

HIỆU ỨNG TRONG SUỐT CẢM ỨNG ĐIỆN TỬ TRONG HỆ NGUYÊN TỬ BỐN MỨC NĂNG LƯỢNG CẦU HÌNH LAMBDA: PHƯƠNG PHÁP GIẢI TÍCH...454

*Nguyễn Huy Bằng⁽¹⁾, Đinh Xuân Khoa⁽²⁾, Nguyễn Văn Phú⁽¹⁾, Đoàn Hoài Sơn⁽²⁾, Nguyễn Văn Ái⁽¹⁾, Hoàng Minh Đồng⁽³⁾, Nguyễn Thị Thu Hiền^(1, 3), Lê Văn Đoài^(1, *) 454*

ẢNH HƯỞNG CỦA TRƯỜNG LASER TÍN HIỆU LÊN VẬN TỐC NHÓM TRONG HỆ NGUYÊN TỬ BỐN MỨC CHỮ Y NGƯỢC.....463

*Lê Văn Đoài⁽¹⁾, Nguyễn Huy Bằng⁽¹⁾, Nguyễn Văn Phú⁽¹⁾, Nguyễn Văn Ái⁽¹⁾, Hoàng Minh Đồng⁽²⁾, Nguyễn Tuấn Anh⁽²⁾, Lương Thị Yến Nga^(1, *) 463*

HIGH SENSITIVITY NEAR-INFRARED REFRACTIVE INDEX SENSORS BASED ON METAL-DIELECTRIC-METAL PLASMONIC METASURFACES471

*Thu Trang Hoang^{*a}, Thanh Sơn Phạm^a, Xuan Bach Nguyen^b, Huu Tu Nguyen^c, Do Van Quan^d, and Quang Minh Ngo^b 471*

FAILURE ANALYSIS OF LOW PHOTOCURRENT ISSUE ON OPTICAL COMMUNICATION DEVICE.....479

*Kachain Worapakdee^{*a}, Phakkhaphum Lethaisong^b, Anusara Srisrual^a 479*

LASER DECAPSULATION GUIDELINE FOR PLASTIC PACKAGE484

*Nattana Kingkeaw^a, Sin Plongpan^b, Anusara Srisrual^{*a} 484*

Mode characteristics of tunable wedge plasmonic waveguide489

*Tran Trong An^a, Trinh Thi Ha^{a,b}, Chu Manh Hoang^{*a} 489*

TUNING THE INDEX OF SILICON WAVEGUIDES BY PERTURBING EVANESCENT FIELD.....493

*Trinh Thi Ha^{a,b}, Nguyen Thanh Huong^c, Tran Trong An^a, Vu Ngoc Hung^a, Chu Manh Hoang^{*a} 493*

PDMS MICROLENS FORMED BY PATTERN TRANSFER PROCESS.....497

Nguyen Manh Hoang^{a, b}, Hoang Van Thinh^{a, b}, Tran Trong An^a, Chu Manh Hoang^a .. 497

PHÁT TRIỂN HỆ LASER TAN MÒN CHẾ TẠO CÁC HẠT NANO ĐỒNG (CuNPs)501

HIỆU ỨNG TRONG SUỐT CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ TRONG HỆ NGUYÊN TỬ BỐN MỨC NĂNG LƯỢNG CẤU HÌNH LAMBDA: PHƯƠNG PHÁP GIẢI TÍCH

Nguyễn Huy Bằng⁽¹⁾, Đinh Xuân Khoa⁽²⁾, Nguyễn Văn Phú⁽¹⁾, Đoàn Hoài Sơn⁽²⁾, Nguyễn
Văn Ái⁽¹⁾, Hoàng Minh Đồng⁽³⁾, Nguyễn Thị Thu Hiền^(1,3), Lê Văn Đoài^(1,*)

⁽¹⁾Trường Đại học Vinh, Thành phố Vinh, Tỉnh Nghệ An, Việt Nam

⁽²⁾Trường Đại học Hà Tĩnh, Huyện Cẩm Xuyên, Tỉnh Hà Tĩnh, Việt Nam

⁽³⁾Trường Đại học Công nghệ Thực phẩm Thành phố Hồ Chí Minh, Thành phố Hồ Chí Minh, Việt Nam

(*)Email: doailv@vinhuni.edu.vn

Tóm tắt: Chúng tôi nghiên cứu hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ trong môi trường nguyên tử ^{87}Rb bốn mức năng lượng cấu hình lambda bằng phương pháp giải tích. Bằng cách sử dụng lý thuyết bán cổ điển về sự tương tác giữa nguyên tử và trường ánh sáng trong gần đúng lưỡng cực điện, gần đúng sóng quay và gần đúng trường dò yếu, chúng tôi dẫn ra được các biểu thức độ cảm điện tuyến tính, hệ số hấp thụ và tán sắc của môi trường. Từ đó, khảo sát ảnh hưởng của cường độ và tần số laser lên hệ số hấp thụ và tán sắc, và cho thấy rằng mô hình này có thể tạo được hai cửa sổ trong suốt, độ sâu và độ rộng cũng như vị trí của các cửa sổ trong suốt này điều khiển được bằng các trường laser. Mô hình giải tích là hữu ích cho các nghiên cứu ứng dụng liên quan như vận tốc nhóm ánh sáng, phi tuyến Kerr và lưỡng ổn định quang, v.v.

Từ khóa: Sự trong suốt cảm ứng điện từ, hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc, hệ nguyên tử bốn mức lambda.

I. Mở đầu

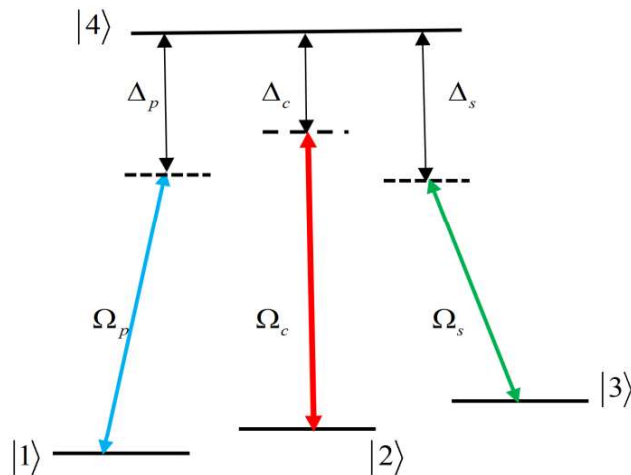
Trong những năm gần đây, các hiệu ứng kết hợp và giao thoa lượng tử trong các hệ nguyên tử và phân tử đang thu hút sự chú ý đáng kể của các nhóm nghiên cứu trên khắp thế giới [1]. Một trong số đó là sự trong suốt cảm ứng điện từ (EIT) – là hệ quả của sự giao thoa lượng tử xảy ra giữa các kênh dịch chuyển bên trong nguyên tử và dẫn đến sự triệt tiêu hấp thụ trong miền cộng hưởng nguyên tử. Hiệu ứng EIT được nghiên cứu lý thuyết vào năm 1989 [2] và được kiểm chứng bằng thực nghiệm vào năm 1991 [3]. Kể từ đó, các nghiên cứu lý thuyết và thực nghiệm về EIT đã thu hút sự quan tâm đặc biệt của các nhà vật lý do ứng dụng của nó trong nhiều lĩnh vực, chẳng hạn như [4-6]: ánh sáng chậm, tăng cường độ phi tuyến của Kerr, thông tin quang, chuyển mạch quang học, chiết suất âm, v.v. Các nghiên cứu ban đầu về EIT đã được thực hiện trong các cấu hình ba mức năng lượng như lambda, bậc thang và chữ V. Đối với các hệ ba mức, chúng ta chỉ thu được một cửa sổ trong suốt trên công tua hấp thụ. Tuy nhiên, một trong những quan tâm khi áp dụng EIT là khả năng mở rộng số cửa sổ trong suốt hơn để thực hiện cho nhiều bước sóng khác nhau. Như đã được chỉ ra bởi M.c. Gjoin và cộng sự, với hệ nguyên tử bốn mức chữ N được kích thích bởi $N - 1$ trường laser, thì có thể thu được $N - 2$ cửa sổ EIT [5]. Một số nghiên cứu gần đây về EIT đa cửa sổ trong suốt cũng được áp dụng cho một số cấu hình khác nhau [6-10]. Những nghiên cứu này cho thấy rằng, khi tăng cường độ của chùm laser bơm thì độ sâu và độ rộng của các cửa sổ EIT cũng tăng, đồng thời độ cao của các đường tán sắc thường (bên trong cửa sổ EIT) cũng tăng nhưng độ dốc giảm. Ngoài ra, vị trí của các cửa sổ EIT cũng dịch chuyển

được về miền bước sóng ngắn hoặc về miền bước sóng dài bằng cách thay đổi tần số của chùm laser bơm tương ứng. Tuy nhiên, các mô hình EIT đa cửa sổ trong suốt thường được mô phỏng bằng phương pháp số và do đó thiếu tính trực quan cũng như tính ứng dụng.

Trong công trình này, chúng tôi nghiên cứu hiệu ứng EIT đa cửa sổ trong suốt của hệ nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình lambda bằng phương pháp giải tích. Bằng cách giải các phương trình ma trận mật độ chúng tôi dẫn ra các biểu thức cho hệ số hấp thụ và tán sắc. Từ đó, nghiên cứu các ảnh hưởng của cường độ và tần số laser lên hệ số hấp thụ và tán sắc.

