

# HỆ PHÂN LỚP PHẪNG VÀ HIỆU ỨNG SIÊU THẤU KÍNH CỦA VẬT LIỆU NGHỊCH

TRẦN MINH HIẾN

Khoa Công nghệ Cơ khí, Trường Đại học Công nghiệp Thành phố Hồ Chí Minh  
tranminhhien@iuh.edu.vn

DOIs: <https://10.46242/jstiuh.v66i06.4996>

**Tóm tắt:** Chúng tôi khảo sát phát xạ của một lưỡng cực nguyên tử trong không gian ba chiều được đặt trong môi trường phân lớp phẳng và xem xét hiệu ứng tạo ảnh ở phía bên kia của một tấm phẳng vật chất phân cực nghịch (LHM). Chúng tôi tập trung khảo sát khả năng cải thiện chất lượng ảnh theo phương  $z$  và quan sát được sự co hẹp kích thước điểm ảnh nhờ hiệu ứng phục hồi thông tin mất mát được truyền tải bởi trường evanescent của vật chất phân cực nghịch. Chúng tôi cũng nhận thấy rằng, điểm ảnh bị làm dịch khỏi điểm hội tụ lý tưởng theo một cách bất thường, khi hấp thụ của tấm vật chất thay đổi, điều này không đơn thuần chỉ được giải thích bởi định luật Snell. Bằng cách tách hai số hạng mô tả sóng truyền và sóng evanescent trong biểu thức của tensor Green, chúng tôi có thể chỉ ra được tác dụng của trường evanescent trong việc cải thiện chất lượng ảnh.

**Từ khóa.** Vật liệu nghịch, Siêu thấu kính, thấu kính Veselago.

## 1. GIỚI THIỆU

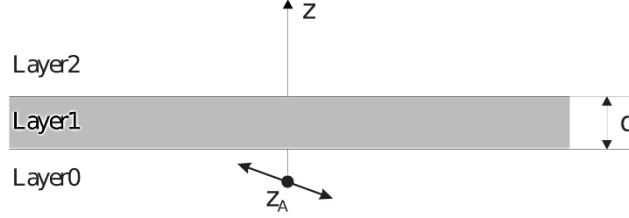
Bài toán về sự truyền của sóng điện từ trong môi trường vật chất, ở một vùng tần số xác định, lần đầu tiên được Veselago nghiên cứu cho loại vật liệu có đồng thời cả hệ số điện môi và hệ số từ thẩm âm [1]; điều này dẫn tới chiết suất của môi trường là âm. Trong môi trường như vậy, điện trường, từ trường và vector sóng tạo thành một hệ tam diện nghịch (left-handed system), cũng vì lý do này mà người ta gọi nó là vật liệu phân cực nghịch (left-handed material—LHM). Tuy nhiên, khi trường điện từ đi qua môi trường này, các vector điện trường, từ trường và vector Poynting vẫn tạo thành một hệ tam diện thuận (right-handed system) như trong các loại vật liệu thông thường khác. LHM còn có các tính chất khác thường khác như là: dịch chuyển Doppler nghịch, bức xạ Cherenkov nghịch, và áp suất ánh sáng nghịch. Một trong những tính chất bất thường khác được quan tâm nhiều nhất hiện nay của LHM là sự khúc xạ nghịch, khi sóng điện từ đi ngang qua tấm phẳng LHM. Trong công trình [2] Pendry đã gợi ý khả năng tạo ảnh có độ phân giải vượt qua giới hạn nhiễu xạ nhờ hiệu ứng này.

Nhờ vào hiện tượng khúc xạ nghịch, chúng ta có thể hình dung ra một loại thiết bị quang học mới như là thấu kính dạng phẳng. Giả sử chiết suất của tấm là  $n = -1$ , có thể thấy rằng, theo định luật Snell, tại bề mặt phân cách, ánh sáng đi vào môi trường theo một góc âm. Một đặc trưng khác nữa của hệ là hiệu ứng hội tụ kép, ánh sáng truyền qua một bản mỏng có độ dày  $d$ , đặt cách điểm nguồn một khoảng là  $|z_A|$  sẽ cho điểm hội tụ thứ hai cách bề mặt bên kia tấm một đoạn là  $z = d - |z_A|$ . Vị trí hội tụ này lần đầu tiên được tiên đoán bởi Veselago nếu coi hấp thụ của tấm bằng không [1]. Hơn nữa, khi chiết suất tỉ đối  $n_1 / n_2 = -1$ , độ dày tấm vật liệu là  $d$  và khoảng cách từ nguồn tới tấm phẳng là  $|z_A|$ ; khi đó khoảng cách giữa nguồn và điểm ảnh sẽ là  $2d$ . Tuy nhiên độ dài quang học giữa chúng bằng không. Nói cách khác, nguồn ảo được tạo ra từ dạng thấu kính loại này hầu như chứa toàn bộ thông tin của nguồn ban đầu. Sở dĩ có thể nói như thế là vì hiệu quang lộ bằng không, nói cách khác sẽ không có thông tin bị mất khi ánh sáng truyền qua thấu kính loại này [1]. Chính vì lý do đó, người ta còn gọi loại thấu kính này là siêu thấu kính, đôi khi còn gọi nó là thấu kính Veselago.

