

SỰ HÌNH THÀNH BESSEL PLASMON-POLARITON TRONG LỚP SIÊU VẬT LIỆU HYPERBOLIC CÓ TÍNH DỊ HƯỚNG CỰC LỚN

Nguyễn Phạm Quỳnh Anh ^{1*}, Lê Quang Tiến Dũng ¹,
Dụng Văn Lữ ², Nguyễn Thị Thùy Lý ³

¹ Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế

² Khoa Vật lý, Trường Đại học Sư phạm Đà Nẵng

³ Trường THCS Đặng Văn Ngữ, Huế

*Email: npqanh.dhkh@hueuni.edu.vn

Ngày nhận bài: 02/4/2023; ngày hoàn thành phản biện: 6/4/2023; ngày duyệt đăng: 8/6/2023

TÓM TẮT

Trong bài báo này chúng tôi đã xác định được điều kiện hình thành besSEL plasmon-polariton trong lớp siêu vật liệu hyperbolic có tính dị hướng cực lớn được hình thành bởi cấu trúc đa lớp kim loại-điện môi. Chúng tôi đã tính toán số ảnh hưởng của sự thay đổi độ dày của lớp siêu vật liệu, cũng như vị trí và độ dày của các lớp điện môi bao xung quanh lên các đặc tính của besSEL plasmon-polariton hình thành.

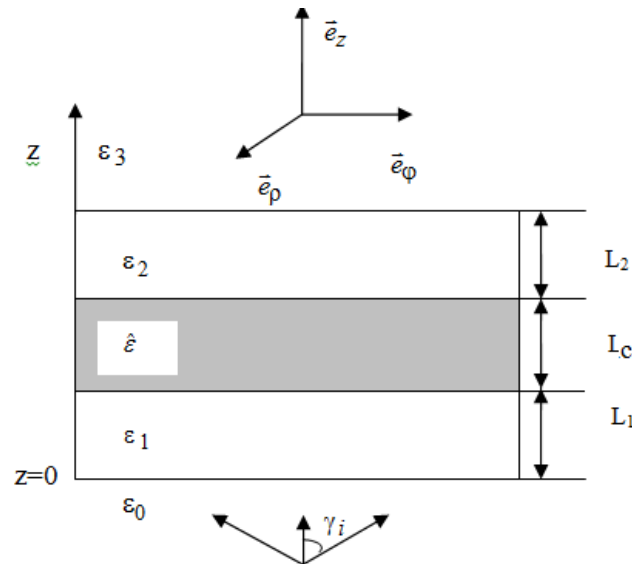
Từ khóa: besSEL plasmon-polariton, siêu vật liệu hyperbolic, cấu trúc đa lớp kim loại-điện môi.

1. MỞ ĐẦU

Gần đây, sự chú ý của các nhà nghiên cứu đã bị thu hút bởi một loại vật liệu tổng hợp mới có tên là siêu vật liệu. Đây là loại vật liệu nhân tạo có các đặc tính độc đáo không tìm thấy trong các vật liệu thông thường [1–3]. Chúng có nhiều tiềm năng ứng dụng để kiểm soát bức xạ, chụp ảnh có độ phân giải cực cao và in thạch bản. [4]. Một trong những loại siêu vật liệu có nhiều đặc tính nổi trội là siêu vật liệu hyperbolic. Trong không gian vectơ sóng, mặt đẳng tần của nó có hai dạng tương ứng với hai loại siêu vật liệu hyperbolic. Siêu vật liệu hyperbolic loại I được đặc trưng bởi mặt đẳng tần dạng hyperboloid hai nhánh; loại II tương ứng với mặt hyperboloid một nhánh [5]. Sự mở rộng không giới hạn của mặt hyperboloid cho phép các siêu vật liệu hyperbolic hỗ trợ truyền sóng với số sóng lớn (trong khi các sóng này bị hấp thụ mạnh trong các vật liệu thông thường), do đó được ứng dụng nhiều trong tạo ảnh và truyền dẫn thông tin quang.