II. Mô hình lý thuyết

Hệ nguyên tử bốn mức tương tác với ba trường laser theo cấu hình lambda như Hình 1. Một trường laser dò yếu (E_p) được đặt vào dịch chuyển $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$, một trường laser điều khiển (E_c) kích thích dịch chuyển $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ và một trường laser tín hiệu (E_s) kích thích dịch chuyển $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$. Gọi $\Delta_p = \omega_{41} - \omega_p$ là độ lệch tần số của chùm laser dò so với tần số cộng hưởng $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$, $\Delta_c = \omega_{42} - \omega_c$ là độ lệch tần số của chùm laser bơm so với tần số cộng hưởng $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ và $\Delta_s = \omega_{43} - \omega_s$ là độ lệch tần số của chùm laser tín hiệu so với tần số cộng hưởng $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$. Cường độ của trường laser dò và laser điều khiển được mô tả thông qua tần số Rabi bởi $\Omega_p = \frac{d_{41}E_p}{\hbar}$, $\Omega_c = \frac{d_{42}E_c}{\hbar}$ và $\Omega_s = \frac{d_{43}E_s}{\hbar}$ với d_{nm} là mômen lưỡng cực điện của dịch chuyển $|n\rangle \leftrightarrow |m\rangle$. Sự tiến triển động học của hệ được mô tả bằng phương trình Liouville:



Hình 1. Sự kích thích hệ nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình lambda.

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \Lambda\rho, \quad (1)$$

Sử dụng các gần ơ

$$\dot{\rho}_{11} = \gamma_{41}\rho_{44} + \frac{i}{2}(G$$

$$\dot{\rho}_{22} = \gamma_{42}\rho_{44} + \frac{i}{2}(\Omega_c\rho_{42} - \Omega_c\rho_{24}) \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \gamma_{43}\rho_{44} + \frac{i}{2}(\Omega_s\rho_{43} - \Omega_s\rho_{34}) \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{44} = -(\gamma_{41} + \gamma_{42} + \gamma_{43})\rho_{44} + \frac{i}{2}[(\Omega_p\rho_{14} - \Omega_p\rho_{41}) + (\Omega_s\rho_{34} - \Omega_s\rho_{43}) + (\Omega_c\rho_{24} - \Omega_c\rho_{42})] \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -\frac{1}{2}\gamma_{\phi 2}\rho_{12} + i(\Delta_p - \Delta_c)\rho_{12} + \frac{i}{2}(\Omega_p\rho_{42} - \Omega_c\rho_{14}) \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -\frac{1}{2}\gamma_{\phi 3}\rho_{13} +$$

$$\dot{\rho}_{14} = -\frac{1}{2}(\gamma_{41} + \gamma_{42} + \gamma_{43})\rho_{14} + i\Delta_p\rho_{14} + \frac{i}{2}[\Omega_p(\rho_{44} - \rho_{11}) - \Omega_c\rho_{12} - \Omega_s\rho_{13}] \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -\frac{1}{2}(\gamma_{\phi 2} + \gamma_{\phi 3})\rho_{23} + i(\Delta_c - \Delta_s)\rho_{23} + \frac{i}{2}(\Omega_c\rho_{43} - \Omega_s\rho_{24}) \quad (9)$$

$$\dot{\rho}_{24} = -\frac{1}{2}(\gamma_{\phi 2} + \gamma_{41} + \gamma_{42} + \gamma_{43})\rho_{24} + i\Delta_c\rho_{24} + \frac{i}{2}[\Omega_c(\rho_{44} - \rho_{22}) - \Omega_p\rho_{21} - \Omega_s\rho_{23}] \quad (10)$$

$$\dot{\rho}_{34} = -\frac{1}{2}(\gamma_{\phi 3} + \gamma_{41} + \gamma_{42} + \gamma_{43})\rho_{34} + i\Delta_s\rho_{34} + \frac{i}{2}[\Omega_s(\rho_{44} - \rho_{33}) - \Omega_c\rho_{32} - \Omega_p\rho_{31}] \quad (11)$$

Ở đây, $\gamma_{41}, \gamma_{42}, \gamma_{43}$ là tốc độ phân rã của trạng thái kích thích $|4\rangle$ xuống các trạng thái thấp hơn $|1\rangle, |2\rangle$ và $|3\rangle$. $\gamma_{\phi 2}$ mô tả sự tích thoát cư trú giữa các mức $|1\rangle$ và $|2\rangle$, còn $\gamma_{\phi 3}$ mô tả sự tích thoát cư trú giữa các mức $|1\rangle$ và $|3\rangle$.

Để khảo sát tính chất của môi trường nguyên tử đối với tín hiệu chùm laser dò thì chúng ta giải hệ phương trình ma trận mật độ (2) – (11) trong trạng thái dừng. Giả thiết rằng cường độ của chùm laser bơm và laser tín hiệu mạnh hơn rất nhiều so với cường độ của chùm dò. Chúng ta tìm được nghiệm của phần tử ma trận ρ_{41} được liên hệ với độ cảm điện của môi trường đối với trường laser dò.

$$\rho_{41} = \frac{\frac{\Omega_p}{2} \left(\Delta_p - \frac{\left(\frac{\Omega_c}{2}\right)^2 (\Delta_p - \Delta_c)}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 2}^2 + (\Delta_p - \Delta_c)^2} - \frac{\left(\frac{\Omega_s}{2}\right)^2 (\Delta_p - \Delta_s)}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 3}^2 + (\Delta_p - \Delta_s)^2} \right)}{\left(\frac{1}{2}(\gamma_{41} + \gamma_{42} + \gamma_{43}) + \frac{\left(\frac{\Omega_c}{2}\right)^2 \frac{1}{2}\gamma_{\phi 2}}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 2}^2 + (\Delta_p - \Delta_c)^2} + \frac{\left(\frac{\Omega_s}{2}\right)^2 \frac{1}{2}\gamma_{\phi 3}}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 3}^2 + (\Delta_p - \Delta_s)^2} \right)^2 + \left(\Delta_p - \frac{\left(\frac{\Omega_c}{2}\right)^2 (\Delta_p - \Delta_c)}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 2}^2 + (\Delta_p - \Delta_c)^2} - \frac{\left(\frac{\Omega_s}{2}\right)^2 (\Delta_p - \Delta_s)}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 3}^2 + (\Delta_p - \Delta_s)^2} \right)^2} + \frac{\frac{i}{2}\Omega_p \left(\frac{1}{2}(\gamma_{41} + \gamma_{42} + \gamma_{43}) + \frac{\left(\frac{\Omega_c}{2}\right)^2 \frac{1}{2}\gamma_{\phi 2}}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 2}^2 + (\Delta_p - \Delta_c)^2} + \frac{\left(\frac{\Omega_s}{2}\right)^2 \frac{1}{2}\gamma_{\phi 3}}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 3}^2 + (\Delta_p - \Delta_s)^2} \right)}{\left(\frac{1}{2}(\gamma_{41} + \gamma_{42} + \gamma_{43}) + \frac{\left(\frac{\Omega_c}{2}\right)^2 \frac{1}{2}\gamma_{\phi 2}}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 2}^2 + (\Delta_p - \Delta_c)^2} + \frac{\left(\frac{\Omega_s}{2}\right)^2 \frac{1}{2}\gamma_{\phi 3}}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 3}^2 + (\Delta_p - \Delta_s)^2} \right)^2 + \left(\Delta_p - \frac{\left(\frac{\Omega_c}{2}\right)^2 (\Delta_p - \Delta_c)}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 2}^2 + (\Delta_p - \Delta_c)^2} - \frac{\left(\frac{\Omega_s}{2}\right)^2 (\Delta_p - \Delta_s)}{\frac{1}{4}\gamma_{\phi 3}^2 + (\Delta_p - \Delta_s)^2} \right)^2} \quad (12)$$

Khi đó, độ cảm điện của môi trường được liên hệ với ρ_{41} như sau:

$$\chi = -2 \frac{Nd_{21}}{\epsilon_0 E_p} \rho_{41}$$

Theo hệ thức Kramer-Kronig, phần thực và phần ảo của độ cảm liên hệ trực tiếp tương ứng với hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc bởi:

$$\alpha = \frac{\omega_p n_0 \chi''}{c} \quad (14)$$

$$n = \frac{\omega_p \chi'}{2c} \quad (15)$$

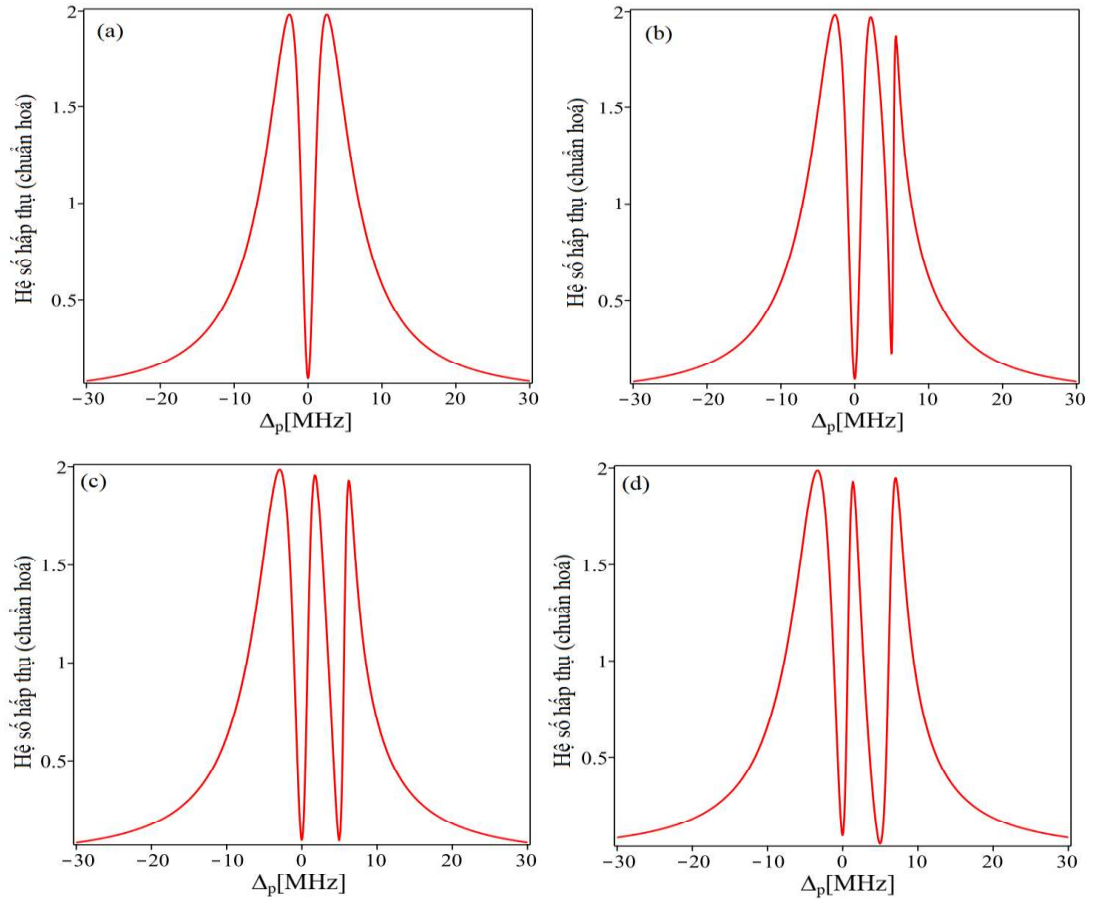
trong đó, χ' và χ'' là phần thực và phần ảo của χ .

