

TĂNG CƯỜNG PHI TUYẾN KERR CHÉO CỦA HỆ NGUYÊN TỬ BỐN MỨC NĂNG LƯỢNG CẤU HÌNH CHỮ N DỰA TRÊN HIỆU ỨNG TRONG SUỐT CẢM ỨNG ĐIỆN TỬ

Nguyễn Lê Thủy An ⁽²⁾, Vũ Ngọc Sáu ⁽¹⁾, Đoàn Hoài Sơn ⁽³⁾

¹ Trường Đại học Vinh

² Trường TH, THCS, THPT Ngô Thời Nhiệm tại Quận 9, TP. Hồ Chí Minh

³ Trường Đại học Hà Tĩnh

Ngày nhận bài 01/4/2018, ngày nhận đăng 10/6/2018

Tóm tắt: Chúng tôi nghiên cứu sự tăng cường hệ số phi tuyến Kerr chéo của hệ nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình chữ N bằng phương pháp giải tích. Các kết quả được áp dụng cho hệ nguyên tử ^{87}Rb cho thấy khi có mặt của hiệu ứng EIT (có mặt của chùm laser điều khiển) thì hệ số phi tuyến Kerr được tăng cường vài lần (có biên độ cỡ $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$) xung quanh cửa sổ EIT. Trên đồ thị hệ số phi tuyến Kerr xuất hiện hai miền giá trị âm-dương hai bên tần số cộng hưởng. Biên độ và dấu của hệ số phi tuyến Kerr điều khiển được theo cường độ hoặc tần số của trường laser điều khiển. Kết quả giải tích là hữu ích cho sự quan sát thực nghiệm và nghiên cứu các ứng dụng liên quan.

I. MỞ ĐẦU

Hiện nay, vật liệu phi tuyến Kerr được ứng dụng rộng rãi trong công nghệ quang tử, là yếu tố cơ bản để cấu thành các thiết bị quan trọng như: lưỡng ổn định quang, điều biến pha, chuyển mạch toàn quang, bộ nắn xung quang, bộ nhớ quang, v.v... [1, 2]. Ngoài ra, các vật liệu phi tuyến Kerr hiện nay còn được quan tâm trong các nghiên cứu cơ bản như tạo các quang soliton, trộn bốn sóng phi tuyến kết hợp và các hiệu ứng phi tuyến bậc ba [2, 3].

Thực tế, có hai hiệu ứng phi tuyến Kerr thường gặp đó là phi tuyến Kerr tự biến điệu pha (self-Kerr) và phi tuyến Kerr biến điệu pha chéo (gọi tắt là phi tuyến Kerr chéo hay cross-Kerr). Như vậy, cấu hình cơ bản cho hiệu ứng phi tuyến Kerr chéo là hệ nguyên tử/phân tử ba mức năng lượng bao gồm một dịch chuyển dò và một dịch chuyển tín hiệu để gây ra hiệu ứng phi tuyến Kerr chéo cho chùm ánh sáng dò. Đối với các vật liệu thông thường, hệ số phi tuyến thường rất nhỏ và do đó hiệu suất của hiệu ứng phi tuyến trong các thiết bị ứng dụng liên quan là không cao.

Những năm gần đây, các nhóm nghiên cứu thường sử dụng các vật liệu trong suốt cảm ứng điện tử (EIT-electromagnetically induced transparency) [4] để tăng cường hệ số phi tuyến của môi trường [5-10]. Bên cạnh phi tuyến Kerr của môi trường EIT được tăng cường hàng triệu lần so với các vật liệu truyền thống thì hệ số hấp thụ của môi trường cũng rất nhỏ thậm chí triệt tiêu hoàn toàn [6], vì vậy các hiệu ứng phi tuyến trở nên rất nhạy ngay cả khi cường độ ánh sáng rất nhỏ, thậm chí vài photon [5]. Dựa trên hiệu ứng EIT, lần đầu tiên H. Schmidt and A. Imamoglu đã chứng minh được hệ số phi tuyến Kerr chéo của hệ nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình N được tăng cường vài lần so với khi không có EIT [7]. Sau đó, Kang và các cộng sự đã đo được bằng thực nghiệm sự dịch chuyển pha lớn của chùm dò được gây ra bởi một chùm tín hiệu có cường độ yếu trong