Năm 1987, J. Durnin phát hiện ra một loại sóng ánh sáng mới gọi là chùm ánh sáng Bessel. Điểm đặc biệt của chúng là không bị nhiễu xạ (sự phân kỳ do nhiễu xạ của chùm Bessel thấp hơn đáng kể so với các chùm ánh sáng truyền thống, ví dụ, chùm Gauss) và khả năng tự phục hồi của mặt sóng sau khi gặp chướng ngại vật [6; 7]. Cấu trúc biên độ ngang của các chùm này được mô tả bằng hàm Bessel loại một. Chùm Bessel có thể được coi là sự chồng chất của các sóng phẳng với các vectơ sóng nằm trên một mặt nón. Điểm đặc biệt về sự tương tác của chùm ánh sáng Bessel với tinh thể và cấu trúc điện môi được xem xét trong các công trình [8–12]. Tuy nhiên, chùm Bessel có một nhược điểm là cường độ dọc trục không lớn. Do đó, một trong những cách để sử dụng hiệu quả các ưu điểm của chùm Bessel là tạo ra các Bessel plasmon-polariton. Đây là trường ánh sáng gần như không có nhiễu xạ được hình thành tại mặt phân cách các môi trường có độ thẩm điện môi trái dấu. Trong các công trình [13–15], điều kiện tồn tại và các tính chất của Bessel plasmon-polariton tạo ra trên màng kim loại đẳng hướng đã được nghiên cứu. Hiện nay vẫn chưa có nhiều nghiên cứu về sự hình thành Bessel plasmon-polariton trong các siêu vật liệu. Trong bài báo này chúng tôi sẽ nghiên cứu điều kiện hình thành và sự ảnh hưởng của cấu trúc lên các Bessel plasmon-polariton hình thành trong lớp siêu vật liệu hyperbolic. Nghiên cứu này sẽ đóng góp cơ sở lý thuyết cho những nghiên cứu về tạo các thiết bị kiểm tra bề mặt nano.

2. ĐIỀU KIỆN HÌNH THÀNH BESSEL PLASMON-POLARITON TRÊN BỀ MẶT LỚP SIÊU VẬT LIỆU HYPERBOLIC



Hình.1 – Cấu trúc lớp: Lớp đế ϵ_0 – lớp điện môi trung gian ϵ_1 – lớp siêu vật liệu hyperbolic – lớp điện môi bảo vệ ϵ_2 – môi trường điện môi bên ngoài ϵ_3

Chúng ta xét cấu trúc gồm năm lớp: lớp siêu vật liệu hyperbolic có độ dày L_c được ngăn cách với lớp đế điện môi và môi trường điện môi bên ngoài (độ thẩm điện môi bằng ε_0 và ε_3) bằng hai lớp điện môi (lớp trung gian và lớp bảo vệ) có độ thẩm điện môi và độ dày lần lượt là ε_1, L_1 và ε_2, L_2 (hình 1). Lớp siêu vật liệu hyperbolic được hình thành trên cơ sở cấu trúc nano đa lớp hình thành từ các lớp kim loại và điện môi xen kẽ nhau có độ thẩm điện môi và độ dày lần lượt là ε_m, d_m và ε_d, d_d . Giả sử $d_m, d_d \ll \lambda$, theo lý thuyết môi trường hiệu quả cấu trúc đã cho có thể xem như tinh thể một quang trục, tính chất điện môi được mô tả bằng tenxơ độ thẩm điện môi:

$$\hat{\varepsilon} = \text{diag}\{\varepsilon_o, \varepsilon_o, \varepsilon_e\}, \quad (1a)$$

$$\varepsilon_o = (1 - f)\varepsilon_d + f\varepsilon_m; \varepsilon_e^{-1} = (1 - f) / \varepsilon_d + f / \varepsilon_m, \quad (1b)$$

với ε_o và ε_e là độ thẩm điện môi ngang (nằm trong mặt phẳng của lớp siêu vật liệu) và dọc (vuông góc với lớp cấu trúc); $f = d_m / (d_m + d_d)$ là hệ số lấp đầy (tỉ lệ kim loại trong cấu trúc vật liệu) [2]. Độ thẩm điện môi của kim loại được xác định bằng công thức Drude:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega\Gamma) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + \Gamma^2 + i\omega_p^2\Gamma / [\omega^2 + \Gamma^2]), \quad (2)$$

