

SỰ LAN TRUYỀN SÓNG ĐIỆN TỪ TRONG SIÊU VẬT LIỆU HYPERBOLIC VỚI ĐỘ THẨM ĐIỆN MÔI GẦN BẰNG KHÔNG

Nguyễn Phạm Quỳnh Anh*, Lê Ngọc Minh

Trường Đại học khoa học, Đại học Huế, 77 Nguyễn Huệ, Huế, Việt Nam

* Tác giả liên hệ Nguyễn Phạm Quỳnh Anh <npqanh.dhkh@hueuni.edu.vn>
(Ngày nhận bài: 27-12-2021; Ngày chấp nhận đăng: 10-04-2022)

Tóm tắt. Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu siêu vật liệu hyperbolic trên cơ sở cấu trúc chứa sợi kim loại kích thước nanomet nhúng trong nền điện môi bằng phương pháp lý thuyết môi trường hiệu dụng. Kết quả nghiên cứu cho thấy siêu vật liệu hyperbolic với độ thẩm điện môi gần bằng 0 (ENZ) có thể tồn tại cùng lúc ở loại I và loại II. Điểm đặc biệt lan truyền sóng điện từ phân cực từ ngang được nghiên cứu trong hai loại siêu vật liệu này. Chùm ánh sáng đến phân kỳ dường như chuyển thành chùm sáng chuẩn trực tốt và chuyển toàn bộ năng lượng theo hướng vuông góc với bề mặt siêu vật liệu hyperbolic loại I trong vùng giá trị đặc biệt của góc tới từ -5 đến 5° . Trong siêu vật liệu hyperbolic loại II, sóng ánh sáng truyền hoàn toàn qua lớp cấu trúc vật liệu; đồng thời, giá trị hệ số truyền qua không đổi trong vùng giá trị góc tới từ -40 đến 40° . Sự thay đổi bán kính sợi kim loại trong cấu trúc và độ dày của lớp siêu vật liệu có ảnh hưởng đến đặc tính lan truyền sóng điện từ.

Từ khóa: siêu vật liệu hyperbolic, độ thẩm điện môi gần bằng 0, sợi nano kim loại nhúng trong nền điện môi

Propagation of electromagnetic waves in hyperbolic metamaterials with epsilon near zero permittivity

Nguyen Pham Quynh Anh*, Le Ngoc Minh

University of Sciences, Hue University, 77 Nguyen Hue St., Hue, Vietnam

* Correspondence to Nguyen Pham Quynh Anh <npqanh.dhkh@hueuni.edu.vn>
(Received: 27 December 2021; Accepted: 10 April 2022)

Abstract. In this paper, we investigated hyperbolic metamaterials based on a structure containing metallic nanowires embedded in a dielectric matrix with the utility environment theory method. Hyperbolic metamaterials with near-zero permittivity may exist simultaneously in type I and type II. The propagation of transverse electromagnetic waves in these two types of metamaterial was considered. The diverging incident light beam seems to convert into a well-collimated beam and transfers all its energy in the direction perpendicular to the surface of the hyperbolic metamaterial of type I in the region of special values of the incidence angle from -5 to 5° . In the hyperbolic metamaterial of type II, the light wave entirely transmits through the material layers, while the transmittance remains constant in the range of incident angle values from -40 to 40° . The radius of the metal nanowires and the material thickness also affect the characteristics of electromagnetic wave propagation.

Keywords: hyperbolic metamaterial, metallic nanowires, embedded, dielectric matrix, near-zero permittivity

1 Mở đầu

Hiện nay, các nhà khoa học quan tâm nghiên cứu nhiều về các vật liệu nhân tạo kích thước nano với khả năng tạo ra những tính chất điện từ, vật lý và nhiều tính chất khác biệt không có trong các loại vật liệu thông thường [1-3]. Chúng thường được gọi là các siêu vật liệu, được chế tạo theo những phương thức đặc biệt. Sự thay đổi kích thước, hình dạng và chu kỳ của cấu trúc mạng của siêu vật liệu xảy ra ở cấp độ nano mét; do đó, có thể thay đổi các phản ứng điện từ và đạt được các giá trị kỳ lạ của độ thấm điện môi và hệ số từ thẩm của vật liệu [4-7]. Điều này không xuất hiện trong các vật liệu tự nhiên. Một trong số các siêu vật liệu nhân tạo thu hút nhiều sự quan tâm của các nhà nghiên cứu là siêu vật liệu với độ thấm điện gần bằng 0 do các tính chất dị thường của chúng ở vùng vi sóng và vùng quang học [8-15]. Các ứng dụng của loại vật liệu này có thể kể đến như tăng cường khả năng định hướng chùm ánh sáng [16, 17], hấp thụ hoàn hảo [18], điều chỉnh đồ thị bức xạ [19], chuyển mạch quang phi tuyến nhanh [20] và thiết bị truyền dẫn tốc độ cao [21, 22].

Trong phép xấp xỉ lý thuyết môi trường hiệu dụng, siêu vật liệu có thể xem như siêu tinh thể một quang trục. Các tính chất quang học của chúng được mô tả thông qua tenxơ độ thấm điện môi hiệu quả; các thành phần chính của tenxơ phụ thuộc vào các tham số hình học của cấu trúc vật liệu [23]. Khi các thành phần này có dấu ngược nhau, phương trình phân tán của cấu trúc siêu vật liệu mô tả một mặt hyperboloid. Siêu vật liệu với tính chất như vậy được gọi là siêu vật liệu hyperbolic [24-26]. Siêu vật liệu hyperbolic được phân thành hai loại: loại I có mặt hyperboloid hai nhánh và loại II có mặt hyperboloid một nhánh [26]. Do phương trình tán sắc có dạng mở nên siêu vật liệu hyperbolic có những tính chất độc đáo và khác biệt, không tồn tại

trong các vật liệu thông thường như mật độ các trạng thái lớn vô hạn, các vectơ sóng lớn và khúc xạ âm [27-29].