III. Kết quả và thảo luận

Chúng tôi áp dụng mô hình cho nguyên tử ^{85}Rb với các mức $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ và $|4\rangle$ có thể chọn là $|5S_{1/2}, F=1, m_F=-1\rangle$, $|5S_{1/2}, F=1, m_F=1\rangle$, $|5S_{1/2}, F=2, m_F=-1\rangle$ và $|5P_{3/2}, F=2, m_F=0\rangle$. Các tham số khác của hệ nguyên tử và các trường laser được chọn như sau: Mật độ nguyên tử khoảng $N=10^{12}$ nguyên tử/ m^3 ; mômen lưỡng cực điện $d_{21}=2.53 \times 10^{-29}$ C.m, các tốc độ phân rã của các trạng thái kích thích $\gamma_{21}=3\text{MHz}$ và $\gamma_{31}=\gamma_{41}=0,5\text{MHz}$, cường độ laser bơm là $\Omega_c = 5\text{MHz}$ và độ lệch tần số của laser bơm là $\Delta_c = 0$.

Trước hết, chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của cường độ laser tín hiệu lên phổ EIT của ánh sáng dò bằng cách cố định độ lệch tần số của laser tín hiệu tại $\Delta_s = 0$ và vẽ đồ thị hệ số hấp thụ ánh sáng dò tại các giá trị khác nhau của cường độ laser tín hiệu là Ω_s

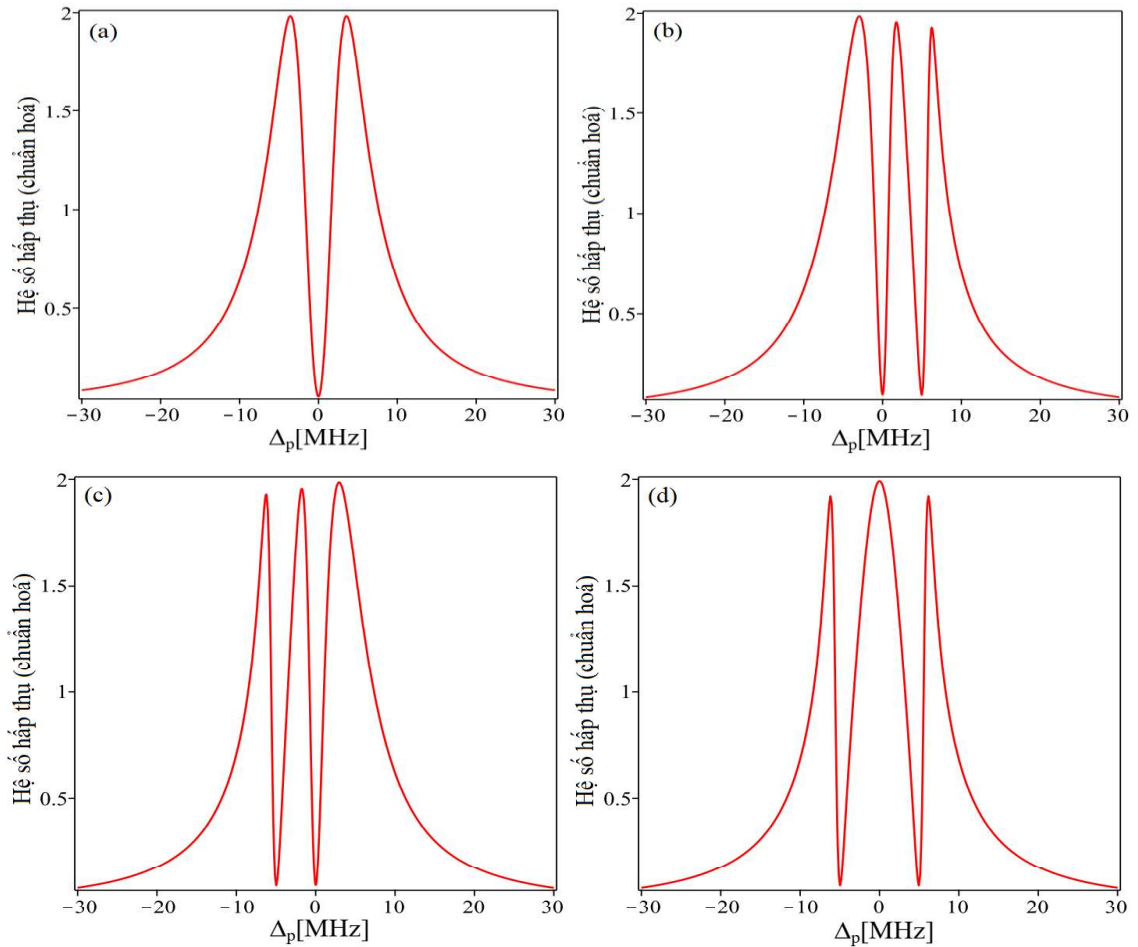
$= 0$, $\Omega_s = 3$ MHz, $\Omega_s = 5$ MHz và $\Omega_s = 7$ MHz như trên hình 2. Các kết quả cho thấy khi chưa có chùm laser tín hiệu ($\Omega_s = 0$) thì cấu hình kích thích chuyển về cấu hình ba mức lambda cơ bản, do đó phổ hấp thụ của chùm dò chỉ có một cửa sổ EIT tại độ lệch tần số $\Delta_p = 0$ (hình 2a). Cửa sổ EIT này là do sự có mặt của chùm laser bơm (Ω_c) gây ra. Khi có mặt của chùm laser tín hiệu với cường độ $\Omega_s = 3$ MHz thì ta thấy trên phổ hấp thụ ánh sáng dò xuất hiện cửa sổ EIT thứ hai tại vị trí độ lệch tần số $\Delta_p = 5$ MHz (hình 2b). Khi ta tiếp tục tăng cường độ của chùm laser tín hiệu thì độ sâu và độ rộng của các cửa sổ EIT cũng tăng lên như trên các hình 2(c) và (d).



Hình 2. Các đồ thị hệ số hấp thụ của ánh sáng dò tại các giá trị khác nhau của cường độ laser tín hiệu: (a) $\Omega_s = 0$, (b) $\Omega_s = 3$ MHz, (c) $\Omega_s = 5$ MHz và (d) $\Omega_s = 7$ MHz. Các tham số khác được chọn là: cường độ trường laser bơm $\Omega_c = 5$ MHz, độ lệch tần số của laser bơm $\Delta_c = 0$ và độ lệch tần số của laser tín hiệu $\Delta_s = 5$ MHz.

Tiếp theo, chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của độ lệch tần số laser tín hiệu và laser bơm lên phổ EIT của chùm dò bằng cách cố định cường độ của laser bơm và laser tín hiệu tại giá trị $\Omega_c = \Omega_s = 5$ MHz và vẽ đồ thị hấp thụ của chùm dò tại các độ lệch tần khác nhau như trong hình 3: (a) $\Delta_s = \Delta_c = 0$, (b) $\Delta_s = 5$ MHz và $\Delta_c = 0$, (c) $\Delta_s = -5$ MHz và $\Delta_c = 0$, và (d) $\Delta_s = -5$ MHz và $\Delta_c = 5$ MHz. Từ hình 3(a) ta thấy khi $\Delta_s = \Delta_c = 0$ thì hai cửa sổ EIT (cửa sổ EIT thứ nhất và thứ hai đã mô tả trong hình 2) trùng nhau tại vị trí $\Delta_p = 0$. Tuy nhiên, cửa sổ EIT này được tăng cường hơn (tức là có độ sâu và độ rộng lớn hơn) so với trường hợp hình 2(a) ở trên. Thay đổi độ lệch tần số laser tín hiệu $\Delta_s = 5$ MHz thì hai cửa sổ EIT cũng được tách ra (cửa sổ EIT thứ nhất tại vị trí $\Delta_p = 0$ được tạo

bởi chùm laser bơm, cửa sổ EIT thứ hai tại vị trí $\Delta_p = 5$ MHz được tạo bởi laser tín hiệu), như trên hình 3(b).