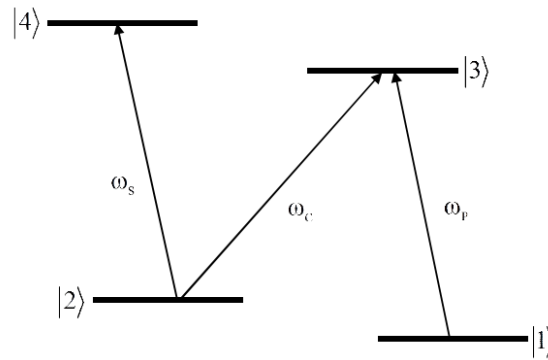
hệ nguyên tử Rb [8]. Sự tăng cường phi tuyến Kerr tự biến điều pha cũng đã được quan sát thực nghiệm lần đầu bởi Min Xiao và cộng sự [9] và đã được khảo sát bằng giải tích trong công trình [10].

Mặc dù phi tuyến Kerr chéo của hệ nguyên tử bốn mức chữ N đã được ước lượng bởi H. Schmidt tại các giá trị đặc biệt của các chùm ánh sáng song chưa cho thấy được sự biến thiên của phi tuyến Kerr chéo theo các thông số của các trường laser. Do đó, việc dẫn ra một biểu thức giải tích của phi tuyến Kerr chéo trong cấu hình bốn mức chữ N theo các thông số của các chùm ánh sáng và khảo sát sự biến thiên của nó theo các thông số điều khiển là cần thiết. Sự khảo sát chi tiết phi tuyến Kerr chéo như vậy giúp chúng ta hiểu rõ hơn về sự tăng cường và điều khiển phi tuyến Kerr chéo dựa trên hiệu ứng EIT.

Trong bài báo này, chúng tôi dẫn ra biểu thức giải tích cho hệ số phi tuyến Kerr chéo của hệ nguyên tử bốn mức chữ N và khảo sát sự biến thiên của phi tuyến Kerr theo các tham số của các trường ánh sáng như cường độ, tần số. Mô hình giải tích là hữu ích cho sự quan sát thực nghiệm và triển khai các ứng dụng liên quan.

II. MÔ HÌNH LÝ THUYẾT

Xét hệ lượng tử (nguyên tử/phân tử) bốn mức năng lượng được kích thích bởi ba trường laser theo cấu hình N như trên hình 1. Một trường laser dò có cường độ yếu E_p với tần số ω_p kích thích dịch chuyển $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, một trường laser điều khiển có cường độ mạnh E_c với tần số ω_c kích thích dịch chuyển $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ và trường laser tín hiệu có cường độ yếu E_s với tần số ω_s kích thích dịch chuyển $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$. Trong cấu hình này, trường laser điều khiển đóng có vai trò tạo môi trường trong suốt cảm ứng điện từ cho trường laser dò, còn trường laser tín hiệu tạo ra hiệu ứng phi tuyến Kerr chéo cho trường laser dò.



Hình 1: Sơ đồ kích thích hệ nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình N

Các tần số Rabi cảm ứng bởi các trường laser điều khiển, laser dò và laser tín hiệu lần lượt được định nghĩa là:

$$\Omega_c = \frac{\mu_{32}E_c}{\hbar}, \quad \Omega_p = \frac{\mu_{31}E_p}{\hbar} \quad \text{và} \quad \Omega_s = \frac{\mu_{42}E_s}{\hbar} \quad (1)$$

với μ_{nm} là mômen lưỡng cực điện dịch của chuyển giữa hai trạng thái $|m\rangle$ và $|n\rangle$. Độ lệch tần số của chùm laser điều khiển, laser dò và laser tín hiệu so với tần số dịch chuyển nguyên tử được định nghĩa tương ứng là:

$$\Delta_c = \omega_c - \omega_{32}, \Delta_p = \omega_p - \omega_{31} \text{ và } \Delta_s = \omega_s - \omega_{42}. \quad (2)$$