với $\omega = 2\pi c / \lambda$ là tần số sóng ánh sáng, ω_p là tần số plasma, ε_∞ là hằng số phụ thuộc bản chất kim loại, $\Gamma = V_F / l$ là hệ số suy biến, V_F là vận tốc Fermi, l là độ dài quãng đường dịch chuyển tự do của electron trong khối kim loại. Tính toán được thực hiện với lớp siêu vật liệu hyperbolic có cấu trúc đa lớp gồm các lớp kim loại bạc sắp xếp xen kẽ với các lớp indium tin oxid. Độ thẩm điện môi của oxid ITO được xác định trong công trình [16]. Các lớp kim loại bạc có $\varepsilon_\infty=5$, $\omega_p=14.10^{15} \text{ s}^{-1}$, $\Gamma = 32.10^{12} \text{ s}^{-1}$, $V_F=1,4.10^6 \text{ ms}^{-1}$ [16]. Tính toán số sự phụ thuộc phổ độ thẩm điện môi ngang và dọc của cấu trúc siêu vật liệu chỉ ra rằng tại bước sóng $\lambda_s=414 \text{ nm}$ siêu vật liệu hyperbolic đã cho có tính dị hướng cực lớn với độ thẩm điện môi ngang gần bằng 0 ($\text{Re}(\varepsilon_o) \approx 0$) và độ thẩm điện môi dọc có giá trị vô cùng lớn ($\text{Re}(\varepsilon_e^{-1}) \approx 0$).

Xét bài toán biên hình thành Bessel plasmon-polariton trong cấu trúc đa lớp có chứa lớp siêu vật liệu hyperbolic có tính dị hướng cực lớn. Chúng ta chiếu chùm Bessel bậc m phân cực TM vào cấu trúc đa lớp đã cho. Hệ tọa độ trụ được sử dụng để giải bài toán lan truyền chùm Bessel trong cấu trúc với gốc tọa độ ($z=0$) tại bề mặt phân chia lớp đế và lớp điện môi trung gian. Từ hệ phương trình Maxwell suy ra biểu thức các thành phần dọc (z), xuyên tâm (ρ) và phương vị (φ) của vectơ cường độ điện trường $\vec{E}(R)$ và cường độ từ trường $\vec{H}(R)$ của chùm sáng Bessel lan truyền dọc theo trục z trong môi trường một quang trục:

$$E_\rho^e = i \frac{k_{ze}}{\varepsilon_o} J'(q\rho); E_\varphi^e = -\frac{k_{ze}}{\varepsilon_o} \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho); E_z^e = \frac{q}{\varepsilon_l} J_m(q\rho), \quad (3a)$$

$$H_\rho^e = k_0 \frac{m}{q\rho} J_m(q\rho); H_\varphi^e = ik_0 J'(q\rho); H_z^e = 0, \quad (3b)$$

Ở đây, nhân tử chung $\exp[i(k_{ze}z + m\varphi)]$ được bỏ qua; $k_0 = 2\pi / \lambda$; q và k_{ze} là các thành phần ngang và dọc của vectơ sóng của chùm Bessel; $J_m(q\rho), J'_m(q\rho) = \partial J_m(q\rho) / \partial(q\rho)$ là hàm Bessel bậc m và đạo hàm của nó, m là chỉ số. Sử dụng các điều kiện biên cho các vectơ cường độ điện trường và từ trường, người ta có thể thu được một phương trình xác định hệ số phản xạ r của cấu trúc đã cho. Phương trình tán sắc xác định điều kiện tồn tại của các Bessel plasmon-polariton trong cấu trúc đa lớp có thể nhận được bằng cách cho hệ số phản xạ $r \rightarrow \infty$:

$$F = 1 + e^{2ik_{z1}L_1} r_{01}^{TM} r_{1c}^{TM} + e^{2i(k_{z1}L_1 + k_{ze}L_c + k_{z2}L_2)} r_{01}^{TM} r_{23}^{TM} + e^{2i(k_{z2}L_2 + k_{ze}L_c)} r_{1c}^{TM} r_{23}^{TM} + e^{2i(k_{z1}L_1 + k_{ze}L_c)} r_{01}^{TM} r_{c2}^e + e^{2ik_{ze}L_c} r_{1c}^{TM} r_{c2}^e + e^{2ik_{z2}L_2} r_{23}^{TM} r_{c2}^e + e^{2i(k_{z1}L_1 + k_{z2}L_2)} r_{01}^{TM} r_{1c}^{TM} r_{c2}^e r_{23}^{TM} = 0' \quad (4)$$

