровождаться значительными потерями энергии. Поэтому мы считаем, что потери энергии на фундаментальной частоте существенно выше, чем на частоте волны второй гармоники, как показано на рисунке 1(с). Нелинейная компонента коэффициента преломления предполагается пространственно однородной и определяется нелинейной восприимчивостью второго порядка $\chi^{(2)}$.

В дальнейшем считается, что волна накачки и генерируемая ей волна второй гармоники представляют собой ТМ-поляризованные волны со следующими компонентами: $\vec{H}^{(j)} = \{0, 0, H_x^{(j)}\}$ и $\vec{E}^{(j)} = \{E_x^{(j)}, E_y^{(j)}, 0\}$, где индексы $j = 1, 2$ соответствуют фундаментальной волне и второй гармонике соответственно. В этом случае система волновых уравнений, описывающих данный процесс, принимает вид:

$$\varepsilon_1(x) \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{\varepsilon_1(x)} \frac{dH_z^{(1)}}{dx} \right] + \frac{d^2 H_z^{(1)}}{dy^2} + \frac{\omega_1^2}{c^2} \varepsilon_1(x) \mu_1(x) H_z^{(1)} = 4\pi \frac{i\omega_1}{c} \left[\varepsilon_1(x) \frac{d}{dx} \left(\frac{P_y^{(1)}}{\varepsilon_1(x)} \right) - \frac{dP_x^{(1)}}{dy} \right], \quad (1)$$

$$\frac{d^2 H_z^{(2)}}{dx^2} + \frac{d^2 H_z^{(2)}}{dy^2} + \frac{\omega_2^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_2 H_z^{(2)} = 4\pi \frac{i\omega_2}{c} \left[\frac{dP_y^{(2)}}{dx} - \frac{dP_x^{(2)}}{dy} \right]. \quad (2)$$

Здесь $\vec{P}^{(j)}$ – нелинейная поляризация фундаментального поля $\vec{P}^{(1)} = \chi^{(2)}(\vec{E}^{(1)})^* и поля волны второй гармоники $\vec{P}^{(2)} = \chi^{(2)}(\vec{E}^{(1)})^2$, c – скорость света в вакууме.$

В дальнейшем положим, что диэлектрическая проницаемость ε_2 и магнитная проницаемость μ_2 для волны второй гармоники остаются постоянными вдоль всего переходного слоя, то есть $d\varepsilon_2/dx = d\mu_2/dx = 0$. Для детального анализа процесса генерации второй гармоники внутри нелинейного переходного слоя, система уравнений Максвелла (1) и (2) была промоделирована численно с использованием метода FDTD – finite difference time domain. В качестве граничных условий использовалось приближение неаксиального, идеально подходящего слоя (uniaxial perfectly matched layer – UPML), имеющих вид:

$$\nabla \times \vec{E}^{(j)} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}^{(j)}}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{H}^{(j)} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}^{(j)}}{\partial t}. \quad (3)$$

Здесь вектор электрического смещения и напряженность электрического поля связаны соотношением $\vec{D}^{(1)} = \varepsilon(\omega_1, x)\vec{E}^{(1)} + \chi^{(2)}\vec{E}^{(1)}\vec{E}^{(2)}$ и $\vec{D}^{(2)} = \varepsilon(\omega_2, x)\vec{E}^{(2)} + \chi^{(2)}(\vec{E}^{(1)})^2$, в то время как

соотношение между магнитной индукцией и напряженностью магнитного поля имеет вид $\vec{B}^{(j)} = \mu(\omega_j, x)\vec{H}^{(j)}$.

