SỰ KHUẾCH ĐẠI ÁNH SÁNG DỰA VÀO HIỆU ỨNG TRONG SUỐT CẢM ỨNG ĐIỆN TỪ TRONG MÔI TRƯỜNG NGUYÊN TỬ BA MỨC CẤU HÌNH CHỮ V

Lê Văn Đoài[a*], Võ Bá Tòng[b]

[a]*Khoa Vật lý và Công nghệ, Trường Đại học Vinh, Nghệ An, Việt Nam*
[b]*Trường THPT Tháp Mười, Đồng Tháp, Việt Nam*
[*]*Tác giả liên hệ: Email: doailv@vinhuni.edu.vn*

Lịch sử bài báo
Nhận ngày 02 tháng 4 năm 2020
Chỉnh sửa ngày 24 tháng 9 năm 2020 | Chấp nhận đăng ngày 06 tháng 10 năm 2020

Tóm tắt

Trong vài thập kỷ qua, sự khám phá ra hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ (EIT–Electromagnetically Induced Transparency) dẫn đến sự triệt tiêu hệ số hấp thụ ánh sáng cộng hưởng trong môi trường nguyên tử, là cơ sở để có thể tạo ra sự khuếch đại ánh sáng không cần nghịch đảo độ cư trú. Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu sự khuếch đại ánh sáng không có nghịch đảo độ cư trú trong hệ nguyên tử ba mức cấu hình chữ V dựa vào hiệu ứng EIT. Bằng cách giải hệ phương trình ma trận mật độ, chúng tôi tìm được các biểu thức cho các hệ số hấp thụ, tán sắc, và khuếch đại của ánh sáng dò theo các tham số của ánh sáng điều khiển. Từ sự khảo sát bằng đồ thị, chúng tôi tìm được miền tần số trong đó ánh sáng dò được khuếch đại mà không cần nghịch đảo độ cư trú. Miền tần số này có thể được xê dịch về miền bước sóng ngắn hoặc dài bằng cách thay đổi tần số của ánh sáng điều khiển.

Từ khóa: Ma trận mật độ; Sự trong suốt cảm ứng điện từ; Sự khuếch đại ánh sáng không có nghịch đảo cư trú.

DOI: http://dx.doi.org/10.37569/DalatUniversity.10.3.687(2020)

Loại bài báo: Bài báo nghiên cứu gốc có bình duyệt

Bản quyền © 2020 (Các) Tác giả.

Cấp phép: Bài báo này được cấp phép theo CC BY-NC 4.0

LIGHT AMPLIFICATION BASED ON ELECTROMAGNETICALLY INDUCED TRANSPARENCY IN A THREE-LEVEL V-TYPE ATOMIC SYSTEM

Le Van Doai[a*], Vo Ba Tong[b]

[a]*The Faculty of Physics and Technology, Vinh University, Nghean, Vietnam*
[b]*Thap Muoi Highschool, Dongthap, Vietnam*
[*]*Corresponding author: Email: doailv@vinhuni.edu.vn*

Article history
Received: April 2nd, 2020
Received in revised form: September 24th, 2020 | Accepted: October 6th, 2020

Abstract

Electromagnetically induced transparency (EIT), which was discovered in the past few decades, leads to an elimination of the absorption coefficient in an atomic medium and is fundamental to create light amplification without inversion. In this paper, we study light amplification without inversion in a three-level V-type atomic system via the EIT effect. By solving the density matrix equations, we found the expressions for absorption, dispersion, and amplification coefficients of probe light according to the parameters of the coupling light. We found the frequency region in which the probe light is amplified without inversion. This frequency region can also be shifted to either the short or long wavelength region by changing the coupling light frequency.

Keywords: Density matrix; Electromagnetically induced transparency; Light amplification without inversion.

DOI: http://dx.doi.org/10.37569/DalatUniversity.10.3.687(2020)

Article type: (peer-reviewed) Full-length research article

Copyright © 2020 The author(s).

Licensing: This article is licensed under a CC BY-NC 4.0

1. GIỚI THIỆU

Chúng ta biết rằng, từ các phương trình tốc độ Einstein cho thấy để laser hoạt động thì môi trường hoạt động phải có độ cư trú ở mức trên cao hơn mức dưới (Milonni & Eberly, 2010). Môi trường sẽ trở nên bão hoà khi một nửa độ cư trú ở mức trên của dịch chuyển phát laser do sự phát xạ kích thích cũng như sự hấp thụ kích thích. Do đó, môi trường không thể cho phép laser hoạt động mà không có nghịch đảo độ cư trú. Tuy nhiên, nếu sự hấp thụ kích thích bị triệt tiêu hoặc được giảm đáng kể thì ánh sáng vẫn được khuếch đại mà không cần nghịch đảo độ cư trú.

Như đã được đề xuất bởi Harris (Boller, Imamoglu, & Harris, 1991), chúng ta có thể làm triệt tiêu hoàn toàn sự hấp thụ cộng hưởng của một chùm ánh sáng dò (*probe light*) khi đưa vào môi trường nguyên tử một chùm ánh sáng điều khiển (*coupling light*). Hiện tượng này được gọi là sự trong suốt cảm ứng điện từ (EIT). EIT là hệ quả của sự giao thoa lượng tử giữa các kênh dịch chuyển bên trong hệ nguyên tử được kích thích bởi ánh sáng dò và ánh sáng điều khiển (Bang, Doai, & Khoa, 2019). Sự khám phá ra hiệu ứng EIT đã dẫn đến nhiều hiệu ứng quang học thú vị như làm chậm ánh sáng, tăng cường hệ số phi tuyến, điều khiển lưỡng ổn định quang, tạo soliton quang… (Bang và ctg., 2019).