$$\text{với } t_{01}^{TM} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_0}\sqrt{\varepsilon_1}k_{z0}}{\varepsilon_0k_{z1} + \varepsilon_1k_{z0}}; t_{1c}^e = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}\sqrt{\varepsilon_o}k_{z1}}{\varepsilon_o k_{z1} + \varepsilon_1 k_{ze}}; t_{c2}^{TM} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_o}\sqrt{\varepsilon_2}k_{ze}}{\varepsilon_2 k_{ze} + \varepsilon_o k_{z2}}; t_{23}^{TM} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_3}\sqrt{\varepsilon_2}k_{z2}}{\varepsilon_2 k_{z3} + \varepsilon_3 k_{z2}}$$

$$r_{01}^{TM} = \frac{\varepsilon_1 k_{z0} - \varepsilon_o k_{z1}}{\varepsilon_o k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z0}}; r_{1c}^{TM} = \frac{\varepsilon_o k_{z1} - \varepsilon_1 k_{ze}}{\varepsilon_1 k_{ze} + \varepsilon_o k_{z1}}; r_{c2}^e = \frac{\varepsilon_2 k_{ze} - \varepsilon_o k_{z2}}{\varepsilon_o k_{z2} + \varepsilon_2 k_{ze}}; r_{23}^{TM} = \frac{\varepsilon_3 k_{z2} - \varepsilon_2 k_{z3}}{\varepsilon_2 k_{z3} + \varepsilon_3 k_{z2}},$$

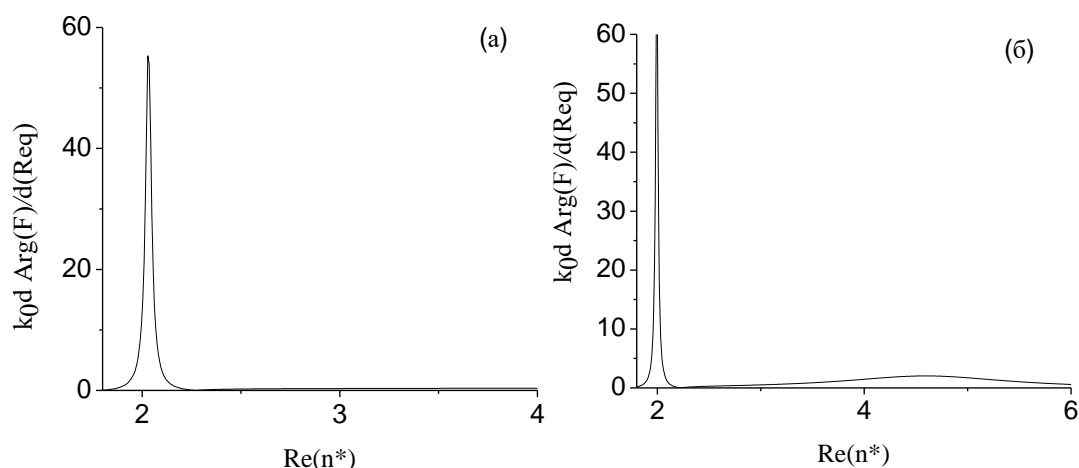
$$k_{z0,1,2,3} = [k_0^2 \varepsilon_{0,1,2,3} - q^2]^{1/2}, \quad (5)$$

Để tìm nghiệm của phương trình (4), chúng tôi sử dụng lý thuyết Bode. Xét sự phụ thuộc $F(n^*)$, với $n^* = \frac{q}{k_0}$ là số mode hiệu dụng đối với *bessel plasmon-polariton*.

Điều kiện hình thành *bessel plasmon-polariton* tương ứng với sự thay đổi nhanh chóng trong đối số của hàm F . Trong trường hợp này, cực đại đạo hàm đối số của hàm F tương ứng với phần thực của số mode hiệu dụng của Bessel plasmon-polariton hình thành, và độ rộng của cực đại này ở giữa mức tương ứng với phần ảo của n^* .

