ПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГРАФЕНОВЫХ ПЛЕНКАХ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

К. Г. Батраков^{1*}, О. Г. Поддубская^{1,2}, Н. И. Волынец¹, С. П. Воронович¹,
П. П. Кузир^{1,3,4}, С. А. Максименко^{1,3,4}, Т. Kaplas⁵, Yu. Svirko⁵

УДК 539.216.2;621.372.852.4

¹ НИИ ядерных проблем Белорусского государственного университета,
220030, Минск, ул. Бобруйская, 11, Беларусь; e-mail: kgbatrakov@gmail.com

² Центр физических наук и технологий, Вильнюс, Литва

³ Томский государственный университет, Томск, Россия

⁴ Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань, Россия

⁵ Университет восточной Финляндии, Йоэнсуу, Финляндия

(Поступила 12 ноября 2015)

Рассмотрено взаимодействие микроволнового излучения K_a -диапазона со сверхтонкими графеновыми пленками. Несмотря на то что толщина таких пленок в тысячи раз меньше толщины скин-слоя, они способны поглощать значительную часть падающего излучения. Продемонстрированы возможности регулирования величины поглощения и отражения падающей на графен волны. В частности, путем подбора параметров подложки и угла падения можно увеличить поглощение в графене до $>50\%$, а выбором углов падения добиться ситуации, при которой ТЕ-волна отражается, а ТМ-волна проходит, что может быть использовано при создании сверхтонких (до атомарной толщины) поглотителей и поляризаторов.

Ключевые слова: графен, тонкая пленка, электромагнитный отклик, поглотитель, поляризатор.

The interaction of the K_a range microwave radiation with ultrathin graphene films is studied. It is shown that, although the thickness of such films is significantly thinner than the skin depth, they absorb the considerable part of the incident electromagnetic radiation. Possibilities of controlling the absorption and reflection of incident waves are demonstrated. Particularly, adjusting the substrate parameters and the angle of incidence of the wave allows to increase absorption by more than 50%. At a given angle the p-polarized wave can pass through the graphene sample, whereas the s-polarized wave is reflected. These results can be applied in developing ultrathin absorbers and polarizers on the base of graphene.

Keywords: graphene, thin films, electromagnetic response, absorber, polarizer.

Введение. Интуитивное представление о прохождении излучения через плоскопараллельную металлическую пластинку толщиной намного меньше толщины скин-слоя заключается в том, что почти все излучение проходит сквозь такую пластинку без потерь. Однако такое утверждение неверно. Оказывается, тонкие металлические пластинки могут поглощать до 50 % и отражать до 25 % мощности падающей волны. Толчком к новому пониманию распространения электромагнитного излучения через такие плоскопараллельные пластинки стали работы [1—3], где замечено, что дорогие выводящие излучение окна мощных микроволновых устройств неожиданно разрушаются при интен-

ELECTROMAGNETIC WAVE ABSORPTION BY ULTRA-THIN GRAPHENE FILMS: THEORY AND EXPERIMENT

K. G. Batrakov^{1*}, A. G. Paddubskaya^{1,2}, N. I. Valynets¹, S. P. Voronovich-Solonevich¹, P. P. Kuzhir^{1,3,4},
S. A. Maksimenko^{1,3,4}, T. Kaplas⁵, and Yu. Svirko⁵ (¹ Research Institute for Nuclear Problems, Belarusian State University, 11 Bobruiskaya Str., Minsk, 220030, Belarus; e-mail: kgbatrakov@gmail.com; ² Center for Physical Sciences and Technology, Vilnius, Lithuania; ³ Tomsk State University, Tomsk, Russia; ⁴ Ryazan State Radio Engineering University, Ryazan, Russia; ⁵ University of Eastern Finland, Joensuu, Finland)

сивностях, которые по расчетам должны быть оптимальными для работы. При этом исходное и наиболее рациональное предположение о влиянии (на что?) примесей в алмазе, являющихся центрами повышенного выделения тепла, не подтвердилось, т. е. используемые алмазные окна оказались достаточно чистыми. После полного анализа выдвинуто предположение о влиянии (на что?) тонких металлических слоев, которые оседают в процессе работы подобных устройств. В [4, 5] подробно изучено прохождение электромагнитной волны через сверхтонкие металлические пленки. Такие сверхтонкие металлические пленки на поверхности окон являются эффективными поглотителями электромагнитного излучения и выделенное за счет поглощенной энергии тепло приводит к разрушению алмазных окон. Новый толчок исследованию эффектов поглощения в сверхтонких пленках придало бурное развитие графеноподобных материалов. Так, в [6, 7] впервые на примере тонких пленок пирокарбона экспериментально и теоретически продемонстрировано большое поглощение электромагнитного излучения. Еще более поразительным оказалось большое поглощение падающей электромагнитной волны атомарно тонкими слоями графена [8, 9]. В частности, в работах [6, 8, 10] показано, что при нанесении графеновых пленок на подложку поглощение в пленке может увеличиться по сравнению со случаем “свободного” графена.