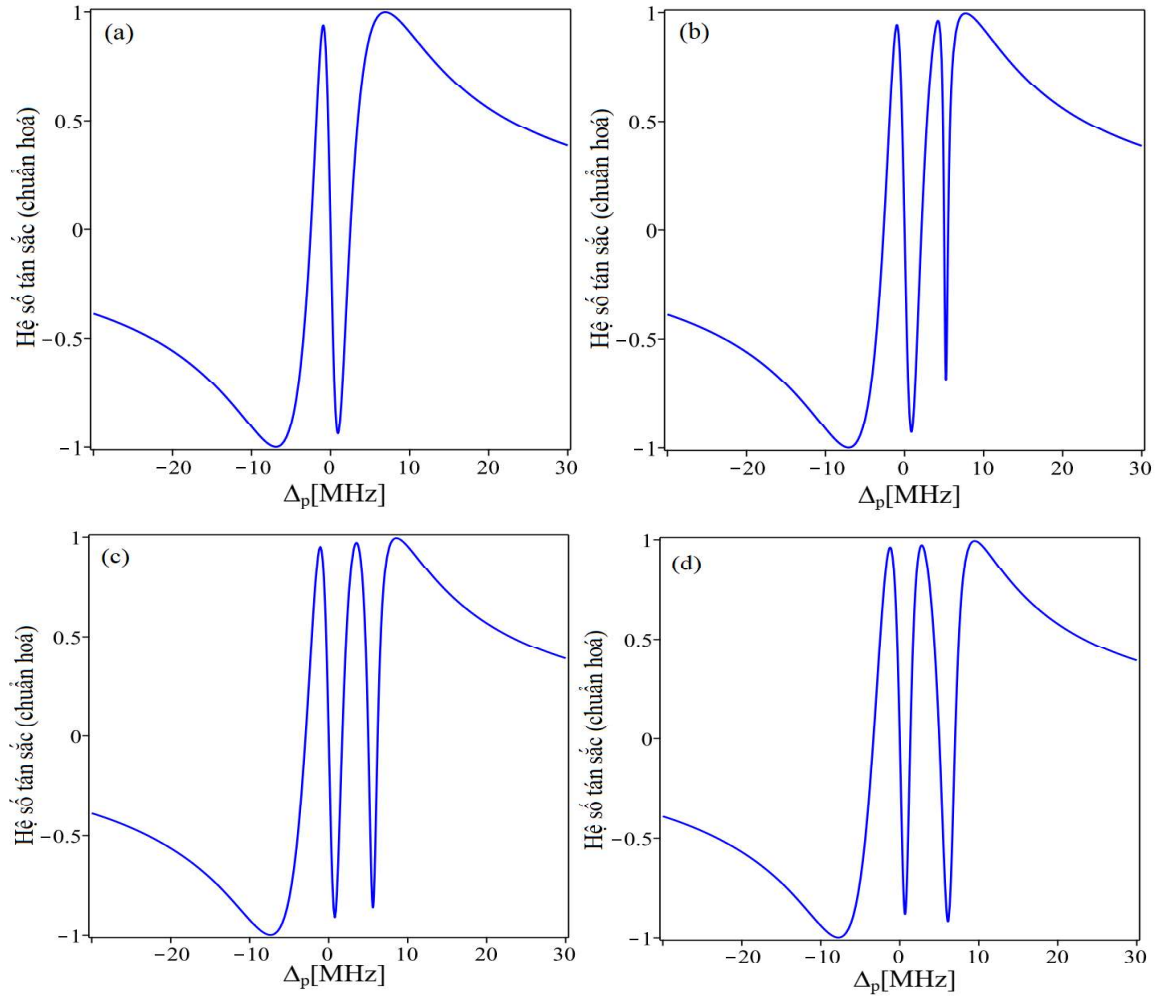


Hình 3. Các đồ thị hệ số hấp thụ của ánh sáng dò tại các giá trị khác nhau của độ lệch tần số ánh sáng tín hiệu: (a) $\Delta_s = \Delta_c = 0$, (b) $\Delta_s = 5$ MHz và $\Delta_c = 0$, (c) $\Delta_s = -5$ MHz và $\Delta_c = 0$, và (d) $\Delta_s = -5$ MHz và $\Delta_c = 5$ MHz. Các tham số khác được chọn là: cường độ laser bơm $\Omega_c = 5$ MHz và cường độ laser tín hiệu $\Omega_s = 5$ MHz.

Trong hình 3(c) và (d) chọn độ lệch tần số laser tín hiệu là $\Delta_s = -5$ MHz thì nhận thấy cửa sổ EIT có độ sâu và độ rộng lớn hơn, bên cạnh đó cũng thấy được sự dịch chuyển của vị trí cửa sổ EIT thứ nhất và thứ hai sang trái hoặc sang phải. Trong những trường hợp trên, thấy có miền cộng hưởng của chùm dò trở thành miền hấp thụ cực đại. Điều này có nghĩa là có thể chuyển một miền phổ nào đó từ trong suốt sang hấp thụ cực đại và ngược lại bằng cách thay đổi tần số laser bơm hoặc/và laser tín hiệu. Đặc điểm này có ý nghĩa quan trọng trong việc điều khiển tính chất lan truyền của ánh sáng trong môi trường nguyên tử.

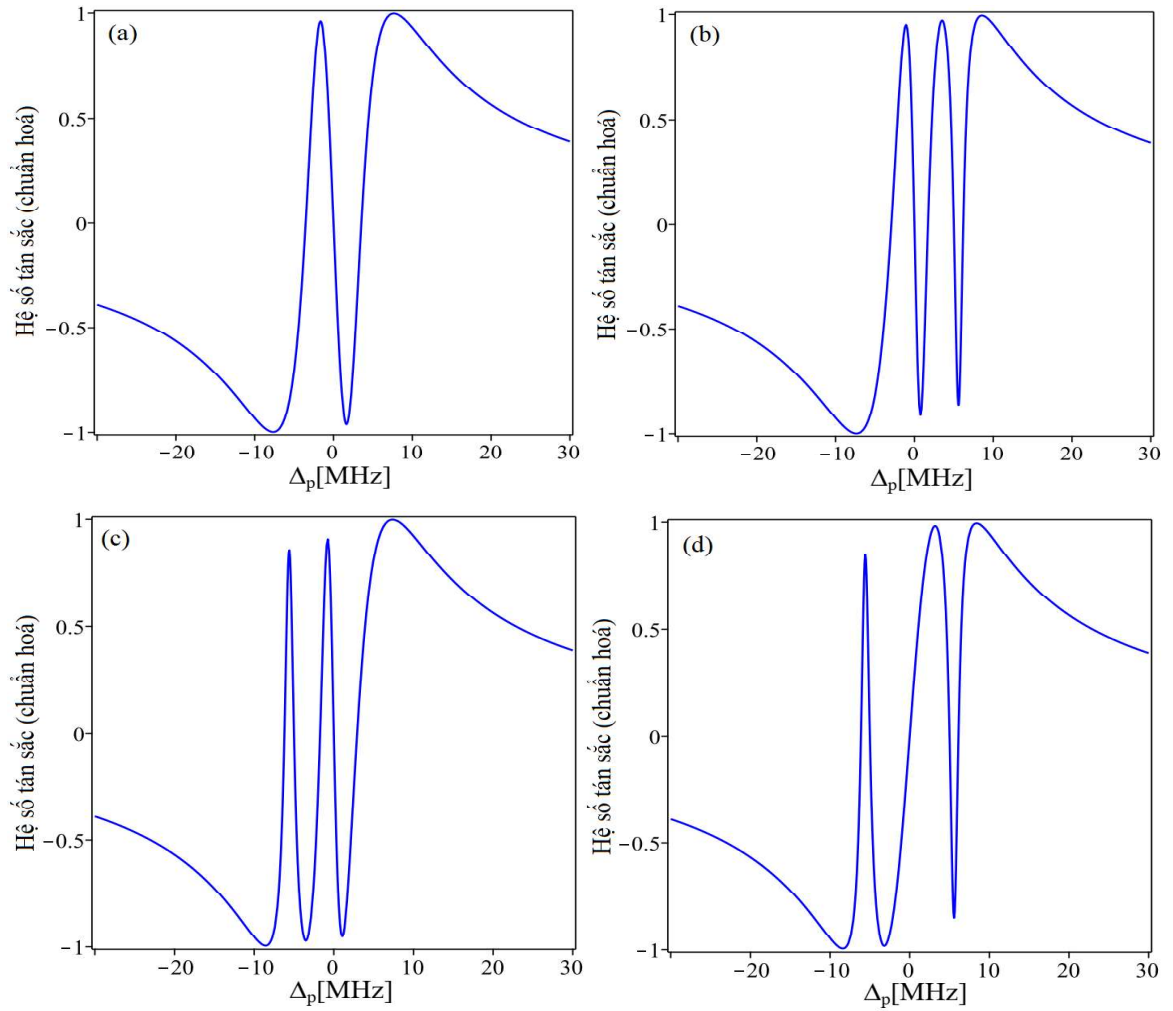
Trong hình 4, khảo sát ảnh hưởng của cường độ laser lên hệ số tán sắc của môi trường đối với chùm ánh sáng dò theo các tham số tương tự như hình 2. Sự xuất hiện các cửa sổ EIT trên hình 2 dẫn đến sự xuất hiện các đường cong tán sắc thường trong miền phổ EIT. Cụ thể, độ cao của đường tán sắc thường ứng với cửa sổ EIT tại $\Delta_p = 5$ MHz nhỏ hơn so với đường cong tán sắc tại cửa sổ EIT $\Delta_p = 0$, nhưng độ dốc thì lớn hơn như trong hình 4(a) và (b). Khi tăng cường độ laser tín hiệu (như Hình 4c và d) thì độ cao của đường tán sắc thường này cũng tăng lên, còn độ dốc của nó lại giảm. Sự thay

đổi độ cao và độ dốc của tán sắc sẽ ảnh hưởng trực tiếp lên vận tốc nhóm ánh và do đó quyết định sự lan truyền ánh sáng nhanh hay ánh sáng chậm.



