

СОХРАНЯЮЩЕЕ ПОЛЯРИЗАЦИЮ АНИЗОТРОПНОЕ ЗЕРКАЛО НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАНОКОМПОЗИТА

© 2016 г. Н. В. Рудакова¹, И. В. Тимофеев^{2,3}, П. С. Панкин¹, С. Я. Ветров^{1,2}

¹*Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и
радиоэлектроники*

²*Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН*

³*Сибирский федеральный университет, Лаборатория нелинейной оптики и
спектроскопии*

E-mail: NRudakova@sfu-kras.ru

Предложена модель сохраняющего поляризацию анизотропного зеркала, представляющего собой плоскую границу металл-диэлектрического нанокompозита, который состоит из диспергированных в прозрачной матрице серебряных сфероидальных наночастиц. Исследована зависимость спектров отражения от формы наночастиц. Показано, что в определенной области спектра зеркало почти не меняет знак поляризации в отраженном свете.

ВВЕДЕНИЕ

Назовем сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом (СПАЗ) зеркало, которое не меняет знак поляризации отраженного света. Известный пример СПАЗ – это холестерический жидкий кристалл, состоящий из ориентированных молекул, преимущественное направление которых закручивается в пространстве в виде винтовой спирали [1]. Периодичность закручивания приводит к дифракции света, поляризованного по кругу в направлении, соответствующем закручиванию винтовой спирали. Дифрагирующий в обратном направлении свет сохраняет круговую поляризацию того же знака. Например, для падающего на кристалл света правой круговой поляризации отраженный свет также имеет правую круговую поляризацию. Это отличает СПАЗ от обычного изотропного зеркала, которое меняет знак круговой поляризации отраженного света на противоположный. Недостатком холестерического жидкого кристалла является то, что круговую поляризацию противоположного знака он практически не отражает.

Другой пример анизотропного зеркала, не меняющего поляризацию отраженного света – это граница между слоями одноосного кристалла, оптические оси которого расположены перпендикулярно друг другу в плоскости границы раздела [2]. Хотя при отражении от границы кристалла световая волна сохраняет знак своей поляризации, однако, недостатком в этом случае является то, что отражение очень мало по величине (менее 5 %).

Еще один пример СПАЗ – это хиральный метаматериал, численно проанализированный и экспериментально реализованный для электромагнитных волн СВЧ диапазона [3].

В настоящее время разработки современной науки в области нанотехнологий предоставляют возможность создавать нанокompозитные среды с включениями различной формы, размера, концентрации, а также состоящие из различных материалов. Нанокompозиты используются во многих областях человеческой деятельности. В частности, в микро- и наноэлектронике широкое применение находят нанокompозиты с включениями серебра и других благородных металлов. Проектирование, синтез и изучение оптических свойств таких сред представляет собой важную и актуальную задачу [4], так как, используя нанокompозитные среды, можно создать новые виды материалов с заданными оптическими свойствами, заметно отличающимися от свойств существующих веществ. Использование в качестве включений металлических наночастиц в диэлектрической матрице позволяет получить композиты со значениями показателя преломления, недоступными для обычных природных материалов.

В данной работе в качестве СПАЗ предлагается нанокompозит, состоящий из металлических наночастиц, взвешенных в прозрачной диэлектрической матрице. В этом материале предсказано возникновение плазмонного резонанса эффективной диэлектрической проницаемости, при этом оптические характеристики исходных материалов резонансных

особенностей не имеют. Наноккомпозит обладает большим показателем преломления и, как следствием, большим отражением. Для получения СПАЗ на основе наноккомпозита, надо найти некоторую частоту, для которой отражение обыкновенной и необыкновенной волн света имело бы одинаковую амплитуду, но противоположную фазу. С этой целью рассматривается наноккомпозит (рис. 1), состоящий из серебряных наночастиц в форме эллипсоидов вращения, одинаково ориентированных и равномерно распределенных случайным образом в диэлектрической матрице из прозрачного оптического стекла с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_d = 5$. Полярная ось наносфероидов ориентирована параллельно оптической оси наноккомпозита (ось x) [5].