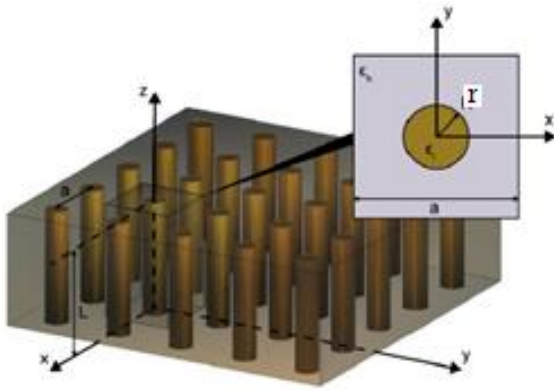
Như vậy, siêu vật liệu hyperbolic với độ thấm điện gần bằng 0 (ENZ) sẽ tạo ra loại vật liệu với triển vọng ứng dụng mới trong các thiết bị như bộ lọc quang học chọn lọc góc tới, nguồn sáng định hướng cao, thiết bị chuyển mạch phân cực và thiết bị phản xạ đa hướng. Nghiên cứu động học và tính chất vật lý của các siêu vật liệu hyperbolic có độ thấm điện gần bằng 0 sẽ cung cấp cái nhìn sâu sắc về các hiện tượng quang học đáng chú ý và những ảnh hưởng riêng biệt chỉ có ở loại vật liệu tiên tiến này. Caglayan [30] đã chế tạo thành công siêu vật liệu hyperbolic ENZ dựa trên cấu trúc đa lớp kim loại điện môi và ứng dụng chúng trong điều khiển cộng hưởng plasmon trong nano ăng-ten. Khả năng chuyển pha, kiểm soát dòng năng lượng điện từ, tính chất quang, khả năng truyền xuyên sóng điện từ trong siêu vật liệu loại này được nghiên cứu bằng lý thuyết và thực nghiệm trong các công trình [31-35]. Mặc dù sự quan tâm đến siêu vật liệu hyperbolic ENZ ngày càng tăng, nhưng vẫn có rất ít công trình nghiên cứu về đặc tính lan truyền và phân tán sóng điện từ trong siêu vật liệu hyperbolic này ở cả loại I và loại II. Nghiên cứu về điểm đặc biệt của mặt đẳng tần của vật liệu tại chế độ gần bằng 0 của độ thấm điện cho phép nghiên cứu về hướng chuyển năng lượng và sự phân kỳ của chùm ánh sáng trong siêu vật liệu. Điều kiện để thực hiện sự lan truyền không phân kỳ chùm ánh sáng trong vật liệu hyperbolic ENZ cũng là một đặc điểm quan trọng và cần thiết trong các ứng dụng thực tiễn. Tất cả những điều này sẽ được trình bày cụ thể trong bài báo này.

Bài báo của chúng tôi được tổ chức như sau: Điều kiện hình thành siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I và ENZ loại II được đưa ra trong phần 2. Trong phần 3, chúng tôi nghiên cứu đặc điểm

truyền sóng trong siêu vật liệu hyperbolic ENZ. Cuối cùng, các kết luận được nêu trong phần 4.

2 Điều kiện hình thành siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I và ENZ loại II

Xét siêu vật liệu tổng hợp được tạo ra từ cấu trúc chứa các sợi kim loại nhúng vào nền điện môi (ví dụ từ oxit nhôm) (Hình 1). Chọn hệ trục tọa độ Descartes với trục Z song song với quang trục của siêu vật liệu; trục X và Y nằm trong bề mặt của lớp vật liệu và gốc tọa độ ($Z=0$) đặt tại mặt phẳng phân chia lớp siêu vật liệu với môi trường điện môi bên ngoài.



Hình 1. Cấu trúc các sợi kim loại nhúng trong nền điện môi [36]

Tương ứng với lý thuyết môi trường hiệu dụng, vật liệu đã cho có thể xem như môi trường đồng nhất một trục. Tính chất điện môi của nó được mô tả bằng tenxơ độ thấm điện môi

$$\hat{\epsilon} = \text{diag} \{ \epsilon_{xy}, \epsilon_{xy}, \epsilon_z \}, \quad [37]$$

$$\epsilon_{xy} = \frac{\beta \epsilon_m N + \epsilon_d (1 - N)}{\beta N + (1 - N)},$$

$$\epsilon_z = \epsilon_m N + \epsilon_d (1 - N) \quad (1)$$

trong đó ϵ_z là độ thấm điện môi dọc (dọc theo trục Z); ϵ_{xy} là độ thấm điện môi ngang (trong mặt phẳng XY); $\beta = 2\epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d)$; ϵ_d là độ thấm điện

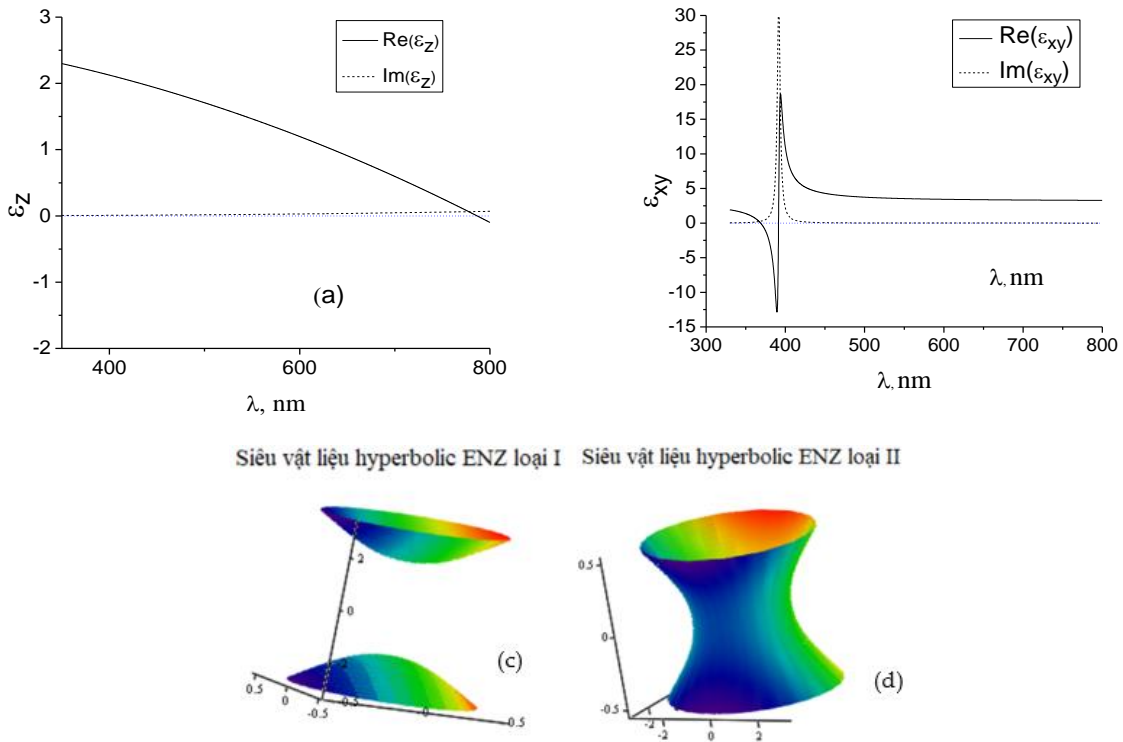
môi của nền điện môi; ϵ_m là độ thấm điện môi của kim loại; $N = \pi r^2 / a^2$ là hệ số lấp đầy (lượng kim loại trong cấu trúc); r là bán kính của sợi kim loại; a khoảng cách giữa hai tâm của hai sợi kim loại liền kề nhau. Độ thấm điện môi của kim loại phụ thuộc vào bước sóng ánh sáng và được xác định theo công thức Drude [4]:

$$\epsilon_m(\lambda) = \epsilon_\infty - \lambda^2 / \left[\lambda_p^2 (1 + i\lambda\Gamma / 2\pi c) \right] \quad (2)$$