3. ẢNH HƯỞNG CỦA CẤU TRÚC LÊN BESSEL PLASMON-POLARITON TẠO THÀNH

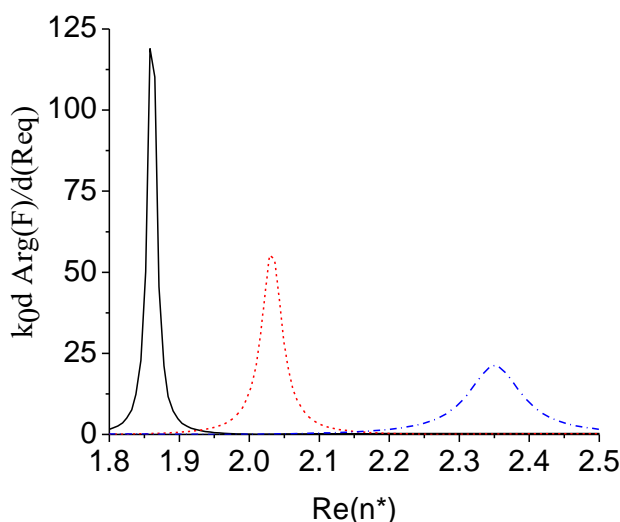
Chúng ta xét cấu trúc đa lớp cụ thể sắp xếp theo thứ tự: lớp đế bằng thủy tinh SF10 ($\varepsilon_0=2,965$), lớp điện môi trung gian bằng thạch anh ($\varepsilon_1=2,181$); lớp siêu vật liệu *hyperbolic*, có cấu trúc đa lớp gồm các lớp kim loại bạc xen kẽ với các lớp indium tin oxit, với tính dị hướng cực lớn ở bước sóng 414 nm; tiếp theo là lớp điện môi bảo vệ bằng thạch anh và ngoài cùng là lớp điện môi bên ngoài bằng thủy tinh SF10.



Hình 2. – Sự phụ thuộc đạo hàm đối số hàm F vào phần thực số mode hiệu quả đối với cấu trúc đa lớp đối xứng “Lớp đế (thủy tinh SF10) – lớp trung gian (thạch anh) – siêu vật liệu hyperbolic có cấu trúc đa lớp ITO/Ag ($f=0,5$) – lớp bảo vệ (thạch anh) – môi trường ngoài (thủy tinh SF10).

$L_1=L_2=25$ nm. $L_c=70$ nm. $\lambda=414$ nm (a), $\lambda=420$ nm (b)

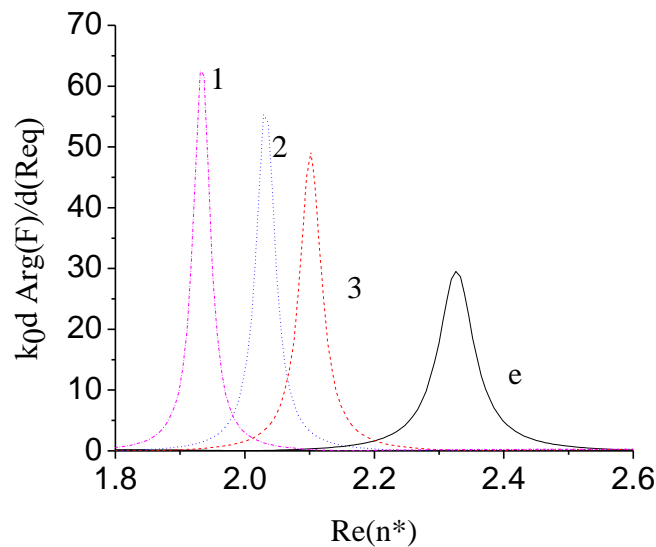
Thực hiện các tính toán số từ các biểu thức thu được ở trên, chúng ta khảo sát sự phụ thuộc đạo hàm đối số hàm F vào độ lớn của $\text{Re}(n^*)$. Từ hình 2 chúng ta nhận thấy gần bước sóng 414 nm có sự giảm số lượng bessel plasmon-polariton được tạo ra trong cấu trúc. Nếu tại $\lambda=420$ nm chúng ta quan sát được hai đỉnh cực đại của đường đạo hàm đối số của hàm F , tương ứng với các số mode hiệu dụng $n_2^*=4.596+1.811i$ và $n_1^*=1.992+0.024i$ của bessel plasom-polariton được tạo thành, thì ở bước sóng $\lambda=414$ nm chúng ta quan sát thấy một cực đại tương ứng với $n^*=2,01+0,034i$. Như vậy gần điểm dị hướng cực đại của cấu trúc siêu vật liệu có sự thay đổi số lượng bessel plasmon-polariton được kích thích trong cấu trúc.