Эффективная диэлектрическая проницаемость наноккомпозита, со свойствами одноосного вещества, в главных осях представляется в виде диагонального тензора с компонентами $\epsilon_{xx} = \epsilon_{||}$ и $\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = \epsilon_{\perp}$. Диэлектрические проницаемости $\epsilon_{\perp}, \epsilon_{||}$ определяются формулой Максвелл-Гарнетта, широко применяемой при рассмотрении матричных сред, когда в материале матрицы диспергированы изолированные металлические включения малой объемной доли [6]:

$$\epsilon_{\perp,||}(\omega) = \epsilon_d \left[1 + \frac{f(\epsilon_m(\omega) - \epsilon_d)}{\epsilon_d + (1-f)(\epsilon_m(\omega) - \epsilon_d)L_{\perp,||}} \right], \quad (1)$$

где f - фактор заполнения, т.е. доля наночастиц в матрице, ϵ_d и $\epsilon_m(\omega)$ - диэлектрические проницаемости соответственно матрицы и металла, из которого изготовлены наночастицы; ω - частота излучения. Факторы

деполяризации $L_{\perp,\parallel}$ в (1) зависят от отношения длин полярной b и экваториальной a полуосей эллипсоида вращения, а также от направления поля. Для поля, направленного вдоль оси вращения сфероида, фактор L_{\parallel} определяется выражением

$$L_{\parallel} = \frac{1}{1-\xi^2} \left(1 - \xi \frac{\arcsin \sqrt{1-\xi^2}}{\sqrt{1-\xi^2}} \right), \quad (2)$$

и для поля, направленного перпендикулярно к оси вращения сфероида,

$$L_{\perp} = (1 - L_{\parallel})/2, \quad (3)$$

где $\xi = b/a$. Случай $\xi < 1$ соответствует сплюснутому сфероиду, $\xi > 1$ – вытянутому сфероиду. Случай $\xi = 1$, для которого $L_{\parallel} = L_{\perp} = 1/3$ и $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel}$, соответствует шару.

Диэлектрическую проницаемость металла, из которого изготовлены наночастицы, найдем, используя приближение Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}. \quad (4)$$

Для серебра приняты следующие параметры: постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов $\varepsilon_0 = 5$, плазменная частота $\omega_p = 9 \text{ эВ}$, величина, обратная времени релаксации электронов $\gamma = 0.02 \text{ эВ}$ [7]. Фактор заполнения, то есть доля наночастиц в матрице $f = 0.32$.

Функция $\varepsilon_{\perp,\parallel}(\omega)$ является комплексной $\varepsilon_{\perp,\parallel}(\omega) = \varepsilon'_{\perp,\parallel}(\omega) + i\varepsilon''_{\perp,\parallel}(\omega)$.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ОТРАЖЕНИЕ ФРЕНЕЛЯ НА КОМПЛЕКСНОЙ ПЛОСКОСТИ

Из литературы известно, что формула Дебая

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_{\infty} - \varepsilon_0}{1 + i\omega\tau} \quad (5)$$

сводится к дробно-линейному комплексному преобразованию [8]. Такое преобразование может быть изображено на комплексной плоскости. При этом преобразовании сохраняются величины углов и всякая окружность переходит в окружность. А прямая, соответствующая действительной частоте, это предельный случай окружности с бесконечным радиусом. Поэтому на комплексной плоскости диэлектрическая проницаемость по Дебаю на любой частоте будет находиться на окружности [9].

Формула для наночастиц со сферической симметрией [4] и, в частности, формула Максвелл-Гарнетта (1) в приближении малого затухания также может быть сведена к дробно-линейному преобразованию. Поэтому на комплексной плоскости она также изобразится окружностью (рис 2а).