Dưới tác dụng của các trường ánh sáng thì sự tiến triển theo thời gian của trạng thái của hệ nguyên tử được mô tả bởi phương trình Liouville [10]:

$$\dot{\rho} = \frac{i}{\hbar}[\rho, H] + \Lambda\rho \quad (3)$$

trong đó, toán tử Hamilton toàn phần có dạng:

$$H = H_0 + H_I, \quad (4)$$

ở đây, H_0 và H_I tương ứng là phần Hamilton không nhiễu loạn và nhiễu loạn được xác định trong gần đúng lưỡng cực điện bởi:

$$H_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| + \hbar\omega_4|4\rangle\langle 4|, \quad (5)$$

$$H_I = -\frac{\hbar\Omega_p}{2}|3\rangle\langle 1|e^{-i\omega_p t} - \frac{\hbar\Omega_c}{2}|3\rangle\langle 2|e^{-i\omega_c t} - \frac{\hbar\Omega_s}{2}|4\rangle\langle 2|e^{-i\omega_s t} + c.c, \quad (6)$$

trong đó, $c.c$, là phân liên hợp phức.

Số hạng $\Lambda\rho$ đặc trưng cho các quá trình phân rã của nguyên tử có dạng [10]:

$$\Lambda\rho = \Gamma_{42}L_{42}\rho + \Gamma_{32}L_{32}\rho + \Gamma_{31}L_{31}\rho \quad (7)$$

với

$$L_{ij}\rho = \frac{1}{2}(2\sigma_{ji}\rho\sigma_{ij} - \sigma_{ij}\sigma_{ji}\rho - \rho\sigma_{ij}\sigma_{ji}) \quad (8)$$

$\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$, ($i \neq j = 1-5$) là toán tử độ cư trú khi $i = j$ và là toán tử lưỡng cực khi $i \neq j$; γ_{ij} là tốc độ suy giảm độ kết hợp giữa các trạng thái được liên hệ với các tốc độ phát xạ tự phát từ trạng thái $|i\rangle$ tới $|j\rangle$, Γ_{ij} như sau [10]:

$$\gamma_{ij} = \frac{1}{2} \left(\sum_{E_k < E_i} \Gamma_{ij} + \sum_{E_l < E_j} \Gamma_{jk} \right). \quad (9)$$

Từ các phương trình (1) - (9), chúng ta thu được hệ các phương trình cho các phần tử ma trận mật độ như sau:

$$\dot{\rho}_{11} = \frac{i\Omega_p}{2}(\rho_{31} - \rho_{13}) + \Gamma_{21}\rho_{22} + \Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma_{41}\rho_{44} \quad (10)$$

$$\dot{\rho}_{22} = \frac{i\Omega_c}{2}(\rho_{32} - \rho_{23}) + \frac{i\Omega_s}{2}(\rho_{42} - \rho_{24}) + \Gamma_{42}\rho_{22} + \Gamma_{32}\rho_{33} - \Gamma_{21}\rho_{22} \quad (11)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \frac{i\Omega_c}{2}(\rho_{23} - \rho_{32}) + \frac{i\Omega_p}{2}(\rho_{13} - \rho_{31}) + \Gamma_{43}\rho_{44} - \Gamma_{32}\rho_{33} - \Gamma_{31}\rho_{33} \quad (12)$$

$$\dot{\rho}_{44} = \frac{i\Omega_S}{2}(\rho_{24} - \rho_{42}) - (\Gamma_{43} + \Gamma_{42} + \Gamma_{41})\rho_{44} \quad (13)$$

$$\dot{\rho}_{12} = [i(\Delta_P - \Delta_C) - \gamma_{21}]\rho_{12} + \frac{i\Omega_P}{2}\rho_{32} - \frac{i\Omega_C}{2}\rho_{13} - \frac{i\Omega_S}{2}\rho_{14} \quad (14)$$