Hình 3. – Sự phụ thuộc đạo hàm đối số hàm F vào phần thực số mode hiệu quả đối với cấu trúc đa lớp đối xứng “Lớp đế (thủy tinh SF10) – lớp trung gian (thạch anh) – siêu vật liệu hyperbolic

có cấu trúc đa lớp ITO/Ag ($f=0,5$) – lớp bảo vệ (thạch anh) – môi trường ngoài (thủy tinh SF10) khi $L_1=L_2=25$ nm, $L_c=50$ nm (đường liền nét); $L_c=70$ nm (đường chấm chấm); $L_c=100$ nm (đường gạch chấm);

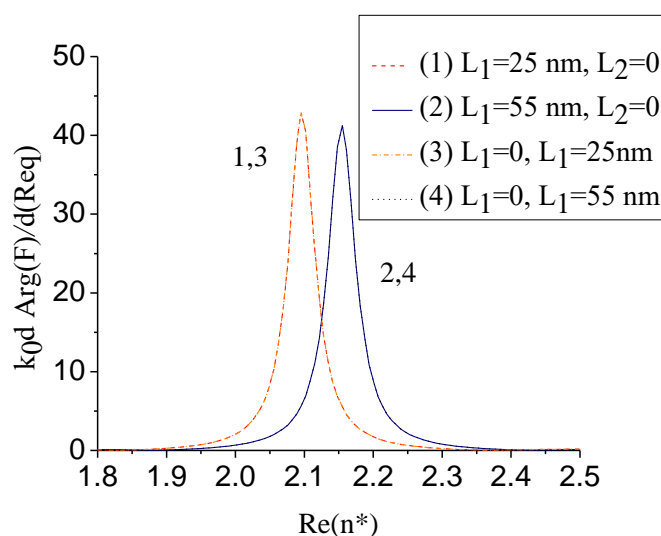
Ngoài ra vị trí của các cực đại trong đồ thị đường như phụ thuộc vào độ dày của lớp siêu vật liệu (Hình 3). Khi $L_c=50$ nm ta có $n^*=1,858+0,008i$; đối với $L_c=70$ nm, $n^*=2,01+0,034i$, với $L_c=100$ nm giá trị cực đại quan sát được tại $n^*=2,352+0,092i$. Do đó, khi độ dày L_c tăng lên, cả phần thực $Re(n^*)$ và phần ảo $Im(n^*)$ của *bessel plasmon-polariton* đều tăng. Điều này cho thấy bán kính của cực đại trung tâm và độ dài quãng đường dịch chuyển tự do của của *bessel plasmon-polariton* bậc 0 giảm, do các đại lượng này được xác định bởi biểu thức: $R_1 = 2,4 / (k_0 Re n^*)$ và $L_{pr} = 1 / (2 | Im n^* |)$. Như vậy mặc dù quãng đường dịch chuyển tự do giảm nhưng tính hội tụ của Bessel plasmon-polariton tăng khi tăng độ dày lớp siêu vật liệu, do đó giảm tính nhiễu và có tiềm năng ứng dụng trong tạo ảnh có độ phân giải cao.