Hình 4. Các đồ thị hệ số tán sắc của laser dò tại các giá trị khác nhau của cường độ laser tín hiệu: (a) $\Omega_s = 0$, (b) $\Omega_s = 3$ MHz, (c) $\Omega_s = 5$ MHz và (d) $\Omega_s = 7$ MHz. Các tham số khác được chọn là: cường độ laser bơm $\Omega_s = 5$ MHz, độ lệch tần số của laser bơm $\Delta_c = 0$ và độ lệch tần số của laser tín hiệu $\Delta_s = 5$ MHz.

Trong hình 5 nghiên cứu ảnh hưởng của tần số laser lên hệ số tán sắc của môi trường đối với chùm dò. Các tham số laser và sự khảo sát giống như đối với hệ số hấp thụ trong hình 3.



Hình 5. Các đồ thị hệ số tán sắc của ánh sáng dò tại các giá trị khác nhau của độ lệch tần số laser tín hiệu: (a) $\Delta_s = \Delta_c = 0$, (b) $\Delta_s = 5$ MHz và $\Delta_c = 0$, (c) $\Delta_s = -5$ MHz và $\Delta_c = 0$, và (d) $\Delta_s = -5$ MHz và $\Delta_c = 5$ MHz. Các tham số khác được chọn là: cường độ laser bơm $\Omega_c = 5$ MHz và cường độ laser tín hiệu $\Omega_s = 5$ MHz.

Sự thay đổi vị trí của các cửa sổ EIT trong hình 3 sẽ dẫn đến sự thay đổi vị trí của các đường cong tán sắc thường như trên hình 5. Cụ thể, trong hình 5(a) ứng với $\Delta_s = \Delta_c = 0$ thì hai đường cong tán sắc thường trùng nhau nằm tại vị trí $\Delta_p = 0$. Khi chọn độ lệch tần laser tín hiệu $\Delta_s = 5$ MHz thì hai đường cong tán sắc này được tách ra tại các vị trí $\Delta_p = 0$ và $\Delta_p = 5$ MHz. Thay đổi độ lệch tần laser tín hiệu $\Delta_s = -5$ MHz thì đường cong tán sắc thứ hai (ứng với cửa sổ EIT thứ hai) được dịch chuyển sang trái và ở vị trí $\Delta_p = -5$ MHz, như ta thấy trong hình 5(c). Trong hình 5(d) ứng với $\Delta_s = -5$ MHz và $\Delta_c = 5$ MHz thì hai đường cong tán sắc thường nằm tại các vị trí $\Delta_p = -5$ MHz và $\Delta_p = 5$ MHz. Trong trường hợp này, tại tần số cộng hưởng sẽ trở thành một miền tán sắc dị thường. Như vậy, bằng cách thay đổi tần số laser tín hiệu hoặc/và laser bơm thì ta có thể thay đổi từ tán sắc thường sang tán sắc dị thường và ngược lại. Điều này có thể được ứng dụng để chuyển giữa chế độ ánh sáng chậm sang ánh sáng nhanh và ngược lại.

IV. Kết luận

Trong công trình này, bằng cách sử dụng lý thuyết bán cổ điển về sự tương tác giữa nguyên tử và trường ánh sáng trong gần đúng lưỡng cực điện, gần đúng sóng quay và gần đúng trường yếu chúng tôi đã tìm được các biểu thức của hệ số hấp thụ, hệ số tán sắc trong môi trường nguyên tử bốn mức cấu hình lambda tương tác với ba trường laser. Từ đó, chúng tôi đã khảo sát được ảnh hưởng của cường độ và tần số laser bơm lên phổ hấp thụ và phổ tán sắc của hệ nguyên tử ^{87}Rb và chúng tôi nhận thấy rằng khi cường độ và độ lệch tần số laser thay đổi thì độ sâu và độ rộng cũng như vị trí của các cửa sổ EIT bị thay đổi. Do đó, độ cao và độ dốc của đường cong tán sắc cũng bị thay đổi. Đặc điểm này có ý nghĩa quan trọng trong việc điều khiển tính chất lan truyền của ánh sáng trong môi trường nguyên tử. Do đó, nghiên cứu này có thể mang đến những ứng dụng tiềm năng trong việc điều khiển vận tốc nhóm ánh sáng, điều khiển phi tuyến Kerr, chuyển mạch quang và lưỡng ổn định quang, v.v.

Lời cảm ơn: Công trình này được thực hiện dưới sự tài trợ của Quỹ Đổi mới sáng tạo Vingroup (VINIF), mã số VINIF.2022.DA00076.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J.P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633(2005).
- [2] S.E. Harris, J.E. Field, A. Imamoglu, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1107 (1989).
- [3] K.J. Boller, A. Imamoglu, S.E. Harris, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2593 (1991).
- [4] N. H. Bang, L. V. Doai and D. X Khoa, *Comm. Phys.* **28** (2019) 1-33.
- [5] D. McGloin, D.J. Fullton, M. H. Dunn, *Opt. Commu.*, 190 (2001) 221.
- [6] Joshi, A., & Xiao, M., *Phys. Lett. A*, **317(5-6)**, (2003) 370–377.
- [7] E. Paspalakis and P. L. Knight, *Phys. Rev. A*, **66**, 015802 (2002).
- [8] L. Li, H. Guo, F. Xiao, X. Peng, and X. Chen, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. **22**, N.6 (2005) 1309-1313.
- [9] J. Wang, L.B. Kong, X.H. Tu, K.J. Jiang, K. Li, H.W. Xiong, Yifu Zhu, M.S. Zhan, *Phys. Lett. A* **328**, (2004) 437.
- [10] L.V. Doai, P.V. Trong, D.X. Khoa, and N.H. Bang, *Optik*, **125**, 3666–3669 (2014).

ẢNH HƯỞNG CỦA TRƯỜNG LASER TÍN HIỆU LÊN VẬN TỐC NHÓM TRONG HỆ NGUYÊN TỬ BỐN MỨC CHỮ Y NGƯỢC

Lê Văn Đoài⁽¹⁾, Nguyễn Huy Bằng⁽¹⁾, Nguyễn Văn Phú⁽¹⁾, Nguyễn Văn Ái⁽¹⁾, Hoàng Minh

Đồng⁽²⁾, Nguyễn Tuấn Anh⁽²⁾, Lương Thị Yên Nga^(1,*)

⁽¹⁾Trường Đại học Vinh, Thành phố Vinh, Việt Nam.

⁽²⁾ Trường Đại học Công nghệ Thực phẩm Hồ Chí Minh, Thành phố Hồ Chí Minh, Việt Nam

^(*)Email: Ngalty@vinhuni.edu.vn

Tóm tắt: Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu điều khiển vận tốc nhóm ánh sáng trong hệ nguyên tử bốn mức chữ Y ngược được kích thích bởi các trường laser dò, laser liên kết và laser tín hiệu. Bằng cách giải hệ phương trình ma trận mật độ, chúng tôi dẫn ra được các biểu thức cho hấp thụ, tán sắc và chiết suất nhóm là các hàm số của các trường laser. Mô hình lý thuyết được áp dụng cho hệ nguyên tử ^{87}Rb , để nghiên cứu sự về lan truyền ánh sáng nhanh và chậm trong môi trường nguyên tử theo các thông số của trường laser tín hiệu. Với mô hình kích thích này, biên độ và dấu của chiết suất nhóm có thể thay đổi, tức là có thể chuyển giữa ánh sáng nhanh và ánh sáng chậm bằng cách thay đổi cường độ hoặc tần số của laser tín hiệu. Các kết quả chúng tôi thu được có thể làm cơ sở lý thuyết cho các nghiên cứu thực nghiệm liên quan.

Từ khóa: Sự trong suốt cảm ứng điện từ, vận tốc nhóm, chiết suất nhóm.

I. GIỚI THIỆU

Vận tốc nhóm của ánh sáng rất quan trọng trong lưu trữ và xử lý quang học, máy tính lượng tử, v.v. [1]. Chế độ lan truyền ánh sáng nhanh hay chậm sẽ quyết định đặc tính hoạt động của các thiết bị ứng dụng. Đối với các vật liệu truyền thống, độ tán sắc thường không đổi ở một tần số nhất định, do đó không thể điều khiển được vận tốc nhóm của ánh sáng. Trong những năm gần đây, các nhà nghiên cứu luôn tìm cách thay đổi tính chất hấp thụ và phân tán của vật liệu nhằm mục đích thay đổi chiết suất nhóm hoặc vận tốc nhóm của ánh sáng.

Hiện nay, một số giải pháp điều khiển vận tốc nhóm ánh sáng đã được đề xuất như sử dụng sự kích thích tán xạ Brillouin-SBS (Stimulated Brillouin Scattering) [2, 3], sử dụng sự dao động độ cư trú kết hợp-CPO (Coherent Population Oscillations) [4, 5], đặc biệt là sử dụng hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ - EIT (electromagnetically induced transparency) [6, 7].

Ưu điểm của của vật liệu EIT là có tính trong suốt cao và độ tán sắc rất lớn trong miền cộng hưởng nguyên tử [8]. Với tính chất nổi bật của vật liệu EIT, nhiều nhà khoa học vận dụng nghiên cứu. Theo đó, vận tốc nhóm ánh sáng đã được làm chậm tới cỡ vài m/s đến vài chục mm/s [9, 10] thậm chí được dừng hoàn toàn [11, 12], hoặc ánh sáng được tăng tốc [13, 14]. Hơn nữa, một số nghiên cứu gần đây cho thấy rằng vận tốc nhóm ánh sáng có thể được chuyển tiếp giữa ánh sáng nhanh và ánh sáng chậm bằng cách thay đổi các tham số của trường ngoài (điện trường hoặc từ trường) [15, 16].