$$\dot{\rho}_{13} = [i\Delta_P - \gamma_{31}]\rho_{13} + \frac{i\Omega_P}{2}(\rho_{33} - \rho_{11}) - \frac{i\Omega_C}{2}\rho_{12} \quad (15)$$

$$\dot{\rho}_{14} = [i(\Delta_P - \Delta_C + \Delta_S) - \gamma_{41}]\rho_{14} + \frac{i\Omega_P}{2}\rho_{34} - \frac{i\Omega_S}{2}\rho_{12} \quad (16)$$

$$\dot{\rho}_{21} = [-i(\Delta_P - \Delta_C) - \gamma_{21}]\rho_{21} + \frac{i\Omega_C}{2}\rho_{31} - \frac{i\Omega_P}{2}\rho_{23} + \frac{i\Omega_S}{2}\rho_{41} \quad (17)$$

$$\dot{\rho}_{23} = [i\Delta_C - \gamma_{32}]\rho_{23} + \frac{i\Omega_C}{2}(\rho_{33} - \rho_{22}) + \frac{i\Omega_S}{2}\rho_{43} - \frac{i\Omega_P}{2}\rho_{21} \quad (18)$$

$$\dot{\rho}_{24} = [i\Delta_S - \gamma_{42}]\rho_{24} + \frac{i\Omega_S}{2}(\rho_{44} - \rho_{22}) + \frac{i\Omega_C}{2}\rho_{34} \quad (19)$$

$$\dot{\rho}_{31} = [-i\Delta_P - \gamma_{31}]\rho_{31} + \frac{i\Omega_P}{2}(\rho_{11} - \rho_{33}) + \frac{i\Omega_C}{2}\rho_{21} \quad (20)$$

$$\dot{\rho}_{32} = [-i\Delta_C - \gamma_{32}]\rho_{32} + \frac{i\Omega_C}{2}(\rho_{22} - \rho_{33}) + \frac{i\Omega_P}{2}\rho_{12} - \frac{i\Omega_S}{2}\rho_{34} \quad (21)$$

$$\dot{\rho}_{34} = [i(\Delta_S - \Delta_C) - \gamma_{43}]\rho_{34} + \frac{i\Omega_P}{2}\rho_{14} + \frac{i\Omega_C}{2}\rho_{24} - \frac{i\Omega_S}{2}\rho_{32} \quad (22)$$

$$\dot{\rho}_{41} = [-i(\Delta_P - \Delta_C + \Delta_S) - \gamma_{41}]\rho_{41} + \frac{i\Omega_S}{2}\rho_{21} - \frac{i\Omega_P}{2}\rho_{43} \quad (23)$$

$$\dot{\rho}_{42} = [i\Delta_S - \gamma_{42}]\rho_{42} + \frac{i\Omega_S}{2}(\rho_{22} - \rho_{44}) - \frac{i\Omega_C}{2}\rho_{43} \quad (24)$$

$$\dot{\rho}_{43} = [-i(\Delta_S - \Delta_C) - \gamma_{43}]\rho_{43} + \frac{i\Omega_S}{2}\rho_{23} - \frac{i\Omega_P}{2}\rho_{41} - \frac{i\Omega_C}{2}\rho_{42} \quad (25)$$

Do trường laser dò được giả sử yếu hơn nhiều so với trường laser điều khiển (và bé hơn nhiều cường độ bão hòa) nên phần Hamilton tương tác với trường laser dò được xem như là phần nhiễu loạn. Xét trên phương diện độ cư trú, lúc đầu độ cư trú tập trung ở trạng thái $|1\rangle$, tức là $\rho_{11}^{(0)} = 1$, $\rho_{22}^{(0)} = \rho_{33}^{(0)} = \rho_{44}^{(0)} = 0$ và $\rho_{nm}^{(0)} = 0$, $n \neq m$. Từ các phương trình (19), (22), (25), chúng ta rút ra được nghiệm ρ_{31} là:

$$\rho_{31} = \frac{i\Omega_P(4\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{41} + \Omega_S^2)}{2[4\tilde{\gamma}_{31}\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{41} + \tilde{\gamma}_{31}\Omega_S^2 + \Omega_C^2\tilde{\gamma}_{41}]} \quad (26)$$

