



ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 535.345.1:535.015:535.391.5

Оптические характеристики асимметричного гиперболического материала

О. Н. Козина, Л. А. Мельников

Козина Ольга Николаевна, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник, лаборатория фотоники, Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, kozinaolga@yandex.ru

Мельников Леонид Аркадьевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой Приборостроение, Институт электронной техники и машиностроения, Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., lam.pels@ya.ru

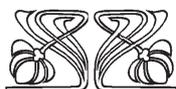
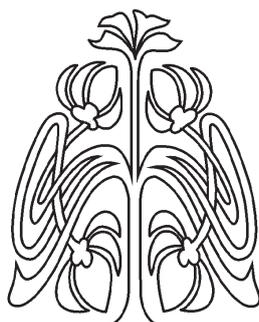
В работе представлены результаты теоретического исследования оптических характеристик асимметричного гиперболического метаматериала, представляющего собой периодическую структуру, состоящую из усиливающих слоев, расположенных под углом относительно внешних границ объекта. Показано, что такой материал обладает рядом уникальных свойств, не присущих аналогичному гиперболическому материалу симметричной конфигурации, в частности значительным усилением в определенных диапазонах частот. Описан разработанный авторами алгоритм для численного расчета оптических характеристик на основании метода матриц Берремана 4×4 , позволяющего учитывать анизотропию среды. Представлен анализ спектров отражения и пропускания асимметричного гиперболического метаматериала, на основании которого определены оптимальные условия для достижения максимального усиления в структуре.

Ключевые слова: гиперболический метаматериал, матрица Берремана, отражение, пропускание, усиление.

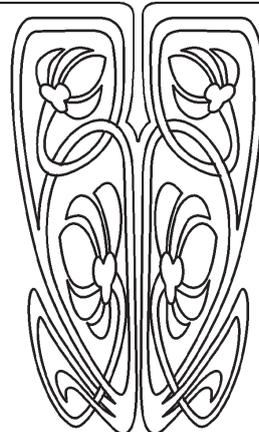
DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>

Введение

Исследование свойств метаматериалов, искусственно созданных структур, обладающих заданными свойствами, обусловлено перспективностью их использования в устройствах для управления излучением, а также генерации излучения в широком диапазоне частот. В настоящее время активно исследуются различные типы метаматериалов, в частности метаматериалы, обладающие гиперболическим типом дисперсии [1]. Гиперболические метаматериалы (ГММ) характеризуются особым характером поведения поверхностей изочастот в пространстве волновых векторов, имеющим в сечении вид гиперболы в отличие от эллипса для обычной среды. Часто такие среды называют «неопределенная среда» или «среда с неопределенной диэлектрической проницаемостью». Частным случаем гиперболической среды является плазма в сильном электромагнитном поле [2, 3]. Взаимодействие излучения с такими материалами может приводить к различным особенностям в зависимости от размеров составляющих их элементов и типа конструкции ГММ [4].



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ





Существуют несколько способов реализации гиперболических сред [5], однако на сегодняшний день наиболее часто используют две модели ГММ: многослойную периодическую планарную структуру [6] и так называемую «проволочную среду», состоящую из большого числа металлических проводов наноразмерного поперечного сечения, периодически упорядоченных в диэлектрической матрице [7]. Такие виды конструкции ГМ позволяют адаптировать их для работы в широком диапазоне длин волн посредством подбора параметров: типа материала, периода и фактора заполнения среды материалом [8].

Мы продолжаем исследование предложенной нами ранее [9] новой концепции ГММ, так называемый асимметричный гиперболический метаматериал (АГММ). АГММ представляет собой периодическую многослойную структуру, у которой слои расположены под наклоном по отношению к внешним границам образца. Асимметрия проявляется как различие в свойствах прямой и обратной по отношению к внешним границам АГММ волн, в то время как поперечная компонента волнового вектора остается фиксированной. Такая структура является уникальной с точки зрения вариативности параметров, посредством которой достигается управление ее свойствами. В работе [9] изучены спектры отражения, пропускания и поглощения асимметричной гиперболической среды (АГС) на основании чередующихся слоев графена и воздуха и показана возможность достижения идеального поглощения излучения такой структурой в широком диапазоне длин волн при соответствующем подборе параметров. Затем в работе [10] предсказана возможность усиления ТГц волны в АГММ, состоящей из листов графена, для простоты упорядоченных в воздухе, на основании флуктуационно-диссипативной теоремы. Однако методы, использованные в данных исследованиях, позволяют рассчитывать дисперсионные характеристики АГММ только при фиксированных значениях угла падения излучения на структуру.

Для данного исследования ГММ адаптирован метод матриц Берремана, позволяющий исследовать основные характеристики излучения, распространяющегося в гиперболических средах [11], в том числе структур, обладающих усилением. Данный метод позволяет учитывать анизотропию среды и рассчитывать оптические характеристики при произвольном угле падения излучения на структуру. В работе проведено ис-

следование спектров пропускания и отражения асимметричного гиперболического метаматериала на основании слоев графена, расположенных под углом относительно внешних границ объекта. Определены условия и параметры структуры, при которых достигается максимальное усиление излучения в АГММ.