Hình 4. – Sự phụ thuộc đạo hàm đối số hàm F vào phần thực số mode hiệu quả đối với cấu trúc đa lớp đối xứng “Lớp đế (thủy tinh SF10) – lớp trung gian (thạch anh) – siêu vật liệu hyperbolic có cấu trúc đa lớp ITO/Ag ($f=0,5$) – lớp bảo vệ (thạch anh) – môi trường ngoài (thủy tinh SF10)

$L_1=L_2=0$ (đường 1), $L_1=L_2=15$ nm (đường 2), $L_1=L_2=35$ nm (đường 3), $L_1=L_2=55$ nm (đường 4), $L_c=70$ nm

Từ hình 4 chúng ta thấy, sự hiện diện của các lớp điện môi trung gian (lớp bảo vệ) có thể làm tăng độ lớn của $Re(n^*)$, do đó giảm bán kính cực đại trung tâm của Bessel plasmon-polariton tạo thành. Chúng ta có $n^*=1,931+0,028i$ khi $L_1=L_2=0$; $n^*=2,01+0,034i$ khi $L_1=L_2=15$ nm; $n^*=2,102+0,04i$ khi $L_1=L_2=25$ nm; $n^*=2,326+0,066i$ khi $L_1=L_2=55$ nm. Như vậy, việc bổ sung các lớp điện môi trung gian dẫn đến sự giảm kích thước của cực đại trung tâm của trường ánh sáng tạo thành.



Hình 5. – Sự phụ thuộc đạo hàm đối số hàm F vào phần thực số mode hiệu quả đối với cấu trúc đa lớp đối xứng “Lớp đế (thủy tinh SF10) – lớp trung gian (thạch anh) – siêu vật liệu hyperbolic có cấu trúc đa lớp ITO/Ag ($f=0,5$) – lớp bảo vệ (thạch anh) – môi trường ngoài (thủy tinh SF10) $L_1=25$ nm, $L_2=0$ (đường 1), $L_1=55$ nm, $L_2=0$ (đường 2), $L_1=0$, $L_2=25$ nm (đường 3), $L_1=0$, $L_2=55$ nm (đường 4), $L_c=70$ nm. $\lambda=414$ nm.

Từ hình 5, nếu cấu trúc "lớp đế - lớp siêu vật liệu – lớp điện môi bên ngoài" được bổ sung một lớp điện môi (trung gian hoặc bảo vệ), thì cộng hưởng Bessel plasmon không phụ thuộc vào vị trí lớp điện môi đưa vào, nhưng phụ thuộc đáng kể vào độ dày của lớp này. Khi tăng độ dày của lớp điện môi bổ sung, cả phần thực $Re(n^*)$ và phần ảo $Im(n^*)$ của số mode hiệu quả của Bessel plasmon-polariton tạo thành đều tăng.