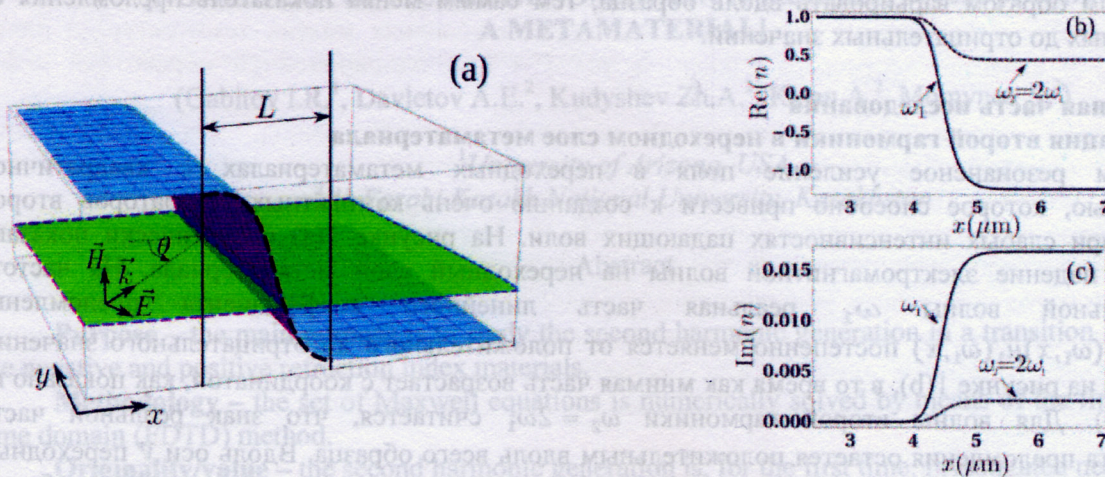


Рисунок 1 – (а) Схема падения ТМ-поляризованной волны внутри переходного слоя толщиной L ; (б) Пространственное распределение реальной части коэффициента преломления $n_j(x) = \sqrt{\epsilon_j(x)\mu_j(x)}$ на фундаментальной частоте (сплошная линия) и частоте волны второй гармоники (штриховая линия); (с) Пространственное распределение мнимой части коэффициента преломления на фундаментальной частоте (сплошная линия) и частоте волны второй гармоники (штриховая линия).

Выше было использовано предположение, что диэлектрическая и магнитная проницаемости переходного слоя определяются функциональной зависимостью $f(\omega, x) = 1 - \omega_0^2(x)/(\omega^2 + i\omega\Gamma)$, где $\omega_0(x) = 0.75\omega_1(1 + \tanh(a - bx))$, a, b – некоторые постоянные, а потери энергии в переходном слое определяются параметром $\Gamma = \omega/\delta$, который в дальнейшем предполагается равным 200. Подобный выбор функциональной зависимости приводит к постепенному изменению электрической и магнитной проницаемостей вдоль всего образца, как показано на рисунках 1(б) и (с). Также для простоты будем считать, что нелинейная восприимчивость $\chi^{(2)}$ предполагается однородной вдоль образца и равной $\chi^{(2)} = 5 \times 10^{-10}$ м/В, что соответствует случаю хромофорного полимерного композита. Тем не менее отметим, что в общем случае нелинейная восприимчивость должна быть анизотропной и описываться соответствующим тензором.

Можно ожидать, что для линейной системы усиление поля сильно зависит от угла падения фундаментальной волны. На рисунке 2(а) показан результат моделирования для коэффициента усиления поля, обезразмеренного на величину поля фундаментальной волны $E_0^{(1)} = 1.5 \times 10^6$ В/м, как функции угла падения θ при различных размерах переходного слоя L . Падающая фундаментальная волна считается ТМ-поляризованной с длиной волны $\lambda_0 = 1$ мкм. Рисунок 2(а) показывает, что абсолютная величина усиления фундаментальной волны достигает максимума при величине угла $\theta \approx 30^\circ$ и в дальнейшем уменьшается. Обнаружено, что при увеличении толщины переходного слоя L абсолютная величина усиления фундаментальной волны уменьшается, а соответствующий максимум сдвигается в сторону меньших углов. На рисунке 2(б) показана зависимость x -компоненты генерируемой волны второй гармоники вблизи «нулевой» точки от угла падения θ . Таким образом можно заключить, что зависимость $E_x^{(2)}$ от θ и L получается из соответствующего поведения фундаментальной волны. Это значит, что напряженность электрического поля $E_x^{(2)}$ волны второй гармоники обратно пропорциональна толщине переходного слоя L . Отметим, что когда размер переходного слоя становится достаточно малым по сравнению с длиной волны и сравнимой с характерными размерами структур метаматериала, то становится необходимым учет нелокальных эффектов вблизи «нулевой» точки.

