

SỰ KẾT CẶP CỦA PHONON QUANG DỌC - PLASMON TRONG CÁC LỚP BÁN DẪN InGaN

Dương Đình Phước, Đinh Như Thảo*

Trường Đại học Sư phạm, Đại học Huế, 34 Lê Lợi, Huế, Việt Nam

* Tác giả liên hệ Đinh Như Thảo <dnthao@hueuni.edu.vn>
(Ngày nhận bài: 25-07-2020; Ngày chấp nhận đăng: 01-08-2020)

Tóm tắt. Trong bài báo này, chúng tôi khảo sát sự tồn tại của các mode kết cặp phonon quang dọc (LO phonon)-plasmon trong các lớp bán dẫn InGaN bằng lý thuyết hàm điện môi. Chúng tôi sử dụng một sóng hồng ngoại phân cực p chiếu xiên lên các lớp màng mỏng bán dẫn, từ đó chúng tôi quan sát thấy sự xuất hiện của bốn cực tiểu phân biệt trong phổ truyền qua của vật liệu. Hai cực tiểu đầu tiên tương ứng với các mode phonon quang ngang của hai bán dẫn thành phần InN và GaN, trong khi hai cực tiểu còn lại là các mode kết cặp LO phonon-plasmon. Bên cạnh đó, chúng tôi đã lần đầu tiên đưa ra được một phương trình dùng để tính số tần số của các mode kết cặp này. Ngoài ra, chúng tôi cũng khảo sát chi tiết ảnh hưởng của mật độ electron lên các mode kết cặp LO phonon-plasmon.

Từ khóa: các mode kết cặp, phonon quang dọc, plasmon, lớp bán dẫn, InGaN

Coupling of longitudinal optical phonon-plasmon in InGaN semiconductor layers

Duong Dinh Phuoc, Dinh Nhu Thao*

University of Education, Hue University, 34 Le Loi St., Hue, Vietnam

* Correspondence to Dinh Nhu Thao <dnthao@hueuni.edu.vn>
(Received: 25 July 2020; Accepted: 01 August 2020)

Abstract. The existence of longitudinal optical (LO) phonon-plasmon coupled modes in InGaN semiconductor layers is investigated by using the dielectric function theory. By using a p -polarized infrared wave irradiating obliquely on thin semiconductor layers, we observe the appearance of four distinct minima in the transmission spectrum of the material. The first two minima are given to the transverse optical phonon modes of the two InN and GaN component semiconductors, while the remaining two minima are attributed to the LO phonon-plasmon coupled modes. Besides, for the first time, we have derived an equation for numerically calculating the frequencies of these coupled modes. Besides, the effect of electron density on LO phonon-plasmon coupled modes is also examined in details.

Keywords: coupled mode, LO phonon, plasmon, semiconductor layer, InGaN

1 Giới thiệu

Một trong những hiện tượng vật lý thu hút sự chú ý của các nhà nghiên cứu đó là hiện tượng kết cặp của phonon quang dọc (LO phonon) và plasmon trong các cấu trúc bán dẫn [1]. Hiện tượng này có thể dẫn đến sự phát xạ sóng Terahertz, một bức xạ có nhiều tiềm năng ứng dụng trong việc phát triển các bộ nhớ máy tính hay các thiết bị truyền thông [2, 3]. Sự tồn tại và các đặc tính quang của các mode kết cặp LO phonon-plasmon (LOPCM) phụ thuộc vào nhiều yếu tố khác nhau như ảnh hưởng của điện trường ngoài, mật độ electron, kích thước cấu trúc hay cấu hình tạp chất của vật liệu [4]. Tuy nhiên, cho đến thời điểm hiện tại vẫn chưa có các nghiên cứu đầy đủ về hành vi của các LOPCM trong các hệ vật liệu khác nhau. Gần đây, các nhà khoa học tiếp tục nghiên cứu các tương tác quang kết cặp của LO phonon và plasmon trong các vật liệu bán dẫn khối nhằm khảo sát chi tiết các tính chất quang của chúng cũng như tìm kiếm các nguồn phát xạ Terahertz ổn định và dễ điều khiển [5].

Hiện tượng kết cặp của LO phonon và plasmon trong các hệ vật liệu bán dẫn đã được nghiên cứu thực nghiệm và lý thuyết bằng nhiều phương pháp khác nhau. Trong nghiên cứu thực nghiệm, các LOPCM đã được quan sát thấy trong quang phổ Raman hay quang phổ Terahertz miền thời gian [1, 6]. Đối với nghiên cứu lý thuyết, các phương pháp có thể được sử dụng như lý thuyết hàm điện môi hay phương pháp mô phỏng Monte-Carlo [7-9]. Nhìn chung, các phương pháp đều nghiên cứu hiệu quả các tính chất quang của các LOPCM. Lý thuyết hàm điện môi được nhiều người lựa chọn khi nghiên cứu các LOPCM bởi vì phương pháp này chỉ cần xác định hàm điện môi của bán dẫn và khảo sát hệ số truyền qua của vật liệu, từ đó có thể xác định các LOPCM trong phổ truyền qua. Hơn nữa, phương pháp này có thể áp dụng hiệu quả đối với các hệ bán dẫn ba thành phần, trong khi việc áp dụng phương pháp mô

phỏng Monte-Carlo cho các hệ vật liệu này thường gặp nhiều khó khăn hơn.