1. Метод исследования

ГММ является экстремально анизотропной одноосной средой, для которой определяется тензор диэлектрической (или магнитной) проницаемости, причем продольная и поперечная компоненты тензора имеют разные знаки, вследствие чего контур изочастот в пространстве волновых векторов приобретает гиперболический вид [1–4]. Для описания оптических параметров гиперболических сред используют диагональные компоненты экстремально анизотропного тензора диэлектрической проницаемости. В общем случае тензор эффективной диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Для гиперболических сред, обладающих усилением или поглощением, компоненты тензора диэлектрической проницаемости становятся комплексными, вследствие чего контуры поверхностей изочастот в пространстве волновых векторов замыкаются. На рис. 1 представлены поверхности изочастот для двух наиболее часто реализуемых типов ГММ проволочной среды (рис. 1, а) и многослойной периодической структуры (рис. 1, б). Компоненты тензора приобретают значения диэлектрической проницаемости в продольном или поперечном направлении в зависимости от геометрии структуры. Для проволочной среды тензор диэлектрической проницаемости имеет одну отрицательную компоненту ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} > 0$ и $\epsilon_{zz} < 0$), для многослойной структуры – две отрицательных компоненты ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} < 0$ и $\epsilon_{zz} > 0$).

Гиперболическую среду можно рассматривать как одноосный анизотропный кристалл. Для расчета оптических характеристик излучения распространяющегося через слоистые анизотропные среды, использован метод матриц Берремана [11].

При рассмотрении среды с непрерывно меняющимися параметрами уравнения Максвелла могут быть записаны в дифференциальной мат-

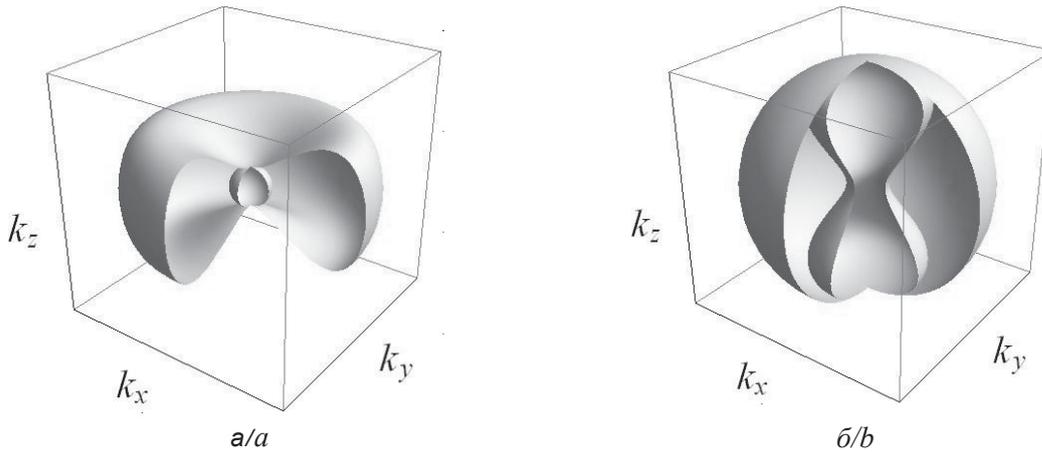


Рис. 1. Поверхности изочастот в пространстве волновых векторов для двух наиболее часто реализуемых типов ГММ: *a* – тензор диэлектрической проницаемости имеет одну отрицательную компоненту ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} > 0$ и $\epsilon_{zz} < 0$), *b* – тензор диэлектрической проницаемости имеет две отрицательных компоненты ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} < 0$ и $\epsilon_{zz} > 0$). Сферы соответствуют обыкновенным волнам, гиперboloиды – необыкновенным волнам

Fig. 1. Surfaces of the iso-frequencies in the space of wave vectors for the two most commonly implemented types of GMMs: (a) the dielectric tensor has one negative component ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} > 0$ and $\epsilon_{zz} < 0$), (b) the dielectric constant has two negative components ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} < 0$ and $\epsilon_{zz} > 0$). The spheres correspond to ordinary waves, hyperboloids – extraordinary waves

ричной форме. Матрица Берремана 4×4 описывает линейное преобразование между четырьмя тангенциальными компонентами электрического и магнитного полей на входе и выходе оптической системы, для которых справедливо следующее матричное выражение:

$$\frac{\partial}{\partial z} \Psi = \frac{i\omega}{c} \Delta \Psi. \quad (2)$$

В этом выражении Ψ – это вектор-столбец, содержащий в общем случае все тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей, которые записываются как $\Psi \exp(ikr - i\omega t)$, $\omega = cK = 2\pi c/\lambda$, $K = \omega/c = 2\pi/\lambda$, $k = (k_x, k_y, k_z)$.

В нашем рассмотрении вектор-столбец Ψ имеет вид:

$$\Psi = \begin{pmatrix} E_x \\ H_y \\ E_y \\ -H_x \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Матрица Δ в общем случае определяется с помощью выражений, содержащих компоненты тензора диэлектрической проницаемости, углы Эйлера и компоненты волнового вектора [11, 12].

Для среды толщиной h электромагнитные поля падающей, отраженной и прошедшей волн связаны соотношением

$$\Psi_T = \mathbf{P}(h)(\Psi_I + \Psi_R), \quad (4)$$

где Ψ_T, Ψ_I и Ψ_R – векторы прошедшей, падающей и отраженной волн:

$$\Psi_T = \begin{pmatrix} T_x \\ \frac{1}{\cos \alpha} T_x \\ T_y \\ \cos \alpha T_{yx} \end{pmatrix}, \quad \Psi_I = \begin{pmatrix} E_x \\ \frac{1}{\cos \alpha} E_x \\ E_y \\ \cos \alpha E_y \end{pmatrix}, \quad \Psi_R = \begin{pmatrix} R_x \\ -\frac{1}{\cos \alpha} R_x \\ R_y \\ -\cos \alpha R_y \end{pmatrix}. \quad (5)$$