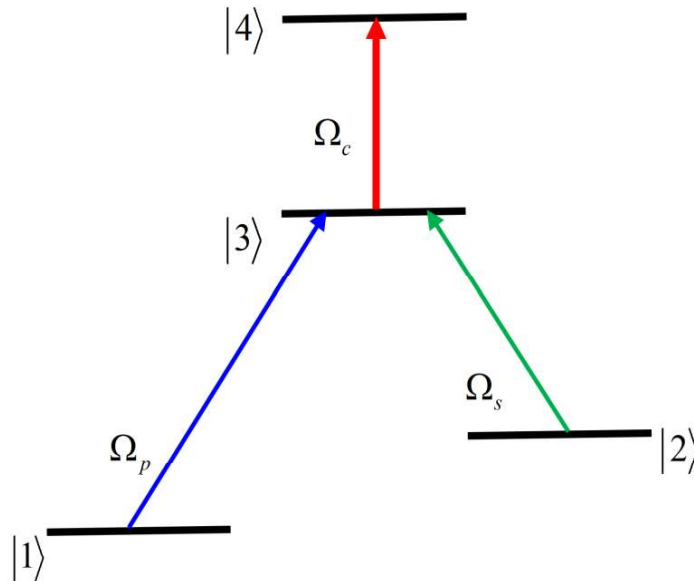
Mặc dù ánh sáng chậm và ánh sáng nhanh đã được nghiên cứu cả về mặt lý thuyết và thực nghiệm trong hệ ba mức năng lượng. Tuy nhiên, hệ ba mức chỉ thu được một miền phổ EIT, do đó cũng chỉ có một ánh sáng được làm chậm tương ứng với miền phổ EIT. Để thu được nhiều miền phổ EIT hơn tương ứng vận tốc nhóm ánh sáng có thể được điều khiển tại nhiều miền tần số khác nhau thì các hệ nguyên tử bốn mức, năm

mức thậm chí sáu mức năng lượng được điều khiển bằng nhiều trường laser đã được đề xuất [11].

Trong công trình này, chúng tôi nghiên cứu ánh sáng chậm và ánh sáng nhanh trong hệ nguyên tử bốn mức chữ Y ngược. Cụ thể, ảnh hưởng của trường laser tín hiệu lên hiện tượng hấp thụ, tán sắc và vận tốc nhóm của ánh sáng trong môi trường nguyên tử đã được nghiên cứu.

1. Mô hình lý thuyết

Chúng tôi xét mô hình hệ nguyên tử bốn mức tương tác với ba trường laser theo cấu hình chữ Y ngược như trong Hình 1. Một trường laser dò Ω_p đặt vào dịch chuyển giữa hai mức năng lượng $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ và một trường laser tín hiệu Ω_s kích thích dịch chuyển $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Trường liên kết Ω_c được đặt vào dịch chuyển $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$. $2\gamma_1$, $2\gamma_2$, $2\gamma_4$ lần lượt là tốc độ phân rã độ cư trú từ các mức năng lượng $|3\rangle$ xuống mức $|1\rangle$, từ mức $|3\rangle$ xuống mức $|2\rangle$ và mức $|4\rangle$ xuống $|3\rangle$. $\Delta_p = \omega_p - \omega_{31}$ là độ lệch tần số của chùm laser dò so với tần số cộng hưởng $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$, $\Delta_c = \omega_c - \omega_{43}$ là độ lệch tần số của chùm laser liên kết so với tần số cộng hưởng $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ và $\Delta_s = \omega_s - \omega_{32}$ là độ lệch tần số của chùm laser tín hiệu so với tần số cộng hưởng $|3\rangle \leftrightarrow |4\rangle$. Cường độ của trường laser dò, laser liên kết và laser tín hiệu lần lượt được mô tả thông qua tần số Rabi $\Omega_p = \frac{d_{31}E_p}{\hbar}$, $\Omega_c = \frac{d_{43}E_c}{\hbar}$ và $\Omega_s = \frac{d_{32}E_s}{\hbar}$ với d_{nm} là mômen lưỡng cực điện của dịch chuyển $|n\rangle \leftrightarrow |m\rangle$.



Hình 1. Cấu hình hệ nguyên tử bốn mức chữ Y ngược.

Trạng thái của hệ nguyên tử dưới tác dụng của các trường ánh sáng được mô tả thông qua phương trình Liouville như sau:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \Lambda\rho, \quad (1)$$

trong đó, Hamilton toàn phần của hệ với các trường ánh sáng được viết như sau:

$$H = \begin{pmatrix} \hbar\omega_1 & 0 & -\frac{\hbar\Omega_p e^{i\omega_p t}}{2} & 0 \\ 0 & \hbar\omega_2 & -\frac{\hbar\Omega_s e^{i\omega_s t}}{2} & 0 \\ -\frac{\hbar\Omega_p e^{-i\omega_p t}}{2} & -\frac{\hbar\Omega_s e^{-i\omega_s t}}{2} & \hbar\omega_3 & -\frac{\hbar\Omega_c e^{i\omega_c t}}{2} \\ 0 & 0 & -\frac{\hbar\Omega_c e^{-i\omega_c t}}{2} & \hbar\omega_4 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

Sử dụng các gần đúng lưỡng cực điện, gần đúng sóng quay, chúng ta dẫn ra được hệ phương trình ma trận mật độ của hệ nguyên tử bốn mức cấu hình chữ Y ngược:

$$\dot{\rho}_{21} = [i(\Delta_p - \Delta_s) - \gamma_{21}]\rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{23} + \frac{i}{2}\Omega_s\rho_{31}, \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{31} = [i\Delta_p - \gamma_{31}]\rho_{31} - \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{33} - \rho_{11}) + \frac{i}{2}\Omega_s\rho_{21} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{41}, \quad (4)$$

$$\rho_{41} = [i(\Delta_p + \Delta_c) - \gamma_{41}]\rho_{41} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{43} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{31}, \quad (5)$$

Giải các phương trình ma trận mật độ (3), (4) và (5) ở trạng thái dừng dưới điều kiện trường dò yếu hơn nhiều so với trường liên kết chúng ta tìm được nghiệm cho phần tử ma trận mật độ ρ_{31} liên quan đến sự đáp ứng của trường laser dò:

$$\rho_{31} = \frac{-i\Omega_p / 2}{\left[(i\Delta_p - \gamma_{31}) + \frac{\Omega_s^2 / 4}{[i\Delta_p - i\Delta_s - \gamma_{21}]} + \frac{\Omega_c^2 / 4}{[i\Delta_p + i\Delta_c - \gamma_{41}]} \right]} \quad (6)$$

Để khảo sát sự đáp ứng quang của môi trường đối với chùm laser dò, mối quan hệ giữa độ cảm điện của môi trường và phần tử ma trận mật độ ρ_{31} đã được chỉ ra:

$$\chi = \frac{2Nd_{31}^2}{\epsilon_0\hbar\Omega_p}\rho_{31},$$

trong đó, N là mật độ nguyên tử trong mẫu được khảo sát.

Hệ số hấp thụ và sự tán sắc của môi trường đối với chùm ánh sáng dò được liên hệ với các phần thực và phần ảo của độ cảm điện $\chi = \text{Re}(\chi) + i\text{Im}(\chi)$, như sau:

$$n(\omega_p) = \frac{\omega_p}{2c}\text{Re}(\chi),$$

Biểu thức vận tốc nhóm ánh sáng được xác định bởi:

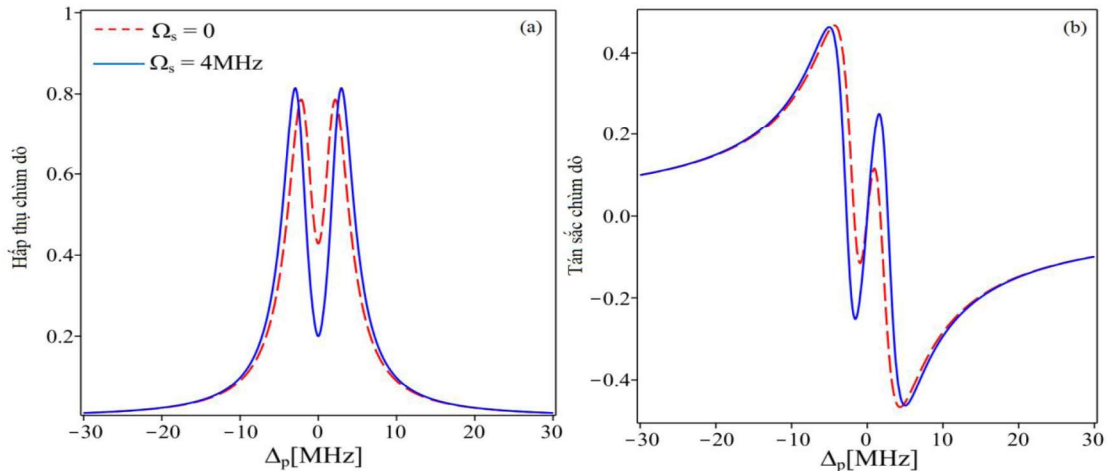
$$v_g = \frac{c}{n + \omega_p \frac{dn}{d\omega_p}} = \frac{c}{n + \omega_p \frac{dn}{d\Delta_p}} = \frac{c}{n_g},$$

với n_g là chiết suất nhóm có dạng:

$$n_g = n + \omega_p \frac{dn}{d\omega_p} \approx \omega_p \frac{dn}{d\Delta_p},$$

II. Kết quả và thảo luận

Chúng tôi áp dụng mô hình cho hệ nguyên tử ^{87}Rb với các mức năng lượng là $|1\rangle = 5S_{1/2}$ ($F=1$), $|2\rangle = 5S_{1/2}$ ($F=2$), $|3\rangle = 5P_{3/2}$ ($F'=2$) và $|3\rangle = 5D_{5/2}$ ($F''=2$). Mật độ nguyên tử khoảng $N=10^{17}$ nguyên tử/ m^3 ; mômen lưỡng cực điện đối với dịch chuyển của chùm dò $d_{21}=1.6 \times 10^{-29}$ C.m, các tốc độ phân rã của các trạng thái kích thích $\gamma_{21}=3$ MHz và $\gamma_{31}=\gamma_{41}=0,5$ MHz và tần số của dịch chuyển $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$ là $\omega_p=3,77 \times 10^{14}$ Hz.