Bán dẫn InGaN là vật liệu vùng cấm thẳng được chế tạo từ hỗn hợp của các thành phần InN và GaN. Hàm lượng indium có thể được thay đổi để tạo ra các hợp kim $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ có độ rộng khe vùng tương ứng với bước sóng ánh sáng nằm trong khoảng từ vùng hồng ngoại đến vùng tử ngoại. Hệ vật liệu này thường được pha tạp loại n . Hợp kim $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ có nhiều đặc tính quang độc đáo, đặc biệt là độ ổn định nhiệt cao [10]. Vì vậy, chúng có thể được ứng dụng trong các thiết bị bán dẫn mới như các thiết bị nhiệt điện hiệu suất cao, các thiết bị quang điện hay các đi-ốt phát quang [10-13]. Tuy nhiên, còn nhiều tính năng quan trọng của hệ vật liệu này vẫn chưa được khảo sát rõ ràng, chẳng hạn như sự phát xạ Terahertz từ các tương tác kết cặp của các mode LO phonon và plasmon.

Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu sự tồn tại của các mode kết cặp của LO phonon và plasmon trong các lớp màng mỏng bán dẫn InGaN bằng lý thuyết hàm điện môi. Chúng tôi xác định và phân tích phổ truyền qua của vật liệu để tìm kiếm bằng chứng về sự tồn tại của các mode kết cặp LO phonon-plasmon. Từ đó, chúng tôi đánh giá ảnh hưởng của điện trường và các tham số của vật liệu lên hành vi của các mode kết cặp này.

2 Lý thuyết

Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu sự tồn tại và hành vi của các mode kết cặp LO phonon-plasmon trong các lớp màng mỏng bán dẫn $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ ($0 \leq x \leq 1$). Chúng tôi tìm kiếm bằng chứng tồn tại của các mode kết cặp thông qua việc khảo sát phổ truyền qua của vật liệu. Vì vậy, chúng tôi xét một chùm tia ánh sáng có tần số ω chiếu xiên lên một lớp bán dẫn có độ dày d và lập với trục Oz một góc θ với mặt phẳng ánh sáng tới là mặt phẳng Oyz (Hình 1). Sự hấp thụ ánh sáng của tinh thể bán dẫn $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ được đặc trưng bằng hàm điện môi phức bao gồm tổng các đóng

góp của phonon và plasmon, được xác định như sau

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_{\infty}(x) + \epsilon_{\text{phonon}} + \epsilon_{\text{plasmon}} \quad (1)$$

với $\epsilon_{\infty}(x)$ là hằng số điện môi tần số cao của vật liệu

$$\epsilon_{\text{phonon}} = (1-x)\epsilon_{\infty}^{\text{InN}} \frac{(\omega_{LO,\text{InN}}^0)^2 - (\omega_{TO,\text{InN}}^0)^2}{\omega_{TO,\text{InN}}^2 - \omega^2 - i\Gamma_{\text{InN}}\omega} + x\epsilon_{\infty}^{\text{GaN}} \frac{(\omega_{LO,\text{GaN}}^0)^2 - (\omega_{TO,\text{GaN}}^0)^2}{\omega_{TO,\text{GaN}}^2 - \omega^2 - i\Gamma_{\text{GaN}}\omega} \quad (3)$$

trong đó $\omega_{LO,i}^0$ và $\omega_{TO,i}^0$ ($i = \text{InN}, \text{GaN}$) là tần số của LO phonon và TO phonon của các bán dẫn thuần i tương ứng; $\omega_{TO,i}$ là tần số của TO phonon của các bán dẫn thành phần i trong hợp kim $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$; Γ_i là hệ số suy giảm của phonon trong bán dẫn thành phần i .

Đóng góp của plasmon vào hàm điện môi (1) được xác định theo phương trình [4]

$$\epsilon_{\text{plasmon}} = -\frac{\epsilon_{\infty}(x)\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma_p\omega} \quad (4)$$

trong đó γ_p là hệ số suy giảm của plasmon; ω_p là tần số plasma

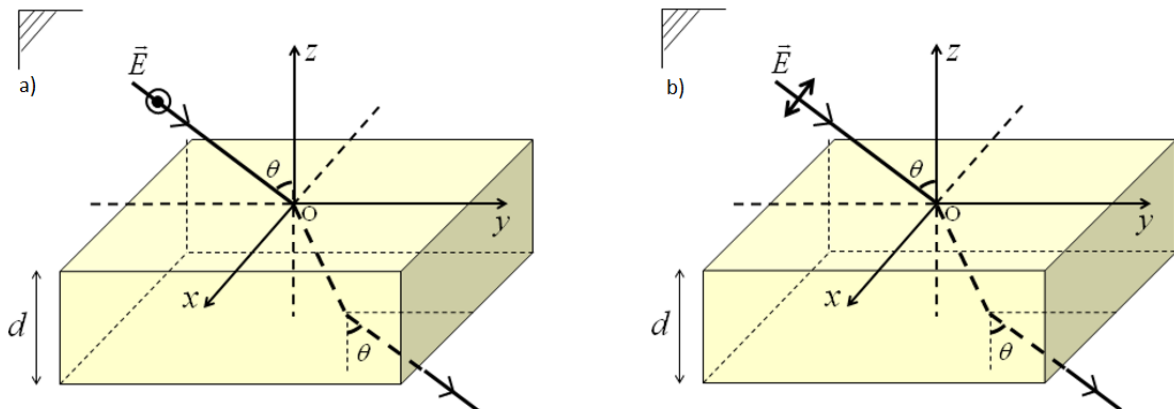
$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e \epsilon_{\infty}(x)}} \quad (5)$$