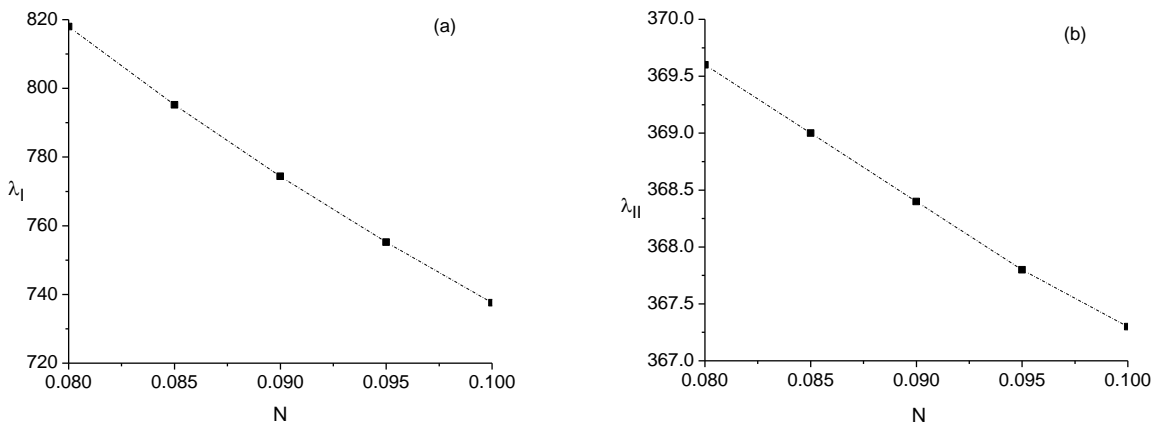
trong đó ϵ_∞ là độ thấm điện môi của khối của kim loại; λ là bước sóng ánh sáng bức xạ; λ_p số sóng plasma; Γ là hệ số suy biến; V_F là tốc độ Fermi. Sử dụng công thức (2) cho kim loại bạc [25], chúng ta xác định được rằng, nếu bán kính các sợi kim loại bằng 30 nm và hệ số lấp đầy $N = 0,087$ thì trong cấu trúc đã cho có thể xuất hiện tính chất của siêu vật liệu hyperbolic loại I với $\text{Re}(\epsilon_x) > 0, \text{Re}(\epsilon_z) < 0$, cũng như loại II với $\text{Re}(\epsilon_x) < 0, \text{Re}(\epsilon_z) > 0$.

Từ Hình 2 có thể thấy rằng, gần bước sóng $\lambda_I \approx 786,6$ nm thực hiện chế độ xấp xỉ bằng 0 của độ thấm điện môi dọc: $\epsilon_{xy} = 3,29 + i \times 3,666 \times 10^{-3}$ và $\epsilon_z = -3,125 \times 10^{-5} + i \times 0,066$, khi đó siêu vật liệu được gọi là siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I (Hình 2a,c); gần bước sóng $\lambda_{II} \approx 368,8$ nm thực hiện được chế độ gần bằng 0 của độ thấm điện môi ngang: $\epsilon_{xy} = -7,92 \times 10^{-3} + i \times 0,27$ và $\epsilon_z = 2,237 + i \times 6,803 \times 10^{-3}$ và nhận được siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại II. Từ các tính toán có thể thấy rằng độ lớn λ_I và λ_{II} phụ thuộc vào hệ số lấp đầy (Hình 3): khi tăng N từ 0,08 đến 0,1 giá trị của λ_I và λ_{II} đều giảm.

Có thể thấy rằng, với giá trị xác định của hệ số lấp đầy, sự thay đổi bán kính của sợi kim loại ảnh hưởng đến phần ảo của độ thấm điện môi ngang ($\text{Im}(\epsilon_{xy})$) và độ thấm điện môi dọc ($\text{Im}(\epsilon_z)$) nhưng thực tế không ảnh hưởng đến độ lớn của bước sóng mà tại đó xuất hiện chế độ gần đến 0 của độ thấm điện môi ngang và dọc.



Hình 2. (a), (b) Sự phụ thuộc của phổ phần thực và phần ảo của độ thấm điện môi dọc và ngang; (c), (d) Mặt phẳng tán sắc trong không gian vectơ sóng của siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I (tại bước sóng 368,8 nm) và siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại II (tại bước sóng 786,6 nm). Bán kính sợi kim loại Ag $r = 30$ nm; hệ số lấp đầy $N = 0,087$



Hình 3. Sự phụ thuộc bước sóng λ_I , λ_{II} , tại đó xuất hiện chế độ gần bằng 0 của độ thấm điện môi dọc ϵ_z (ENZ loại I) và ngang ϵ_{xy} (ENZ loại II), vào hệ số lấp đầy N . Bán kính các sợi kim loại Ag $r = 30$ nm

3 Sự truyền sóng trong siêu vật liệu hyperbolic ENZ

Xét sự tương tác của sóng điện từ với lớp siêu vật liệu hyperbolic dị hướng một quang trục với độ thấm điện môi gần bằng 0 (có tính đến sự hấp thụ của vật liệu). Sóng điện từ phẳng đơn sắc lan truyền trong môi trường có độ thấm điện môi ϵ và hệ số từ thẩm $\mu = 1$ được mô tả theo hệ phương trình Maxwell:

$$\begin{aligned} \text{rot}\vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \\ \text{rot}\vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{div}\vec{H} = 0, \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E},$$

trong đó \vec{E} và \vec{D} là các vectơ cường độ điện trường và từ trường của sóng đến. Ở đây chỉ xem xét sự tương tác của sóng điện từ phân cực TM với vectơ cường độ từ trường \vec{H} vuông góc với mặt phẳng tới (hướng dọc theo trục Y). Trong trường hợp sóng điện từ phẳng, đơn sắc thì nghiệm của hệ phương trình Maxwell (3) trong môi trường điện môi ϵ_i có dạng:

$$\begin{aligned} \vec{E}_i &= \frac{A_0}{k_0 \epsilon_i} [k_{zi} \vec{e}_x - q \vec{e}_z] \exp(ik_{zi}z + iqx), \\ \vec{H}_i &= A_0 \vec{e}_y \exp(ik_{zi}z + iqx). \end{aligned} \quad (4)$$