Ngay sau khi EIT được khám phá thì sự phát laser không đảo lộn độ cư trú (*lasing without inversion*) cũng đã được đề xuất lần đầu bởi nhóm Scully cho nguyên tử Rb (Scully, Zhu, & Gavrielides, 1989). Về nguyên lý của sự phát laser không nghịch đảo độ cư trú dựa vào hiệu ứng EIT, người đọc có thể tham khảo trong tài liệu tổng quan (Mompart & Corbalan, 2000). Ưu điểm của laser không đảo lộn độ cư trú là tạo ra bức xạ có bước sóng ngắn từ ánh sáng vào có bước sóng dài. Như vậy, từ hệ số Eisntein $A = B\hbar\omega/(\pi^2 c^3)$ cho thấy sự phát xạ tự phát trên các dịch chuyển với các bước sóng ngắn thì rất nhanh (do hệ số A tăng theo tần số), nghĩa là các nguyên tử trải qua sự kích thích trên các dịch chuyển này sẽ phân rã rất nhanh xuống trạng thái thấp hơn. Do đó, sự nghịch đảo độ cư trú khó tăng lên khi bước sóng dịch về phía bước sóng ngắn hơn nhưng ánh sáng vẫn được khuếch đại.

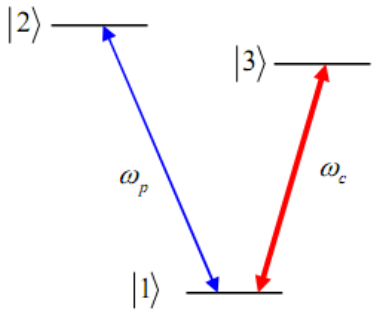
Cho đến nay đã có nhiều công trình nghiên cứu lý thuyết và thực nghiệm về sự phát laser không nghịch đảo cư trú dựa vào hiệu ứng EIT, chẳng hạn như trong cấu hình Λ (Fan, Cui, Ma, Li, & Li, 2006), chữ V (Fan, Li, Tong, Liu, Gong, & Xu, 2005), bậc thang (Braunstein, Koganov, & Shuker, 2011), và trong các hệ nguyên tử nhiều mức khác (Liu, Jia, Liang, Tong, & Fan, 2012)... Tuy nhiên, các kết quả nghiên cứu thường được mô phỏng bằng phương pháp số nên sự khảo sát cũng bị hạn chế tại một số giá trị rời rạc của các thông số laser. Vì vậy, việc xây dựng một mô hình giải tích để nghiên cứu sự khuếch đại ánh sáng không nghịch đảo cư trú sẽ giúp chúng ta dễ dàng tìm kiếm được bộ tham số của laser điều khiển để có sự khuếch đại ánh sáng dò, cũng như việc điều khiển xê dịch các miền tần số ánh sáng được khuếch đại. Mô hình giải tích cũng có thể dễ dàng để giải thích hay so sánh với thực nghiệm.

Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu sự khuếch đại ánh sáng không có nghịch đảo độ cư trú trong hệ nguyên tử ba mức cấu hình chữ V bằng phương pháp giải tích.

Bằng cách giải hệ phương trình ma trận mật độ, chúng tôi dẫn ra các biểu thức cho các hệ số hấp thụ, tán sắc, và khuếch đại của chùm ánh sáng dò theo các tham số của laser điều khiển. Từ đó, chúng tôi tìm kiếm các bộ tham số của các chùm laser để có được sự khuếch đại ánh sáng dò, và nghiên cứu điều khiển các miền ánh sáng được khuếch đại xê dịch về miền bước sóng ngắn hoặc dài.

2. MÔ HÌNH LÝ THUYẾT

Chúng tôi khảo sát hệ nguyên tử ba mức cấu hình chữ V tương tác với hai trường laser như Hình 1. Trong đó, chùm laser điều khiển có cường độ mạnh với tần số Rabi Ω_c đặt vào dịch chuyển $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, còn chùm laser dò có cường độ yếu hơn với tần số Rabi Ω_p đặt vào dịch chuyển $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$. Gọi tốc độ phân rã độ cư trú từ mức $|3\rangle$ xuống mức $|1\rangle$ là $2\Gamma_{31}$ và từ mức $|2\rangle$ về mức $|1\rangle$ là $2\Gamma_{21}$, tốc độ tích thoát độ cư trú không bức xạ từ mức $|2\rangle$ xuống mức $|3\rangle$ là $2\Gamma_{23}$.



Hình 1. Sơ đồ kích thích hệ nguyên tử ba mức cấu hình chữ V

Dưới tác dụng của các trường laser, sự tiến triển của các trạng thái lượng tử của hệ có thể được mô tả thông qua ma trận mật độ ρ theo phương trình Liouville:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}, \hat{\rho}\right] + \Lambda\hat{\rho}, \tag{1}$$

Ở đây, $\Lambda\hat{\rho}$ đặc trưng cho các quá trình tích thoát của hệ, H là Hamilton toàn phần được xác định bởi:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_I, \tag{2}$$

Trong đó, H_0 và H_I tương ứng là các Hamilton của nguyên tử tự do và Hamilton tương tác.

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3|, \tag{3}$$

$$\hat{H}_I = \hbar\Omega_p\left(|2\rangle\langle 1|e^{-i\omega_p t} + |1\rangle\langle 2|e^{i\omega_p t}\right) + \hbar\Omega_c\left(|3\rangle\langle 1|e^{-i\omega_c t} + |1\rangle\langle 3|e^{i\omega_c t}\right), \tag{4}$$

Với Ω_p và Ω_c tương ứng là tần số Rabi của trường laser dò và laser điều khiển được liên hệ với cường độ điện trường theo hệ thức:

$$\Omega_p = \frac{d_{21}E_p}{2\hbar} \text{ và } \Omega_c = \frac{d_{31}E_c}{2\hbar}, \tag{5}$$

Với d_{21} và d_{31} là các mômen lưỡng cực điện của các dịch chuyển $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ và $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$, tương ứng; E_p và E_c tương ứng là cường độ điện trường của chùm laser dò và laser điều khiển.