В данной работе предлагаются способы дополнительного увеличения поглощения падающего электромагнитного излучения в графене за счет подбора оптимальной толщины подложки и оптимального угла падения волны.

Основные выражения, описывающие прохождение излучения через сверхтонкие металлические пленки, и следующие из них свойства. Особенности прохождения и поглощения в тонких металлических пленках. Рассмотрим задачу прохождения плоской электромагнитной волны через плоскопараллельную пластинку. Коэффициенты отражения R (отношение интенсивности отраженной от пластинки волны к интенсивности падающей) и прохождения T (отношение интенсивности прошедшей через пластинку волны к интенсивности падающей) получаются при решении граничной задачи путем приравнивания тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на двух границах пластинки [11]:

$$R = \left| \left[1 - \alpha^2 \right] \frac{\exp(-ik_z l_1) - \exp(ik_z l_1)}{(1 + \alpha)^2 \exp(-ik_z l_1) - (1 - \alpha)^2 \exp(ik_z l_1)} \right|^2, \quad (1)$$

$$T = \left| \frac{4\alpha}{(1 + \alpha)^2 \exp(-ik_z l_1) - (1 - \alpha)^2 \exp(ik_z l_1)} \right|^2, \quad (2)$$

где $\alpha = k_z/(\epsilon k_{0z})$ для TM -волны и $\alpha = k_z/k_{0z}$ для TE -волны; $k_z = k(\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2}$; $k_{0z} = (1 - \sin^2\theta)^{1/2}$; $k = \omega/c$; ω — частота электромагнитного излучения; θ — угол падения; ϵ и l_1 — диэлектрическая проницаемость и толщина пластинки. Для рассматриваемых сверхтонких пластинок толщиной намного меньше толщины скин-слоя набег фазы на толщине пластинки очень мал. В этом случае выражения (1) и (2) можно упростить, раскладывая их по малому параметру $k_z l_1 \ll 1$. В результате такого разложения для случая $\epsilon' \ll \epsilon'' = 4\pi\sigma/\omega$ получаются очень простые выражения, описывающие отражение, прохождение и поглощение в тонких пленках:

$$T = |1/(1 + l_1/l_\sigma)|^2, \quad R = |1/(1 + l_\sigma/l_1)|^2, \quad A = 1 - T - R = (2l_1/l_\sigma)/(1 + l_1/l_\sigma)^2, \quad (3)$$

где $l_\sigma = 2c\epsilon_0/(\sigma \cos\theta)$ для TM -волны и $l_\sigma = (2c\epsilon_0 \cos\theta)/\sigma$ для TE -волны. Выражения (3) для случая нормального падения ($\theta = 0$) приведены в [5].

Из анализа выражений (3) следует, что с ростом толщины пластинки l_1 коэффициент прохождения T уменьшается, а отражения R увеличивается. Такое поведение вполне ожидаемо, однако “неожиданным” является то, что коэффициент прохождения заметно меньше единицы, а отражение становится существенным уже при толщинах $l_1 \sim l_\sigma$. Величина параметра l_σ для металлов на несколько порядков меньше толщины скин-слоя. Еще более “неожиданна” большая величина поглощения в тонкой металлической пластинке. Из (3) следует, что поглощение максимально и достигает 50 % как раз при толщине $l_1 = l_\sigma$ (на прохождение и отражение при этом приходится по 25 %). Отметим еще одну особенность — разную зависимость l_σ (а значит, и всех коэффициентов T , R , A (рис. 1)) от угла падения для разных поляризаций. Так, в случае TM -поляризации $l_{\sigma TM} = 2c\epsilon_0/(\sigma \cos\theta)$ возрастает с увеличением угла падения, при этом для TE -поляризации $l_{\sigma TE} = (2c\epsilon_0 \cos\theta)/\sigma$, наоборот, уменьшается. Такое поведение объясняется тем, что в случае TE -волны электрическое поле все время остается

в плоскости пластинки, индуцируя тангенциальные токи, а “эффективная” толщина пластинки увеличивается обратно пропорционально $\cos\theta$. Соответственно, для TE -волны рассматриваемые эффекты начинают играть роль при меньшей толщине пластинки по сравнению со случаем нормального падения. В случае TM -волны важным становится такой фактор, как угол между нормалью и вектором напряженности E электромагнитного поля: при $\theta \neq 0$ тангенциальная составляющая вектора E меньше, чем при $\theta = 0$, что приводит к меньшей величине индуцированного тангенциального тока.