Các vectơ cường độ điện trường và từ trường của sóng khúc xạ vào lớp siêu vật liệu được xác định theo biểu thức:

$$\begin{aligned} \vec{E}_r &= \frac{t_{ic} A_0}{k_0} \left[\frac{k_{zc}}{\epsilon_{xy}} \vec{e}_x - \frac{q}{\epsilon_z} \vec{e}_z \right] \exp(ik_{zc}z + iqx), \\ \vec{H}_r &= A_0 t_{ic} \vec{e}_y \exp(ik_{zc}z + iqx). \end{aligned} \quad (5)$$

Tương tự, đối với sóng phản xạ ở bề mặt thì

$$\begin{aligned} \vec{E}_r &= -\frac{r_{ic} A_0}{k_0 \epsilon_i} [k_{zi} \vec{e}_x + q \vec{e}_z] \exp(-ik_{zi}z + iqx), \\ \vec{H}_r &= A_0 r_{ic} \vec{e}_y \exp(-ik_{zi}z + iqx), \end{aligned} \quad (6)$$

trong đó ϵ_i là độ thấm điện môi của môi trường điện môi chứa sóng đến, $r_{ic}^{TM} = A_r / A_{inc}$ là hệ số phản xạ, A_r và A_{inc} là biên độ sóng phản xạ và sóng tới tương ứng; k_z và q là thành phần dọc (dọc theo trục Z) và ngang (nằm trong mặt phẳng XY) của vectơ số sóng (số sóng dọc và số sóng ngang) tương ứng. Từ phương trình tán sắc trong lớp điện môi và trong lớp siêu vật liệu:

$$\begin{aligned} k_{zi}^2 + q^2 &= k_0^2 \epsilon_i, \quad (7) \\ k_{zc}^2 \epsilon_z + \epsilon_{xy} q^2 &= k_0^2 \epsilon_{xy} \epsilon_z, \end{aligned} \quad (8)$$

có thể xác định được biểu thức của số sóng dọc trong điện môi và trong lớp siêu vật liệu:

$$\begin{aligned} k_{zi} &= [k_0^2 \epsilon_i - q^2]^{1/2}, \quad (9) \\ k_{zc} &= [k_0^2 \epsilon_{xy} - (\epsilon_{xy} - \epsilon_z) q^2]^{1/2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Khi chuyển từ môi trường này sang môi trường khác, độ lớn của vectơ số sóng ngang không thay đổi. Giả sử ánh sáng từ không khí đến bề mặt siêu vật liệu có góc tới α_1 . Khi đó, số sóng ngang được xác định bằng công thức: $q = k_0 \sin \alpha_1$ và $k_0 = 2\pi / \lambda$. Thực hiện một số phép biến đổi, có thể xác định được hệ số khúc xạ và phản xạ của chùm ánh sáng tại mặt phân cách môi trường điện môi có độ thấm điện môi ϵ_1 và lớp siêu vật liệu:

$$r_{1c} = \frac{\epsilon_{xy} \cos \alpha_1 - \sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon_{xy} - \epsilon_{xy} \epsilon_1 \sin^2 \alpha_1 / \epsilon_z}}{\epsilon_{xy} \cos \alpha_1 + \sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon_{xy} - \epsilon_{xy} \epsilon_1 \sin^2 \alpha_1 / \epsilon_z}}, \quad (11)$$

$$t_{1c} = \frac{2\epsilon_{xy} \cos \alpha_1}{\epsilon_{xy} \cos \alpha_1 + \sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\epsilon_{xy} - \epsilon_{xy} \epsilon_1 \sin^2 \alpha_1 / \epsilon_z}}. \quad (12)$$

Đối với hệ số khúc xạ và phản xạ tại mặt phân cách giữa lớp siêu vật liệu và môi trường điện môi có độ thấm điện môi ϵ_2 :

$$r_{c2} = -\frac{\epsilon_{xy} \cos \alpha_2 - \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\epsilon_{xy} - \epsilon_{xy} \epsilon_1 \sin^2 \alpha_1 / \epsilon_z}}{\epsilon_{xy} \cos \alpha_2 + \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\epsilon_{xy} - \epsilon_{xy} \epsilon_1 \sin^2 \alpha_1 / \epsilon_z}}, \quad (13)$$

$$t_{c2} = \frac{2\epsilon_2 \sqrt{\epsilon_{xy} - \epsilon_{xy} \epsilon_1 \sin^2 \alpha_1 / \epsilon_z}}{\epsilon_{xy} \cos \alpha_2 + \sqrt{\epsilon_2} \sqrt{\epsilon_{xy} - \epsilon_{xy} \epsilon_1 \sin^2 \alpha_1 / \epsilon_z}}, \quad (14)$$

trong đó α_2 là góc khúc xạ ở môi trường điện môi ϵ_2 . Vì độ dày giới hạn của lớp siêu vật liệu hyperbolic chúng ta nhận được biểu thức cường độ điện trường \vec{E} và cường độ từ trường \vec{H} trước (1), sau (2) và thậm chí bên trong (truyền đến (f) và truyền ngược lại (b)) lớp siêu vật liệu hyperbolic:

$$\vec{E}_1 = \frac{A_0}{k_0 \cdot \epsilon_1} [k_{z1} \vec{e}_x - q \vec{e}_z] \exp(ik_{z1}z + iqx) - \frac{R_m A_0}{k_0 \cdot \epsilon_1} [k_{z1} \vec{e}_x + q \vec{e}_z] \exp(-ik_{z1}z + iqx) \quad (15)$$

$$\vec{H}_1 = A_0 \vec{e}_y \exp(ik_{z1}z + iqx) + A_0 R_m \vec{e}_y \exp(-ik_{z1}z + iqx)$$

$$\vec{E}_c^{f,b} = \frac{s_{f,b} A_0}{k_0} \left(\pm \frac{k_{zc}}{\epsilon_o} \vec{e}_x - \frac{q}{\epsilon_e} \vec{e}_z \right) \exp(\pm ik_{zc}z + iqx)$$