Phần tử ma trận mật độ ρ_{31} liên hệ với độ cảm điện theo hệ thức:

$$\chi = -2 \frac{N\mu_{31}}{\varepsilon_0 E_p} \rho_{31} \quad (27)$$

Thay biểu thức (26) vào (27), ta được:

$$\chi = \frac{N\mu_{13}^2}{\hbar\epsilon_0} \left[\frac{i(\Omega_S^2 + 4\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{41})}{(\tilde{\gamma}_{31}\Omega_S^2 + \tilde{\gamma}_{41}\Omega_C^2 + 4\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{31}\tilde{\gamma}_{41})} \right]. \quad (28)$$

Mặt khác, đối với môi trường đối xứng tâm thì độ cảm điện toàn phần có thể được khai triển thành các số hạng tuyến tính và phi tuyến như sau:

$$\chi = \chi^{(1)} + 3E_p^2\chi^{(3)}. \quad (29)$$

Để tìm biểu thức của phi tuyến Kerr chéo, chúng ta khai triển Taylor biểu thức của χ theo tần số của chùm tín hiệu ω_S , thu được hai thành phần tuyến tính và phi tuyến tương ứng là:

$$\chi^{(1)} = \frac{4iN\mu_{13}^2\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{41}}{\hbar\epsilon_0(\Omega_C^2\tilde{\gamma}_{41} + 4\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{31}\tilde{\gamma}_{41})}; \quad (30)$$

$$\chi^{(3)} = \frac{iN\mu_{13}^2\mu_{24}^2}{3\hbar^3\epsilon_0(\Omega_C^2\tilde{\gamma}_{41} + 4\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{31}\tilde{\gamma}_{41})} - \frac{4iN\mu_{13}^2\mu_{24}^2\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{41}}{3\hbar^3\epsilon_0(\Omega_C^2\tilde{\gamma}_{41} + 4\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{31}\tilde{\gamma}_{41})(\Omega_C^2 + 4\tilde{\gamma}_{21}\tilde{\gamma}_{31})} \quad (31)$$

trong đó:

$$\tilde{\gamma}_{21} = -[i(\Delta_P - \Delta_C) + \gamma_{21}], \quad \tilde{\gamma}_{31} = -[i\Delta_P + \gamma_{31}], \quad \gamma_{41} = -[i(\Delta_P - \Delta_C + \Delta_S) + \gamma_{41}]. \quad (32)$$

Chiết suất phi tuyến được tính theo công thức [2]:

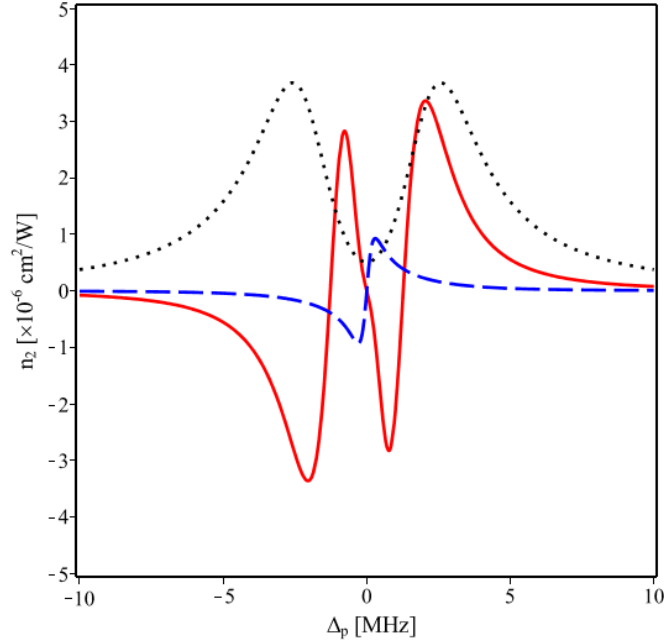
$$n_2 = \frac{3\text{Re}(\chi^{(3)})}{2\epsilon_0 n_0^2 c}. \quad (33)$$

Biểu thức giải tích (33) được sử dụng để nghiên cứu khả năng điều khiển và tăng cường phi tuyến Kerr chéo khi có EIT cho hệ lượng tử bốn mức năng lượng.