Ngoài ra Pendry cũng đã chỉ ra rằng, thấu kính có dạng một bản mỏng song song làm từ loại vật liệu LHM này, biên độ sóng evanescent phát ra từ nguồn có thể được khuếch đại bên trong tấm và một cách chính xác, chúng tái xuất hiện tại điểm hội tụ [2]. Như vậy điểm ảnh ở bên kia tấm LHM sẽ chứa toàn bộ thông tin của nguồn. LHMs không tồn tại trong tự nhiên, Công trình chế tạo thành công loại vật liệu này trong phòng thí nghiệm cho vùng vi sóng được công bố năm 2001 [3] và cho vùng ánh sáng khả kiến công bố năm 2007 [4].

## 2. CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN

Ở đây, chúng tôi xem xét hệ gồm một moment lưỡng cực nguyên tử (tại vị trí  $\vec{r}_A$  với tần số chuyển mức  $\omega_A$  moment lưỡng cực  $\vec{d}_A$ ), hoặc cũng có thể là một ion, nguyên tử, phân tử hay chấm lượng tử bán dẫn ..., được bao quanh bởi chất điện từ môi tán sắc và hấp thụ. Trước tiên, để tổng quát, chúng tôi xem xét hệ với cấu trúc phẳng nhiều lớp.



Hình 1: Lưỡng cực nguyên tử đặt gần một hệ phẳng ba lớp

Ở trạng thái kích thích lưỡng cực trải qua quá trình rã tự phát và phát ra photon. Sự lượng tử hóa trường điện từ khi có mặt vật chất đã được khảo sát trong [5]. Nếu ta giả thiết nguyên tử được đặt trong chân không và bỏ qua hiệu ứng trễ, sử dụng gần đúng Markov, cường độ trường điện từ  $I(\vec{r}, t)$  tại điểm không thời gian  $(\vec{r}, t)$  cho bởi biểu thức [5]

$$I(\vec{r}, t) \approx |F(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A)|^2 e^{-\Gamma t}, \quad (1)$$

với

$$\vec{F}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = -\frac{ik_A^2}{\varepsilon_0} \left[ \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) \vec{d}_A - \frac{P}{\pi} \int_0^\infty d\omega \frac{\text{Im} \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) \vec{d}_A}{\omega - \omega_A} \right], \quad (2)$$

ở đây  $k_A = \omega_A / c$ . Trong các biểu thức (2.11) và (2.12),  $\Gamma$  là tốc độ rã tự phát của lưỡng cực và được xác định bởi biểu thức

$$\Gamma = \frac{2k_A^2}{\hbar \varepsilon_0} \vec{d}_A \text{Im} \vec{G}(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega_A) \vec{d}_A, \quad (3)$$

và  $\vec{G}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega)$  là tensor Green mô tả môi trường bao quanh lưỡng cực. Phân bố không gian của trường phát xạ được xác định bởi tích của  $|\vec{F}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A)|^2$  và một thừa số phụ thuộc thời gian giảm nhanh theo qui luật hàm mũ. Số hạng thứ hai trong biểu thức (2) biểu diễn thành phần không cộng hưởng đặc trưng cho đóng góp của bổ chính trường lưỡng cực cho cường độ phát xạ, đóng góp này đủ bé để chúng tôi có thể xem như không đáng kể và chỉ giữ lại số hạng thứ nhất trong (2.12), khi đó

$$\vec{F}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) \approx -\frac{ik_A^2}{\varepsilon_0} \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) \vec{d}_A. \quad (4)$$

Toàn bộ các kênh tương tác bao gồm cả trường truyền và trường evanescent đều nằm trong tensor Green. Gọi  $Oz$  là phương vuông góc với bề mặt của hệ, moment lưỡng cực nguyên tử đặt tại vị trí lớp thứ 0 và điểm trường đặt tại lớp thứ  $l$  (trường hợp  $l = 2$  được vẽ minh họa trên hình 1). Sử dụng tính bất biến tịnh tiến của hệ trong mặt phẳng  $xy$ , tensor Green có thể được khai triển thành các sóng phẳng. Sau khi thực hiện tích phân theo biến số góc, tensor Green biểu thị toàn bộ trường lan truyền trong không gian cho bởi [6]

$$\vec{G}^{(l0)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \frac{i}{4\pi} \int_0^\infty \vec{G}_2^{(l0)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A, k_\parallel) \frac{e^{i\beta_0 z_A + i\beta_j z}}{2\beta_j} k_\parallel dk_\parallel, \quad (5)$$

trong đó  $\vec{k}_\parallel = k_x \vec{x} + k_y \vec{y}$  là vector sóng song song với bề mặt của hệ, và

$$k_z \equiv \beta_j = \sqrt{k_j^2 - k_\parallel^2} = \beta_{jR} + i\beta_{jI} \quad (6)$$

là độ lớn của thành phần z của vector sóng trong lớp thứ  $j$ , trong đó  $k_j = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_j(\omega) \beta_j(\omega)}$ . Nó có hai giá trị trong mặt phẳng phức, và các dấu được xác định theo cách mà phần ảo của  $\beta_j$  dương [7]

$$\beta_{jR} \geq 0, \beta_{jI} \geq 0 \text{ khi } \varepsilon_{jR}\mu_{jI} + \varepsilon_{jI}\mu_{jR} \geq 0, \quad (7)$$

$$\beta_{jR} \leq 0, \beta_{jI} \geq 0 \text{ khi } \varepsilon_{jR}\mu_{jI} + \varepsilon_{jI}\mu_{jR} \leq 0. \quad (8)$$