$$\vec{H}_c^{f,b} = s_{f,b} A_0 \vec{e}_y \exp(\pm ik_{zc}z + iqx) \quad (16)$$

$$\vec{E}_2 = \left(\frac{A_0 T_m k_{z2}}{k_0} \vec{e}_x - \frac{A_0 T_m q}{k_0} \vec{e}_z \right) \exp(ik_{z2}(z-L) + iqx)$$

$$\vec{H}_2 = T_m A_0 \vec{e}_y \exp(ik_{z2}(z-L) + iqx) \quad (17)$$

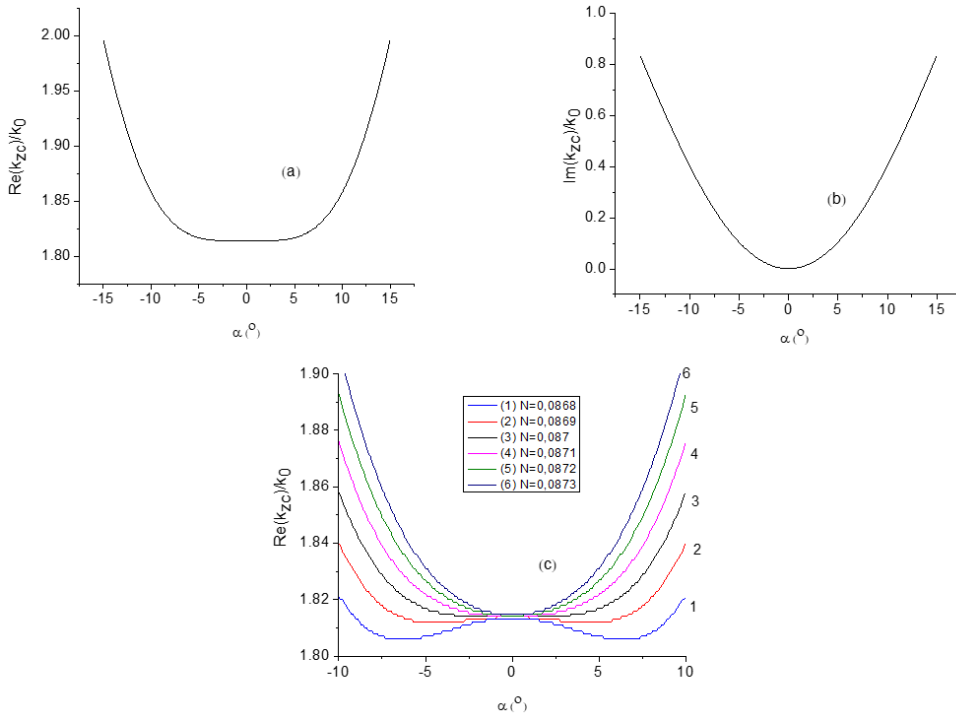
trong đó $s^f = A_f / A_{inc}$ và $s^b = A_b / A_{inc}$ là hệ số biên độ đối với sóng truyền đến (dọc theo trục Z) và truyền theo hướng ngược lại bên trong lớp siêu vật liệu hyperbolic; R_m và T_m là hệ số phản xạ và truyền qua lớp siêu vật liệu được xác định theo các biểu thức:

$$R_m = \frac{r_{ic} + r_{ci} \exp(2ik_{zc}L)}{1 + r_{ic}r_{ci} \exp(2ik_{zc}L)}, T_m = \frac{t_{ic}t_{ci} \exp(ik_{zc}L)}{1 + r_{ic}r_{ci} \exp(2ik_{zc}L)} \quad (18)$$

$$s^f = \frac{t_{ic}}{1 + r_{ic}r_{ci} \exp(2ik_{zc}L)}, s^b = \frac{t_{ic}r_{ci} \exp(2ik_{zc}L)}{1 + r_{ic}r_{ci} \exp(2ik_{zc}L)} \quad (19)$$

3.1 Xét điểm đặc biệt lan truyền sóng bất thường trong siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I

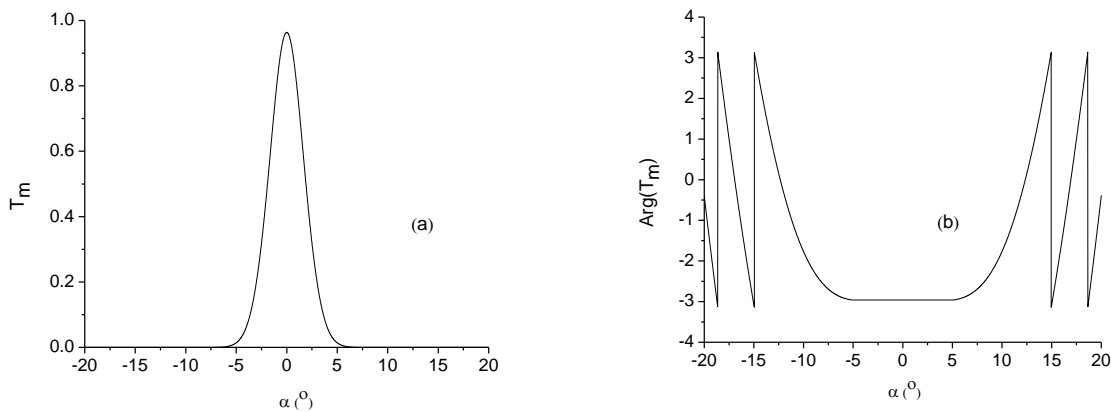
Xét trường hợp lớp siêu vật liệu được nhúng trong môi trường điện môi là không khí. Hình 4 mô tả sự phụ thuộc của phần thực và phần ảo của số sóng dọc vào các giá trị của góc tới của sóng phân cực TM đến lớp siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I với cấu trúc gồm các sợi nano bạc nhúng trong nền oxit nhôm tại bước sóng tới 786,6 nm.



Hình 4. (a), (b) Sự phụ thuộc của phần thực và phần ảo của số sóng dọc của sóng ánh sáng trong lớp siêu vật liệu vào góc tới của ánh sáng; (c) Sự phụ thuộc của phần thực của số sóng dọc vào góc tới với những giá trị khác nhau của hệ số lấp đầy

Như đã biết, hướng chuyển năng lượng trong môi trường trùng với hướng pháp tuyến của mặt tán sắc (mặt đẳng tần). Khi đó, trên mặt đẳng tần xuất hiện các phần phẳng của các vectơ pháp tuyến trong mặt phẳng này hướng song song với nhau; do đó, năng lượng được truyền dọc theo một hướng. Đối với siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I được tạo ra từ cấu trúc sợi kim loại bạc nhúng vào nền oxit nhôm với bán kính sợi kim loại 30 nm và hệ số lấp đầy $N = 0,087$, tồn tại vùng giá trị góc tới α từ -5° đến 5° mà tại đó xuất hiện phần mặt phẳng trong mặt đẳng tần, tương ứng với sự cộng tuyến của các vectơ vận tốc nhóm (Hình 4a).