Знаменатель формулы Друде (4) является квадратичной функцией частоты и отображается на комплексной плоскости параболой. В области частот, близкой к резонансу, справедливо условие, что затухание много меньше частоты ($\gamma \ll \omega$). Ветвь параболы имеет малую кривизну и может быть удовлетворительно аппроксимирована хордой, уравнение которой линейно относительно ω^2 :

$$\omega(\omega - i\gamma) \approx \omega^2(1 + A) + B. \quad (6)$$

Для того, чтобы найти коэффициенты A и B , запишем условие пересечения хорды и параболы на границах резонансного интервала $[\omega_1, \omega_2]$ и получим следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \omega_1^2(1 + A) + B = \omega_1(\omega_1 - i\gamma) \\ \omega_2^2(1 + A) + B = \omega_2(\omega_2 - i\gamma) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \omega_1^2 A + B = \omega_1 i\gamma \\ \omega_2^2 A + B = \omega_2 i\gamma \end{cases} \quad (7)$$

Решая систему (7), найдем коэффициенты A и B в следующем виде:

$$\begin{aligned} A &= \frac{(\omega_1 - \omega_2)i\gamma}{\omega_1^2 - \omega_2^2} = \frac{i\gamma}{\omega_1 + \omega_2}; \\ B &= \omega_1 i\gamma - \frac{\omega_1^2 i\gamma}{\omega_1 + \omega_2} = \omega_1 i\gamma \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_1 + \omega_2}\right) = \frac{\omega_1 \omega_2 i\gamma}{\omega_1 + \omega_2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Подставляя (8) в (6) получим уравнение:

$$\omega(\omega - i\gamma) \approx \omega^2 \left(1 + \frac{i\gamma}{\omega_1 + \omega_2}\right) + \frac{\omega_1 \omega_2 i\gamma}{\omega_1 + \omega_2}. \quad (9)$$

Это уже не квадратичная, а линейная функция квадрата частоты. Подставляя (9) в (4), а затем в (1), получаем дробно-линейное преобразование $\varepsilon_c(\omega) \approx \varepsilon_{mix}(\omega)$, которое, по круговому свойству дробно-линейных преобразований ([8], стр. 132), отображает прямую $\omega^2 \in \text{Re}$ в окружность $\varepsilon_c(\omega)$ на комплексной плоскости. При $\varepsilon_0 \approx \varepsilon_d$ эту окружность можно аппроксимировать окружностью с уравнением:

$$\varepsilon_c(\omega)/\varepsilon_d \approx 1 + R_{mix}(i + \exp(i\varphi(\omega))), \quad (10)$$

где R_{mix} – безразмерный радиус окружности, который растет с фактором заполнения f и убывает с затуханием γ , для рис. 2а $R_{mix} = 64.5$. В масштабе рис. 2а. отличие для параболы и хорды не заметно. Рис 2б показывает, что величина этого отличия $(\epsilon_{mix}(\omega) - \epsilon_c(\omega)) / \epsilon_d$ на 5 порядков меньше радиуса окружности. Эта разность обращается в ноль в точках $\omega = \omega_{1,2}$, а также при $\omega \rightarrow \infty$. Это объясняется тем, что при $\omega \rightarrow \infty$ зависимость от комплексного аргумента пропадает. Другими словами, на стереографической проекции парабола и ее хорда пересекаются третий раз на бесконечности.

Однако установленная закономерность для диэлектрической проницаемости не относится к показателю преломления (ПП) среды, который является корнем диэлектрической проницаемости $n = \sqrt{\epsilon_{mix}(\omega) / \epsilon_d}$. Операция взятия корня есть двулистное отображение, которое не сохраняет окружности. Поэтому ПП на комплексной плоскости представляет собой неправильный овал, имеющий зеркальную симметрию относительно оси, проходящей через начало координат (рис 2в).

Перейдем теперь к отражению волны и изобразим его на комплексной плоскости. Формула Френеля для амплитудного коэффициента отражения волны представляет собой дробно-линейное преобразование показателя преломления:

$$r_{o,e} = \frac{n_1 - n_{o,e}}{n_1 + n_{o,e}}, \quad (11)$$

где n_1 – ПП среды, граничащей с нанокомпозитом. При $n_1 = \sqrt{\varepsilon_0}$ это преобразование сохраняет зеркальную симметрию относительно мнимой оси. Далее будем использовать нормировку $n_1 \approx \sqrt{\varepsilon_0} = 1$. Вся кривая $r(\omega)$ находится в нижней половине единичного круга (рис. 2г). Мнимая часть отражения для всех частот отрицательна, что обусловлено положительной мнимой частью ПП и экспоненциальным поглощением в нанокомпозите.