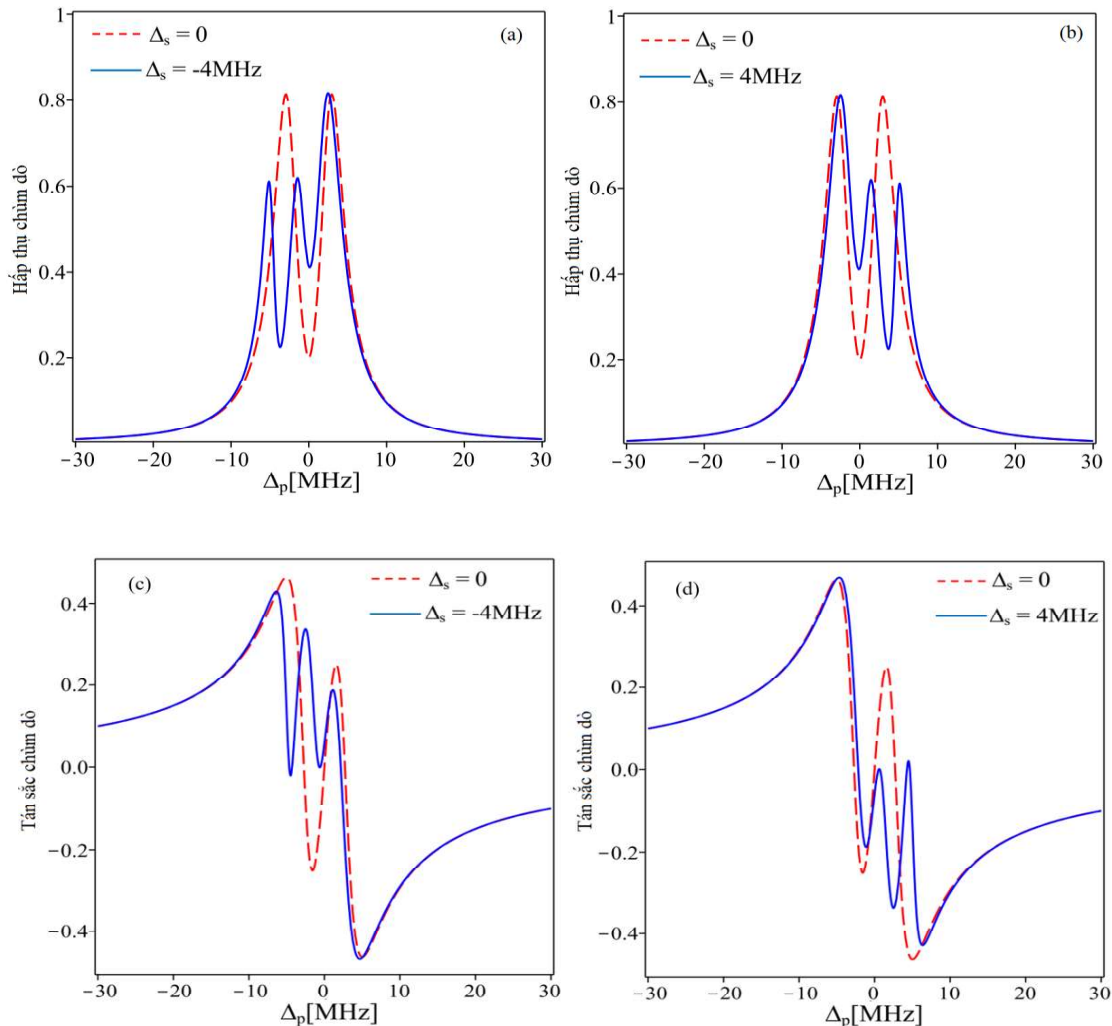
Hình 2. Sự biến thiên của hệ số hấp thụ (a) và hệ số tán sắc (b) theo độ lệch tần chùm dò khi $\Delta_c = \Delta_s = 0$, $\Omega_c = 4$ MHz và tại các giá trị khác nhau của cường độ laser tín hiệu $\Omega_s = 0$ (nét đứt) và $\Omega_s = 4$ MHz (nét liền).

Trước hết chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của trường laser tín hiệu lên hệ số hấp thụ (a) và tán sắc (b) của chùm laser dò như trên Hình 2. Chúng tôi chọn các tham số của các chùm laser như sau: $\Omega_c = 4$ MHz, $\Delta_c = \Delta_s = 0$ và $\Omega_s = 0$ (Hình 2a) và $\Omega_s = 4$ MHz (Hình 2b). Từ Hình 2a chúng ta thấy khi có mặt của chùm laser tín hiệu $\Omega_s = 4$ MHz thì cửa sổ EIT tại tâm của tần số dịch chuyển trở nên sâu hơn. Điều này được giải thích như sau: cấu hình bốn mức chữ Y ngược có thể được xem là tổ hợp của hai cấu hình ba mức lambda và bậc thang. Khi cả hai chùm laser liên kết và laser tín hiệu cộng hưởng $\Delta_c = \Delta_s = 0$ thì hai cấu hình con này có chung một cửa sổ EIT tại tâm của công tua phổ hấp thụ (tức tại tần số cộng hưởng) tuân theo điều kiện cộng hưởng hai photon. Do đó, khi có mặt của chùm laser tín hiệu Ω_s thì hai cửa sổ EIT (được gây bởi chùm laser liên kết và

chùm laser tín hiệu) trùng nhau nên làm tăng độ sâu và độ rộng của cửa sổ EIT tại tâm công tua hấp thụ.

Tương ứng với sự thay đổi của hệ số hấp thụ thì hệ số tán sắc của chùm dò cũng bị thay đổi khi có mặt của chùm laser tín hiệu như chúng ta thấy trong Hình 2b. Từ Hình 2b ta thấy, đường cong tán sắc thường bên trong miền phổ EIT trở nên cao hơn khi có mặt của chùm laser tín hiệu. Điều này là do cửa sổ EIT sâu hơn khi có mặt của chùm tín hiệu như đã mô tả trong Hình 2a.

Chúng tôi tiếp tục nghiên cứu ảnh hưởng của tần số laser tín hiệu lên hệ số hấp thụ của chùm dò được mô tả trong Hình 3. Ở đây chúng tôi chọn các tham số laser như sau: $\Delta_c = 0$, $\Omega_c = 4$ MHz, $\Omega_s = 4$ MHz và vẽ đồ thị hấp thụ tại các giá trị khác nhau của độ lệch tần số laser tín hiệu $\Delta_s = -4$ MHz (a) và $\Delta_s = 4$ MHz (b).

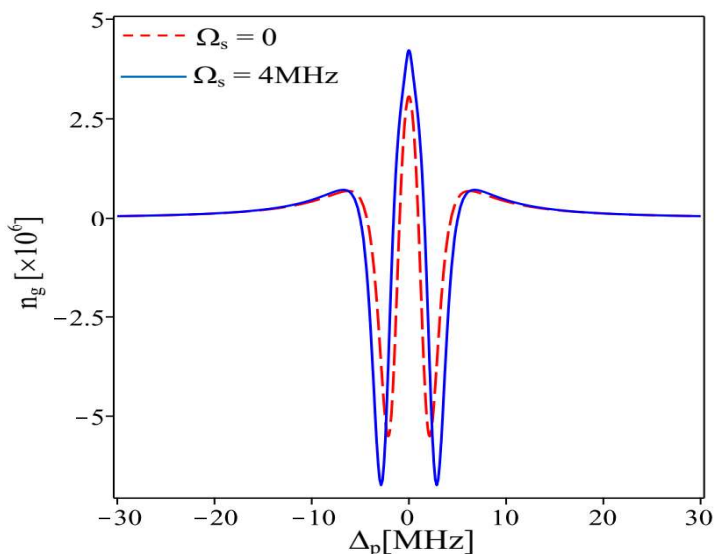


Hình 3. Sự biến thiên của hệ số hấp thụ và hệ số tán sắc theo độ lệch tần chùm dò khi $\Delta_c = 0$, $\Omega_c = 4$ MHz, $\Omega_s = 4$ MHz và tại các giá trị khác nhau của độ lệch tần số laser tín hiệu $\Delta_s = -4$ MHz (a) và $\Delta_s = 4$ MHz (b). Đường đứt nét ứng với $\Delta_s = 0$. (c)... (d)...

Từ đường liền nét trong Hình 3 (a)-(b) chúng ta thấy xuất hiện 2 cửa sổ EIT tại vị trí $\Delta_p = 0$ và $\Delta_p = -4$ MHz. Đặc biệt, các cửa sổ EIT này xuất hiện tại các vị trí có hấp thụ cực đại khi $\Omega_s = 0$. Tương ứng có sự chuyển giữa hiệu ứng EIA (hấp thụ cực đại) sang EIT (trong suốt). Hình 3 (c)-(d) chỉ ra ảnh hưởng của tần số laser tín hiệu lên hệ số

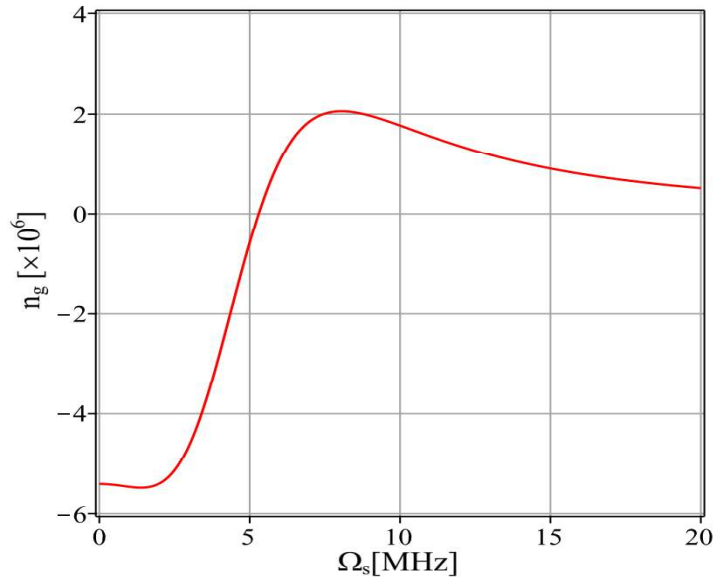
tán sắc. khi $\Delta_s = -4$ MHz và $\Delta_s = 4$ MHz thì 2 đường cong tán sắc thường xuất hiện tại các vị trí tương ứng với 2 cửa sổ EIT ở trên. Đặc biệt, sự chuyển giữa EIA sang EIT dẫn tới sự chuyển giữa tán sắc dị thường sang tán sắc thường. Điều này dẫn đến sự chuyển giữa ánh sáng nhanh sang ánh sáng chậm, sẽ được khảo sát dưới đây.