$\mathbf{P}(h) = \exp(i\omega h \Delta / c)$ представляет собой матрицу распространения излучения через слой толщиной h . Матрица $\mathbf{P}(h)$ может быть вычислена посредством разложения экспоненты в ряд Тейлора [11, 12]. В данной работе используется иной метод вычисления $\mathbf{P}(h)$, основанный на теореме Сильвестра [13], который описан в работе [12], позволяющий вычислять данную матрицу с помощью формулы

$$\mathbf{P}(h) = \exp(i\omega h \Delta / c) \equiv \sum_{k=1}^4 \left(\exp(i\omega h \lambda_k / c) \frac{\prod_{i \neq k} (\Delta - \lambda_i I)}{\prod_{i \neq k} (\lambda_k - \lambda_i)} \right). \quad (6)$$

где λ_{ik} – собственные значения матрицы Δ , I – единичная матрица. Вывод данных формул представлен в работе [12].

Выражения для расчета коэффициентов пропускания T и отражения R , которые вычисляются как отношение потоков энергии в прошедшей и отраженной волнах к потоку энергии в падающей волне, имеют вид:



$$T = \frac{|T_x / \cos \alpha|^2 + |T_y|^2}{|E_x / \cos \alpha|^2 + |E_y|^2}, R = \frac{|R_x / \cos \alpha|^2 + |R_y|^2}{|E_x / \cos \alpha|^2 + |E_y|^2}, \quad (7)$$

где T_x, T_y, R_x, R_y рассчитываются при заданных E_x, E_y по формулам, приведенным в [11].

В данной работе приведены результаты для АГММ на основании графена для демонстрации усиления в ТГц диапазоне частот. Однако следует заметить, что описанный метод применим для структур различного типа, как планарных, так и проволочных сред. Причем, в зависимости от использованных в их конструкции материалов, АГММ проявляют свои свойства в различных частотных диапазонах.

2. Асимметричный гиперболический метаматериал

В данной работе рассматривается АГММ, содержащий слои графена, периодически упорядоченные в полупроводнике (рис. 2). В качестве полупроводника выбран карбид кремния. Однако следует заметить, что в ТГц диапазоне частот карбид кремния не вносит вклада в усиление излучения. Мы предлагаем комбинацию слоев графена и карбида кремния, так

как производственный процесс изготовления такой структуры более реалистичен, чем при использовании иных типов полупроводников либо диэлектриков. Карбид кремния является распространенным материалом, который широко используется для электронных приборов высокой мощности. Было показано, что графитовые слои могут быть выращены на кремниевой или углеродной поверхности многослойного SiC посредством сублимации атомов Si [14]. Качество такого графена может быть достаточно высоким, причем размер кристалла доходит до 100 мкм. Существуют несколько способов выращивания графена на SiC, хотя справедливо будет заметить, что каждый из них требует дальнейшего развития [15].

Схематическое представление АГММ на основании многослойной структуры показано на рис. 2. Поверхности черного цвета символизируют слои (или плотноупакованные стержни) металла, O – оптическая ось, θ – угол между оптической осью и осью z , N – линия узлов, φ – угол между осью x и линией узлов, α – угол падения излучения на структуру, серая поверхность – плоскость падения, h – общая толщина структуры.

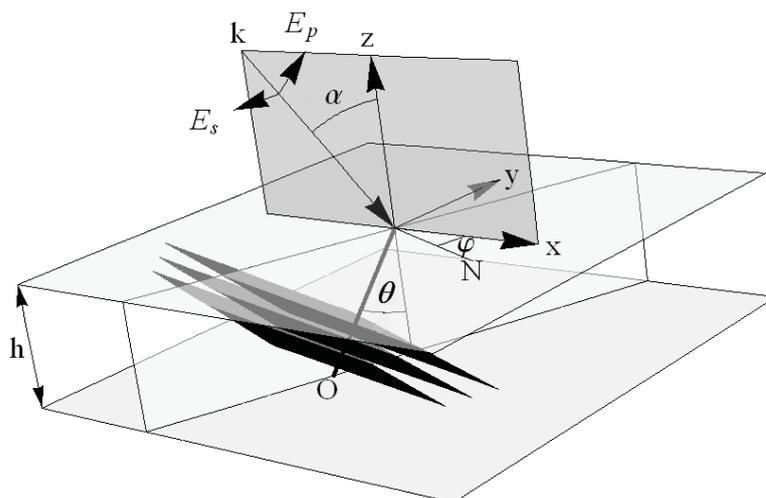


Рис. 2. Схематическое представление АГММ на основании многослойной структуры. Поверхности черного цвета символизируют слои (или плотноупакованные стержни) материала, O – оптическая ось, θ, φ, ψ – углы Эйлера (θ – угол между оптической осью и осью z , N – линия узлов, φ – угол между осью x и линией узлов), α – угол падения излучения на структуру, серая поверхность – плоскость падения, h – общая толщина АГММ

Fig. 2. Schematic view of asymmetrical hyperbolic metamaterial (AHMM). Black planes – layers of material, O – optical axis, θ, φ, ψ – Euler angles (θ – angle between z -axis and optical axis, N – line of nodes, φ – angle between x -axis and line of nodes), α – incidence angle, gray plane – incidence plane, h – finite thickness in the z direction



3. Динамические характеристики графена и карбида кремния

Для расчета значений диэлектрической проницаемости ГММ использован метод гомогенизации, в котором композиционная структура рассматривается как некая эффективная среда с усредненными параметрами [16]. Данный метод применим к структурам с размером элементарной ячейки (периодом) значительно меньше длины волны излучения, что соответствует условиям постановки задачи в данном исследовании [17]. В данном случае компоненты тензора диэлектрической проницаемости принимают вид:

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\perp} = \varepsilon_h(\omega) + i \frac{\sigma(\omega)}{d\omega\varepsilon_0}, \quad (8)$$

где $\varepsilon_h = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\parallel}$ – диэлектрическая проницаемость основного материала матрицы, $\sigma(\omega)$ – поверхностная проводимость графена (формула для расчета которой представлена ниже), ω – частота падающей электромагнитной волны, d – период ассиметричной гиперболической структуры. Представленное в данной работе исследование включает в себя расчет динамических характеристик графена и карбида кремния.