АНИЗОТРОПНОЕ ЗЕРКАЛО

Приведенные здесь простые геометрические соображения помогают решать обратную задачу: находить по требуемым характеристикам отражения нужные характеристики материала зеркала. Для создания СПАЗ идеальными будут точки $r_{o,e}^i = \pm 1$, отмеченные на рис. 2г. Эта пара точек, как и кривая дисперсии отражения нанокомпозита, симметрична относительно мнимой оси:

$$r_o^i = -r_e^i.$$

Условие $r_{o,e} = \pm 1$ в нанокомпозите может выполняться лишь приближенно, поскольку нанокомпозит имеет большую мнимую составляющую ПП и отражения. Отличие исследуемого нанокомпозита от идеального СПАЗ определяется потерями двух видов. Во-первых, это потери на поглощение. Во-вторых, это поляризационные потери из-за того, что в отражении есть ненулевая составляющая ортогональной поляризации. Например, при падении на зеркало света правой круговой поляризации

отраженный свет можно разложить на суперпозицию правой и левой круговой поляризаций. Вторая компонента и составляет поляризационные потери.

На рис. 2г стрелками показаны синфазные и противофазные составляющие

$$r_{sp} = (r_o + r_e)/2, \quad r_{op} = (r_o - r_e)/2. \quad (12)$$

Синфазные составляющие дают поляризационные потери. Противофазные составляющие дают отражение, сохраняющее поляризацию. Они должны быть максимизированы. Благодаря зеркальной симметрии относительно мнимой оси ($r(\omega) \rightarrow -r^*(\omega)$), противофазные составляющие могут быть выбраны чисто действительными: $r_o = -r_e^*$, $r_{sp} \in \text{Im}$, $r_{op} \in \text{Re}$. Это условие с использованием (9) эквивалентно простому условию $n_o = 1/n_e^*$ или $\varepsilon_o = 1/\varepsilon_e^*$. Эквивалентность имеет простой геометрический смысл. Пара точек $\varepsilon_o, \varepsilon_e$ лежит на секущей окружности (10), проходящей через ноль (начало координат комплексной плоскости). Согласно теоремы о длине касательной и секущих [10], произведение их модулей равно длине касательной.

Условие на оптимизацию СПАЗ – максимизация противофазной амплитуды отражения: $r_{op} \rightarrow \max$. Максимизация представляет собой нетривиальную задачу. Для аналитической оценки выберем секущую по своему произволу, например, мнимую ось. Для нее можно записать следующие условия:

$$\begin{aligned} \varepsilon_e &= 2R_{mix}, \quad \varepsilon_o = 1/(2R_{mix}), \\ n_o &= (1+i)n, \quad n_e = (1+i)/2n. \end{aligned} \quad (13)$$

Рис. 2г показывает, что эта пара точек мало отличается от оптимальной пары.

Итак, симметричное решение дается показателями преломления

$$n_{o,e} = (1 + i) \begin{bmatrix} \sqrt{R_{mix}} \\ 1/2\sqrt{R_{mix}} \end{bmatrix}. \quad (14)$$

Зеркало, обладающее такими показателями преломления, при $R_{mix} = 100$ переводит почти 80% энергии падающей волны в отраженную волну той же поляризации.

Прямой численный расчет показателя отражения в зависимости от частоты и вытянутости частиц приведен на рис. 3. Из рисунка видно, что существует два пика такого отражения для сплюснутых и вытянутых частиц. Случай сплюснутых сфероидов $\xi = b/a = 0.33$ более оптимален, так как параметры вытянутых сфероидов $\xi = b/a = 7.73$ трудновыполнимы на практике.