Các thành phần của  $\tilde{G}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A)$  biểu diễn như sau [8]

$$\tilde{G}_{xx}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = t_{10}^p \frac{\beta_0^2}{k_0^2} (J_2 \cos 2\psi + J_0) + t_{10}^s (-J_2 \cos 2\psi + J_0), \quad (9)$$

$$\tilde{G}_{yy}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = t_{10}^p \frac{\beta_0^2}{k_0^2} (-J_2 \cos 2\psi + J_0) + t_{10}^s (J_2 \cos 2\psi + J_0), \quad (10)$$

$$\tilde{G}_{xy}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \tilde{G}_{yx}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \left( t_{10}^s - t_{10}^p \frac{\beta_0^2}{k_0^2} \right) \sin 2\psi J_2, \quad (11)$$

$$\tilde{G}_{xz}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \tilde{G}_{zx}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = -t_{10}^p \frac{\beta_0^2 k_{\parallel}}{k_0^2} 2i \sin \psi J_1, \quad (12)$$

$$\tilde{G}_{zz}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = t_{10}^p \frac{k_{\parallel}}{k_0^2} 2J_0, \quad (13)$$

$$\tilde{G}_{yz}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \tilde{G}_{zy}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \frac{y}{x} \tilde{G}_{xz}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A), \quad (14)$$

trong đó  $p(s)$  ký hiệu các sóng phân cực TM(TE),  $\tan \psi = x/y$  và  $J_n \equiv J_n(k_{\parallel} \sqrt{x^2 + y^2})$  là các hàm

Bessel cấp  $n$  loại một. Ta đã giả sử rằng các lớp thứ 0 và thứ  $l$  giống nhau,  $k_0 = k_l$ . Các hệ số truyền qua được xác định thông qua các hệ thức truy toán. Tại mặt phân cách ta có [6]

$$t_{ij}^q = \sqrt{\gamma_{ij}^q} (1 + r_{ij}^q), \quad (15)$$

$$r_{ij}^q = \frac{\beta_i - \gamma_{ij}^q \beta_j}{\beta_i + \gamma_{ij}^q \beta_j}, \quad (16)$$

$$\gamma_{ij}^p = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_j} \quad \text{và} \quad \gamma_{ij}^s = \frac{\mu_i}{\mu_j}, \quad (17)$$

với  $q = p, s$  và  $r_{ij}^q$  là các hệ số phản xạ tại mặt phân cách.

Khi điểm trường nằm trên trục  $z$ , là trục đi qua vị trí của nguồn, tensor Green đơn giản đi rất nhiều, các thành phần khác không của nó cho bởi [6]

$$\tilde{G}_{yy}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \tilde{G}_{yy}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = t_{10}^p \frac{\beta_0^2}{k_0^2} + t_{10}^s, \quad (18)$$

$$\tilde{G}_{zz}^{(10)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = 2t_{10}^p \frac{k_{\parallel}^2}{k_0^2}. \quad (19)$$

Tensor Green biểu diễn bởi các phương trình (5)–(19) đúng cho hệ phẳng chứa số lớp bất kỳ.

### 3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Ở đây chúng tôi sẽ trình bày các kết quả tính số cho hệ với cấu trúc ba lớp như được minh họa trên hình 1. Chúng tôi giả thiết hệ được đặt trong chân không,  $\varepsilon_0 = \varepsilon_2 = 1 = \mu_0 = \mu_2$ , hệ số điện môi và hệ số từ thẩm của tấm  $\varepsilon_1 = \mu_1 = -1 + i\gamma$  với  $\gamma$  nhỏ đặc trưng cho mức độ hấp thụ của tấm. Lưu ý rằng  $\gamma \approx 10^{-1}$  là vùng

hấp thụ đặc trưng của tấm LHMs có thể thực hiện bằng thực nghiệm hiện nay. Ngoài ra ta có thể phân tích tensor Green thành hai phần, với hệ ba lớp chúng ta có [8]

$$G^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = G_1^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) + G_2^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A), \quad (20)$$

$$\vec{G}_1^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \frac{i}{4\pi} \int_0^{k_A} \vec{\tilde{G}}_1^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A, k_{\parallel}) \frac{e^{i\beta_0(z_A+z)}}{2\beta_0} k_{\parallel} dk_{\parallel}, \quad (21)$$

$$\vec{G}_2^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \frac{i}{4\pi} \int_{k_A}^{\infty} \vec{\tilde{G}}_2^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A, k_{\parallel}) \frac{e^{i\beta_0(z_A+z)}}{2\beta_0} k_{\parallel} dk_{\parallel}, \quad (22)$$

với  $\vec{G}_1^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A)$  biểu diễn các sóng truyền và  $\vec{G}_2^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A)$  biểu diễn các sóng evanescent.