Электромагнитные свойства графена описываются посредством поверхностной проводимости $\sigma(\omega)$, которая содержит в себе информацию о внутризонных и межзонных процессах в графене:

$$\sigma_{gr}(\omega) = \sigma_{intra}(\omega) + \sigma_{inter}(\omega). \quad (9)$$

Для вычисления проводимости графеновых слоев используется формула Кубо [18]:

$$\sigma_{gr}(\omega) = \left(\frac{e^2}{4\hbar} \right) \left\{ \frac{8k_B T \tau}{\pi \hbar (1 - i\omega\tau)} \ln \left[1 + \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \right] + \tanh\left(\frac{\hbar\omega - 2\varepsilon_F}{4k_B T}\right) - \frac{4\hbar\omega}{i\pi} \int_0^{\infty} \frac{G(E, E_F) - G(\hbar\omega/2, E_F)}{(\hbar\omega)^2 - 4E^2} dE \right\}. \quad (10)$$

Первое слагаемое в формуле (10) описывает отклик, связанный с внутризонными процессами в форме Друде, где $\tau = \mu E_F / eV_F^2$ – феноменологическое время рассеяния электрона и дырки [18], e – заряд электрона, \hbar – приведенная постоянная Планка, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, μ – температурно-независимая подвижность носителей, и G выражается по формуле

$$G(E, E') = \frac{\sinh(E/k_B T)}{\cosh(E/k_B T) + \cosh(E'/k_B T)}. \quad (11)$$

На рис. 3 представлен график зависимости действительной (сплошные линии) и мнимой (пунктирные линии) частей динамической проводимости графена от частоты для различных значений энергии Ферми, рассчитанный по формуле (10). Как видно из рисунка, при выбранных значениях энергии Ферми действительная часть проводимости графена становится отрицательной на частоте приблизительно 3 ТГц и достигает минимального значения $\text{Re}(\sigma_{gr}) = -0.16$ мСм (мили сименс) на частоте $f \approx 5.8$ ТГц. Значение энергии Ферми $E_F = 28$ мэВ выбрано в соответствии с результатами, представленными в [19], где проведена оценка значений энергии квазиуровня Ферми, при которых воз-

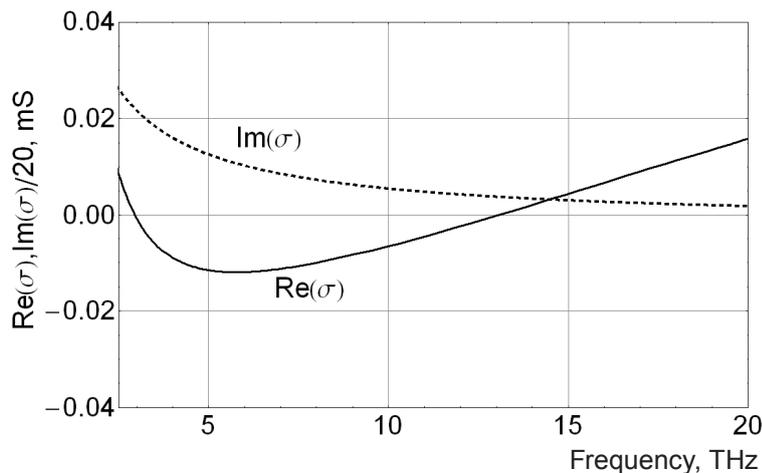


Рис. 3. Действительная и мнимая части динамической проводимости графена при $E_F = 28$ мэВ, $T = 300$ К, $\tau = 10^{-12}$ с

Fig. 3. Real and imaginary parts of the dynamic conductivity of graphene at $E_F = 28$ meV, $T = 300$ K, $\tau = 10^{-12}$ s



можно достичь эффекта усиления (и генерации) ТГц волны, посредством расчета зависимости действительной части проводимости накаченного графена от частоты. Механизм возникновения отрицательной проводимости графена описан в ряде работ [18–20]. Известно, что условие $\text{Re}[\sigma_{gr}(\omega)] < 0$ соответствует усилению и условие $\text{Re}[\sigma_{gr}(\omega)] > 0$ соответствует потерям энергии. Следовательно, в рассматриваемом случае усиление и генерация ТГц волны могут иметь место в диапазоне от 3 до ≈ 13 ТГц для данного значения энергии Ферми.