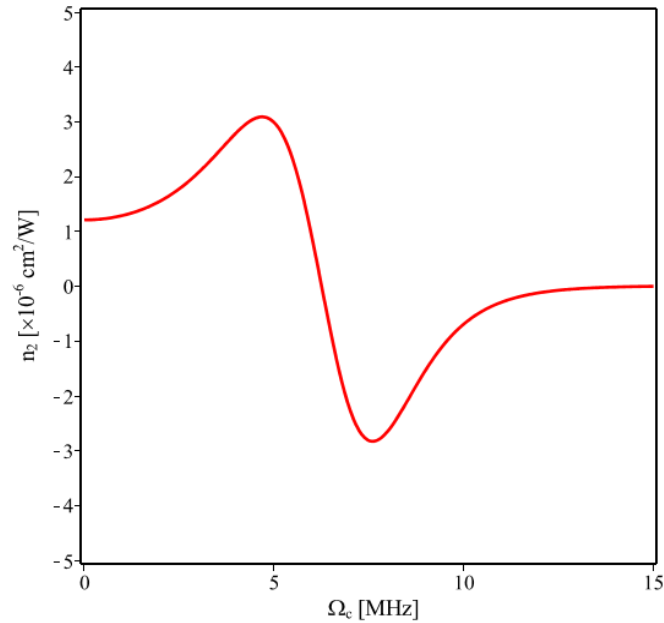
III. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Các kết quả tính toán cho phi tuyến Kerr chéo được áp dụng cho hệ nguyên tử ^{87}Rb với các mức $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$ và $|4\rangle$ được lựa chọn là $5^2S_{1/2}, F=1$, $5^2S_{1/2}, F=2$, $5^2P_{1/2}, F'=1$ và $5^2P_{3/2}, F'=2$. Tốc độ phân rã của trạng thái kích thích là 6 MHz và các tham số khác được chọn là [10, 11]: $N = 5 \times 10^{11}$ nguyên tử/cm³, $d_{31} = 1,6 \times 10^{-29}$ C.m và $d_{24} = 2 \times 10^{-29}$ C.m.

Để thấy được sự tăng cường của hệ số phi tuyến Kerr chéo n_2 khi có EIT so với khi không có EIT, chúng tôi vẽ đồ thị của n_2 theo độ lệch tần số của trường laser dò khi cố định tần số của trường laser điều khiển cộng hưởng với dịch chuyển $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ (tức là $\Delta_C = 0$) và tần số Rabi tại giá trị $\Omega_C = 0$ (đường nét đứt) và $\Omega_C = 4$ MHz (đường nét liền), các tham số của trường laser tín hiệu là $\Delta_S = 0$ và $\Omega_S = 1$ MHz, như mô tả trên hình 2. Ở đây, đường chấm chấm là đồ thị hệ số hấp thụ (phần ảo của độ cảm điện $\chi^{(1)}$ ở phương trình (30) khi có mặt trường laser điều khiển với $\Omega_C = 4$ MHz. Rõ ràng, trên phổ hấp thụ xuất hiện một miền tần số trong suốt ngay tại cộng hưởng. Đồng thời, hệ số phi tuyến Kerr được tăng cường vài lần (biên độ cỡ 10^{-6} cm²/W) tại hai miền xung quanh tần số cộng hưởng.