Рис. 1. Расчетная зависимость коэффициентов прохождения (1), отражения (2) и поглощения (3) от угла падения электромагнитного излучения для TE - (а) и TM -поляризованной волны (б), в расчетах полагалось $l_1 2\pi\sigma/c = 1$

Полученные выражения для T , R и A при соответствующей замене легко обобщаются на случай, когда процессы протекают не в свободном пространстве, а в волноводе. Так, например, легко показать, что для прямоугольного волновода выражения для T , R и A получаются при замене $\cos\theta \rightarrow [1 - (\pi n/ka)^2 - (\pi m/kb)^2]^{1/2}$ [6], где a и b — линейные размеры волновода, n и m — целые числа, соответствующие модам волновода (в случае TM -волны оба индекса должны быть ненулевыми, в случае TE -поляризации хотя бы один индекс должен быть ненулевым). Правомочность такой замены очевидна, так как моды прямоугольного волновода являются комбинацией плоских волн с углом наклона по отношению к оси волновода. Аналогично ситуации в свободном пространстве уменьшение требуемой для максимального поглощения толщины за счет наклонного падения TE -волны в волноводе происходит при приближении к частоте отсечки.

Таким образом, можно сделать вывод, что тонкие пленки могут быть использованы, с одной стороны, как концентраторы энергии в предельно малом объеме (поглощение половины падающего излучения при нанометровых толщинах), а с другой — как эффективные поляризаторы. В частности, при толщине и угле падения, удовлетворяющим неравенству

$$l_{\sigma TE} \ll l_1 \ll l_{\sigma TM}, \quad (4)$$

такая пленка отражает TE -поляризованную волну и пропускает TM -волну.

При выводе выражений (3) использованы условия на обеих границах пленки. Сама пленка характеризуется параметром объемной удельной проводимости σ . Поскольку толщины рассматриваемых пленок значительно меньше толщины скин-слоя, в формулы (3) и дальше объемная проводимость вошла вместе с толщиной пластинки в виде произведений σl_1 . Эта величина по сути является поверхностной проводимостью. В рассматриваемом пределе ($k_z l_1 \ll 1$) проще считать такую пленку бесконечно тонкой и вместо точных условий на двух границах использовать эффективные граничные условия, заключающиеся в равенстве тангенциальных компонент электрического поля с разных сторон пластинки и скачке тангенциальной магнитной компоненты, пропорциональной индуцированному в пластинке поверхностному току (а значит, поверхностной проводимости σl_1). Данный подход приводит к точно такой же формуле (3). Более того, описание с помощью поверхностных токов и поверхностной проводимости справедливо даже в случае, когда толщина пластинки меньше длины свободного пробега электрона и понятие удельной объемной проводимости вообще теряет смысл [12].

Особенности прохождения и поглощения излучения в металлических пленках на подложках. Как отмечено выше, максимальное поглощение в отдельно расположенной тонкой металлической пленке составляет 50 %. Поглощение можно увеличить, используя в связке с тонкой пленкой дополнительные элементы. Один из способов увеличения поглощения в пленке — выбор оптимальной толщины подложки. Так, в [8] показано, что для системы тонкой пленки на диэлектрической подложке выражения для коэффициента отражения и прохождения в случае TE -волны:

$$R_{TE} = \left| \frac{(1 - \alpha_{TE})(1 + B_{TE} + \alpha_{TE})e_- - (1 + \alpha_{TE})(1 + B_{TE} - \alpha_{TE})e_+}{(1 + \alpha_{TE})(1 + B_{TE} + \alpha_{TE})e_- - (1 - \alpha_{TE})(1 + B_{TE} - \alpha_{TE})e_+} \right|^2, \quad (5)$$

$$T_{TE} = |4\alpha_{TE}/[(1 + \alpha_{TE})(1 + B_{TE} + \alpha_{TE})e_- - (1 - \alpha_{TE})(1 + B_{TE} - \alpha_{TE})e_+]|^2,$$

где $\alpha_{TE} = k_z/k_{0z}$, $B_{TE} = \eta/(\epsilon_0 \cos \theta)$, $e_{\pm} = \exp(\pm i k_z l)$, l — толщина подложки, η — поверхностная проводимость, в случае тонкой пленки толщиной, превышающей электронный пробег: $\eta = \sigma l_1$, σ — проводимость, l_1 — толщина пленки.