Известно, что кристаллическая структура SiC имеет выраженную политипичность, что означает существование ряда различных типов кристаллов, отличающихся только одним пространственным направлением. Все возможные политипы SiC описаны в [21]. Диэлектрическая функция, параллельная и перпендикулярная оптической оси, может быть записана в виде

$$\varepsilon_k(\omega) = \varepsilon_{k\infty} + \frac{\omega_{kp}^2}{\omega_{kTO}^2 - \omega^2 - i\gamma_k\omega}. \quad (12)$$

Здесь

$$\omega_{kp}^2 = \varepsilon_{k\infty}(\omega_{kLO}^2 - \omega_{kTO}^2), \quad k = p, t, \quad (13)$$

где ω_{kLO} и ω_{kTO} – частоты продольных и поперечных оптических фононов, плазменная частота ω_{kp} характеризует силу осциллятора и γ_k описывает затухание фононов (ширина линии) соответствующей моды. Число $\varepsilon_{j\infty}$ – это высокочастотная диэлектрическая постоянная, связанная с системой валентных электронов, которая измеряется в видимой и ближней ИК области

спектра. В работе [21] представлена таблица, содержащая некоторые экспериментальные и теоретические значения $\varepsilon_{j\infty}$, которые используются для расчетов в данной работе, но не приводятся здесь. Справедливо заметить, что в различных источниках имеется некоторое расхождение в значениях полученных экспериментально до ± 0.2 . Однако наблюдается высокое согласование средних значений экспериментальных данных с теоретическими данными, представленными в [22]. Постоянная затухания γ обратно пропорциональна времени жизни фононов. Для карбида кремния высокого качества постоянная затухания соответствует $1\text{--}3 \text{ см}^{-1}$ [21]. Диэлектрическая проницаемость SiC рассчитывается по формуле:

$$\varepsilon_{SiC} = \frac{\varepsilon_{k=p}(\omega) + \varepsilon_{k=t}(\omega)}{2}. \quad (14)$$

На рис. 4 представлены графики зависимости действительной (сплошные линии) и мнимой (пунктирные линии) частей эффективной диэлектрической проницаемости от частоты при различных значениях периода структуры d . Данные расчеты проведены для следующих условий: $E_F = 28$ мэВ, $T = 300$ К, $\tau = 10^{-12}$ с. Структура обладает гиперболическими свойствами, когда $\text{Re}(\varepsilon_{\perp}) < 0$. По знаку мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости $\text{Im}(\varepsilon_{\perp})$ можно определить, в каких интервалах частоты АГММ обладает усилением ($\text{Im}(\varepsilon_{\perp}) < 0$) или поглощением ($\text{Im}(\varepsilon_{\perp}) > 0$). Как показано на рисунке, структура обладает гиперболическими и усиливающими свойствами одновременно,

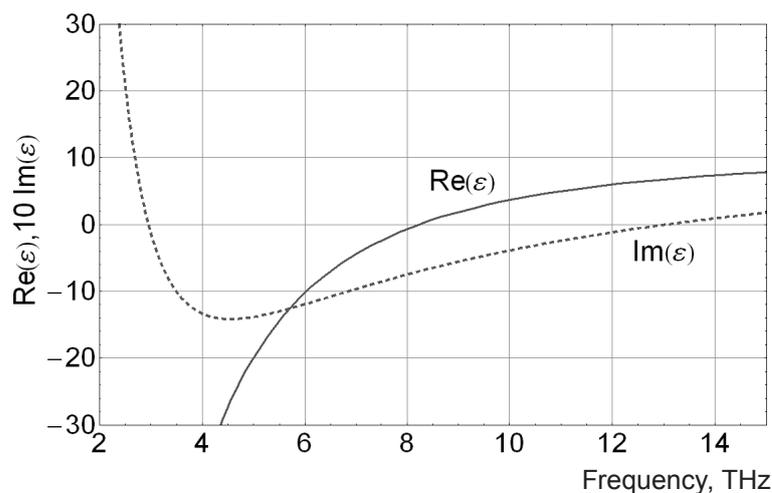


Рис. 4. Действительная и мнимая части динамической диэлектрической проницаемости карбида кремния. $E_F = 28$ мэВ, $T = 300$ К, $\tau = 10^{-12}$ с, $d = 50$ нм
 Fig. 4. Real and imaginary parts of the dynamic dielectric constant of silicon carbide. $E_F = 28$ meV, $T = 300$ K, $\tau = 10^{-12}$ s, $d = 50$ nm



при всех трех выбранных значениях периода структуры, в определенном интервале частот, который увеличивается с уменьшением периода.

4. Результаты и их обсуждение

На основании вышеизложенного метода проведен расчет коэффициентов пропускания и отражения данной АГММ. Коэффициенты пропускания T (сплошные линии) и отражения R (пунктирные линии) в зависимости от частоты представлены на рис. 5. Данные результаты получены для АГММ с параметрами: $h = 3$ мкм, период структуры $d = 50$ нм, $\alpha = \pi/4$, $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$. Инверсная заселенность графена может быть обеспечена посредством накачки (инжекционной либо лазерной) [19–21].

Видно, что $T > 1$ и $R > 1$ в определенных диапазонах частот. В частности наблюдаются резонансные пики коэффициентов отражения и пропускания на частоте ≈ 4.5722 ТГц, что свидетельствует о значительном усилении ТМ поляризованной волны в ТГц области спектра. Резонансы в спектрах отражения и пропускания обусловлены внутренней интерференцией. Ширина, высота пиков и частота, соответствующая максимуму пика, существенным образом зависят от угла наклона оптической оси и периода АГММ, а также от угла падения излучения на структуру. В ходе работы проводились оценки эффекта усиления при различных параметрах структуры. Приведенный на рис. 5 результат демонстрирует эффект при выбранных оптимальных параметрах.