Sử dụng gần đúng lưỡng cực điện và gần đúng sóng quay, các phần tử ma trận mật độ của hệ nguyên tử ba mức trong Phương trình (1) được viết thành:

$$\dot{\rho}_{11} = 2\Gamma_{31}\rho_{33} + 2\Gamma_{21}\rho_{22} + i\Omega_p(\rho_{21} - \rho_{12}) + i\Omega_c(\rho_{31} - \rho_{13}), \tag{6}$$

$$\dot{\rho}_{22} = -(2\Gamma_{21} + 2\Gamma_{23})\rho_{22} + i\Omega_p(\rho_{12} - \rho_{21}), \tag{7}$$

$$\dot{\rho}_{33} = -2\Gamma_{31}\rho_{33} + 2\Gamma_{23}\rho_{22} + i\Omega_c(\rho_{13} - \rho_{31}), \tag{8}$$

$$\dot{\rho}_{21} = \gamma_{21}\rho_{21} + i\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{22}) - i\Omega_c\rho_{23}, \tag{9}$$

$$\dot{\rho}_{31} = \gamma_{31}\rho_{31} + i\Omega_c(\rho_{11} - \rho_{33}) - i\Omega_p\rho_{32}, \tag{10}$$

$$\dot{\rho}_{23} = \gamma_{23}\rho_{23} + i\Omega_p\rho_{13} - i\Omega_c\rho_{21}, \tag{11}$$

$$\rho_{mn} = \rho_{nm}^*, \tag{12}$$

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1, \tag{13}$$

Trong đó, $\gamma_{21} = i\Delta_p - \Gamma_{21}$, $\gamma_{31} = i\Delta_c - \Gamma_{31}$, $\gamma_{23} = i(\Delta_p - \Delta_c) - \Gamma_{23}$; $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21}$ và $\Delta_c = \omega_c - \omega_{31}$ là độ lệch tần số của các chùm laser dò và điều khiển so với tần số dịch chuyển nguyên tử.

Bây giờ chúng ta giải hệ phương trình ma trận mật độ (6)-(13) để tìm nghiệm trạng thái dừng cho phần tử ma trận mật độ ρ_{21} liên quan đến dịch chuyển của chùm laser dò. Từ Phương trình (11) và (12) chúng ta tìm được:

$$\rho_{13} = \frac{i\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{33})}{\gamma_{13} + \Omega_p^2/\gamma_{23}} + \frac{\Omega_p\Omega_c}{\gamma_{23}\gamma_{13} + \Omega_p^2}\rho_{21}, \tag{14}$$

Từ Phương trình (10) và (12) chúng ta suy ra:

$$0 = \gamma_{21}\rho_{21} + i\Omega_p(\rho_{11} - \rho_{22}) + \frac{\Omega_p\Omega_c}{\gamma_{23}}\rho_{13} - \frac{\Omega_c^2}{\gamma_{23}}\rho_{21}. \tag{15}$$

Thay Phương trình (14) vào (15) ta được nghiệm ρ_{21}:

$$\rho_{21} = \frac{i\Omega_p(\rho_{22} - \rho_{11})}{M} + \frac{i\Omega_p\Omega_c^2(\rho_{33} - \rho_{11})}{(\gamma_{23}\gamma_{13} + \Omega_p^2)M}, \tag{16}$$

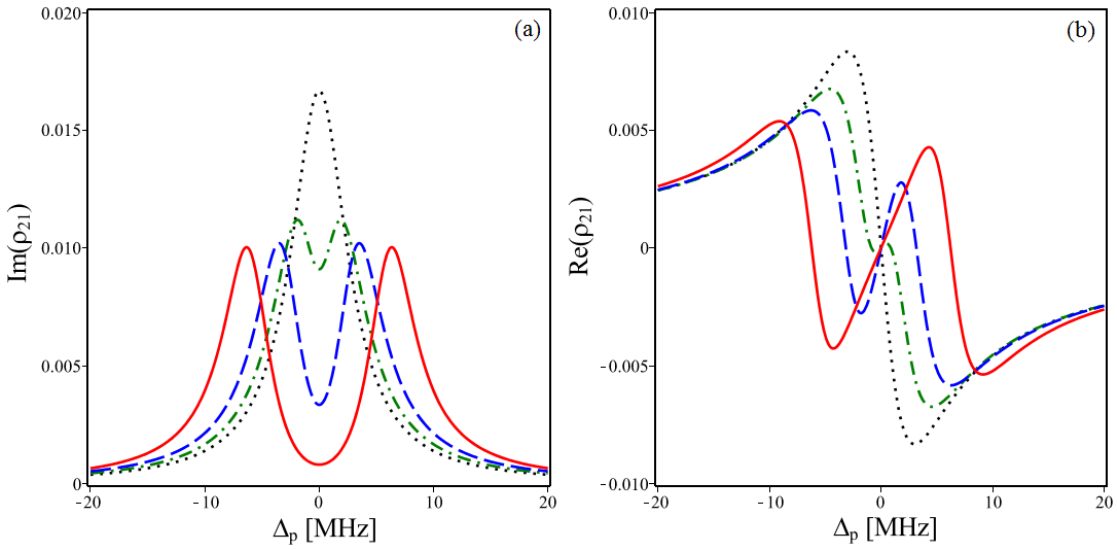
Trong đó, $\gamma_{mn} = \gamma_{nm}^*$ và:

$$M = \gamma_{21} - \frac{\Omega_c^2}{\gamma_{23}} + \frac{\Omega_p^2\Omega_c^2(\rho_{33} - \rho_{11})}{\gamma_{23}^2\gamma_{13} + \gamma_{23}\Omega_p^2}. \tag{17}$$

Như vậy, có được nghiệm của ρ_{21} thì biểu thức của hệ số hấp thụ, tán sắc, và khuếch đại tương ứng tỷ lệ với Im(ρ_{21}), Re(ρ_{21}), và Im(ρ_{12}).