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_{\infty}(x) + (1-x)\epsilon_{\infty}^{\text{InN}} \frac{(\omega_{LO,\text{InN}}^0)^2 - (\omega_{TO,\text{InN}}^0)^2}{\omega_{TO,\text{InN}}^2 - \omega^2} + x\epsilon_{\infty}^{\text{GaN}} \frac{(\omega_{LO,\text{GaN}}^0)^2 - (\omega_{TO,\text{GaN}}^0)^2}{\omega_{TO,\text{GaN}}^2 - \omega^2} - \frac{\epsilon_{\infty}(x)\omega_p^2}{\omega^2} \quad (6)$$

$$\epsilon_{\infty}(x) = (1-x)\epsilon_{\infty}^{\text{InN}} + x\epsilon_{\infty}^{\text{GaN}} \quad (2)$$

Ở đây, $\epsilon_{\infty}^{\text{InN}}$ và $\epsilon_{\infty}^{\text{GaN}}$ là hằng số điện môi tần số cao của các bán dẫn thành phần InN và GaN. Đóng góp của phonon vào hàm điện môi (1) được tính theo phương trình [1]

với N_e , e và m_e tương ứng là nồng độ, điện tích và khối lượng hiệu dụng của electron. Các nghiên cứu lý thuyết về sự kết cặp của LO phonon-plasmon trong các bán dẫn hai thành phần như CdS hay GaP đã chỉ ra rằng tần số của các mode kết cặp LO phonon-plasmon chính là các không điểm của hàm điện môi toàn phần, nói cách khác chính là các nghiệm của phương trình $\tilde{\epsilon}(\omega) = 0$ [14]. Tương tự, chúng tôi cũng tìm tần số của các mode kết cặp LOPCM trong các bán dẫn ba thành phần thông qua việc giải phương trình trên. Các hệ số suy giảm phonon Γ_i và plasmon γ_p có giá trị khá nhỏ so với các tần số của phonon và plasmon nên ta có thể bỏ qua chúng trong các tính toán. Thay các phương trình (3) và (4) vào phương trình (1) ta thu được



Hình 1. Mô hình sự lan truyền của sóng điện từ qua các lớp màng mỏng bán dẫn
 a) Điện trường \vec{E} phân cực s (TE); b) Điện trường \vec{E} phân cực p (TM)

Cho $\tilde{\epsilon}(\omega) = 0$, ta viết lại phương trình (6) như sau

$$\epsilon_{\infty}(x) + \frac{X(1-x)\epsilon_{\infty}^{\text{InN}}}{\omega_{\text{TO,InN}}^2 - \omega^2} + \frac{Yx\epsilon_{\infty}^{\text{GaN}}}{\omega_{\text{TO,GaN}}^2 - \omega^2} - \frac{\epsilon_{\infty}(x)\omega_p^2}{\omega^2} = 0, \quad (7)$$

trong đó

$$\begin{aligned} \omega^6 - \left[\omega_{\text{TO,InN}}^2 + \omega_{\text{TO,GaN}}^2 + \frac{X(1-x)\epsilon_{\infty}^{\text{InN}} + Yx\epsilon_{\infty}^{\text{GaN}} + \epsilon_{\infty}(x)\omega_p^2}{\epsilon_{\infty}(x)} \right] \omega^4 \\ + \left[\omega_{\text{TO,InN}}^2 \omega_{\text{TO,GaN}}^2 + (\omega_{\text{TO,InN}}^2 + \omega_{\text{TO,GaN}}^2) \omega_p^2 + \frac{X(1-x)\epsilon_{\infty}^{\text{InN}} \omega_{\text{TO,GaN}}^2 + Yx\epsilon_{\infty}^{\text{GaN}} \omega_{\text{TO,InN}}^2}{\epsilon_{\infty}(x)} \right] \omega^2 \\ - \omega_{\text{TO,InN}}^2 \omega_{\text{TO,GaN}}^2 \omega_p^2 = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Đặt

$$\begin{cases} A = [\omega_{\text{TO,InN}}^2 + \omega_{\text{TO,GaN}}^2] \epsilon_{\infty}(x) + X(1-x)\epsilon_{\infty}^{\text{InN}} + Yx\epsilon_{\infty}^{\text{GaN}} + \epsilon_{\infty}(x)\omega_p^2 \\ B = [\omega_{\text{TO,InN}}^2 \omega_{\text{TO,GaN}}^2 + (\omega_{\text{TO,InN}}^2 + \omega_{\text{TO,GaN}}^2) \omega_p^2] \epsilon_{\infty}(x) + X(1-x)\epsilon_{\infty}^{\text{InN}} \omega_{\text{TO,GaN}}^2 + Yx\epsilon_{\infty}^{\text{GaN}} \omega_{\text{TO,InN}}^2, \\ C = \omega_{\text{TO,InN}}^2 \omega_{\text{TO,GaN}}^2 \omega_p^2 \end{cases} \quad (10)$$

ta viết lại phương trình (9) như sau

$$\omega^6 - \frac{A}{\epsilon_{\infty}(x)} \omega^4 + \frac{B}{\epsilon_{\infty}(x)} \omega^2 - C = 0. \quad (11)$$

Việc giải phương trình (11) để tìm nghiệm giải tích ω_{\pm} là khá khó khăn; vì vậy, chúng tôi cần thực hiện tính toán số để tìm sự phụ thuộc của tần số của các mode kết cặp LO phonon-plasmon vào mật độ electron

$$\omega_{\pm} = f(N_e). \quad (12)$$

Kết quả này, về mặt định tính, tương đồng với các kết quả giải tích trong các trường hợp đã được nghiên cứu trước đây: tần số của các mode kết cặp ω_{\pm} tỉ lệ với tần số plasma ω_p và, vì vậy, tỉ lệ với mật độ electron N_e [8, 9].