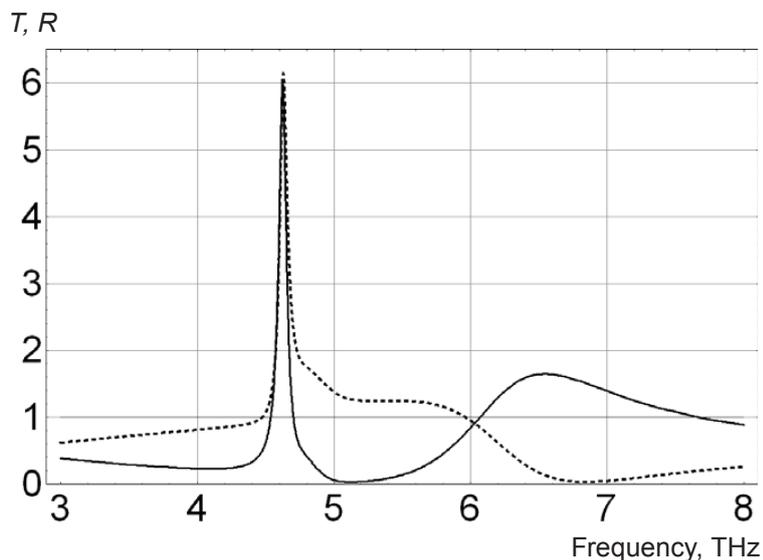


Рис. 5. Коэффициенты пропускания T (сплошные линии) и отражения R (пунктирные линии) в зависимости от частоты при различных значениях угла падения α . $h = 3$ мкм, период АГММ $d = 50$ нм, $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$
Fig. 5. The transmission T (solid curves) and reflection R (dashed curves) coefficients vs the frequency for different values of the angle of incidence α .
 $h = 3$ μm , period of АНММ $d = 50$ nm, $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$

На рис. 6 представлены графики зависимости T и R от угла падения излучения на структуру на резонансной частоте $f = 4.5722$ ТГц. Как видно на рисунке, при углах падения излучения на структуру $\pi/4 < \alpha < \pi/2$ значения коэффициента пропускания существенно возрастают, что свидетельствует об усилении излучения в структуре с указанными параметрами. Максимальное значение коэффициента пропускания наблюдается при угле падения $\alpha \approx \pi/2$.

Отметим, что значение периода структуры $d = 50$ нм определено как оптимальное для

АГММ, состоящего из слоев графена и карбида кремния при данных значениях остальных параметров. Увеличение периода структуры влечет за собой рост ширины резонансного пика, что происходит вследствие многократного отражения внутри структуры. Однако дальнейшее увеличение значения периода не является целесообразным, так как влечет за собой значительное преобладание карбида кремния над графеном в структуре.

Как мы отметили выше, в ТГц диапазоне частот карбид кремния не усиливает излучение,

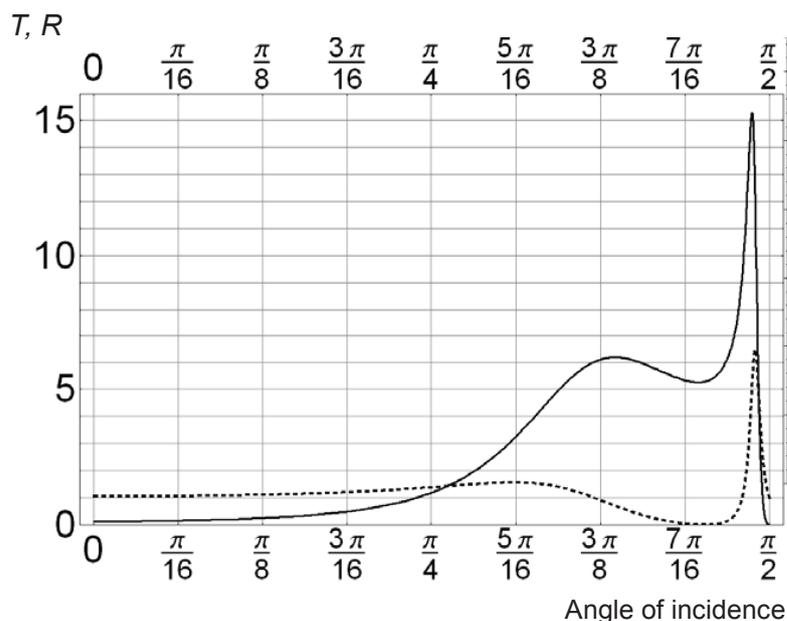


Рис. 6. Коэффициент пропускания T (сплошные линии) и коэффициент отражения R (пунктирные линии) в зависимости от угла падения излучения на структуру на резонансной частоте $f = 4.5722$ ТГц. Параметры структуры: $d = 50$ нм, $h = 3$ мкм, $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$, $\alpha = \pi/4$

Fig. 6. The transmission T (solid curves) and reflection R (dashed curves) coefficients vs the angle of incidence at the resonance frequency $f = 4.5722$ THz. Parameters of AHMM are $d = 50$ nm, $h = 3$ μ m, $\theta = \pi/3.8$, $\varphi = \pi/2$, $\psi = 0$, $\alpha = \pi/4$

следовательно, увеличение усиления в рассматриваемом типе АГММ происходит за счет слоев графена.

Заключение

На основании теоретического исследования оптических характеристик асимметричного гиперболического метаматериала содержащего слои графена, показано, что такая структура обладает значительным усилением в ТГц диапазоне частот. С помощью численного расчета, основанного на методе матриц Берремана 4×4 , позволяющего учитывать анизотропию среды, проведен анализ спектров отражения и пропускания асимметричного гиперболического метаматериала, на основании которого определены оптимальные условия для достижения максимального усиления в структуре. Расчеты проведены с учетом динамических характеристик компонентов структуры (графена и карбида кремния).

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 3.8493.2017).