Резонансные частотные зависимости вещественной и мнимой частей эффективных диэлектрических проницаемостей анизотропной нанокompозитной среды, вычисленные по формуле (1) приведены на рис. 4. Из рисунка видно, что частоты резонансов зависят от направления электрического поля относительно оси вращения сфероида. Различие резонансных частот диэлектрических проницаемостей ε_{\perp} и ε_{\parallel} приводит к зависимости оптических свойств нанокompозита от поляризации падающей волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как уже было сказано, для получения СПАЗ на основе нанокompозита надо найти некоторую частоту, для которой отражение обыкновенной и необыкновенной волн света имело бы одинаковую амплитуду, но противоположную фазу. Это приблизительно соответствует нанокompозиту из серебряных сфероидов, сплюснутых в направлении оптической оси нанокompозита и помещенных в матрицу с ПП близким к n_1 .

Данное зеркало, не меняющее поляризацию света при отражении, предлагается использовать для получения хирального оптического таммовского состояния на границе со слоем холестерического жидкого кристалла [11].

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2016 г. (Задание № 3.1276.2014/К), при поддержке стипендии Президента РФ (№ СП-227.2016.5).

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляков В.А. “Оптика фотонных кристаллов” М.: МФТИ, 2013.
2. Тимофеев И.В., Ветров С.Я. // Известия РАН, серия физическая 78, 1593–1597, 2014.
3. Zhang L., et al. // Opt. Mater. Express. 2016. Т. 6. № 4. С. 1393.
4. Климов В.В. “Наноплазмоника” М.: Физматлит, 2009.
5. Vetrov S.Ya., Pankin P.S., Timofeev I.V. // Quantum electronic. 2014. V.44. №9. P.881.
6. Maxwell-Garnett J.C. // Phil. Trans. Roy. Soc. A. 1904. 203. P. 385.
7. Johnson P.B., Christy R.W. // Phys.Rev. B. 1972. 6. P. 4370.
8. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. “Методы теории функций комплексного переменного” С.-Пб.: Лань. 2002.
9. Sihvola A. “Electromagnetic Mixing Formulas and Applications” London: The Institution of Engineering and Technology, 2008.
10. Атанасян Л.С. “Геометрия” Просвещение 1992.
11. Тимофеев И.В., Ветров С.Я. // Труды школы-семинара «Волны-2016»

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ В СТАТЬЕ:

Н. В. Рудакова, И. В. Тимофеев, П. С. Панкин, С. Я. Ветров

СОХРАНЯЮЩЕЕ ПОЛЯРИЗАЦИЮ АНИЗОТРОПНОЕ ЗЕРКАЛО НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАНОКОМПОЗИТА

Рис. 1. Сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало на основе нанокompозита.

Рис. 2. Представление на комплексной плоскости. а) Эффективная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{mix}(\omega)/\epsilon_d$; б) Величина отличия $(\epsilon_{mix}(\omega) - \epsilon_c(\omega))/\epsilon_d$ для параболы и аппроксимирующей хорды; в) Показатель преломления среды n ; г) Амплитудный коэффициент отражения и его разложение на синфазную и противофазную компоненты.

Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента отражения от отношения длин полярной b и экваториальной a полуосей эллипсоида вращения.

Рис. 4. Резонансные частотные зависимости вещественной и мнимой частей эффективных диэлектрических проницаемостей ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} .

ДАННЫЕ ОБ АВТОРАХ СТАТЬИ:

Н. В. Рудакова, И. В. Тимофеев, П. С. Панкин, С. Я. Ветров

СОХРАНЯЮЩЕЕ ПОЛЯРИЗАЦИЮ АНИЗОТРОПНОЕ ЗЕРКАЛО НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО НАНОКОМПОЗИТА

Автор 1

Рудакова Наталья Викторовна

Старший преподаватель, ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»,

Институт инженерной физики и радиоэлектроники

Российская Федерация, 660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 79