3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Để minh họa cho kết quả tính toán, chúng tôi áp dụng cho hệ nguyên tử ^{85}Rb với các trạng thái được chọn là (Steck, 2019): $|1\rangle = |5S_{1/2}\ F = 3\rangle$, $|2\rangle = |5P_{3/2}\ F' = 3\rangle$ và $|3\rangle = |5P_{3/2}\ F' = 2\rangle$. Tốc độ phân rã độ cư trú từ mức $|3\rangle$ về mức $|1\rangle$ là Γ_{31} = 6MHz, từ mức $|2\rangle$ về mức $|1\rangle$ là Γ_{21} = 6MHz, còn tốc độ tích thoát độ cư trú giữa mức $|3\rangle$ và $|2\rangle$ là Γ_{32} = 3MHz.



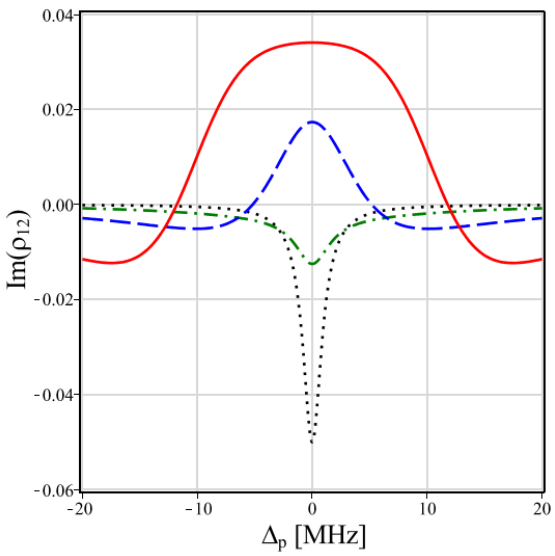
(a) **(b)**

Hình 2. Sự biến thiên của các hệ số hấp thụ Im(ρ_{21}) (a) và tán sắc Re(ρ_{21}) (b) theo độ lệch tần số Δ_p

Note: Các tham số của laser điều khiển được chọn là $\Delta_c = 0$ và $\Omega_c = 0$ (đường chấm chấm), Ω_c = 3MHz (đường chấm gạch), Ω_c = 6MHz (đường gạch gạch), và Ω_c = 12MHz (đường nét liền).

Trước hết, chúng ta khảo sát ảnh hưởng của cường độ laser điều khiển lên hệ số hấp thụ (a) và tán sắc (b) của môi trường đối với ánh sáng dò như trên Hình 2. Trong đó, tần số của laser điều khiển được chọn cộng hưởng với dịch chuyển $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, còn cường độ (hay tần số Rabi) được chọn là $\Omega_c = 0$ (đường chấm chấm), $\Omega_c = 3$MHz (đường chấm gạch), $\Omega_c = 6$MHz (đường gạch gạch), và $\Omega_c = 12$MHz (đường nét liền). Từ Hình 2a chúng ta thấy rằng, khi $\Omega_c = 0$ (đường chấm chấm) thì hệ số hấp thụ đạt cực đại tại tần số cộng hưởng nguyên tử, khi tăng dần tần số Rabi Ω_c thì hệ số hấp thụ giảm dần ngay tại miền cộng hưởng và tạo thành miền phổ trong suốt (hay còn gọi cửa sổ EIT), đồng thời, miền phổ EIT được mở rộng hơn. Tương ứng với miền phổ trong suốt thì trên đồ thị hệ số hấp thụ (Hình 2b) xuất hiện một đường cong tán sắc thường, độ cao của đường cong này tăng khi tần số Rabi Ω_c của laser điều khiển tăng. Như vậy, khi có mặt chùm laser điều khiển với cường độ đủ mạnh thì hệ số tán sắc của môi trường đối với laser dò được tăng cường và sự hấp thụ được triệt tiêu.

Sự triệt tiêu hấp thụ ánh sáng dò trong miền cộng hưởng nguyên tử là điều kiện cốt lõi để chúng ta có thể tạo sự khuếch đại ánh sáng dò mà không cần nghịch đảo độ cư trú. Chúng ta có nhận xét rằng, trong cấu hình kích thích này, sự khuếch đại ánh sáng được thực hiện trong dịch chuyển $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ nên để đảm bảo ánh sáng ra được khuếch đại thì hệ số khuếch đại $\mathrm{Im}(\rho_{12})$ phải dương. Khi điều kiện này được thỏa mãn $\mathrm{Im}(\rho_{12}) > 0$), đồng thời hiệu độ cư trú giữa mức $|2\rangle$ và mức $|1\rangle$ âm, $\rho_{22} - \rho_{11} < 0$ thì xẩy ra sự khuếch đại ánh sáng không có nghịch đảo độ cư trú; Còn nếu $\rho_{22} - \rho_{11} > 0$ thì sự khuếch đại ánh sáng có nghịch đảo độ cư trú. Để thấy được điều này, trong Hình 3, chúng tôi vẽ đồ thị của hệ số khuếch đại ánh sáng dò $\mathrm{Im}(\rho_{12})$ theo độ lệch tần chùm dò với các tham số của chùm laser điều khiển như trong Hình 2. Ở đây, chúng tôi chọn hiệu độ cư trú giữa mức $|2\rangle$ và mức $|1\rangle$ là $\rho_{22} - \rho_{11} = -0{,}05 < 0$.