Для случая TM -поляризованной волны выражения для коэффициентов отражения и прохождения:

$$R_{TM} = \left| \frac{(1 - \alpha_{TM})(1 + B_{TM} + \alpha_{TM})e_- - (1 + \alpha_{TM})(1 + B_{TM} - \alpha_{TM})e_+}{(1 + \alpha_{TM})(1 + B_{TM} + \alpha_{TM})e_- - (1 - \alpha_{TM})(1 + B_{TM} - \alpha_{TM})e_+} \right|^2, \quad (6)$$

$$T_{TM} = |4\alpha_{TM}/[(1 + \alpha_{TM})(1 + B_{TM} + \alpha_{TM})e_- - (1 - \alpha_{TM})(1 + B_{TM} - \alpha_{TM})e_+]|^2,$$

где $\alpha_{TM} = k_{0z}\epsilon/k_z$, $B_{TM} = (\eta \cos \theta)/(\epsilon_0 c)$.

Важно отметить, что выражения (5), (6) получены для геометрии системы, в которой подложка обращена к падающему излучению. Как теоретически и экспериментально показано в [6], именно в такой геометрии поглощение в системе может превышать 50 %. Аналогично рассмотренной выше задаче влияние тонкой пленки при наклонном падении увеличивается для TE -волны ($B_{TE} \sim 1/\cos \theta$) и уменьшается для TM -поляризованной волны ($B_{TM} \sim \cos \theta$). Анализируя соотношения (5) и (6), можно сделать вывод, что существует набор толщин, при которых поглощение в пленке принимает экстремальные значения. Эти значения соответствуют обращению в нуль производной от поглощения по толщине. Легко показать, что это условие приводит к простому равенству: $\sin(2k_z l) = 0$, что для наименьшей ненулевой толщины соответствует четвертьволновой пластинке. Причем, для того чтобы экстремум отвечал максимуму, должно выполняться следующее условие на проводимость:

$$B_i > \alpha_i - 1, \quad i = TM \text{ или } TE. \quad (7)$$

В этих условиях поглощение

$$A_i = 4\alpha_i^2 B_i / (1 + \alpha_i^2 + B_i)^2. \quad (8)$$

Таким образом, из (8) следует существование оптимального α_i :

$$\alpha_i^2 = 1 + B_i. \quad (9)$$

Тогда максимальное поглощение в пленке

$$A_{\max} = B_i / (1 + B_i). \quad (10)$$

В выражения (7), (9) и (10) в качестве параметров входят диэлектрическая проницаемость, угол падения и т. д. Эти параметры можно подобрать для TE -поляризованной волны такими, чтобы сделать поглощение >50 % (максимальное поглощение без подложки), в том числе можно приближаться к ситуации с полным поглощением (почти черная электромагнитная дыра при $B_i \gg 1$). Для графена далее используется стандартный вид проводимости, приведенный в [12]. Экспериментальные измерения выполнялись нами в волноводе, поддерживающем волну TE_{10} в K_a -диапазоне спектра. Как следует из общего вида поверхностной проводимости графена, в этом диапазоне проводимость практически действительна (мнимая часть на много порядков меньше).

Результаты и их обсуждение. Для подтверждения теоретических результатов экспериментально исследованы электромагнитные свойства многослойных (сэндвич) структур графен/полимер (полиметилметакрилат (ПММА)) на кварцевой подложке в микроволновом частотном диапазоне. Детали методики синтеза таких структур рассмотрены в [8]. Остановимся только на основных этапах. На первом этапе графен, полученный методом химического осаждения из газовой фазы (CVD) при температуре 1000 °С в атмосфере метана на медной подложке (толщина 25 мкм, частота 99.8 %), с помощью метода спин-коутинга покрывался слоем ПММА толщиной ~600 нм. Контроль толщины полимерного слоя осуществлялся профилометром VeecoDektak6M. В дальнейшем медная подложка