Bây giờ, chúng tôi sẽ xác định hệ số truyền qua của vật liệu trong hai trường hợp sóng điện từ phân cực s (transverse-electric (TE), Hình 1a) và sóng điện từ phân cực p (transverse-magnetic (TM), Hình 1b). Đầu tiên, chúng tôi viết hàm điện môi (1) dưới dạng phần thực $\epsilon_1(\omega)$ và phần ảo $\epsilon_2(\omega)$ như sau

$$\tilde{\epsilon}(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega). \quad (13)$$

$$\begin{cases} X = (\omega_{\text{LO,InN}}^0)^2 - (\omega_{\text{TO,InN}}^0)^2 \\ Y = (\omega_{\text{LO,GaN}}^0)^2 - (\omega_{\text{TO,GaN}}^0)^2 \end{cases} \quad (8)$$

Phương trình (7) có thể được viết lại như sau

Ta biết chiết suất phức của môi trường tinh thể bán dẫn hấp thụ được cho bởi

$$\tilde{n} = n + i\kappa, \quad (14)$$

trong đó κ là hệ số tắt dần được xác định bởi [4]

$$\kappa = \frac{\omega}{c} \sqrt{|\tilde{n}|^2 - \sin^2 \theta}. \quad (15)$$

Bên cạnh đó, ta có hệ thức liên hệ giữa chiết suất phức và hàm điện môi phức là

$$\tilde{n}^2 = \tilde{\epsilon}(\omega). \quad (16)$$

Từ các phương trình (13) đến (16), ta suy ra

$$\begin{cases} \epsilon_1(\omega) = n^2 - \kappa^2 \\ \epsilon_2(\omega) = 2n\kappa \\ |\tilde{n}| = \sqrt{\epsilon_1^2(\omega) + \epsilon_2^2(\omega)} \end{cases} \quad (17)$$

Trong trường hợp điện trường của ánh sáng chiếu lên bề mặt mẫu có phân cực s (Hình 1a), hệ số truyền qua của vật liệu được xác định như sau [7]

$$T_{TE}(\omega) = \left| \left[\cos(\kappa d) - i \left(\frac{\kappa^2 + k^2}{2\kappa k} \right) \sin(\kappa d) \right]^{-1} \right|^2. \quad (18)$$

trong đó k là độ lớn vec-tơ sóng của ánh sáng tới

$$k = \frac{\omega}{c} \cos \theta. \quad (19)$$

Đối với điện trường của ánh sáng tới phân cực p (Hình 1b) thì hệ số truyền qua có dạng [7]

$$T_{TM}(\omega) = \left| \left[\cos(\kappa d) - i \left(\frac{\kappa^2 + |\tilde{n}|^2 \kappa^2}{2|\tilde{n}|^2 \kappa k} \right) \sin(\kappa d) \right]^{-1} \right|^2. \quad (20)$$

3 Kết quả tính số và thảo luận

Trong phần này, chúng tôi xác định sự phụ thuộc của hệ số truyền qua của các lớp bán dẫn $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ vào tần số của ánh sáng tới. Từ đó, chúng tôi phân tích các đặc điểm trong phổ truyền qua của vật liệu để tìm kiếm dấu hiệu tồn tại của các mode kết cặp LO phonon-plasmon. Các tham số của vật liệu được sử dụng trong tính toán được trình bày trong Bảng 1.

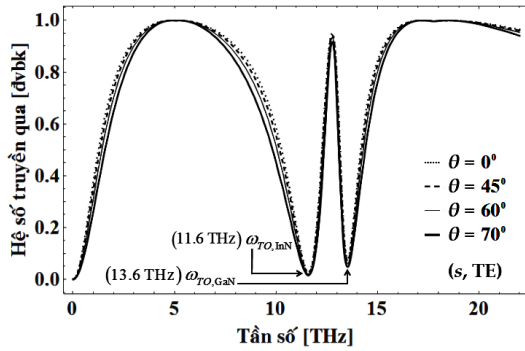
Đầu tiên, chúng tôi khảo sát phổ truyền qua của lớp màng mỏng bán dẫn $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ có độ dày

$d = 2 \mu\text{m}$ và mật độ electron $N_e = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ trong trường hợp điện trường của ánh sáng tới phân cực s với các góc chiếu khác nhau (Hình 2). Chúng tôi thấy rằng, trong tất cả các trường hợp ánh sáng chiếu thẳng góc vào lớp bán dẫn, $\theta = 0^\circ$ (đường chấm chấm), và chiếu xiên góc lên lớp bán dẫn, $\theta = 45^\circ$ (đường đứt nét), $\theta = 60^\circ$ (đường liền nét mảnh), $\theta = 70^\circ$ (đường liền nét đậm), phổ truyền qua của vật liệu chỉ chứa hai cực tiểu phân biệt tại các tần số 11.6 THz và 13.6 THz tương ứng với các mode TO phonon của hai bán dẫn thành phần InN và GaN. Chúng tôi không tìm thấy dấu hiệu tồn tại của các mode kết cặp giữa LO phonon và plasmon. Điều này cho thấy rằng không tồn tại các tương tác quang kết cặp giữa các dao động phonon và plasmon trong trường hợp điện trường phân cực s .