Список литературы

1. Smolyaninov Igor I., Smolyaninova Vera N. Hyperbolic metamaterials : Novel physics and applications // Solid-State Electronics. 2017. Vol. 136. P. 102–112.
2. Федоров Ф. И. Оптика анизотропных сред. Минск : АН БССР, 1958. 381 с.
3. Felsen L., Marcuvitz N. Radiation and Scattering of Waves. Englewood Cliffs, N.J. : Prentice-Hall, USA, 1973. 888 с.
4. Cortes C. L., Newman W., Molesky S., Jacob Z. Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials // J. Opt. 2012. Vol. 14. P. 063001–063016.
5. Poddubny Alexander, Iorsh Ivan, Belov Pavel, Kivshar Yuri. Hyperbolic metamaterials // Nature photonics. 2013. Vol. 7. P. 958–967.
6. Iorsh I. V., Mukhin I. S., Shadrivov I. V., Belov P. A., Kivshar Y. S. Hyperbolic metamaterials based on multi-layer graphene structures // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 87. P. 075416.
7. Simovski C. R., Belov P. A., Atrashchenko A. V., Kivshar Y. S. Wire Metamaterials : Physics and Applications // Adv. Mater. 2012. Vol. 24. P. 4229–4248.
8. Melnikov L. A., Kozina O. N., Zotkina A. S., Nefedov I. S. Optical characteristics of the metal-wire dielectric periodic structure : hyperbolic eigenwaves // Proc. SPIE 9031. 2014. P. 903117–903122.



9. Nefedov I. S., Valaginnopoulos C. A., Melnikov L. A. Perfect absorption in graphene Multilayers // *J. Opt.* 2013. Vol. 15. P. 114003(6).
10. Nefedov I., Melnikov L. Plasmonic Terahertz Amplification in Graphene-Based Asymmetric Hyperbolic Metamaterial // *Photonics*. 2015. Vol. 2, iss. 2. P. 594–603.
11. Berreman D. W. Optics in stratified and anisotropic media : 4 x 4-matrix formulation // *Journal of the Optical Society of America*. 1972. Vol. 62. № 4. P. 1157–1160.
12. Pato S. P. An Algorithm for Solving the Optical Problem for Stratified Anisotropic Media // *Journal of Experimental & Theoretical Physics*. 2001. Vol. 92, № 4. P. 552.
13. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М. : Наука. 1973. 720 с.
14. Forbeaux I., Themlin J. M., Debever J. M. Heteroepitaxial graphite on 6HSiC(0001) : interface formation through conduction-band electronic structure // *Phys. Rev. B*. 1998. Vol. 58. P. 16396–16406.
15. Amjadipour M., MacLeod J., Lipton-Duffin J., Iacopi F., Motta N. Epitaxial graphene growth on FIB patterned 3C-SiC nanostructures on Si (111) : reducing milling damage // *Nanotechnology*. 2017. Vol. 28, iss. 34. P. 345602.
16. Kidwai O., Zhukovsky S. V., Sipe J. E. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials : Strengths and limitations // *Phys. Rev. A*. 2012. Vol. 85. P. 053842(13).
17. Рытов С. М. Электромагнитные свойства мелкослоистой среды // *ЖЭТФ*. 1955. Т. 29, № 5. С. 605–616.
18. Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures // *J. Phys. Condens. Matter*. 2011. Vol. 23. P. 145302.
19. Popov V. V., Polischuk O. V., Davoyan A. R., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M. S. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities // *Phys. Rev. B*. 2012. Vol. 86. P. 195437.
20. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping // *J. Appl. Phys.* 2007. Vol. 101. P. 083114.
21. Mutschke H., Andersen A. C., Clement D., Henning Th., Peiter G. Infrared properties of SiC particles // *Astron. Astrophys.* 1999. Vol. 345. P. 87–104.
22. Chen J., Levine Z. H., Wilkins J. W. Linear and nonlinear optical properties of four polytypes of SiC // *Phys. Rev. B*. 1994. Vol. 50, iss. 16. P. 11514.

Образец для цитирования:

Козина О. Н., Мельников Л. А. Оптические характеристики асимметричного гиперболического материала // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 122–131. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>

Optical Characteristics of Asymmetrical Hyperbolic Metamaterials

O. N. Kozina, L. A. Melnikov

Olga N. Kozina, <https://orcid.org/0000-0002-7066-4203>, Saratov Branch of Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, 38 Zelenaya St., Saratov 410019, Russia, kozinaolga@yandex.ru

Leonid A. Melnikov, <https://orcid.org/0000-0002-0423-3982>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politekhnikeskaya St., Saratov 410054, Russia, lam.pels@ya.ru

Background and Objectives: Metamaterials, which are artificial structures with specified properties, keep the interest to nest investigations and creation of new types of them due to their unusual properties. One of the promising variant of the metamaterials is hyperbolic metamaterials (HMM) which exhibit the hyperbolic-type dispersion in the space of wave-vectors and are described by the diagonal extremely anisotropic permittivity tensor. Here we investigated optical properties of asymmetrical hyperbolic metamaterial (AHMM) consisting of periodically arranged layers (or wires) in a host media, tilted relatively to the outer boundary. The most important feature of AHMM is the possibility to excite a very slow wave in AHMM by a plane wave, incoming from free space, while a minimal reflection may be achieved. We calculated spectral characteristics of the AHMM at different values of parameters of the structure.