растворялась в хлориде железа (FeCl_3). Полученная “свободно стоящая” пленка графена, покрытая полимером, многократно промывалась дистиллированной водой и переносилась на кварцевую подложку заданной толщины (использованы подложки $7.2 \times 3.4 \times 0.53$ мм). Так, повторив слой за слоем описанную выше процедуру, получили сэндвич-структуры слоев графена, разделенных полимером. Исследованы образцы с количеством слоев графен/ПММА от 1 до 6. Дополнительно с целью контроля свойств используемого графена свободно стоящая пленка размером 10×10 мм переносилась на отдельную кварцевую подложку (радиусом 55 мм, толщиной 0.53 мм), после чего поверхностный слой ПММА растворялся в ацетоне. Контроль качества графена осуществлялся методами сканирующей микроскопии (SEMLEO 1455 Vand), спектроскопии комбинационного рассеяния, а также проводились исследования спектров поглощения в оптическом частотном диапазоне. Анализируя полученные результаты, можно сделать вывод, что исследуемые пленки представляют собой преимущественно монослойный графен.

Изучение электромагнитного отклика исследуемых образцов в диапазоне 26—37.5 ГГц проведено с использованием панорамного измерителя коэффициента стоячей волны (КСВ) и ослабления P2-408 P (VSWR and Transmission Loss Meter R2-408R, Elmika, Вильнюс, Литва), предназначенного для измерения модуля коэффициентов отражения и передачи (отношения амплитуды падающей волны к амплитуде отраженной волны (S_{11}) и отношения амплитуды падающей волны к амплитуде прошедшей волны (S_{21})), КСВ и ослабления волноводных СВЧ устройств. Согласно методике измерения, детально рассмотренной в [9, 13], образец в виде тонкой пленки на кварцевой подложке помещался в сечение (7.2×3.4 мм) волновода перпендикулярно распространению электромагнитной волны (рис. 2). С целью проверки теоретически полученных зависимостей о влиянии толщины подложки на электромагнитный отклик исследуемых образцов для изменения результирующей толщины подложки использована дополнительная плоскопараллельная пластинка толщиной 0.7, 0.9, 1.0, 1.2 или 1.5 мм, изготовленная из эпоксидной смолы (EPIKOTETM Resin 828), которая помещалась в волновод со стороны кварцевой пластинки (рис. 2).

Рис. 2. Схематическое изображение методики проведения измерений в микроволновом частотном диапазоне и экспериментальных сэндвич-образцов графен/ПММА; электромагнитное излучение распространяется вдоль оси z

Выбор такого способа имитации разной толщины подложки обусловлен несколькими причинами. Использование дополнительных полимерных пластинок разной толщины позволяет легко изменить результирующую толщину подложки (толщина эпоксидки + 0.53 мм кварц), что в свою очередь существенно упрощает проведение эксперимента, снижая необходимое количество образцов многослойных структур заданных геометрических размеров. Эпоксидная смола в микроволновом частотном диапазоне, как и кварц [8], является диэлектриком с малым поглощением [14]. Однако, будучи полимерным материалом, такие пластинки намного проще в изготовлении, чем кварцевые.

На рис. 3 представлены экспериментально полученные коэффициенты прохождения ($T = S_{21}^2$), отражения ($R = S_{11}^2$) и поглощения ($A = 1 - T - R$) для образцов, содержащих до шести слоев графен/ПММА, рассчитанные на частоте 31 ГГц в зависимости от толщины подложки. Анализируя полученные зависимости, можно сделать вывод, что максимум поглощения (~80 %), который соответствует минимуму отражения (1—2 %) в данном частотном диапазоне, наблюдается при толщине подложки 1.25 мм. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с рассмотренными выше теоретическими предсказаниями, на основе которых построены зависимости (см. рис. 4).

Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения (*a*), прохождения (*б*) и поглощения (*в*) от толщины подложки, количество слоев графена 1 (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4), 5 (5) и 6 (6)

Рис. 4. Теоретическая зависимость поглощения от толщины подложки, количество слоев графена 1 (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4), 5 (5) и 6 (6)

Следует отметить чрезвычайно высокое поглощение графеном микроволнового излучения. Даже один графеновый слой поглощает $\sim 30\%$ падающей волны. Поглощение в оптическом диапазоне спектра, где оно определяется междзональными переходами, значительно меньше ($\pi\alpha \sim 2.3\%$) [15]. Поглощение в сэндвич-структуре происходит исключительно за счет графена. Мнимая часть диэлектрической проницаемости кварца и эпоксидной смолы в рассматриваемом частотном диапазоне удовлетворяет соотношению $k\varepsilon_i''l_i \ll 1$, что в свою очередь определяет низкий уровень поглощения в таких материалах. Слои ПММА шириной ~ 600 нм в рассматриваемом диапазоне являются оптически тонкими и не вносят вклада в общий уровень поглощения.