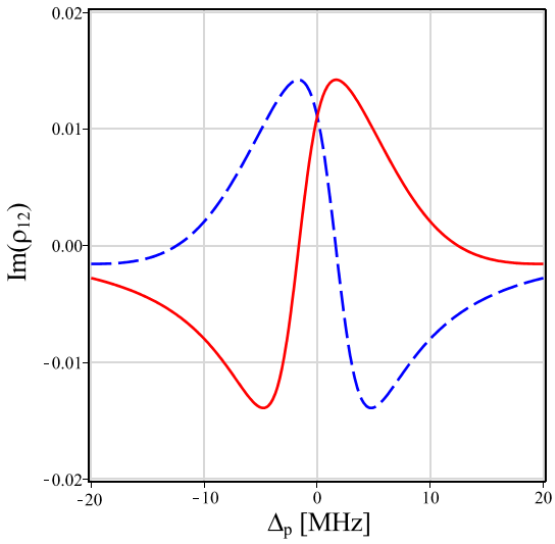


Hình 3. Sự biến thiên của các hệ số khuếch đại ánh sáng dò $\mathrm{Im}(\rho_{12})$ theo độ lệch tần số Δ_p khi không có nghịch đảo độ cư trú $\rho_{22} - \rho_{11} = -0{,}05$

Note: Các tham số của ánh sáng bơm được chọn là $\Delta_c = 0$ và $\Omega_c = 0$ (đường chấm chấm), $\Omega_c = 3$MHz (đường chấm ghạch), $\Omega_c = 6$MHz (đường gạch gạch), và $\Omega_c = 12$MHz (đường nét liền).

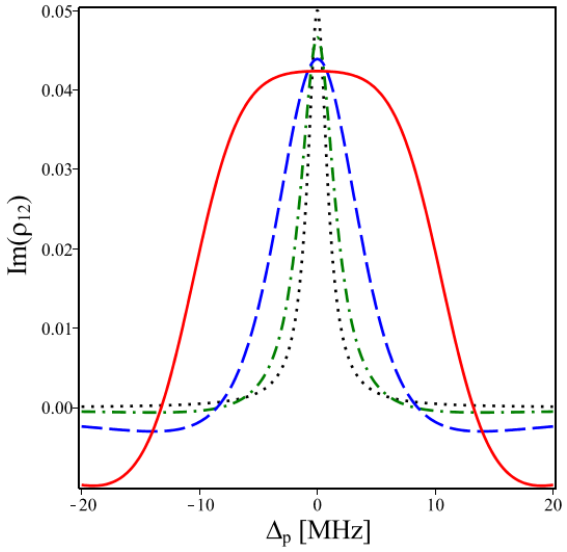
Rõ ràng, từ Hình 3 cho thấy rằng, khi chưa có chùm ánh sáng điều khiển $\Omega_c = 0$ (tức là chưa có hiệu ứng EIT) thì hệ số khuếch đại là âm (xem đường chấm chấm) tương ứng với sự hấp thụ cực đại (xem đường chấm chấm trong Hình 2); Khi cường độ chùm điều khiển còn nhỏ $\Omega_c = 3$MHz (bắt đầu xuất hiện hiệu ứng EIT) thì hệ số khuếch đại tăng dần, tuy nhiên sự khuếch đại vẫn còn âm (xem đường chấm gạch), tức là chưa có sự phát laser; Tăng cường độ chùm bơm tới giá trị $\Omega_c = 6$MHz, độ sâu và độ rộng của miền phổ trong suốt được tăng lên (xem đường gạch gạch trong Hình 2) thì hệ số khuếch đại đã trở nên dương (xem đường gạch gạch), lúc này đã xuất hiện sự phát laser không có nghịch đảo độ cư trú với miền tần số phát khoảng 10MHz; Tiếp tục tăng cường độ chùm bơm tới giá trị $\Omega_c = 12$MHz, sự hấp thụ gần như triệt tiêu hoàn toàn (xem đường nét liền trong Hình 2) thì hệ số khuếch đại cũng được tăng lên, tức là cường độ chùm laser ra cũng trở nên mạnh hơn và miền tần số phát cũng được mở rộng lên tới 20MHz (xem đường nét liền).

Như vậy, sự khuếch đại ánh sáng không có nghịch đảo độ cư trú được thực hiện trong miền phổ EIT, do đó nếu miền phổ EIT được dịch về miền tần số ngắn hoặc về miền tần số dài thì miền tần số phát laser cũng được dịch một cách tương ứng. Để thấy được điều này, chúng tôi chọn cường độ chùm laser điều khiển tại giá trị $\Omega_c = 6$MHz và vẽ đồ thị hệ số khuếch đại $\mathrm{Im}(\rho_{12})$ theo độ lệch tần số chùm dò khi thay đổi độ lệch tần số chùm điều khiển tại vài giá trị khác nhau $\Delta_c = -5$MHz và $\Delta_c = 5$MHz như trên Hình 4. Theo đường gạch gạch trên Hình 3 ứng với $\Delta_c = 0$ thì miền tần số phát laser là khoảng $-5\text{MHz} < \Delta_p < +5\text{MHz}$. Tuy nhiên, nếu $\Delta_c = 5$MHz thì miền phát laser bị dịch về phía bước sóng dài, tức là trong khoảng $0\text{MHz} < \Delta_p < 10\text{MHz}$ (xem đường liền nét trong Hình 4), còn nếu $\Delta_c = -5$MHz thì miền phát laser bị dịch về phía bước sóng ngắn, tức là trong khoảng $-10\text{MHz} < \Delta_p < 0\text{MHz}$ (xem đường gạch gạch trong Hình 4).



Hình 4. Sự biến thiên của hệ số khuếch đại ánh sáng dò $\mathrm{Im}(\rho_{12})$ theo độ lệch tần số Δ_p khi không có nghịch đảo độ cư trú $\rho_{22} - \rho_{11} = -0{,}05$

Note: Cường độ ánh sáng bơm được cố định tại $\Omega_c = 6$MHz còn độ lệch tần số $\Delta_c = -5$MHz (đường gạch gạch) và $\Delta_c = 5$MHz (đường nét liền).



Hình 5. Sự biến thiên của các hệ số khuếch đại ánh sáng dò Im(ρ_{12}) theo độ lệch tần số Δ_p khi có nghịch đảo độ cư trú ρ_{22} - ρ_{11} = +0,05

Note: Các tham số của ánh sáng bơm được chọn là $\Delta_c = 0$ và $\Omega_c = 0$ (đường chấm chấm), Ω_c = 3MHz (đường chấm gạch), Ω_c = 6MHz (đường gạch gạch), và Ω_c = 12MHz (đường nét liền).