Thực hiện các tính toán với những giá trị khác nhau của hệ số lấp đầy:



Hình 5. Sự phụ thuộc vào góc tới của độ lớn hệ số truyền qua T_m và đối số của hệ số truyền qua $\text{Arg}(T_m)$ của sóng ánh sáng trong lớp siêu vật liệu với cấu trúc sợi kim loại nhúng trong nền điện môi. Bán kính sợi kim loại $r = 30$ nm

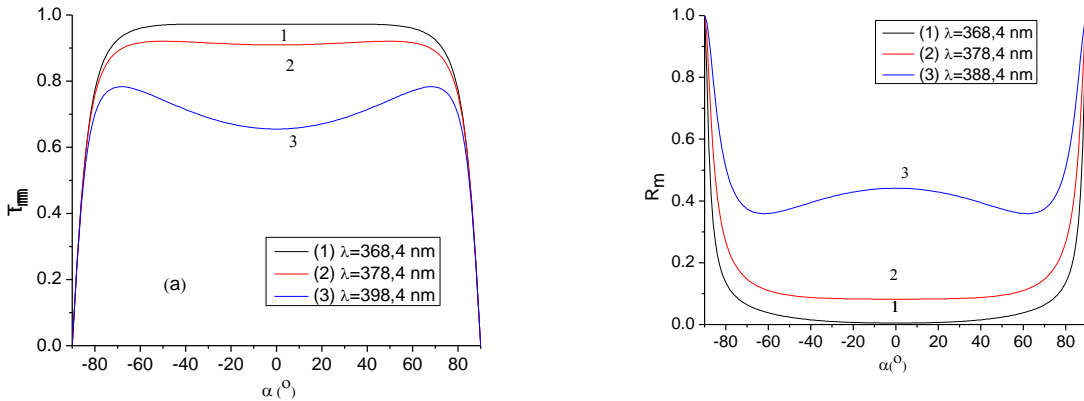
3.2 Xét điểm đặc biệt lan truyền sóng bất thường trong siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại II

Từ phương trình tán sắc (8) có thể nhận thấy rằng khi $\epsilon_{xy} = 0$, thành phần dọc của vectơ số sóng $k_{zc} = 0$, tức là sóng chỉ lan truyền dọc theo bề mặt của lớp siêu vật liệu. Từ phương trình (8) và định luật Snell, chúng ta suy ra $n_x = \sqrt{\epsilon_z} = \sin \alpha_1$. Như vậy, với các góc tới thỏa mãn điều kiện

$$N = 0,085, 0,086, 0,087, 0,088, 0,089$$

khi bước sóng ánh sáng đến không đổi và bằng 786,6 nm. Từ Hình 4c, có thể nhận thấy rằng khi tăng hệ số lấp đầy (tức là làm tăng độ lớn độ thấm điện môi ngang) thì phần đoạn thẳng trong đường cong phần thực của số sóng ngang thu hẹp lại; do đó, phần mặt phẳng trong mặt đẳng tần cũng bị thu hẹp lại. Kết quả tính toán từ Hình 5 cho thấy rằng trong vùng giá trị góc tới $-5^\circ < \alpha < 5^\circ$ và ở cấu trúc đang xét, quan sát được sự thay đổi đáng kể của hệ số biên độ truyền qua T_m của sóng ánh sáng, trong khi đó đối số của nó lại không thay đổi trong vùng giá trị này.

$\alpha_1^c = \arcsin(\sqrt{\epsilon_z})$, sóng điện từ truyền hoàn toàn qua lớp vật liệu với hệ số truyền qua $T_m = 1$. Hiện tượng này xảy ra do cộng hưởng bên trong lớp siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại II và góc α_1^c trong trường hợp này không tương ứng với góc Brewster (góc tới của sóng ánh sáng tại đó không có tia phản xạ ở bề mặt đến). Cần chú ý rằng giá trị $\epsilon_{xy} = 0$ là không thực tế [38] và đúng hơn chúng ta nói ϵ_{xy} có giá trị gần bằng 0.

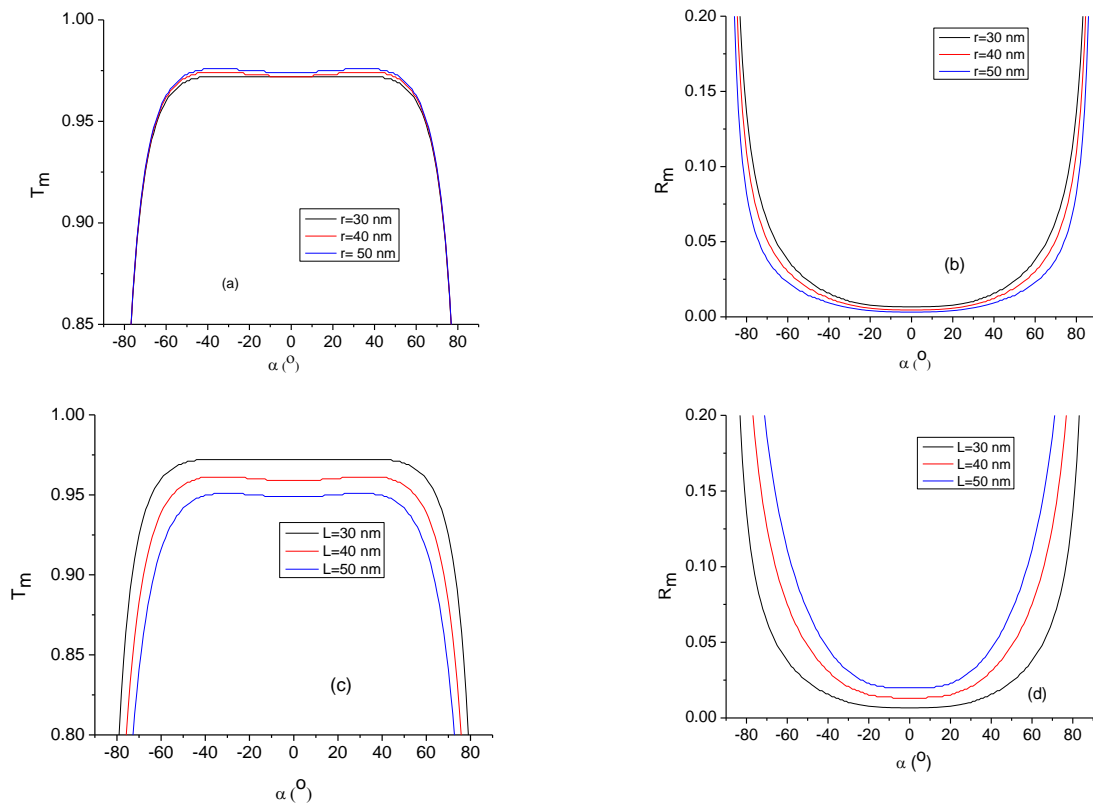


Hình 6. Sự phụ thuộc vào góc tới của độ lớn hệ số truyền qua T_m và hệ số phản xạ R_m của sóng ánh sáng tại lớp siêu vật liệu với cấu trúc sợi kim loại nhúng trong nền điện môi với những giá trị khác nhau của bước sóng ánh sáng gần điểm ENZ loại II. Bán kính sợi kim loại $r = 30$ nm, hệ số lấp đầy $N = 0,087$