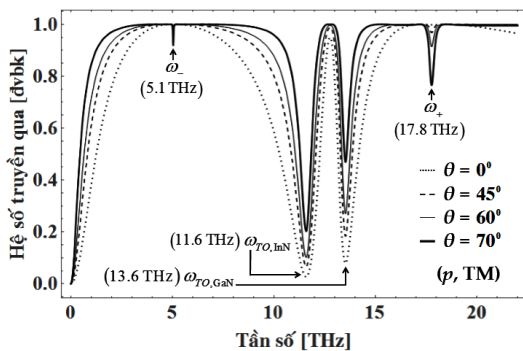
Bảng 1. Các tham số của vật liệu bán dẫn InN, GaN và $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ [15, 16].

Đại lượng	InN	GaN	$\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$	Chú thích
ω_{TO}^0 (THz)	14,3	16,7		Tần số TO phonon của các bán dẫn thuần
ω_{LO}^0 (THz)	17,8	22,2		Tần số LO phonon của các bán dẫn thuần
ω_{TO} (THz)	11,6	13,6		Tần số TO phonon của các bán dẫn thành phần trong hợp kim
ω_{LO} (THz)	15,7	17,4		Tần số LO phonon của các bán dẫn thành phần trong hợp kim
ϵ_∞	8,4	5,4	7,5	Hằng số điện môi tần số cao
Γ	0,3	0,3		Hệ số suy giảm phonon
γ_p			0,2	Hệ số suy giảm plasmon
m_e			$0,1 \times m_0$	Khối lượng hiệu dụng của electron ($m_0 = 9,1 \times 10^{-31} \text{ kg}$ là khối lượng của electron tự do)

Tiếp theo, chúng tôi xác định và phân tích phổ truyền qua của lớp màng mỏng bán dẫn như trên ($d = 2 \mu\text{m}, N_e = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) nhưng trong trường hợp điện trường của sóng tới phân cực p với các góc chiếu khác nhau (Hình 3). Chúng tôi thấy rằng, khi góc chiếu $\theta = 0^\circ$ (đường chấm chấm), phổ truyền qua của vật liệu chỉ chứa hai cực tiểu ứng với các mode TO phonon của hai bán dẫn InN và GaN (Hình 2) và không tồn tại các mode kết cặp LO phonon-plasmon. Ngược lại, khi góc chiếu $\theta = 45^\circ$ (đường đứt nét), $\theta = 60^\circ$ (đường liền nét mảnh), $\theta = 70^\circ$ (đường liền nét đậm), trong phổ truyền qua xuất hiện bốn cực tiểu phân biệt tại các



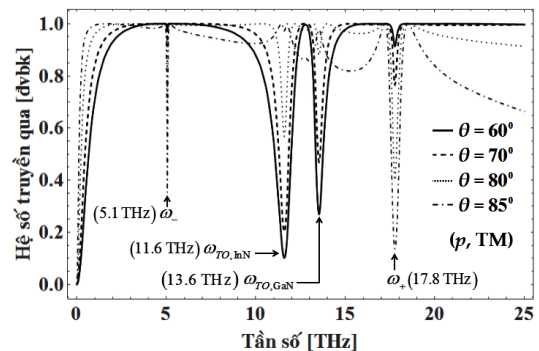
Hình 2. Phổ truyền qua của lớp màng mỏng bán dẫn $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ ($d = 2 \mu\text{m}, N_e = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) trong trường hợp điện trường của ánh sáng tới phân cực s với các góc chiếu khác nhau



Hình 3. Phổ truyền qua của lớp màng mỏng bán dẫn $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ ($d = 2 \mu\text{m}, N_e = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) trong trường hợp điện trường của ánh sáng tới phân cực p với các góc chiếu khác nhau

tần số 11,6, 13,6, 5,1 và 17,8 THz. Hai cực tiểu ứng với các tần số 11,6 và 13,6 THz trùng với các mode TO phonon như đã đề cập ở trên, trong khi đó hai cực tiểu tại các vị trí 5,1 và 17,8 THz được xác định là hai mode kết cặp ω_- và ω_+ của LO phonon và plasmon bởi vì chúng chỉ xuất hiện trong trường hợp sóng tới chiếu xiên lên mẫu bán dẫn. Kết quả này về mặt định tính tương đồng với kết quả của Sciacca và cs. trong vật liệu ZnTe [7].