Тел. (908)015-93-89, e-mail: NRudakova@sfu-kras.ru

Автор 2

Тимофеев Иван Владимирович

С.н.с, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

Российская Федерация, 660036, Красноярск, Академгородок

Тел. (905)971-86-74, e-mail: tiv@iph.krasn.ru

Автор 3

Панкин Павел Сергеевич

Аспирант, ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет», Институт

инженерной физики и радиоэлектроники

Российская Федерация, 660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 79

Тел. (923)334-64-79, e-mail: p.s.pankin@mail.ru

Автор 4

Ветров Степан Яковлевич

Профессор, ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет», Институт инженерной физики и радиоэлектроники

Российская Федерация, 660041, г. Красноярск, пр. Свободный, 79

Тел. (913)589-41-04, e-mail: s.vetrov@inbox.ru

THE ANISOTROPIC MIRROR KEEPING POLARIZATION ON THE
BASIS OF METALL-DIELECTRIC NANOCOMPOSITE

© 2016 г. N. V. Rudakova¹, I. V. Timofeev^{2,3}, P. S. Pankin¹, S. Ya. Vetrov^{1,2}

¹ *Siberian Federal University. Institute of engineering physics and radio electronics*

² *Kirensky Institute of Physics*

³ *Siberian Federal University. Laboratory of nonlinear optics and spectroscopy*

E-mail: NRudakova@sfu-kras.ru

The model of the anisotropic mirror keeping polarization representing flat border metal-dielectric nanocomposite, which consists of the silver spheroidal nanoparticles dispersed in a transparent matrix is offered. Investigated the dependence ranges of reflection of a form of nanoparticles. It is shown that in a certain area of a range the mirror almost doesn't change a polarization sign in the reflected light.

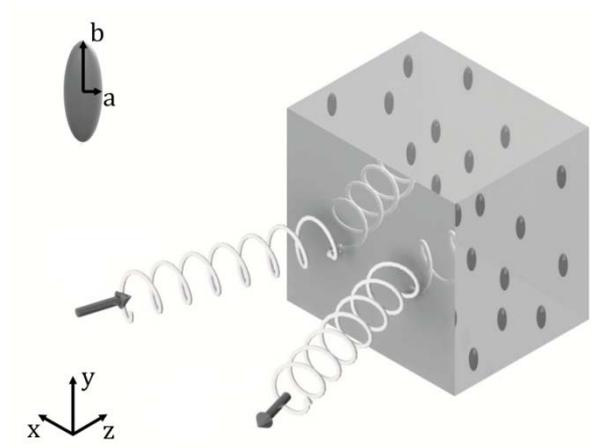


Рис. 1. N. V. Rudakova, I. V. Timofeev, P. S. Pankin, S. Ya. Vetrov.