Hệ số truyền qua cho bởi

$$t_{20}^q = \frac{4\gamma_{10}^q \beta_0 \beta_1 e^{i\beta_1 d}}{(\beta_1 + \gamma_{10}^q \beta_0)^2 - (\beta_1 - \gamma_{10}^q \beta_0)^2 e^{2i\beta_1 d}}. \quad (23)$$

Mặc dù dấu của  $\beta_j$  được xác định theo các phương trình (7) và (8), chúng tôi lưu ý rằng sự đảo dấu của  $\beta_1 \rightarrow -\beta_1$  không gây ra tác dụng gì lên  $t_{20}^q$ , vì thế, cũng không gây tác động gì lên tensor Green.

Để hiểu rõ hơn vấn đề, trước tiên chúng tôi xem xét trường hợp lý tưởng khi tấm phẳng không có hấp thụ, tức là  $\gamma = 0$ , nhằm mục đích so sánh kết quả với trường hợp khi tấm có hấp thụ. Tuy nhiên, để tránh dài dòng, chúng tôi không trình bày chi tiết ở đây. Để đơn giản chúng tôi khảo sát thành phần  $zz$  của tensor Green, nghĩa là thành phần trường trên trục  $z$ , khi lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $z$ . Với  $k_{\parallel} < k_A$  ta có  $\beta_1 = -\beta_0$  và thành phần thứ nhất của tensor Green biểu diễn sóng truyền trở nên đơn giản [8]

$$\vec{\tilde{G}}_{1zz}^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \frac{i}{4\pi} \int_0^{k_A} \frac{e^{i\beta_0(z_A+z-d)}}{k_A^2 \beta_0} k_{\parallel}^3 dk_{\parallel}. \quad (24)$$

Với  $k_{\parallel} > k_A$  khi đó  $\beta_1 = i|\beta_0|$  hoàn toàn ảo, hệ số truyền qua  $t_{2/0}^q = e^{|\beta_0|d}$ , từ đây ta có thể thấy trường evanescent được tăng cường bởi tấm LHMs. Khi đó thành phần thứ hai của tensor Green, biểu diễn trường evanescent trở thành

$$\vec{\tilde{G}}_{2zz}^{(20)}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A) = \frac{i}{4\pi} \int_{k_A}^{\infty} \frac{e^{-|\beta_0|(z_A+z-d)}}{k_A^2 \beta_0} k_{\parallel}^3 dk_{\parallel}. \quad (25)$$

### 3.1 Hệ số truyền qua

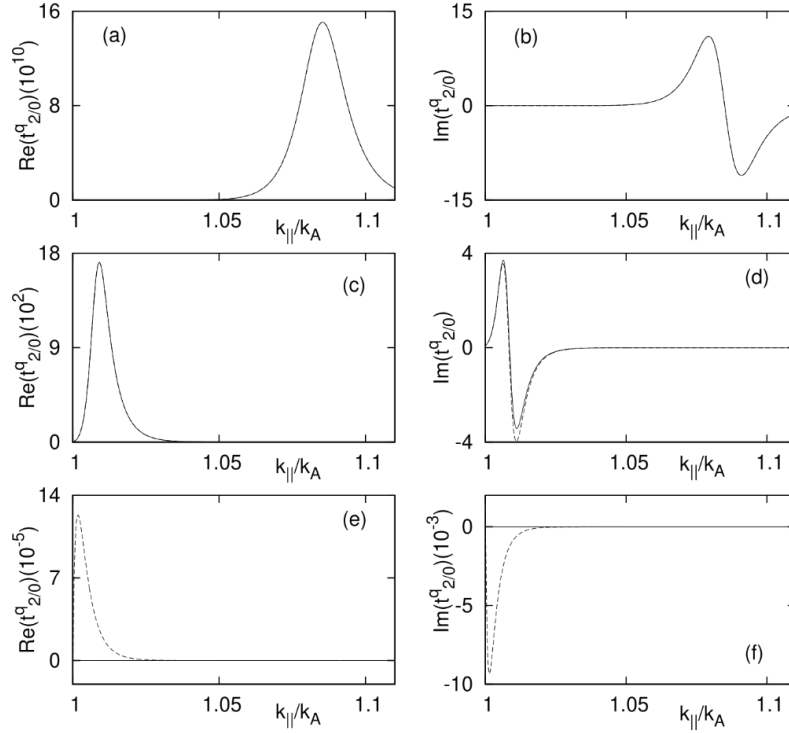
Với hệ ba lớp, chúng ta hãy xem xét kỹ hơn hệ số truyền qua (23) với số hạng biểu diễn trường evanescent. Để đơn giản ký hiệu chúng ta gọi  $u = [k_{\parallel}^2 / k_A^2 - 1]^{\frac{1}{2}} = |\beta_0| / k_A$  và giả thiết  $\gamma \ll 1$ , khi đó hệ số truyền qua có thể lấy gần đúng như sau

$$t_{20}^q \approx \frac{4ue^{-\bar{d}u} \left[ u - i\gamma \left( \bar{d} + u - \frac{1}{u} \right) \right]}{\gamma^2 \left( u + \frac{1}{u} \right)^2 + 4u^2 e^{-2\bar{d}u} - 4ui\gamma \left( 2\bar{d} + u - \frac{1}{u} \right) e^{-2\bar{d}u}}, \quad (26)$$

ở đây  $\bar{d} = k_A d = 2\pi \frac{d}{\lambda_A}$ . Phần thực của phương trình trên cho ta kết quả của [9]. Phương trình (26) khác

với phương trình tương ứng trong [10], vì ở đây mất mát xuất hiện từ cả  $\varepsilon_1$  và  $\mu_1$ . Ngược lại, trong [10], mất mát chỉ xuất hiện từ hoặc là  $\varepsilon_1$  hoặc  $\mu_1$ . Trên hình 2 chúng tôi vẽ các phần thực và ảo của hệ số truyền qua  $t_{20}^q$  ( $t_{20}^p = t_{20}^s$  khi  $\varepsilon_1 = \mu_1$ ) như các hàm của  $k_{\parallel} / k_A$ . Nhớ lại rằng khi hấp thụ hoàn toàn được bỏ đi,

$t_{20}^q = \exp\left(d\sqrt{k_{\parallel}^2 - k_A^2}\right)$  tăng một cách chậm chạp khi tăng  $k_{\parallel}$ .