Trong phần tiếp theo chúng tôi khảo sát chi tiết ảnh hưởng của góc chiếu của sóng tới lên sự tồn tại của các LOPCM. Hình 4 là phổ truyền qua của mẫu bán dẫn ($d = 2 \mu\text{m}, N_e = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) trong trường hợp điện trường phân cực p ứng với các góc chiếu khác nhau: $\theta = 60^\circ$ (đường liền nét), $\theta = 70^\circ$ (đường đứt nét), $\theta = 80^\circ$ (đường chấm chấm) và $\theta = 85^\circ$ (đường chấm-gạch). Chúng tôi thấy rằng với các góc chiếu $\theta = 70^\circ, \theta = 80^\circ$ hoặc $\theta = 85^\circ$ thì các cực tiểu ứng với các LOPCM xuất hiện rõ ràng trong phổ truyền qua với độ sâu khá lớn. Ngược lại, với góc chiếu $\theta = 60^\circ$ thì độ sâu của các cực tiểu này khá nhỏ. Với các góc chiếu có giá trị nhỏ hơn nữa thì ta càng khó quan sát thậm chí không thể tìm thấy các cực tiểu này trong phổ truyền qua. Từ các kết quả thu được chúng tôi cho rằng sự tồn tại của các LOPCM chỉ được quan sát thấy trong trường hợp sóng tới chiếu xiên lên các



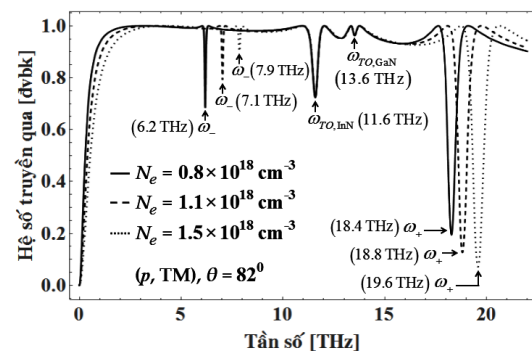
Hình 4. Phổ truyền qua của lớp màng mỏng bán dẫn $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ ($d = 2 \mu\text{m}, N_e = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) trong trường hợp điện trường của sóng tới phân cực p với các góc chiếu $\theta = 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$ và 85°

lớp màng mỏng và có điện trường phân cực p ; góc chiếu càng lớn thì ta càng quan sát được rõ ràng đầy đủ hai mode kết cặp, đặc biệt với các trường hợp $70^\circ \leq \theta < 90^\circ$.

Các kết quả thu được ở trên có thể được giải thích như sau. Dao động plasmon là dao động dọc và trong lý thuyết của chúng tôi, plasmon được giả sử bị kích hoạt bởi điện trường nằm dọc theo trục Oz , khi hình chiếu của điện trường lên trục Oz nhận giá trị khác không thì dao động plasmon sẽ được kích hoạt. Vì là dao động dọc nên plasmon không tương tác với các dao động ngang mà chỉ tương tác với các dao động dọc khác là các dao động có phương dao động trùng với phương truyền sóng. Nếu lúc này trong hệ tồn tại mode LO phonon kết hợp thì khi đó hai mode LO phonon và plasmon sẽ tương tác với nhau tạo thành hai mode kết cặp LO phonon-plasmon. Có một điều cần lưu ý là sóng ánh sáng là sóng ngang, có vector điện trường và từ trường vuông góc với phương truyền sóng. Trong trường hợp điện trường phân cực s thì điện trường được hướng song song với trục Ox và vuông góc với mặt phẳng của tia tới (mặt phẳng Oyz) nên hình chiếu của điện trường lên trục Oz luôn luôn bằng không dù góc chiếu của tia tới nhận bất kỳ giá trị nào (Hình 2). Hệ quả là trong trường hợp này ta không thể quan sát được dao động plasmon hay bất kỳ mode kết cặp LO phonon-plasmon nào. Trong trường hợp điện trường phân cực p thì điện trường nằm trong mặt phẳng của tia tới nên hình chiếu của điện trường lên trục Oz có thể bằng không hoặc khác không tùy thuộc vào góc chiếu của tia tới. Ví dụ, khi góc chiếu $\theta = 0^\circ$ (như trường hợp được mô tả bởi đường chấm chấm trong Hình 3), hình chiếu của điện trường lên trục Oz bằng không nghĩa là không có điện trường để kích hoạt dao động plasmon, và phổ truyền qua của vật liệu thực sự cho thấy không tồn tại các mode kết cặp LO phonon-plasmon. Ngược lại, khi góc chiếu $\theta \neq 0^\circ$, ví dụ $\theta = 70^\circ$ (đường liền nét đậm trong Hình 3), hình chiếu của điện trường lên trục Oz khác không, nhờ vậy dao động plasmon

dọc theo trục Oz được kích hoạt, khi đó trong phổ truyền qua xuất hiện hai mode kết cặp ω_+ và ω_- của LO phonon và plasmon. Khi góc chiếu càng lớn (Hình 4) thì điện trường phân cực p càng song song với trục Oz , nghĩa là hình chiếu của nó lên trục Oz càng lớn, điện trường càng dễ kích hoạt dao động plasmon và ta càng quan sát rõ ràng hai mode kết cặp.