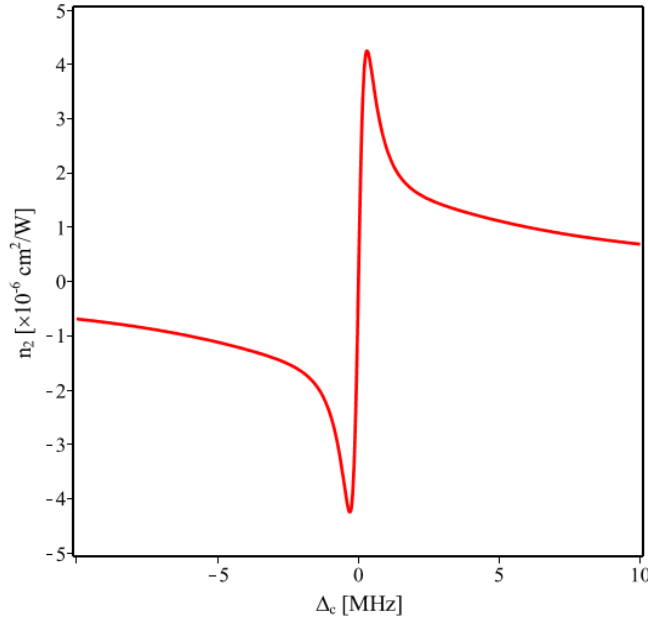
Hình 2: Sự biến thiên của n_2 theo Δ_p khi $\Omega_c = 4$ MHz (đường liền nét) và khi $\Omega_c = 0$ (đường đứt nét); đường chấm chấm mô tả đồ thị hệ hấp thụ. Các tham số khác: $\Delta_c = 0$, $\Delta_S = 0$ và $\Omega_S = 1$ MHz.



Hình 3: Sự biến thiên của n_2 theo Ω_c khi cố định $\Delta_p = 3$ MHz và $\Delta_c = 0$. Các tham số của laser tín hiệu là $\Delta_S = 0$ và $\Omega_S = 1$ MHz.

Biên độ và dấu của hệ số phi tuyến Kerr điều khiển được theo cường độ (hay tần số Rabi) của laser điều khiển như mô tả trên hình 3. Ở đây các tham số được sử dụng là $\Delta_p = 3$ MHz, $\Delta_c = 0$, $\Delta_S = 0$ và $\Omega_S = 1$ MHz. Từ hình 3 chúng ta thấy biên độ của n_2 thay

đổi theo Ω_c , ngoài ra một cực trị dương của n_2 có thể được chuyển thành một cực trị âm. Điều này có nghĩa là sự thay đổi cường độ trường laser điều khiển không chỉ thay đổi được độ lớn mà cả về dấu của hệ số phi tuyến Kerr.



Hình 4: Sự biến thiên của n_2 theo Δ_c khi $\Omega_c = 1$ MHz, $\Delta_p = 0$. Các tham số của laser tín hiệu là $\Delta_S = 0$ và $\Omega_S = 1$ MHz.

Ngoài sự điều khiển hệ số phi tuyến Kerr n_2 theo cường độ laser điều khiển, chúng ta cũng có thể điều khiển n_2 theo tần số Δ_c như mô tả trên hình 4. Các tham số sử dụng trong hình 4 là $\Delta_p = 0$, $\Omega_c = 1$ MHz, $\Delta_S = 0$ và $\Omega_S = 1$ MHz. Từ hình 4 chúng ta thấy hệ số phi tuyến Kerr cũng được tăng cường xung quanh tần số cộng hưởng của laser điều khiển. Điều này có nghĩa là bằng cách thay đổi tần số laser điều khiển thì biên độ và dấu của n_2 cũng thay đổi.