Hình 2: Các phần thực và ảo của hệ số truyền qua  $t_{20}^q$  được vẽ như một hàm của  $k_{||}/k_A$  với  $\varepsilon_1 = \mu_1 = -1 + i\gamma$  và  $\gamma = 10^{-12}$  (các hình a và b),  $\gamma = 10^{-15}$  (các hình c và d) và  $\gamma = 10^{-1}$  (các hình e và f). Độ dày của tấm  $d = 10\lambda_A$ . Các đường liền nét sử dụng phương trình chính xác (23), trong khi các đường đứt nét sử dụng phương trình gần đúng (26). Trong các hình a, b và c các đường cong biểu diễn cho các biểu thức gần đúng và chính xác gần như không thể phân biệt được.

Từ hình 2 chúng ta thấy sự thay đổi này rất mạnh, thậm chí khi chỉ thêm một lượng hấp thụ rất bé, việc này làm xuất hiện một cộng hưởng, tại đó sóng điện từ được tăng cường đáng kể khi truyền qua tấm. Cộng hưởng trở nên rõ ràng hơn và giá trị cộng hưởng của  $k_{||}$  tăng khi giảm  $\gamma$ . Việc so sánh các kết quả tính toán của chúng tôi với các tính toán của các tác giả trong [9,10] cho thấy tại các vị trí của các đỉnh, chính xác là nơi xuất hiện sự triệt tiêu của các thành phần vector sóng cao ( $|k_{||}|$  có giá trị lớn). Vị trí của cộng hưởng có thể được xác định bằng cách đặt đạo hàm của  $\text{Re}(t_{20}^q)$  bằng không

$$(4 - u\bar{d}) \left[ \gamma^2 (u^2 + 1)^2 + 4u^4 e^{-2\bar{d}u} \right] = 4u^2 \left[ \gamma^2 (u^2 + 1)^2 + (4u^4 - 2\bar{d}u^3) e^{-2\bar{d}u} \right]. \quad (27)$$

Có thể chứng minh nghiệm của phương trình này chỉ tồn tại khi  $\gamma \neq 0$  bằng cách tính toán số trực tiếp. Trên hình 2, chúng tôi cũng vẽ hệ số truyền qua theo biểu thức gần đúng (26). Có thể thấy rằng biểu thức gần đúng làm việc rất tốt khi  $\gamma$  nhỏ [các trường hợp (a), (b), và (c)], những trường hợp còn lại khá tốt quanh giá trị  $\gamma \sim 10^{-5}$  [trường hợp (d)], nhưng không còn tốt với các giá trị lớn hơn của  $\gamma$  [các trường hợp (e) và (f)].

### 3.2 Hiệu ứng siêu thấu kính

Để ngắn gọn chúng tôi trình bày đồng thời ảnh hưởng của cả hấp thụ của tấm lẫn kích thước tấm LHMs lên vị trí và kích thước ảnh và liệt kê dưới dạng bảng để dễ dàng so sánh và chỉ rõ hiệu ứng thu hẹp ảnh, tức là sự cải thiện độ nét của ảnh, hay còn gọi là hiệu ứng siêu thấu kính. Ngoài ra, chúng tôi cũng so sánh hai trường hợp khi moment lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $x$  và phương  $z$ . Vị trí của ảnh, và nửa độ rộng ở nửa cực đại (HWHM) của trường toàn phần và trường truyền được liệt kê trong bảng 1. Ở đây chúng tôi gọi  $z_0$  là vị trí điểm ảnh tương ứng với trường hợp moment lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $z$  và  $x_0$  là vị trí điểm ảnh trong trường hợp moment lưỡng cực nguyên tử định hướng theo

HỆ PHÂN LỚP PHẪNG VÀ HIỆU ỨNG SIÊU THẤU KÍNH CỦA VẬT LIỆU NGHỊCH

phương  $x$ . Mặc dù nói một cách chính xác, chỉ cường độ của trường toàn phần là có thể đo được, chúng tôi đưa ra khái niệm cường độ của chỉ phần trường truyền để chỉ ra tác dụng của trường evanescent. Ban đầu chúng tôi xem xét moment lưỡng cực nguyên tử định hướng song song với bề mặt tấm. Nếu chúng ta so sánh HWHM của các đỉnh do trường truyền  $(\delta I)_{x1} / \lambda_A$  được liệt kê trong bảng 1 với đỉnh tạo bởi trường truyền trong trường hợp không có hấp thụ [không trình bày chi tiết ở đây]  $(\delta I)_{x1} / \lambda_A \approx 0.443$ , rõ ràng hấp thụ của vật chất làm mở rộng các đỉnh. Sự mở rộng giảm khi giảm  $\gamma$ . Với  $\gamma \sim 10^{-5}$  và bé hơn, sự mở rộng không còn đáng kể.