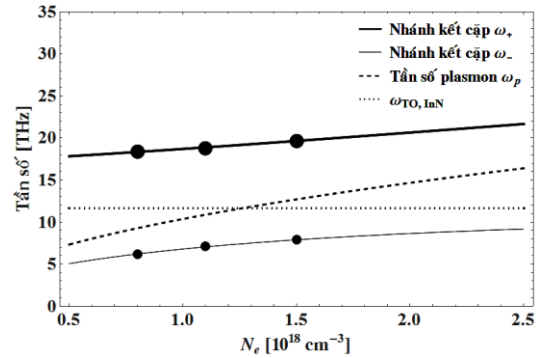
Để nghiên cứu chi tiết hơn về sự tồn tại của các mode kết cặp ω_- và ω_+ , chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của mật độ electron của các lớp bán dẫn lên hành vi của chúng. Hình 5 biểu diễn phổ truyền qua của các lớp màng mỏng bán dẫn có cùng độ dày $d = 2 \mu\text{m}$ với các mật độ electron khác nhau $N_e = 0.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ và $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ trong trường hợp điện trường sóng tới phân cực p và góc chiếu $\theta = 82^\circ$. Chúng tôi thấy rằng khi mật độ electron tăng thì các mode kết cặp ω_- và ω_+ đều dịch chuyển nhanh về vùng tần số cao hơn (từ 6,2 đến 7,9 THz đối với mode ω_- và từ 18,4 đến 19,6 THz đối với mode ω_+), trong khi đó vị trí của các mode TO phonon của hai bán dẫn InN và GaN không phụ thuộc vào mật độ electron. Sự phụ



Hình 5. Phổ truyền qua của các lớp bán dẫn có cùng độ dày $d = 2 \mu\text{m}$ với các mật độ electron lần lượt là $0.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ và $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ trong trường hợp điện trường phân cực p và góc chiếu $\theta = 82^\circ$

thuộc rất nhạy của các LOPCM vào mật độ electron có thể được giải thích như sau. Theo phương trình (5) thì tần số plasma tăng khi mật độ electron tăng. Khi xảy ra hiện tượng kết cặp giữa LO phonon và plasmon thì trong hệ sẽ xuất hiện các mode kết cặp với tần số tỉ lệ thuận với tần số của plasmon, vì vậy mà chúng ta quan sát được sự dịch chuyển về tần số cao của các mode kết cặp ω_- và ω_+ khi tăng mật độ electron. Ngược lại, tần số phonon quang ngang của các bán dẫn InN và GaN trong hợp chất chỉ phụ thuộc vào hàm lượng của chúng trong bán dẫn hợp chất InGaN mà không phụ thuộc vào mật độ electron. Vì vậy, vị trí của các mode TO phonon trong phổ truyền qua không thay đổi theo mật độ electron.

Để khẳng định các kết quả thu được ở trên, chúng tôi khảo sát phổ truyền qua của các lớp bán dẫn theo mật độ electron (Hình 6). Kết quả cho thấy sự dịch chuyển về vùng tần số cao của các mode kết cặp ω_{\pm} và dao động plasma khi mật độ electron tăng từ $0.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ đến $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Đường liền nét đậm và đường liền nét mảnh tương ứng là các đồ thị biểu diễn sự biến thiên tần số của các mode kết cặp ω_+ và ω_- theo mật độ electron được vẽ từ nghiệm $\omega_{\pm} = f(N_e)$ của phương trình (11). Các chấm tròn lớn và các chấm tròn nhỏ lần lượt là tần số của các mode kết cặp ω_+ và ω_- với các mật độ electron khác nhau được xác định từ Hình 5. Đường đứt nét là đồ thị biểu diễn tần số plasma theo mật độ electron được vẽ từ phương trình (5). Đường chấm chấm là tần số TO phonon của bán dẫn InN. Trên các đồ thị chúng tôi thấy rằng các chấm tròn nhỏ đều nằm trên đường liền nét mảnh và các chấm tròn lớn đều nằm trên đường liền nét đậm, nghĩa là các giá trị tần số 6,2, 7,1 và 7,9 THz của mode kết cặp ω_- và 18,4, 18,8 và 19,6 THz của mode kết cặp ω_+ được xác định trên Hình 4 chính là nghiệm của phương trình (11). Điều này cho thấy rằng phương trình (11) xác định chính xác các giá trị của tần số của các mode kết cặp ω_{\pm} trong các bán dẫn hợp chất ba thành phần như InGaN. Hơn nữa, khi mật độ



Hình 6. Tần số của các mode kết cặp ω_{\pm} và tần số plasma như là hàm của mật độ electron N_e

electron của các lớp bán dẫn càng lớn thì mode kết cặp ω_+ có xu hướng dần tiệm cận về tần số plasma trong khi mode ω_- tiệm cận về tần số TO phonon của bán dẫn InN. Kết quả cũng cho thấy các đường cong tán sắc của các mode kết cặp LO phonon-plasmon trong các lớp màng mỏng bán dẫn $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ có dạng tương tự các đường cong tán sắc của các mode kết cặp trong các bán dẫn khối.