Cuối cùng, trong Hình 5, chúng tôi khảo sát sự khuếch đại ánh sáng dò trong trường hợp có nghịch đảo độ cư trú (chẳng hạn, nhờ quá trình bơm không kết hợp) bằng cách chọn hiệu độ cư trú giữa mức $|2\rangle$ và mức $|1\rangle$ là $\rho_{22} - \rho_{11} = 0{,}05 > 0$ và vẽ đồ thị hệ số khuếch đại ánh sáng dò Im(ρ_{12}) theo độ lệch tần số Δ_p với các tham số của chùm bơm tương tự như Hình 3. Rõ ràng rằng, nếu độ cư trú ở mức trên $|2\rangle$ lớn hơn độ cư trú ở mức dưới $|1\rangle$ thì sự khuếch đại ánh sáng luôn luôn xảy ra ngay cả khi không có mặt của chùm điều khiển $\Omega_c = 0$. Tuy nhiên, sự có mặt của chùm điều khiển dẫn đến miền phổ phát laser được mở rộng khi cường độ ánh sáng điều khiển tăng, chẳng hạn khi $\Omega_c = 0$ thì miền ánh sáng được khuếch đại là khoảng 10MHz, còn khi Ω_c = 12MHz thì miền khuếch đại được mở rộng tới 25MHz.

4. KẾT LUẬN

Chúng tôi đã nghiên cứu sự khuếch đại ánh sáng không có nghịch đảo độ cư trú trong môi trường nguyên tử ^{85}Rb ba mức cấu hình chữ V dựa vào hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ (EIT). Bằng cách giải hệ phương trình ma trận mật độ, chúng tôi đã tìm được các biểu thức cho các hệ số hấp thụ, tán sắc, và khuếch đại của ánh sáng dò theo các tham số của ánh sáng bơm. Kết quả cho thấy rằng, khi chưa xuất hiện hiệu ứng EIT (tức chưa có chùm laser điều khiển, $\Omega_c = 0$) thì chùm ánh sáng dò bị hấp thụ mạnh trong miền cộng hưởng và không có sự khuếch đại ánh sáng. Tuy nhiên, khi cường độ chùm điều khiển đủ mạnh (cỡ Ω_c = 6MHz) thì EIT xuất hiện và có sự khuếch đại ánh sáng không nghịch đảo độ cư trú trong miền tần số cộng hưởng. Tăng dần cường độ chùm điều khiển thì cường độ laser ra cũng được tăng lên và miền tần số phát laser cũng được mở rộng hơn. Miền tần số này được xê dịch về miền bước sóng ngắn hoặc miền bước sóng dài bằng cách thay đổi tần số của chùm laser điều khiển một lượng tương ứng.

LỜI CẢM ƠN

Công trình này được thực hiện dưới sự tài trợ của đề tài cấp Bộ mã số B2020-TDV-03 của Bộ Giáo dục và Đào tạo.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

Bang, N. H., Doai, L. V., & Khoa, D. X. (2019). Controllable optical properties of multiple electromagnetically induced transparency atomic gaseous medium. *Communications in Physics*, *28*(1), 1-33.

Boller, K. J., Imamoglu, A., & Harris, S.E. (1991). Observation of electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, *66*(20), 2593-2596.

Braunstein, D., Koganov, G. A., & Shuker, R. (2011). Dressed-state analysis of lasing without population inversion in a three-level ladder system: The temporal regime. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, *44*(23), 1-13.

Fan, X.J., Cui, N., Ma, H., Li, A.Y., & Li, H. (2006). Lasing without inversion in an open Λ-type system: self-pulse and continuous wave. *The European Physical Journal D*, *37*(1), 129-133.

Fan, X. J., Li, J. J., Tong, D. M., Liu, C. P., Gong, S. Q., & Xu, Z. Z. (2005). Investigation of transient process and steady output of lasing without inversion. *Journal of Modern Optics*, *52*(15), 2127-2137.

Liu, Z. B., Jia, K. N., Liang, Y., Tong, D. M., & Fan, X. J. (2012). Modulation of atomic exit and injection rates on the phase-dependent gain without inversion in a Doppler broadened open four-level system. *Chinese Physics B*, *21*(6), 1-7.

Milonni, P. W., & Eberly, J. H. (2010). *Laser Physics*. New Jersey, USA: Wiley Publishing.

Mompart, J., & Corbalan, R. (2000). Lasing without inversion. *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, *2*(3), 7-24.

Scully, M. O., Zhu, S.-Y., & Gavrielides, A. (1989). Degenerate quantum-beat laser: Lasing without inversion and inversion without lasing. *Physical Review Letters*, *62*(24), 2813-2816.

Steck, D. A. (2019). Rubidium 85 D line data. Retrieved from https://steck.us/alkalidata /rubidium85numbers.pdf.

PHỤ LỤC

Dẫn ra hệ phương trình ma trận mật độ

Gọi $|1\rangle$, $|2\rangle$, và $|3\rangle$ là trạng thái riêng của Hamilton không tương tác của nguyên tử tự do $\hat{H}_0$. Theo phương trình Schrodinger ta có:

$$\hat{H}_0|1\rangle = \hbar\omega_1|1\rangle; \quad \hat{H}_0|2\rangle = \hbar\omega_2|2\rangle; \quad \hat{H}_0|3\rangle = \hbar\omega_3|3\rangle \tag{P1}$$

Ngoài ra, các xác suất đo mức năng lượng $\hbar\omega_1$, $\hbar\omega_2$, và $\hbar\omega_3$ là $|1\rangle\langle 1|$, $|2\rangle\langle 2|$, và $|3\rangle\langle 3|$. Ta có:

$$|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3| = 1 \qquad \text{(P2)}$$