Bảng 1: Vị trí và nửa độ rộng tại nửa cực đại của ảnh.  $x_0(z_0)$ ,  $(\delta I)_x [(\delta I)_z]$ , và  $(\delta I)_{x1} [(\delta I)_{z1}]$  tương ứng là vị trí của ảnh, HWHM của đỉnh trường toàn phần, và HWHM của đỉnh tạo bởi trường truyền với moment lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $x(z)$ . Độ dày tấm  $d = 10\lambda_A$  và  $d = \lambda_A$ , khoảng cách lưỡng cực nguyên tử đến bề mặt tấm  $z_A = 0.5d$ .

$d = 10\lambda_A$ $z_A = 0.5d$	$\gamma$	$10^{-1}$	$10^{-3}$	$10^{-5}$	$10^{-7}$	$10^{-9}$
	$x_0 / \lambda_A$	4.747	4.987	4.897	4.824	4.754
	$(\delta I)_x / \lambda_A$	1.685	0.490	<b>0.441</b>	<b>0.437</b>	<b>0.436</b>
	$(\delta I)_{x1} / \lambda_A$	1.674	0.489	<b>0.445</b>	<b>0.443</b>	<b>0.443</b>
	$z_0 / \lambda_A$	4.643	4.974	4.801		
	$(\delta I)_z / \lambda_A$	1.326	0.566	0.547		
	$(\delta I)_{z1} / \lambda_A$	1.321	0.564	0.532		
$d = \lambda_A$ $z_A = 0.5d$	$\gamma$		$10^{-3}$	$5 \times 10^{-3}$	$10^{-4}$	
	$x_0 / \lambda_A$		$\sim 0.5$	$\sim 0.5$	$\sim 0.5$	
	$(\delta I)_x / \lambda_A$		<b>0.250</b>	<b>0.225</b>	<b>0.214</b>	
	$(\delta I)_{x1} / \lambda_A$		<b>0.452</b>	<b>0.448</b>	<b>0.445</b>	

Bây giờ nếu chúng ta so sánh độ rộng của đỉnh trường tương ứng với trường truyền (Bảng 1, dòng 4) với độ rộng của đỉnh trường toàn phần (Bảng 1, dòng 3), có thể thấy đỉnh trường toàn phần hẹp hơn với  $\gamma = 10^{-5}, 10^{-7}, 10^{-9}$  (in đậm). Từ đó có thể nói sự hẹp lại của đỉnh trường là do đóng góp của trường evanescent. Kết quả số trong bảng 1 cho thấy khi  $\gamma$  giảm từ  $10^{-7}$  đến  $10^{-9}$ , độ phân giải không được cải thiện nhiều bằng khi  $\gamma$  giảm từ  $10^{-5}$  đến  $10^{-7}$ . Lưu ý rằng ở đây chúng tôi đang tập trung khảo sát độ phân giải theo phương  $z$ , xu hướng giống vậy cũng được lưu ý đối với độ phân giải theo phương  $x$  [9, 10]. Khi  $\gamma$  giảm nhiều hơn nữa, sự tăng cường của trường evanescent bởi tấm mạnh đến mức có thể nuốt luôn điểm ảnh (chúng tôi không trình bày chi tiết ở đây).

Ngoài ra, các kết quả số liệt kê trong bảng 1 dòng 2, cho thấy vị trí ảnh phụ thuộc vào độ hấp thụ. Ví dụ, xét trường hợp  $\gamma = 10^{-1}$  vị trí điểm ảnh nằm xa điểm hội tụ lý tưởng  $z / \lambda_A = 5$  và gần hơn về phía bề mặt tấm LHMs. Khi  $\gamma$  giảm từ  $10^{-1}$  đến  $10^{-3}$ , vị trí của đỉnh tiến gần hơn về điểm hội tụ lý tưởng, vì trong vùng giá trị này của  $\gamma$ , không có sự tăng cường của trường evanescent, sự dịch này chỉ do ảnh hưởng của hấp thụ lên trường truyền. Khi  $\gamma$  giảm hơn nữa từ  $10^{-3}$  tới  $10^{-5}, 10^{-7}$ , và  $10^{-9}$ , thay vì điểm ảnh vẫn tiến gần về điểm lý tưởng, nó bị kéo ngược trở về phía bề mặt tấm. Trường evanescent được tăng cường đáng kể trong vùng giá trị này của  $\gamma$ , gây ra sự dịch ngược trở lại của ảnh so với hướng ban đầu.