4. KẾT LUẬN

Trong nghiên cứu này, chúng tôi phát triển lý thuyết cực hệ số phản xạ để tạo ra các Bessel plasmon-polariton trong cấu trúc đa lớp có chứa lớp siêu vật liệu hyperbolic đơn trục với tính dị hướng cực lớn. Các trường hợp cấu trúc đối xứng và không đối xứng được phân tích. Chúng tôi đã nhận được phương trình phân tán xác định điều kiện hình thành Bessel plasmon-polariton. Sự phụ thuộc điều kiện kích thích các phân cực Bessel plasmon vào độ dày L_c của siêu vật liệu hyperbol đã được thiết lập. Tính toán số chỉ ra rằng khi L_c tăng, bán kính của cực đại trung tâm của Bessel plasmon-polariton bậc 0 giảm. Việc đưa vào một lớp điện môi bổ sung (trung gian hoặc bảo vệ) vào cấu trúc có thể làm giảm kích thước cực đại trung tâm của Bessel plasmon-polariton, và sự giảm này càng tăng khi độ dày của lớp bổ sung càng lớn. Các kết quả thu được có thể được sử dụng trong việc phát triển các dụng cụ và thiết bị mới để kiểm tra các bề mặt dựa trên việc sử dụng các Bessel plasmon-polariton.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Pendry J. B. (2000). *Negative refraction makes a Perfect Lens*, Phys. Rev. Lett. Vol.85. №.18. pp. 3966-3969.
- [2] Fang N., Lee H., Sun C., Zhang X. (2005). *Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens*, Science. Vol. 308. pp. 534-537.
- [3] Pendry J. B., Schuring D., Smith D. R. (2006). *Controlling Electromagnetic Fields*. Science. Vol. 312. pp. 1780-1782.
- [4] Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S. (2001). *Experimental Verification of a Negative Index of Refraction*, Science. Vol. 292. pp. 77-79.
- [5] Drachev V. P., Podolsky V. A., Kildishev A.V. (2013). *Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem*, Opt. Express. Vol. 21, pp. 15048-15064.
- [6] Durnin J. (1987). *Exact solutions for nondiffracting beams*, J. Opt. Soc. Am. Vol. A4. pp. 651-654.
- [7] Durnin J., Muceli J., Eberly J.H. (1987). *Diffraction-free beams*, Phys. Rev. Lett. Vol. 58. pp. 1499-1501.
- [8] Kurilkina S N., Belyi V. N., Kazak N. S. (2010). *Features of evanescent Bessel light beams formed in structures containing a dielectric layer*, Opt. Commun. Vol. 283. pp. 3860-3868.
- [9] Zhan Q. (2006). *Evanescent Bessel beam generation via surface plasmon resonance excitation by a radially polarized beam*, Opt. Lett. Vol. 31, №.11, pp. 1726-1728.
- [10] Jiefeng X., Qing L., Jia W. (2005). *Numerical simulation of evanescent Bessel beams and apodization of evanescent field in near-field optical virtual probe*, Proc. of the SPIE. Vol. 5636. pp. 42-51.
- [11] Muhanna K Al-Muhanna, Kurilkina S. N., Belyi V. N., Kazak N. S. (2011). *Energy flow patterns in an optical field formed by a superposition of evanescent Bessel light beams*, J. Optics. Vol. 13. №. 10. pp. 105703.
- [12] Grosjean T., Courjon T. D., Labeke D. V. (2003). *Bessel beams as virtual tips for near-field optics*, J. Microscopy. Vol. 210. pp. 319-323.
- [13] Kano H., Nomura D., Shibuya H. (2004) *Excitation of surface-plasmon polaritons by use of a zeroth-order Bessel beam*, Appl. Opt. Vol. 43. pp. 2409-2411.
- [14] Zapata-Rodriguez C. J., Vuković S., Belić M.R., Pastor D., Miret J.J. (2011). *Nondiffracting Bessel plasmons*, Opt. Express. Vol. 19. pp. 19572-19581.
- [15] Kurilkina S.N., Belyi V.N., Kazak N.S. (2013). *Generation of Bessel surface plasmon-polaritons in a finite thickness metal film*. International Journal of Optics. Vol. 2013. Article ID 253692, 13 pages.
- [16] Cai W., Shalaev V. (2010). *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*. Springer.

BESSEL PLASMON-POLARITON FORMATION IN HYPERBOLIC METAMATERIALS WITH EXTREMELY ANISOTROPY

Nguyen Pham Quynh Anh ^{1*}, Le Quang Tien Dung ¹,
Dung Van Lu ², Nguyen Thi Thuy Ly ³

¹ Faculty of Electricity, Electronics and Material Technology,
University of Sciences, Hue University

² Faculty of Physics, the University of Danang – University of Education

³ Dang Van Ngu Secondary School

*Email: npqanh.dhkh@hueuni.edu.vn

ABSTRACT

In this paper, we have determined the conditions for the formation of Bessel plasmon-polariton in the hyperbolic metamaterial layer with extremely large anisotropy formed by the metal-dielectric multilayer structure. We calculated the influence of the thickness of the metamaterial layer, as well as the position and thickness of the surrounding dielectric layers, on the properties of the formed Bessel plasmon-polariton.

Keywords: Bessel plasmon-polariton, hyperbolic metamaterial, metal-dielectric multilayer structure.



Nguyễn Phạm Quỳnh Anh sinh ngày 21/02/1987. Bà tốt nghiệp tiến sĩ Vật lý năm 2020 tại Trường Đại học Tổng hợp Quốc gia Belarus, nước Cộng Hòa Belarus. Hiện nay đang công tác tại Khoa Điện, Điện tử và Công nghệ vật liệu, Trường Đại học Khoa học, Đại học Huế.

Lĩnh vực nghiên cứu: vật liệu nano, vật liệu phi tuyến, siêu vật liệu, quang học sóng, quang phi tuyến.