Закключение. Экспериментально и теоретически продемонстрирована возможность перестройки в широких пределах электромагнитного отклика тонких пленок графена, нанесенных на диэлектрическую подложку. Показано, что уровень прохождения, отражения и поглощения можно регулировать толщиной подложки, углом падения и поляризацией падающей волны. Описанные эффекты можно использовать при создании детекторов, чувствительных датчиков, эффективных поляризаторов в широком диапазоне спектра. Ввиду возможности поглощения макроскопически большого количества энергии в микроскопических объемах эффект может найти широкое применение в различных приложениях, связанных с энергетикой.

Авторы выражают благодарность проф. В. Г. Барышевскому за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке проектов FET Flagships Project FP7-604391-GRAPHENE: Graphene-Based Revolutions in ICT and Beyond, ECRISE Project CoExAN GA644076, Academy of Finland grant No. 287886, NP-NanoFiDi Pro-project by Finnish funding agency for innovation (TEKES), U.S. Air Force through CRDF Global Agreement grant AF20-15-61804-1, а также в рамках программы

повышения конкурентоспособности ТГУ и при поддержке федеральной целевой программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014—2020 гг.”, проект № 14.577.21.0006 (идентификационный номер RFMEFI57714X0006).

- [1] **D. H. Priest, R. C. Talcott.** IRE Trans. Electron Devices, **8** (1961) 243—251
- [2] **L. K. Ang, Y. Y. Lau, R. A. Kishek, R. M. Gilgenbach.** IEEE Trans. Plasma Sci., **26**, N 3 (1998) 290—295
- [3] **A. Valfells, L. K. Ang, Y. Y. Lau, R. M. Gilgenbach.** Phys. Plasmas, **7**, N 2 (2000) 750—757
- [4] **H. Bosman, Y. Y. Lau, R. M. Gilgenbach.** Appl. Phys. Lett., **82** (2003) 1353—1355
- [5] **В. Г. Андреев, В. А. Вдовин, П. С. Воронов.** Письма в ЖТФ, **29** (2003) 68—73
- [6] **K. Batrakov, P. Kuzhir, S. Maksimenko, A. Paddubskaya, S. Voronovich, T. Kaplas, Yu. Svirko.** Appl. Phys. Lett., **103** (2013) 0731171—0731174
- [7] **P. Kuzhir, A. Paddubskaya, S. Maksimenko, T. Kaplas, Yu. Svirko.** Nanoscale Res. Lett., **8**, N 1 (2013) 60—66
- [8] **K. Batrakov, P. Kuzhir, S. Maksimenko, A. Paddubskaya, S. Voronovich, Ph. Lambin, T. Kaplas, Yu. Svirko.** Sci. Rep., **4** (2014) 071911—071914
- [9] **P. Kuzhir, N. Volynets, S. Maksimenko, T. Kaplas, Yu. Svirko.** J. Nanosci. Nanotechnol., **13**, N 8 (2013) 58464—5867
- [10] **S. Voronovich, A. Paddubskaya, K. Batrakov, P. Kuzhir, S. Maksimenko, T. Kaplas, Yu. Svirko.** Appl. Sci., **4** (2014) 255—264
- [11] **Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.** Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред, 2-е изд., испр., **VIII**, Москва, Наука (1982)
- [12] **S. A. Mikhailov.** In “Carbon Nanotubes and Graphene for Photonic Applications”, Ed. S. Yamashita, Y. Saito, J. H. Choi, Ch. 7, Woodhead Publishing (2013) 171—219
- [13] **B. Chung.** Progres. Electromag. Res., **75** (2007) 239—252
- [14] **A. Paddubskaya et al. (перечислить всех авторов)** J. Nanoelectron. Optoelectron., **7** (2012) 81—86
- [15] **R. Nair, P. Blake, A. Grigorenko, K. Novoselov, T. Booth, T. Stauber, N. Peres, A. Geim.** Science, **320** (2008) 1308