Gọi $\widehat{H}_{\mathrm{I}}$ là Hamilton tương tác giữa hệ nguyên tử ba mức và hai trường laser trong gần đúng sóng quay. Do đó toán tử năng lượng toàn phần của hệ có dạng tổng quát sau:

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \widehat{H}_{\mathrm{I}} \qquad \text{(P3)}$$

Đối với Hamilton không tương tác $\widehat{H}_0$:

$$\widehat{H}_0 = (|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3|)\,\widehat{H}_0\,(|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3|)$$

$$= \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| \qquad \text{(P4)}$$

Viết dưới dạng ma trận:

$$\widehat{H}_0 = \begin{bmatrix} \hbar\omega_1 & 0 & 0 \\ 0 & \hbar\omega_2 & 0 \\ 0 & 0 & \hbar\omega_3 \end{bmatrix} \qquad \text{(P5)}$$

Đối với Hamilton tương tác $\widehat{H}_{\mathrm{I}}$:

$$\widehat{H}_{\mathrm{I}} = (|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3|)\,\widehat{H}_{\mathrm{I}}\,(|1\rangle\langle 1| + |2\rangle\langle 2| + |3\rangle\langle 3|)$$

$$= |1\rangle\langle 1|\widehat{H}_I\,|2\rangle\langle 2| + |1\rangle\langle 1|\widehat{H}_I\,|3\rangle\langle 3 + |2\rangle\langle 2|\widehat{H}_I\,|1\rangle\langle 1|$$

$$+ |2\rangle\langle 2|\widehat{H}_I\,|3\rangle\langle 3| + |3\rangle\langle 3|\widehat{H}_I\,|1\langle 1| + |3\rangle 3|\widehat{H}_I\,|2\rangle\langle 2| \qquad \text{(P6)}$$

Trong gần đúng lưỡng cực điện, Hamilton tương tác được xác định bởi:

$$\widehat{H}_{\mathrm{I}} = -\mathrm{e}\hat{x}E(t) \qquad \text{(P7)}$$

Với $\mathrm{e}\hat{x}$ là mômen lưỡng cực điện và $E(t)$ là cường độ điện trường ánh sáng.

Thay biểu thức (P7) vào biểu thức (P6) ta được :

$$\widehat{H}_{\mathrm{I}} = -\,e\,|1\rangle\langle 1|\hat{x}|2\rangle\langle 2|E(t) - e|1\rangle\langle 1|\hat{x}|3\rangle\langle 3|E(t) - e|2\rangle\langle 2|\hat{x}|1\rangle\langle 1|E(t)$$

$$-\,e\,|2\rangle\langle 2|\hat{x}|3\rangle 3|E(t) - e|3\rangle\langle 3|\hat{x}|1\rangle 1|E(t) - e|3\rangle\langle 3|\hat{x}|2\rangle 2|E(t) \qquad \text{(P8)}$$

Goi d_{mn} là các phần tử ma trận dịch chuyển của mômen lưỡng cực điện. Ta có:

$$d_{mn} = e\,\langle m|\hat{x}|n\rangle \qquad \text{(P9)}$$

Khi đó, thế năng tương tác giữa nguyên tử và trường ánh sáng có dạng như sau :

$$V_{mn} = -d_{mn}E(t) \quad \text{(P10)}$$

Do đó, Hamilton tương tác được biến đổi là :

$$\hat{H}_I = V_{12}|1\rangle\langle 2| + V_{21}|2\rangle\langle 1| + V_{13}|1\rangle\langle 3| + V_{31}|3\rangle\langle 1| + V_{23}|2\rangle\langle 3| + V_{32}|3\rangle\langle 2| \quad \text{(P11)}$$

Trong bài toán này, hệ nguyên tử được kích thích bởi hai trường laser theo cấu hình chữ V: Chùm laser dò có tần số góc ω_p đặt vào dịch chuyển $|1\rangle\rightarrow|2\rangle$, còn chùm laser điều khiển có tần số góc ω_c đặt vào dịch chuyển $|1\rangle\rightarrow|3\rangle$. Do đó, biểu thức Hamilton tương tác $\hat{H}_I$ sẽ còn lại các thành phần sau :

$$\hat{H}_I = V_{12}|1\rangle\langle 2| + V_{21}|2\rangle\langle 1| + V_{13}|1\rangle\langle 3| + V_{31}|3\rangle\langle 1| \quad \text{(P12)}$$

Theo lý thuyết bán cổ điển, trường ánh sáng vẫn được mô tả dưới dạng cổ điển, tức là :

$$E(t) = E_0 cos\omega t = \frac{1}{2}E_0(e^{-i\omega t} + e^{i\omega t}) \quad \text{(P13)}$$

Do đó, thế năng tương tác là :

$$V_{21} = \frac{d_{21}\,E(t)}{\hbar}\hbar = \frac{d_{21}\,.\frac{1}{2}E_P e^{-i\omega_p t}}{\hbar}\hbar = \hbar\Omega_P\, e^{-i\omega_p t} \quad \text{(P14)}$$

Với $\Omega_P = \frac{d_{21}\,.E_P}{2\hbar}$ gọi là tần số Rabi của chùm laser dò.

$$V_{12} = V_{21}^* = \hbar\Omega_p\, e^{i\omega_p t} \quad \text{(P15)}$$

Tương tự ta có:

$$V_{31} = \frac{d_{31}\,E(t)}{\hbar}\hbar = \frac{d_{31}\,.\frac{1}{2}E_C e^{-i\omega_C t}}{\hbar}\hbar = \hbar\Omega_c\, e^{-i\omega_c t} \quad \text{(P16)}$$

$$V_{13} = \hbar\Omega_c\, e^{i\omega_c t}$$

Với $\Omega_c = \frac{d_{31}\,.E_C}{2\hbar}$ gọi là tần số Rabi của chùm laser điều khiển.