Ảnh hưởng của cường độ laser tín hiệu lên vận tốc nhóm ánh sáng sẽ được khảo sát bằng cách vẽ đồ thị của chiết suất nhóm khi $\Omega_s = 0$ và $\Omega_s = 4$ MHz, các tham số khác được chọn như Hình 2. kết quả khảo sát được vẽ như trên Hình 4. Kết quả chỉ ra rằng miền cộng hưởng (tức là miền phổ EIT) xuất hiện chiết suất nhóm dương với biên độ rất lớn cỡ 10^6 , đây là miền ánh sáng chậm có vận tốc nhóm cỡ 100 m/s (các miền xa cộng hưởng cũng có chiết suất nhóm dương nhưng biên độ nhỏ và thường có sự hấp thụ đáng kể. Hai bên cộng hưởng là các miền ánh sáng nhanh tức là có chiết suất nhóm dương và lớn. Đặc biệt, khi có trường laser tín hiệu với cường độ $\Omega_s = \Omega_c = 4$ MHz thì biên độ của chiết suất nhóm trong miền cộng hưởng cũng như lân cận cộng hưởng được tăng cường, tức là giá trị vận tốc nhóm trở nên nhỏ hơn (ánh sáng được làm chậm hơn hoặc nhanh hơn). Điều này được giải thích dựa vào Hình 2b, khi có mặt của trường laser tín hiệu thì độ cao của đường cong tán sắc lớn hơn nên biên độ của chiết suất nhóm cũng lớn hơn.

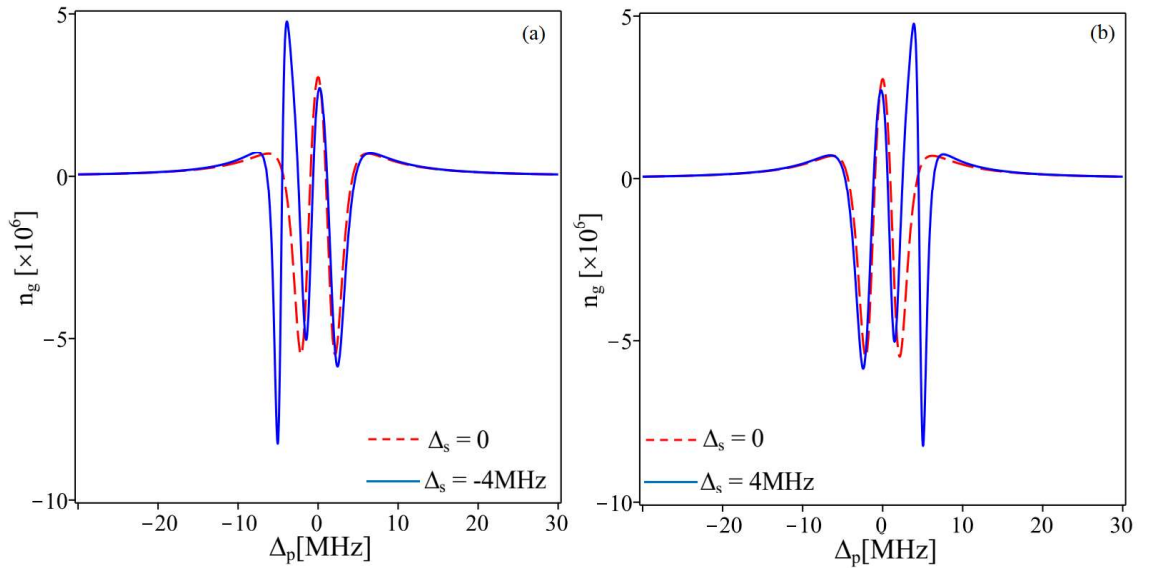


Hình 4. Sự biến thiên của chiết suất nhóm theo độ lệch tần chùm dò khi $\Delta_c = \Delta_s = 0$, $\Omega_c = 4$ MHz và tại các giá trị khác nhau của cường độ laser tín hiệu $\Omega_s = 0$ (đường nét đứt) và $\Omega_s = 4$ MHz (đường nét liền).

Bằng việc chọn độ lệch tần số của laser dò tại $\Delta_p = 2$ MHz, còn các tham số khác tương tự như trong Hình 4, dấu của chiết suất nhóm có thể thay đổi được bằng cách thay đổi cường độ của laser tín hiệu (Hình 5). Từ hình vẽ cho thấy, chiết suất nhóm thay đổi từ âm sang dương khi tăng cường độ laser tín hiệu từ 0 đến 20 MHz tương ứng ánh sáng được chuyển từ nhanh sang chậm.



Hình 5. Sự biến thiên của chiết suất nhóm theo độ lệch tần chùm dò khi $\Delta_c = \Delta_s = 0$, $\Omega_c = 4$ MHz và tại các giá trị khác nhau của cường độ laser tín hiệu $\Omega_s = 4$ MHz.



Hình 6. Sự biến thiên của chiết suất nhóm theo độ lệch tần chùm dò khi $\Delta_c = 0$, $\Omega_c = \Omega_s = 4$ MHz và tại các giá trị khác nhau của độ lệch tần số laser tín hiệu $\Delta_s = -4$ MHz (a) và $\Delta_s = 4$ MHz (b). Đường đứt nét ứng với $\Delta_s = 0$.

Hình 6 chỉ ra ảnh hưởng của cường độ laser tín hiệu lên vận tốc nhóm ánh sáng bằng thay đổi độ lệch tần số laser tín hiệu $\Delta_s = -4$ MHz (Hình 6.a) và $\Delta_s = 4$ MHz (Hình 6.b), các tham số khác tương tự như trong Hình 3. Tương ứng với sự xuất hiện của 2 đường cong tán sắc thường (Hình 3 c-d), có sự xuất hiện của 2 cặp giá trị âm-dương của chiết suất nhóm trong lân cận cộng hưởng. Hơn nữa, sự chuyển đổi giữa EIA và EIT dẫn tới sự chuyển đổi giữa ánh sáng nhanh và ánh sáng chậm. Cụ thể tại vị trí $\Delta_p = \pm 2$ MHz là miền ánh sáng nhanh trong trường hợp $\Delta_s = 0$ đã được chuyển thành miền ánh sáng chậm khi $\Delta_s = \pm 2$ MHz.

III. Kết luận

Bằng việc giải hệ phương trình ma trận mật độ biểu thức hấp thụ, tán sắc và vận tốc nhóm của hệ nguyên tử bốn mức chữ Y ngược đã được xác định. Từ đó, ảnh hưởng của trường laser tín hiệu lên hấp thụ, tán sắc và vận tốc nhóm của môi trường đối với trường laser dò đã được khảo sát. Khi thay đổi tần số laser tín hiệu cao hơn hoặc thấp hơn tần số cộng hưởng nguyên tử thì trên đồ thị hấp thụ xuất hiện hai cửa sổ EIT, đặc biệt có sự chuyển đổi giữa EIA sang EIT. Do vậy, việc thay đổi biên độ và dấu của vận tốc nhóm có thể được thực hiện bằng cách thay đổi cường độ hoặc tần số của laser tín hiệu còn các tham số khác của laser điều khiển được giữ cố định.

Lời cảm ơn: Công trình này được thực hiện dưới sự tài trợ của Quỹ Đổi mới sáng tạo Vingroup (VINIF), mã số VINIF.2022.STS.52.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] R.W. Boyd, D.J. Gauthier, and A.L. Gaeta, Optics and Photonics News, pages 18-23, Apr. 2006.
- [2] Y. Okawachi, M.A. Foster, J.E. Sharping, A.L. Gaeta, Q. Xu, and M. Lipson, Opt. Express. 14 (6), 2317-2322 (2006).
- [3] M.S. Bigelow, N.N. Lepeshkin, and R.W. Boyd, Science 301, 200-2002 (2003).
- [4] K.J. Boller, A. Imamoglu, S.E. Harris, Phys. Rev. Lett., 66, 2593 (1991).
- [5] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J.P. Marangos, Rev. Mod. Phys. 77, 633 (2005).
- [6] L.V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi, Nature 397, 594 (1999).
- [7] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau, Nature. 409, 490-493 (2001).
- [8] A.V. Turukhin, V.S. Sudarshanam, M.S. Shahriar, J.A. Musser, B.S. Ham, and P.R. Hemmer, Phys. Rev. Lett. 88:023602 (2002).
- [9] A. M Akulshin and R. J McLean, J. Opt. 12 (2010) 104001 (11pp)
- [10] G. S. Agarwal, T. N. Dey, S. Menon, Phys. Rev. A 64 (2001) 053809
- [11] E. Paspalakis and P. L. Knight, Phys. Rev. A., 66, 015802 (2002).