Từ những thảo luận đối với trường hợp moment lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $x$ , có thể thấy rằng chỉ có một vùng hữu hạn của  $\gamma$ , ở đó hiệu ứng siêu thấu kính xuất hiện. Giá trị của  $\gamma$  phải không quá lớn sao cho trường evanescent không hoàn toàn bị hấp thụ bởi tấm và cho đóng góp vào ảnh. Ngược lại, phải không quá bé sao cho sóng evanescent được tăng cường không nuốt luôn đỉnh trường tạo bởi sóng

truyền. Với các tham số được sử dụng trong bảng 1, một khoảng tốt nhất như vậy của  $\gamma$  rõ ràng không tồn tại khi moment lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương vuông góc với bề mặt tấm. Điều này có thể giải thích rằng: lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $z$  tương tác một cách mạnh mẽ hơn đối với trường evanescent so với lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $x$ . Với cùng một giá trị của  $\gamma$ , sự tăng cường sóng evanescent trong trường hợp lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $z$  rõ ràng hơn so với trường hợp định hướng theo phương  $x$ . Có thể nói, trong trường hợp này, trường evanescent nuốt luôn cả đỉnh tạo bởi trường truyền trước khi có bất kỳ tác dụng làm hẹp nào xảy ra, và phá hủy hiệu ứng siêu thấu kính vốn dĩ tồn tại rất mong manh trong trường hợp moment lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $x$ .

Như đã được chỉ ra trước đây, hiệu ứng siêu thấu kính có thể thấy được một cách rõ ràng chỉ khi độ dày của tấm nhỏ hơn bước sóng [9, 10]. Kết luận này dựa trên các tính toán giải tích của hệ trong mặt phẳng của tấm. Trong các kết quả tính toán số được trình bày ở các dòng 2 đến dòng 6 trên bảng 1, chúng tôi đã khảo sát độ dày của tấm  $d = 10\lambda_A$ , ngoài ra, để có những kết luận rõ ràng hơn, chúng tôi cũng xem xét tấm với độ dày một bước sóng. Trong trường hợp lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $x$  và  $\gamma = 10^{-1}$ , kết quả số cho trường evanescent và trường truyền được tách riêng (không thể hiện ở đây) cho thấy đóng góp của trường evanescent không đáng kể so với trường truyền. Khi  $\gamma$  giảm từ  $10^{-3}$  tới  $10^{-4}$ , đỉnh tạo bởi trường truyền đủ xa bề mặt vì thế xu hướng diễn ra tương tự như trong trường hợp  $d = 10\lambda_A$ . Tức là, đỉnh được làm hẹp lại trong khi vị trí của nó dịch gần hơn về phía điểm lý tưởng tại vị trí  $z = 0.5\lambda_A$ . Lượng làm hẹp trong trường hợp này ấn tượng hơn rất nhiều so với trường hợp độ dày tấm  $d = 10\lambda_A$  đã thảo luận ở trên. Với  $\gamma = 10^{-3}, 5 \times 10^{-4}$ , và  $10^{-4}$ , HWHM  $(\delta I)_x / \lambda_A$  tương ứng lần lượt là 0.250, 0.225, và 0.214 (dòng 10 bảng 1), hẹp hơn nhiều so với các đỉnh được tạo bởi chỉ đóng góp của trường truyền  $(\delta I)_{x1} / \lambda_A$  (tương ứng lần lượt là 0.452, 0.448, và 0.445 (dòng 11 bảng 1)); trung bình được làm hẹp lại vào cỡ 50%. Khi  $\gamma$  giảm nhiều hơn nữa, sự lớn mạnh của trường evanescent nuốt hoàn toàn đỉnh trường. Trong trường hợp moment lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $z$ , không quan sát được đỉnh trường, vì đỉnh được tạo bởi trường truyền nằm ở vị trí rất gần bề mặt và tương tác của moment lưỡng cực nguyên tử với trường evanescent trong trường hợp này quá mạnh.

Ngoài ra, để thấy được vấn đề một cách rõ ràng hơn, chúng tôi cũng khảo sát trường hợp độ dày tấm  $d = 10\lambda_A$  và khoảng cách từ moment lưỡng cực nguyên tử đến bề mặt tấm,  $z_A = \lambda_A / 2$ , gần hơn so với trường hợp đã thảo luận ở trên. Với trường hợp này, vị trí điểm ảnh phía bên kia tấm nằm xa bề mặt hơn, giá trị của hấp thụ  $\gamma$  cũng được thay đổi từ  $10^{-1}$  đến  $10^{-8}$ . Trong bảng 2, chúng tôi liệt kê cả giá trị của cường độ trường tại điểm ảnh để có thể thấy rõ ràng hơn về việc chất lượng ảnh được cải thiện như thế nào khi hấp thụ giảm xuống và ảnh hưởng của trường evanescent lên việc làm dịch điểm ảnh ra sao tương ứng với các trường hợp lưỡng cực nguyên tử định hướng theo hai phương  $x$  và  $z$ .

Bảng 2: Vị trí điểm hội tụ  $x_0(z_0)$ , và cường độ  $\bar{I} = |\vec{F}(\vec{r}, \vec{r}_A, \omega_A)|^2 / (k_A^6 d_A / (4\pi\epsilon_0)^2)$  tương ứng với  $\gamma$  thay đổi trong hai trường hợp moment lưỡng cực nguyên tử định hướng theo hai phương  $x$  và  $z$ . Khoảng cách từ nguyên tử đến tấm  $z_A = \lambda_A / 2$ , độ dày tấm  $d = 10\lambda_A$ .