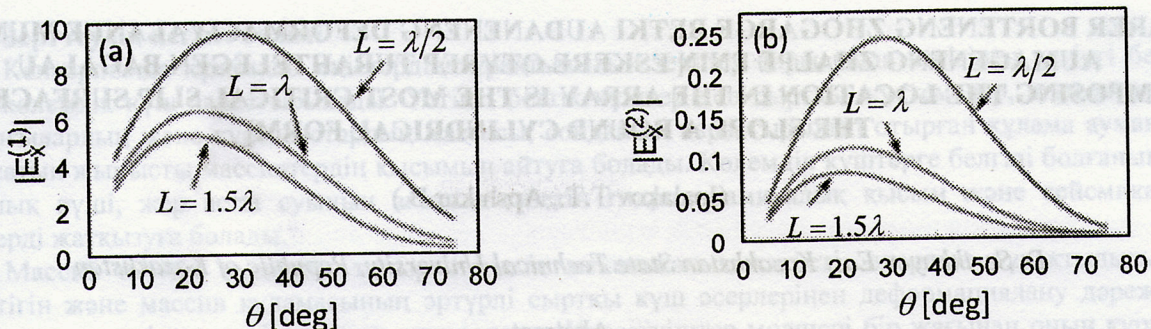


Рисунок 3 – (а) Абсолютная величина усиленного поля фундаментальной волны $E_x^{(1)}$ вблизи «нулевой» точки как функция угла падения θ и толщины переходного слоя L ; (б) Абсолютная величина электрического поля волны второй гармоники $E_x^{(2)}$ вблизи «нулевой» точки как функция угла падения θ и толщины переходного слоя L .

Выводы

В данной работе исследовался процесс генерации второй гармоники в метаматериалах, коэффициент преломления которых меняется от отрицательных до положительных значений. Показано, что вблизи точки с нулевым показателем преломления резко возрастает величина поля фундаментальной волны накачки, что приводит к появлению нелинейных эффектов даже для слабых интенсивностей падающих на образец волн.

Изучена зависимость интенсивности поля волны второй гармоники от угла падения на образец и толщины переходного слоя в метаматериале. Наличие максимума на кривой зависимости от угла падения свидетельствует о том, что наиболее эффективная генерация второй гармоники достигается при неколлинеарном взаимодействии волн. При этом, очевидно, с увеличением толщины переходного слоя соответствующие интенсивности уменьшаются вследствие потерь энергии, поэтому чем тоньше слой, тем лучше будет построенный генератор. С практической точки зрения, однако, создание очень тонких метаматериальных слоев с высоким градиентом оптических свойств является нетривиальной технической задачей. Кроме этого, при достижении длиной волны характерных размеров структур в метаматериале, необходим учет нелокальных эффектов. В связи с этим следует отметить, что существует некоторая оптимальная толщина переходного слоя, при которой эффективное преобразование энергии во вторую гармонику позволит сконструировать соответствующий генератор.

Список литературы

- 1 Dalarsson M. and Tassin P. Analytical solution for wave propagation through a graded index interface between a right-handed and a left-handed material// *Opt. Express* – 2009. – Vol. 17. – P. 6747-6752.
- 2 Mozjerin I., Gibson E. A., Furlani E. P., Gabitov I. R., Litchinitser N. M. Electromagnetic enhancement in lossy optical transition metamaterials// *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35. – P. 3240-3242.
- 3 Gibson E. A., Pennybacker M., Maimistov A. I., Gabitov I. R., and Litchinitser N. M. Resonant absorption in transition metamaterials: parametric study// *J. Opt.* – 2011. – Vol. 13. – P. 024013.
- 4 Gibson E. A., Gabitov I. R., Maimistov A. I., and Litchinitser N. M. Transition metamaterials with spatially separated zeros// *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36. – P. 3624-3626.
- 5 Alali F. and Litchinitser N. M. Gaussian Beams in Near-Zero Transition Metamaterials// *Opt. Commun.* – 2013. – Vol. 291. – P. 179-183.
- 6 Ciraci C., Centeno E. Focusing of Second-Harmonic Signals with Nonlinear Metamaterial Lenses: A Biphotonic Microscopy Approach// *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – Vol. 103. – No. 6. – P. 063901
- 7 Zheludev N.I. and Kivshar Y.S. From metamaterials to metadevices// *Nature Materials* – 2012. – Vol. 11. – P. 917-924.
- 8 Shadrivov I. V., Kozyrev A. B., van der Weide D. W., and Kivshar Y. S. Nonlinear magnetic metamaterials// *Opt. Express* – 2008. – Vol. 16. – P. 20266-20271.
- 9 Poutrina E., Huang D., and Smith D. R. Analysis of nonlinear electromagnetic metamaterials// *N. J. Phys.* – 2010. – Vol. 12. – P. 093010.
- 10 Poutrina E., Huang D., Urzhumov Y., and Smith D. R. Nonlinear oscillator metamaterial model: numerical and experimental verification// *Opt. Express* – 2011. – Vol. 19. – P. 8312-8319.