IV. KẾT LUẬN

Trong công trình này chúng tôi đã dẫn ra được biểu thức giải tích cho hệ số phi tuyến Kerr chéo của hệ nguyên tử bốn mức năng lượng cấu hình chữ N. Bằng cách vẽ đồ thị của hệ số phi tuyến Kerr theo các tham số của các trường laser chúng tôi thu được một số kết quả sau: thứ nhất, khi có mặt của hiệu ứng EIT (tức là có mặt của chùm laser điều khiển) thì hệ số phi tuyến Kerr được tăng cường vài lần (có biên độ cỡ 10^{-6} cm²/W) xung quanh cửa sổ EIT, tức là trên đồ thị hệ số phi tuyến Kerr xuất hiện hai miền giá trị âm-dương hai bên tần số cộng hưởng; thứ hai, biên độ và dấu của hệ số phi tuyến Kerr điều khiển được theo cường độ hoặc tần số của trường laser điều khiển. Việc tìm ra được biểu thức giải tích của hệ số phi tuyến Kerr n_2 theo các tham số cấu trúc (mật độ hạt, cường độ liên kết tỷ đối giữa các mức kích thích, các tốc độ phân rã của các trạng thái lượng tử) và các tham số của trường laser điều khiển (tần số và cường độ sáng) có ý

nghĩa quan trọng bởi nó không chỉ cho phép chúng ta nghiên cứu định lượng về sự tăng cường và khả năng điều khiển phi tuyến Kerr của môi trường EIT mà còn tạo thuận lợi cho lựa chọn tham số thực nghiệm trong tương lai. Ngoài ra, kết quả giải tích đã góp phần làm sáng tỏ bản chất của sự tăng cường phi tuyến Kerr dựa trên hiệu ứng EIT và định hướng cho các nghiên cứu ứng dụng trong chế tạo các thiết bị quang tử có ngưỡng phi tuyến thấp.

Lời cảm ơn: Công trình này được thực hiện dưới sự tài trợ của đề tài “Điều khiển hệ số phi tuyến Kerr của khí nguyên tử Rb dựa trên hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ, định hướng ứng dụng trong quang học phi tuyến ngưỡng thấp”, mã số B2018-HHT-04.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] Guang S. He and Song H. Liu, *Physics of nonlinear optics*, World Scientific, 1999.
- [2] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics 3rd*, Academic Press, 2008.
- [3] A. Joshi and M. Xiao, *Controlling nonlinear optical processes in multi-level atomic systems*, Progress in Optics, Ed. E. Wolf, 49, 2006, 97-175.
- [4] K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, *Observation of electromagnetically induced transparency*, Phys. Rev. Lett., 66, 1991, 2593.
- [5] S. E. Harris and L. V. Hau, *Nonlinear optics at low light levels*, Phys. Rev. Lett. 82, 1999, 4611.
- [6] M. Fleischhauer, A. Imamoglu and J. P. Marangos, *Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*, Rev. Mod. Phys., 77, 2005, 633-673.
- [7] H. Schmidt and A. Imamoglu, *Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency*, Opt. Lett. 21, 1996, 1936.
- [8] H. Kang and Y. Zhu, *Observation of large Kerr nonlinearity at low light intensities*, Phys. Rev. Lett. 91, 2003, 093601.
- [9] H. Wang, D. Goorskey and M. Xiao, *Atomic coherence induced Kerr nonlinearity enhancement in Rb vapor*, J. Mod. Opt., Vol. 49, No. 3, 2002, 335-347.
- [10] L. V. Doai, D. X. Khoa and N. H. Bang, *EIT enhanced self-Kerr nonlinearity in the three-level lambda system under Doppler broadening*, Phys. Scr. 90, 2015, 045502.
- [11] Daniel A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, <http://steck.us/alkalidata>.

SUMMARY**ENHANCEMENT OF CROSS-KERR NONLINEARITY
IN FOUR-LEVEL N-TYPE ATOMIC SYSTEM BASED ON
ELECTROMAGNETICALLY INDUCED TRANSPARENCY**

We study enhancement of cross-Kerr nonlinearity in four-level N-type atomic system by the analytical method. The results apply to the ^{87}Rb atoms and show that in the presence of the EIT effect (i.e., the presence of coupling laser field), the Kerr nonlinear coefficient is enhanced several order of magnitudes (about $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$) around the EIT window. That is, on the Kerr nonlinear graph the two positive and negative values are found on both sides of the resonant frequency. The amplitude and sign of the Kerr nonlinear coefficient can be controlled versus the intensity or frequency of the coupling laser field. Analytical results are useful for experimental observation and related applications.