Cuối cùng, biểu thức Hamilton tương tác là:

$$\hat{H}_I = \hbar\Omega_p e^{i\omega_p t}|1\rangle\langle 2| + \hbar\Omega_p e^{-i\omega_p t}|2\rangle\langle 1| + \hbar\Omega_c\, e^{i\omega_c t}|1\rangle\langle 3| + \hbar\Omega_c\, e^{-i\omega_c t}|3\rangle\langle 1| \quad \text{(P17)}$$

Viết dưới dạng ma trận của Hamilton tương tác là :

$$\hat{H}_I = \begin{bmatrix} 0 & \hbar\Omega_p\, e^{i\omega_p t} & \hbar\Omega_c e^{i\omega_c t} \\ \hbar\Omega_p\, e^{-i\omega_p t} & 0 & 0 \\ \hbar\Omega_c e^{-i\omega_c t} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{(P18)}$$

Từ (P4) và (P18), ta thu được biểu thức Hamilton toàn phần là:

$$\widehat{H} = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| + \hbar\Omega_p e^{i\omega_p t}|1\rangle\langle 2|$$

$$+ \hbar\Omega_p e^{-i\omega_p t}|2\rangle\langle 1| + \hbar\Omega_c e^{i\omega_c t}|1\rangle\langle 3| + \hbar\Omega_c e^{-i\omega_c t}|3\rangle\langle 1| \quad \text{(P19)}$$

Viết dưới dạng ma trận, Hamilton toàn phần là:

$$\widehat{H} = \begin{bmatrix} \hbar\omega_1 & \hbar\Omega_p e^{i\omega_p t} & \hbar\Omega_c e^{i\omega_c t} \\ \hbar\Omega_p e^{-i\omega_p t} & \hbar\omega_2 & 0 \\ \hbar\Omega_c e^{-i\omega_c t} & 0 & \hbar\omega_3 \end{bmatrix} \quad \text{(P20)}$$

Sự tiến triển theo thời gian của hệ nguyên tử trong các trường laser được mô tả phương trình Liouville như sau:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar}\left[\widehat{H}, \hat{\rho}\right] + (\Lambda\hat{\rho}) \quad \text{(P21)}$$

Trong đó: $\hat{\rho}$ là toán tử ma trận mật độ của hệ nguyên tử ba mức năng lượng và được biểu diễn dưới dạng ma trận 3×3:

$$\rho = \begin{bmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} \end{bmatrix} \quad \text{(P22)}$$

Các phần tử nằm trên đường chéo ρ_{ii} (với i = 1, 2, 3) biểu diễn xác suất tìm thấy hạt ở trạng thái $|i\rangle$, do đó, $\sum_{i=1}^{3}\rho_{ii} = 1$. Các phần tử nằm ngoài đường chéo $\rho_{ij}(i \neq j)$ biểu diễn xác suất dịch chuyển từ trạng thái $|i\rangle$ đến trạng thái $|j\rangle$ và thoã mãn tự liên hợp $\rho_{ji} = \rho_{ij}^*$. Số hạng $\Lambda\hat{\rho}$ được đưa vào một cách hiện tượng luận để đặc trưng cho các quá trình tích thoát.

Như vậy, từ (P20)-(P22) ta thu được các phương trình cho các phần tử ma trận mật độ như sau:

$$\dot{\rho}_{11} = i\Omega_p\left(e^{i\omega_p t}\rho_{21} - e^{-i\omega_p t}\rho_{12}\right) + i\Omega_c\left(e^{i\omega_c t}\rho_{31} - e^{-i\omega_c t}\rho_{13}\right)$$

$$+ 2\Gamma_{31}\rho_{33} + 2\Gamma_{31}\rho_{22} \quad \text{(P23)}$$

$$\dot{\rho}_{22} = i\Omega_p\left(e^{-i\omega_p t}\rho_{12} - e^{i\omega_p t}\rho_{21}\right) - (2\Gamma_{21} + 2\Gamma_{23})\rho_{22} \quad \text{(P24)}$$

$$\dot{\rho}_{33} = i\Omega_c\left(e^{-i\omega_c t}\rho_{23} - e^{i\omega_c t}\rho_{32}\right) - 2\Gamma_{31}\rho_{33} + 2\Gamma_{23}\rho_{22} \quad \text{(P25)}$$

$$\dot{\rho}_{21} = i\Omega_p e^{-i\omega_p t}(\rho_{11} - \rho_{22}) + i\rho_{21}(\omega_2 - \omega_1) - i\Omega_c e^{i\omega_c t}\rho_{23} - \Gamma_{21}\rho_{21} \quad \text{(P26)}$$

$$\dot{\rho}_{31} = i\Omega_c e^{i\omega_c t}(\rho_{11} - \rho_{33}) + i\rho_{31}(\omega_3 - \omega_1) - i\Omega_p e^{-i\omega_p t}\rho_{32} - \Gamma_{31}\rho_{31} \quad \text{(P27)}$$

$$\dot{\rho}_{23} = i\Omega_{\mathrm{p}}\, e^{-i\omega_p t}\rho_{13} + i\rho_{23}(\omega_2 - \omega_3) - i\Omega_{\mathrm{c}} e^{-i\omega_c t}\rho_{21} - \Gamma_{23}\rho_{23} \qquad \text{(P28)}$$

Sử dụng gần đúng biến thiên chậm của ma trận mật độ, chúng ta đặt :

$$\rho_{21} = \tilde{\rho}_{21} e^{-i\omega_p t},\ \rho_{31} = \tilde{\rho}_{31} e^{-i\omega_c t} \text{ và } \rho_{23} = \tilde{\rho}_{23} e^{-i(\omega_p - \omega_c)t}. \qquad \text{(P29)}$$

Thay vào các Phương trình (P23)-(P28) và chú ý $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21}$ và $\Delta_c = \omega_c - \omega_{31}$ là độ lệch tần số của các chùm laser dò và điều khiển so với tần số dịch chuyển nguyên tử. Sau vài biến đổi chúng ta sẽ thu được hệ phương trình ma trận mật độ (6)-(11) trong Mục 2.