Methods: We have used the algorithm for solving of the Maxwell

equation based on the Berreman 4x4 matrix which is convenient for the investigation of the propagation of polarized light in anisotropic media. We have adopted this method for the system when active atoms or ions are embedded into the medium for the calculations of light propagation in AHMM slabs which is infinite in the x and y -direction and has a finite-thickness in the z direction. Anisotropy of the hyperbolic media slab was taken into account. We use the effective medium model. **Results:** The transmittance and reflectance were calculated for different orientation of optical axis, angles of incidence and THz field frequencies in the AHMM with graphene layers. Spectral characteristics of reflection and transmission are presented. We have shown that huge resonances in transmittance and reflectance observed near 5 THz for different values of the incident angles which characterized a huge amplification in the AHMM. The effects of changing in the structure parameters have been demonstrated.

Keywords: hyperbolic metamaterials, transmittance, reflectance, Berreman matrix, amplification.

Acknowledgements: This work was supported by the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (project No. 3.8493.2017/BCh).

References

1. Smolyaninov Igor I., Smolyaninova Vera N. Hyperbolic metamaterials: Novel physics and applications. *Solid-State Electronics*, 2017, vol. 136, pp. 102–112.



2. Fedorov F. I. *Optica anisotropnih sred* [Optics of the anisotropic medium]. Minsk, AS BSSR, 1958. 381 p. (in Russian).
3. Felsen L., Marcuvitz N. *Radiation and Scattering of Waves*. Englewood Cliffs, N. J., Prentice-Hall, USA, 1973. 888 p.
4. Cortes C. L., Newman W., Molesky S., Jacob Z. Quantum nanophotonics using hyperbolic metamaterials. *J. Opt.*, 2012, vol. 14, pp. 063001–063016.
5. Poddubny Alexander, Iorsh Ivan, Belov Pavel, Kivshar Yuri. Hyperbolic metamaterials. *Nature photonics*, 2013, vol. 7, pp. 958–967.
6. Iorsh I. V., Mukhin I. S., Shadrivov I. V., Belov P. A., Kivshar Y. S. Hyperbolic metamaterials based on multilayer graphene structures. *Phys. Rev. B.*, 2013, vol. 87, pp. 075416.
7. Simovski C. R., Belov P. A., Atrashchenko A. V., Kivshar Y. S. Wire Metamaterials: Physics and Applications. *Adv. Mater.*, 2012, vol. 24, pp. 4229–4248.
8. Melnikov L. A., Kozina O. N., Zotkina A. S., Nefedov I. S. Optical characteristics of the metal-wire dielectric periodic structure: hyperbolic eigenwaves. *Proc. SPIE 9031*, 2014, pp. 903117–903122.
9. Nefedov I. S., Valaginnopoulos C. A., Melnikov L. A. Perfect absorption in graphene Multilayers. *J. Opt.*, 2013, vol. 15, pp. 114003(6).
10. Nefedov I., Melnikov L. Plasmonic Terahertz Amplification in Graphene-Based Asymmetric Hyperbolic Metamaterial. *Photonics*, 2015, vol. 2, iss. 2, pp. 594–603.
11. Berreman D. W. Optics in stratified and anisotropic media: 4 x 4-matrix formulation. *Journal of the Optical Society of America*, 1972, vol. 62, no. 4, pp. 1157–1160.
12. Palto S. P. An Algorithm for Solving the Optical Problem for Stratified Anisotropic Media. *Journal of Experimental & Theoretical Physics*, 2001, vol. 92, no. 4, pp. 552.
13. Korn G., Korn T. *Spravochnik po matematike dlya nauchnih rabotnikov i inzhenerov* [Math Handbook for Scientists and Engineers]. Moscow, Nauka Publ., 1973. 720 p. (in Russian).
14. Forbeaux I., Themlin J. M., Debever J. M. Heteroepitaxial graphite on 6HSiC(0001): interface formation through conduction-band electronic structure. *Phys. Rev. B*, 1998, vol. 58, pp. 16396–16406.
15. Amjadipour M., MacLeod J., Lipton-Duffin J., Iacopi F., Motta N. Epitaxial graphene growth on FIB patterned 3C-SiC nanostructures on Si (111): reducing milling damage. *Nanotechnology*, 2017, vol. 28, iss. 34, pp. 345602.
16. Kidwai O., Zhukovsky S. V., Sipe J. E. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials: Strengths and limitations. *Phys. Rev. A.*, 2012, vol. 85, pp. 053842(13).
17. Ritov S. M. Electromagnitnie svoistva melkosloistoy sredi [Electromagnetic properties of a thin layer medium]. *SZETV* [Jornal of Experimental and Theoretical Physics], 1955, vol. 29, no. 5, pp. 605–616 (in Russian).
18. Dubinov A. A., Aleshkin V. Ya., Mitin V., Otsuji T., Ryzhii V. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures. *J. Phys. Condens. Matter.*, 2011, vol. 23, pp. 145302.
19. Popov V. V., Polischuk O. V., Davoyan A. R., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M. S. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities. *Phys. Rev. B*, 2012, vol. 86, pp. 195437.
20. Ryzhii V., Ryzhii M., Otsuji T. Negative dynamic conductivity of graphene with optical pumping. *Journal of Applied Physics*, 2007, vol. 101, pp. 083114.
21. Mutschke H., Andersen A. C., Clement D., Henning Th., Peiter G. Infrared properties of SiC particles. *Astron. Astrophys.*, 1999, vol. 345, pp. 87–104.
22. Chen J., Levine Z. H., Wilkins J. W. Linear and nonlinear optical properties of four polytypes of SiC. *Phys. Rev. B*, 1994, vol. 50, iss. 16, pp. 11514.

Cite this article as:

Kozina O. N., Melnikov L. A. Optical Characteristics of Asymmetrical Hyperbolic Metamaterials. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 2, pp. 122–131 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>