$\gamma$	$10^{-1}$	$10^{-3}$	$10^{-5}$	$10^{-7}$	$10^{-8}$
$x_0 / \lambda_A$	9.25	9.49	9.40	9.32	9.29
$\bar{I}$	$5 \times 10^{-8}$	0.30	0.46	0.51	0.53
$z_0 / \lambda_A$	9.14	9.47	9.30	9.13	9.02
$\bar{I}$	$2 \times 10^{-9}$	0.25	0.50	0.65	0.79

Số liệu trong bảng 2 cho thấy, khi hấp thụ giảm xuống quá ngưỡng  $\gamma \sim 10^{-3}$ , ngoài việc cường độ tương ứng với lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $z$  lớn hơn, sự dịch điểm hội tụ cũng diễn ra mạnh hơn. Như đã nói ở trên, nguyên nhân là do đóng góp của trường evanescent trong trường hợp này lớn hơn rất nhiều so với trường hợp lưỡng cực nguyên tử định hướng theo phương  $x$ .

#### 4. KẾT LUẬN

Chúng tôi đã khảo sát ảnh của moment lưỡng cực nguyên tử tạo bởi một tấm phẳng LHM, tập trung trên khả năng tạo hiệu ứng siêu thấu kính theo phương vuông góc với bề mặt của tấm. Chúng tôi đã thực hiện các tính toán bằng cách tách các số hạng biểu thị cho phần đóng góp của chỉ trường truyền và so sánh nó với ảnh tạo bởi trường toàn phần. Sự làm hẹp kích thước ảnh do đóng góp của trường evanescent được xem như là dấu hiệu của hiệu ứng siêu thấu kính.

Chúng tôi thấy hiệu ứng siêu thấu kính tốt hơn đối với trường hợp kích thước của tấm bé, độ dày tấm vào cỡ một bước sóng. Hiệu ứng siêu thấu kính cũng biểu hiện trong các hệ có kích thước dày hơn nhưng với một chừng mực kém hơn. Các kết quả cũng cho thấy sự định hướng của lưỡng cực nguyên tử song song với bề mặt tấm thuận lợi hơn cho hiệu ứng siêu thấu kính. Hiệu ứng siêu thấu kính rất nhạy đối với hấp thụ của tấm. Khi cố định độ dày của tấm, tồn tại một vùng hữu hạn của hấp thụ trong đó trường evanescent được tăng cường đủ để làm hẹp đỉnh trường được tạo bởi trường truyền, nhưng không quá lớn đến mức nuốt luôn đỉnh tạo bởi trường truyền.

#### TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] V.G. Veselago, The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\epsilon$  and  $\mu$ , *Usp. Fiz. Nayk* 92, pp.517-523, 1964 [*Sov. Phys. Usp.* 10, pp.509-515, 1968].
- [2] J. B. Pendry, Negative Refraction Makes a Perfect Lens, *Phys. Rev. Lett.* vol.85, pp.396-403, 2000.
- [3] R. A. Shelby, D. R. Smith, S. Schultz, Experimental Verification of a Negative Index of Refraction, *Science*, vol.292, pp.77-80, 2001.
- [4] H. J. Lezec, J. A. Dionne, and H. A. Atwater, Negative Refraction at Visible Frequencies, *Science*, vol.316, pp.430-433, 2007.
- [5] Ho Trung Dung, S. Y. Buhmann, L. Knöll, and D. -G. Welsch, S. Scheel, J. Kastel, Electromagnetic-field quantization and spontaneous decay in left-handed media, *Phys. Rev. A*, vol.68, pp.043816-043822, 2003.
- [6] M. S. Tomas, Green function for multilayers: Light scattering in planar cavities, *Phys. Rev. A*, vol.51, pp.2545-2553, 1995; W. C. Chew, Waves and Fields in Inhomogeneous Media, *IEEE Press, New York*, 1995.
- [7] S. A. Ramakrishna and O. J. F. Martin, Resolving the wave vector in negative refractive index media, *Opt. Lett.* vol.30, pp.2626-2637, 2005.
- [8] Tran Minh Hien and Ho Trung Dung, Image of an emitting dipole by a superlens, *Phys. Rev. A*, vol.85, pp.015804-015807, 2012.
- [9] V. A. Podolskiy and E. E. Narimanov, Near-sighted superlens, *Opt. Lett.* vol.30, pp.75-82, 2005.
- [10] L. Shen and S. He, Studies of imaging characteristics for a slab of a lossy left-handed material, *Phys. Lett. A*, vol.309, pp.298-303, 2003.

### PLANAR MULTILAYERED-MEDIUM AND SUPERLENS EFFECT OF LEFT-HANDED MATERIALS

TRAN MINH HIEN

*Faculty of Mechanical Engineering, Industrial University of Ho Chi Minh City  
tranminhhien@iuh.edu.vn*

**Abstract.** We investigate the emission of an atomic dipole in three-dimensional space placed in a planar multilayered medium and consider the imaging effect on the other side of left-handed material slab (LHM). We focus on investigating the possibility of improving the image quality in the z-direction and observing the shrinking of the image size thanks to the effect of recovering lost information transmitted by the evanescent field of a LHM slab. We also find that the focal point is displaced from the ideal position in an unusual way, when the material absorption of the slab changes, which is not simply explained by Snell's law. By separating the two terms describing the propagation wave and the evanescent wave in the expression of the Green tensor, we can show the effect of the evanescent field in improving the image quality.

**Keywords.** Left-handed materials, Superlens effect, Veselago lens.

*Ngày gửi bài: 30/12/2022*

*Ngày chấp nhận đăng: 17/03/2023*