Từ Hình 6 có thể thấy rằng tại điểm ENZ với giá trị bước sóng 368,8 nm, hệ số phản xạ đạt giá trị cực tiểu $R_{m,\min} = 0,008$ và hệ số truyền qua đạt giá trị cực đại $T_{m,\max} = 0,992$; nghĩa là sóng ánh sáng gần như truyền hoàn toàn qua lớp siêu vật liệu tại điểm ENZ. Ngoài ra, xuất hiện vùng giá trị góc tới từ -40° đến 40° mà ở đó đường cong hệ số phản xạ và truyền qua của cấu trúc xuất hiện đoạn thẳng. Như vậy, khi chiếu ánh sáng đến bề mặt siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại II với giá trị góc tới nằm trong vùng $-40^\circ < \alpha < 40^\circ$ thì sóng truyền hoàn toàn qua vật liệu; đồng thời, giá trị hệ số truyền qua không đổi trong vùng góc tới này. Ở ngoài điểm ENZ, hệ số phản xạ có giá trị cực tiểu $R_{m,\min} > 0,008$ và hệ số truyền qua có giá trị cực đại $T_{m,\max} < 0,992$; đồng thời, đoạn thẳng trong đường cong hệ số truyền qua và hệ số phản xạ co ngắn lại. Điều này có nghĩa là sóng ánh sáng không truyền hoàn toàn qua vật

liệu mà một phần bị phản xạ ở bề mặt và hấp thụ bên trong vật liệu.

Hình 7a và 7b biểu diễn sự phụ thuộc của hệ số truyền qua T_m và hệ số phản xạ R_m vào góc tới của sóng đến đối với các giá trị khác nhau của bán kính sợi kim loại bạc nhúng trong nền điện môi trong cấu trúc của lớp siêu vật liệu $r = 30$ nm (đường 1), 40 nm (đường 2) và 50 nm (đường 3). Rõ ràng là khi r tăng, cực đại truyền sóng tăng và hệ số phản xạ R_m giảm. Tuy nhiên, độ dài của phần đoạn thẳng trong đường cong T_m và R_m giảm khi tăng bán kính sợi kim loại trong nền điện môi của lớp siêu vật liệu ENZ. Khi giữ nguyên bán kính sợi kim loại $r = 30$ nm và tăng độ dày lớp vật liệu từ 30 đến 50 nm, ta cũng nhận được kết quả tương tự. Độ dài của đoạn thẳng trong các đường cong phụ thuộc giảm, nhưng cực đại truyền qua giảm do sự hấp thụ trong lớp của siêu vật liệu và hệ số phản xạ R_m tăng (Hình 7c,d).



Hình 7. Sự phụ thuộc vào góc tới của độ lớn hệ số truyền qua T_m và hệ số phản xạ R_m của sóng ánh sáng tại lớp siêu vật liệu có cấu trúc sợi kim loại nhúng trong nền điện môi với những giá trị khác nhau của bán kính sợi kim loại Ag (a,b) và độ dày của lớp siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại II. Hệ số lấp đầy $N = 0,087$; bước sóng ánh sáng đến $\lambda = 368,8$ nm

4 Kết luận

Như vậy, trong bài báo này, chúng tôi chỉ ra khả năng xuất hiện đồng thời tính chất siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I và loại II trong cùng một loại vật liệu với cấu trúc sợi kim loại bạc nhúng trong nền oxit nhôm. Đặc biệt, sự truyền sóng trong siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I và loại II đã được chỉ ra. Khi lan truyền trong siêu vật liệu hyperbolic ENZ loại I, trong vùng giá trị góc tới từ -5 đến 5° , chùm sóng ánh sáng phân cực TM từ phân kỳ chuyển thành chùm ánh sáng chuẩn trực (cộng tuyến) tốt với các sóng riêng có pha giống nhau. Trong trường hợp này, sóng ánh sáng chuyển năng lượng của mình dọc theo trục vuông góc với bề mặt vào bên trong lớp siêu vật liệu. Khi sóng phân cực TM lan truyền trong siêu vật liệu hyperbolic ENZ

loại II, tồn tại cực đại truyền qua lớp siêu vật liệu khi độ thấm điện môi dọc gần bằng 0. Tồn tại vùng giá trị góc tới $-40^\circ < \alpha_1 < 40^\circ$ mà ở đó sóng ánh sáng truyền hoàn toàn qua lớp cấu trúc vật liệu, đồng thời giá trị hệ số truyền qua không đổi trong vùng góc tới này. Khi tăng độ dày lớp siêu vật liệu hoặc tăng bán kính của sợi kim loại trong nền điện môi của cấu trúc vật liệu, vùng giá trị đặc biệt này của góc tới giảm xuống. Các kết quả nghiên cứu có thể được định hướng ứng dụng trong các nghiên cứu chế tạo bộ lọc góc tới, cảm biến và công tắc siêu nhậy

Thông tin tài trợ

Nghiên cứu này được tài trợ bởi Bộ Giáo dục và Đào tạo trong đề tài mã số B2021-DHH-17.