4 Kết luận

Tóm lại, chúng tôi đã trình bày một nghiên cứu về sự tồn tại của các mode kết cặp LO phonon-plasmon trong các lớp màng mỏng bán dẫn $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ bằng lý thuyết hàm điện môi. Chúng tôi giả sử các lớp bán dẫn được chiếu xạ một sóng điện từ hồng ngoại có điện trường phân cực, từ đó chúng tôi xác định sự phụ thuộc của hệ số truyền qua của vật liệu vào tần số của ánh sáng. Kết quả cho thấy rằng, khi điện trường của sóng tới phân cực p và chiếu xiên góc lên các lớp bán dẫn thì trên phổ truyền qua xuất hiện bốn cực tiểu phân biệt, trong đó có hai cực tiểu tương ứng với các mode TO phonon của hai bán dẫn thành phần InN và GaN, hai cực tiểu còn lại ứng với hai mode kết cặp của LO phonon và plasmon. Tần số của các mode kết cặp này phụ thuộc mạnh vào mật độ electron của các lớp bán dẫn và dịch chuyển nhanh về giá trị tần số cao khi mật độ electron tăng lên. Hơn nữa,

góc chiếu của sóng điện từ lên các lớp bán dẫn bằng hoặc lớn hơn 70° là phù hợp để quan sát dấu hiệu của các mode kết cặp LO phonon-plasmon trong phổ truyền qua của các lớp màng mỏng bán dẫn. Kết quả cũng cho thấy các đường cong tán sắc của các mode kết cặp LO phonon-plasmon trong các lớp màng mỏng bán dẫn $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{N}$ có dạng tương tự các đường cong tán sắc của các mode kết cặp trong các bán dẫn khối. Cũng cần phải nhấn mạnh rằng trong công trình này chúng tôi đã lần đầu tiên đưa ra được một phương trình dùng để tính số tần số của các mode kết cặp LO phonon-plasmon cho hệ các hợp kim ba thành phần.

Lời cảm ơn

Nghiên cứu này được tài trợ bởi Quỹ Phát triển khoa học và công nghệ Quốc gia (NAFOSTED) trong đề tài mã số 103.01-2017.321.

Tài liệu tham khảo

1. Cuscó R, Amador ND, Hung PY, Loh WY, Droopad R, Artús L. Raman scattering study of LO phonon-plasmon coupled modes in p-type InGaAs. *Journal of Alloys and Compounds*. 2015;634:87-93.
2. Reichel KS, Smith NL, Joshipura ID, Ma J, Shrestha R, Mendis R, et al. Electrically reconfigurable terahertz signal processing devices using liquid metal components. *Nature Communications*. 2018;9(1).
3. Hasan M, Arezoomandan S, Condori H, Rodriguez BS. Graphene terahertz devices for communications applications. *Nano Communication Networks*. 2016;10:68-78.
4. Ibáñez J, Tarhan E, Ramdas AK, Hernández S, Cuscó R, Artús L, et al. Direct observation of LO phonon-plasmon coupled modes in the infrared transmission spectra of *n*-GaAs and *n*- $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ epilayers. *Physical Review B*. 2004;69(7).
5. Takeuchi H, Nishimura T, Nakayama M. Terahertz electromagnetic waves radiated from coherent longitudinal optical (LO) phonons and LO-phonon plasmon coupled modes in (001)-, (110)-, and (111)-oriented semi-insulating GaAs single crystals. *Semiconductor Science and Technology*. 2020;35(6):065007.
6. Takeuchi H, Tsuruta S, Nakayama M. Terahertz spectroscopy of dynamics of coupling between the coherent longitudinal optical phonon and plasmon in the surge current of instantaneously photogenerated carriers flowing through the *i*-GaAs layer of an *i*-GaAs/*n*-GaAs epitaxial structure. *Journal of Applied Physics*. 2011;110(1):013515.
7. Sciacca MD, Mayur AJ, Oh E, Ramdas AK, Rodriguez S, Furdyna JK, et al. Infrared observation of transverse and longitudinal polar optical modes of semiconductor films: Normal and oblique incidence. *Physical Review B*. 1995;51(12):7744-7752.
8. Thao DN, The NP. Effect of Longitudinal Optical Phonon-Plasmon Coupling on the Transient Self-Consistent Field in GaAs p-i-n Diodes. *Journal of the Physical Society of Japan*. 2013;82(10):104701.
9. Thao DN. A study of the coupling between LO phonons and plasmons in InP p-i-n diodes. *Superlattices and Microstructures*. 2017;103:213-220.
10. Koch H, Bertram F, Pietzonka I, Ahl JP, Strassburg M, August O, et al. InGaN: Direct correlation of nanoscopic morphology features with optical and structural properties. *Applied Physics Letters*. 2014;105(7):072108.
11. Kucukgok B, Wu X, Wang X, Liu Z, Ferguson IT, Lu N. The structural properties of InGaN alloys and the interdependence on the thermoelectric behavior. *AIP Advances*. 2016;6(2):025305.
12. Zhang ZH, Tan ST, Kyaw Z, Ji Y, Liu W, Ju Z, Hasanov N, Sun XW, Demir HV. InGaN/GaN light-emitting diode with a polarization tunnel junction. *Applied Physics Letters*. 2013;102(19):193508.
13. Baek SH, Lee HJ, Lee SN. High-performance fat-type InGaN based light-emitting diodes with local breakdown conductive channel. *Scientific Reports*. 2019;9(1).
14. Giehler M, JaHne E. Effect of Damping on the Plasmon-Phonon Coupling in CdS and GaP. *Physica status solidi (b)*. 1976;73(2):503-516.
15. Davydov VY, Emtsev VV, Goncharuk IN, Smirnov AN, Petrikov VD, Mamutin VV, et al. Experimental and theoretical studies of phonons in hexagonal InN. *Applied Physics Letters*. 1999;75(21):3297-3299.
16. Karch K, Wagner JM, Bechstedt F. *Ab initio* study of structural, dielectric, and dynamical properties of GaN. *Physical Review B*. 1998;57(12):7043-7049.