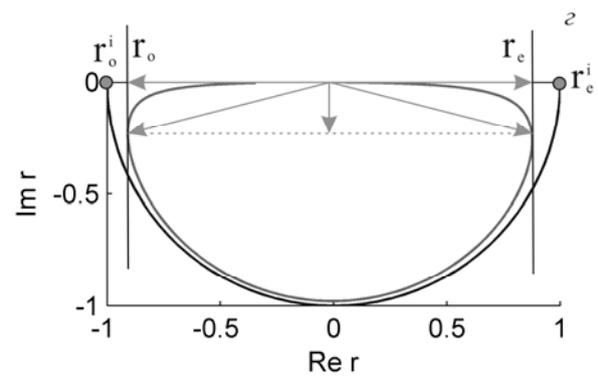
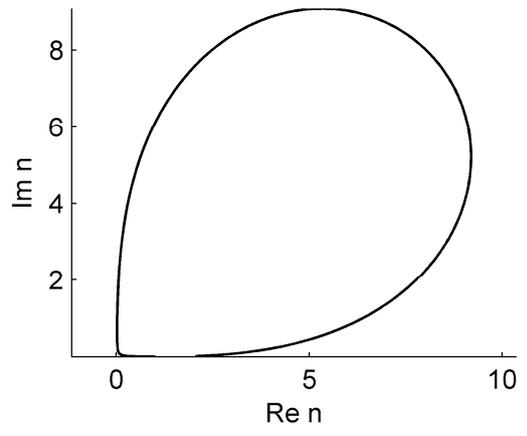
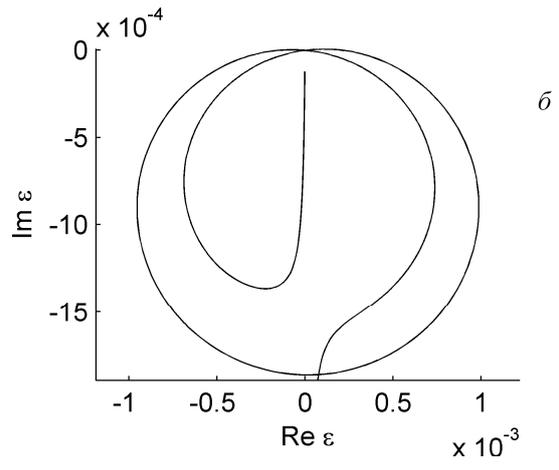
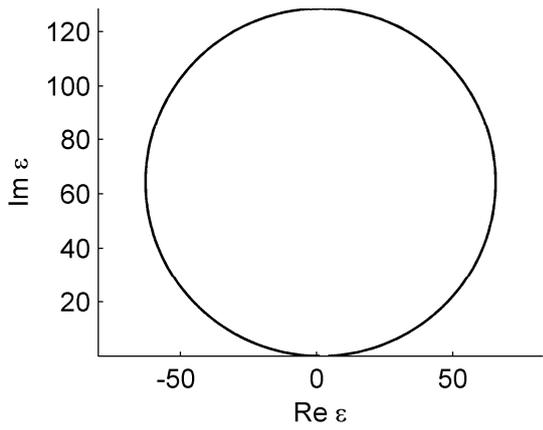


Рис. 2. N. V. Rudakova, I. V. Timofeev, P. S. Pankin, S. Ya. Vetrov.

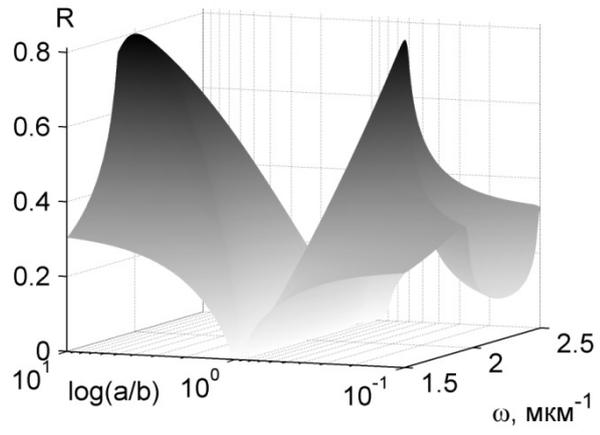


Рис. 3. N. V. Rudakova, I. V. Timofeev, P. S. Pankin, S. Ya. Vetrov.

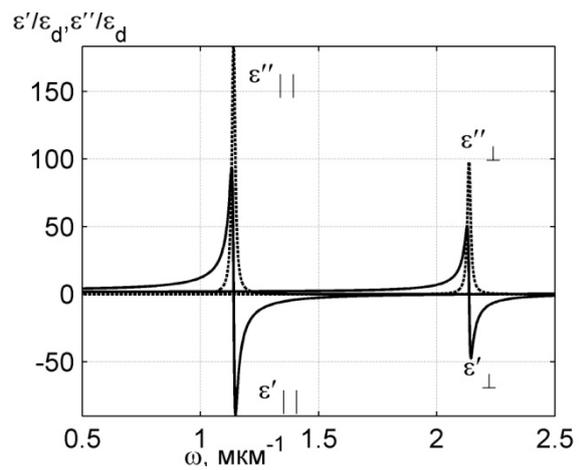


Рис. 4. N. V. Rudakova, I. V. Timofeev, P. S. Pankin, S. Ya. Vetrov.