Tài liệu tham khảo

1. Liu Y, Zhang X. Metamaterials: a new frontier of science and technology. *Chemical Society Reviews*. 2011;40(5):2494-507.
2. Viktor GV. The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi*. 1968;10(4):509.
3. Shalaev VM. Optical negative-index metamaterials. *Nature Photonics*. 2007;1(1):41-8.
4. Cai W, Shalaev VM. *Optical Metamaterials—Fundamentals and Applications*. New York: Springer; 2010.
5. Capolino F. *Metamaterials Handbook 1: Theory and Phenomena of Metamaterials*. Boca Raton: CRC Press; 2009.
6. Simovski CR, Belov PA, Atrashchenko AV, Kivshar YS. *Wire Metamaterials: Physics and Applications*. 2012;24(31):4229-48.
7. Zouhdi S, Sihvola A, Vinogradov AP. *Metamaterials and Plasmonics: Fundamentals, Modelling, Applications*. Dordrecht: Springer; 2009.
8. Alù A, Silveirinha MG, Engheta N. Transmission-line analysis of 1-near-zero (ENZ) filled narrow channels. *Physical Review E*. 2008;78(1):016604.
9. Silveirinha M, Engheta N. Design of matched zero-index metamaterials using nonmagnetic inclusions in epsilon-near-zero media. *Physical Review B*. 2007;75(7):075119.
10. Koivurova M, Hakala T, Turunen J, Friberg AT, Ornigotti M, Caglayan H. Metamaterials designed for enhanced ENZ properties. *New Journal of Physics*. 2020;22(9):093054.
11. Kaipurath RM, Pietrzyk M, Caspani L, Roger T, Clerici M, Rizza C, et al. Optically induced metal-to-dielectric transition in Epsilon-Near-Zero metamaterials. *Scientific Reports*. 2016;6(1):27700.
12. Shen N-H, Zhang P, Koschny T, Soukoulis CM. Metamaterial-based lossy anisotropic epsilon-near-zero medium for energy collimation. *Physical Review B*. 2016;93(24):245118.
13. Habib M, Briukhanova D, Das N, Yildiz BC, Caglayan H. Controlling the plasmon resonance via epsilon-near-zero multilayer metamaterials. *Nanophotonics*. 2020;9(11):3637-44.
14. Islam SS, Faruque MRI, Islam MT. An Object-Independent ENZ Metamaterial-Based Wideband Electromagnetic Cloak. *Scientific Reports*. 2016;6(1):33624.
15. Lio GE, Ferraro A, Ritacco T, Aceti DM, De Luca A, Giocondo M, et al. Leveraging on ENZ Metamaterials to Achieve 2D and 3D Hyper-Resolution in Two-Photon Direct Laser Writing. 2021;33(18):2008644.
16. Hajian H, Ozbay E, Caglayan H. Beaming and enhanced transmission through a subwavelength aperture via epsilon-near-zero media. *Scientific Reports*. 2017;7(1):4741.
17. Hajian H, Ozbay E, Caglayan H. Enhanced transmission and beaming via a zero-index photonic crystal. *Applied Physics Letters*. 2016;109(3).
18. Feng S, Halterman K. Coherent perfect absorption in epsilon-near-zero metamaterials. *Physical Review B*. 2012;86(16):165103.
19. Alù A, Silveirinha MG, Salandrino A, Engheta N. Epsilon-near-zero metamaterials and electromagnetic sources: Tailoring the radiation phase pattern. *Physical Review B*. 2007;75(15):155410.
20. Wurtz GA, Pollard R, Hendren W, Wiederrecht GP, Gosztola DJ, Podolskiy VA, et al. Designed ultrafast optical nonlinearity in a plasmonic nanorod metamaterial enhanced by nonlocality. *Nature Nanotechnology*. 2011;6(2):107-11.
21. Alam MZ, De Leon I, Boyd RW. Large optical nonlinearity of indium tin oxide in its epsilon-near-zero region. *Science*. 2016;352(6287):795-7.
22. Rashed AR, Yildiz BC, Ayyagari SR, Caglayan H. Hot electron dynamics in ultrafast multilayer epsilon-near-zero metamaterials. *Physical Review B*. 2020;101(16):165301.
23. Cai W, Shalaev V. *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*. New York: Springer; 2010.
24. Kidwai O, Zhukovsky SV, Sipe JE. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials: Strengths and limitations. *Physical Review A*. 2012;85(5):053842.
25. Shekhar P, Atkinson J, Jacob Z. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications. *Nano Convergence*. 2014;1(1):14.

26. Guo Z, Jiang H, Chen H. Hyperbolic metamaterials: From dispersion manipulation to applications. *Journal of Applied Physics*. 2020;127(7).
27. Ferrari L, Wu C, Lepage D, Zhang X, Liu Z. Hyperbolic metamaterials and their applications. *Progress in Quantum Electronics*. 2015;40:1-40.
28. Sreekanth KV, ElKabbash M, Alapan Y, Ilker EI, Hinczewski M, Gurkan UA, et al. Hyperbolic metamaterials-based plasmonic biosensor for fluid biopsy with single molecule sensitivity. *EPJ Applied Metamaterials*. 2017;4:1.
29. Guo Z, Jiang H, Chen H. Hyperbolic metamaterials: From dispersion manipulation to applications. *Journal of Applied Physics*. 2020;127(7).
30. Humeyra C. Hyperbolic metamaterials for utilizing epsilon-near-zero features. *Proc SPIE 11795. Metamaterials, Metadevices, and Metasystems*; 2021.
31. Luo J, Xu Y, Chen H, Hou B, Lu W, Lai Y. Oblique total transmissions through epsilon-near-zero metamaterials with hyperbolic dispersions. *Europhysics Letters*. 2013;101(4):44001.
32. Ji W, Luo J, Lai Y. Extremely anisotropic epsilon-near-zero media in waveguide metamaterials. *Opt Express*. 2019;27(14):19463-73.
33. Bukhanko AF. Particular features of the optical properties of an anisotropic metamaterial with a near-zero dielectric permittivity. *Optics and Spectroscopy*. 2017;122(4):661-9.
34. Othman M, Guclu C, Capolino F. Graphene-dielectric composite metamaterials: evolution from elliptic to hyperbolic wavevector dispersion and the transverse epsilon-near-zero condition. *Journal of Nanophotonics*. 2013;7(1):073089.
35. Luo J, Lu W, Hang Z, Chen H, Hou B, Lai Y, et al. Arbitrary Control of Electromagnetic Flux in Inhomogeneous Anisotropic Media with Near-Zero Index. *Physical Review Letters*. 2014;112(7):073903.
36. Elser J, Wangberg R, Podolskiy VA, Narimanov EE. Nanowire metamaterials with extreme optical anisotropy. *Applied Physics Letters*. 2006;89(26).
37. Thongrattanasiri S. *Computational Nanooptics in Hyperbolic Metamaterials and Plasmonic Structures*. Oregon State University; 2010.
38. Gadomskii ON, Altunin KK, Rusin AA, Zubkov EG. Enhanced optical transmission of composite nanostructures of thick films with quasi-zero index of refraction. *University proceedings Volga region. Physics and mathematics sciences*. 2013;25(1). (In Russian)