ẢNH HƯỞNG CỦA MỞ RỘNG DOPPLER LÊN SỰ LAN TRUYỀN XUNG LASER TRONG MÔI TRƯỜNG NGUYÊN TỬ BA MỨC CẤU HÌNH LAMBDA

Lê Văn Đoài[1,*], Nguyễn Huy Bằng[1], Đinh Xuân Khoa[1], Đoàn Thanh Hoà[2], Trần Thị Xuân Thuý[3], Hoàng Minh Đồng[4], Nguyễn Tuấn Anh[4] và Lê Thị Minh Phương[5]

[1]*Trường Đại học Vinh, Nghệ An, Việt Nam*

[2]*Trường Đại học Kinh tế Công nghiệp Long An, Long An, Việt Nam*

[3]*Trường THPT Phan Thiết, Bình Thuận, Việt Nam*

[4]*Trường Đại học Công nghiệp thực phẩm Tp Hồ Chí Minh, Tp. Hồ Chí Minh, Việt Nam*

[5]*Trường Đại học Sài Gòn, Thành phố Hồ Chí Minh, Việt Nam*

[*]E-mail: *doailv@vinhuni.edu.vn*

Tóm tắt. Chúng tôi nghiên cứu sự lan truyền xung laser trong môi trường khí nguyên tử Rb ba mức cấu hình lambda khi có mặt của mở rộng Doppler. Ảnh hưởng của mở rộng Doppler lên hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ - EIT (electromagnetically induced transparency) và sự lan truyền xung laser dò đã được nghiên cứu. Các kết quả nghiên cứu cho thấy, khi tăng nhiệt độ của môi trường nguyên tử làm giảm hiệu suất của hiệu ứng EIT, đồng thời làm tăng độ rộng của công tua hấp thụ. Điều này dẫn đến sự suy hao và sự biến dạng của xung laser trong môi trường. Để hạn chế sự biến dạng này thì cường độ của xung laser bơm phải lớn hơn đáng kể so với trường hợp không có mở rộng Doppler.

Từ khoá: *Sự lan truyền xung laser, sự trong suốt cảm ứng điện từ, sự mở rộng Doppler*.

I. GIỚI THIỆU

Các nghiên cứu về sự lan truyền xung laser ổn định (soliton) đã thu hút nhiều sự quan tâm từ các nhóm nghiên cứu trong và ngoài nước vì có những ứng dụng hữu ích trong thông tin quang, chuyển mạch toàn quang [1, 2]. Sự khám phá ra hiệu ứng trong suốt cảm ứng điện từ (EIT) [3, 4] với những tính chất đặc biệt như sự triệt tiêu hấp thụ trong miền cộng hưởng và sự tăng cường tính chất phi tuyến của môi trường, nên được kỳ vọng sẽ tạo ra các xung laser lan truyền ổn định với công suất rất nhỏ trong môi trường khí nguyên tử. Các nghiên cứu ban đầu về sự lan truyền xung trong môi trường EIT đã được nghiên cứu bởi Eberly [5], Harris và cộng sự [6]. Một số nghiên cứu khác như sự tạo soliton quang trong hệ ba mức và năm mức, sự lan truyền đoạn nhiệt của các xung ngắn khi có mặt EIT v.v. cũng đã được thực hiện [7-9].

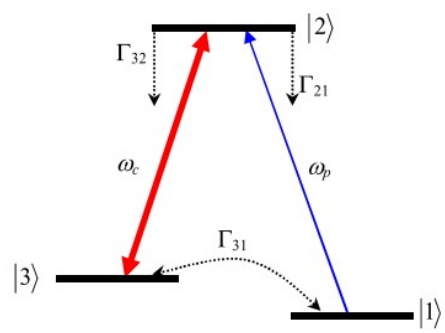
Gần đây hơn, Buica và cộng sự [10] đã nghiên cứu sự lan truyền của cặp xung laser dò và laser bơm trong hệ nguyên tử ba mức cấu hình lambda. Họ đã tìm được các điều kiện về các thông số laser để các xung laser lan truyền ổn định (không bị suy hao và biến dạng) dưới điều kiện EIT. Tuy vậy, những nghiên cứu trên đây về sự lan truyền xung trong môi trường EIT thường bỏ qua ảnh hưởng của hiệu ứng Doppler do chuyển động nhiệt của khí

nguyên tử. Thực tế, khi ứng dụng vào các thiết bị quang hoạt động ở điều kiện nhiệt độ phòng thì ảnh hưởng của mở rộng Doppler lên dạng xung cũng cần được xem xét.

Trong công trình này, chúng tôi nghiên cứu sự lan truyền xung trong môi trường khí nguyên tử ba mức cấu hình lambda khi xét đến hiệu ứng Doppler. Bằng cách mô phỏng số chúng tôi đã tìm được các điều kiện để xung laser dò lan truyền ổn định, không bị suy hao và biến dạng trong môi trường điều kiện nhiệt độ phòng.

II. MÔ HÌNH LÝ THUYẾT

Chúng tôi khảo sát hệ nguyên tử ba mức được kích thích bởi hai trường laser theo cấu hình lambda như Hình 1. Ở đây, mức $|2\rangle$ là trạng thái kích thích, còn các mức $|3\rangle$ và $|1\rangle$ là các mức siêu tinh tế của trạng thái cơ bản. Trường laser điều khiển (tần số ω_c và biên độ E_c) kích thích dịch chuyển $|3\rangle\leftrightarrow|2\rangle$ còn trường laser dò (tần số $\omega_p$và biên độ E_p) kích thích dịch chuyển $|1\rangle\leftrightarrow|2\rangle$. Độ lệch tần số của laser dò và laser điều khiển so với tần số dịch chuyển nguyên tử tương ứng là $\Delta_p = \omega_p - \omega_{21}$ và $\Delta_c = \omega_c - \omega_{23}$. Cường độ của trường laser dò và laser điều khiển được mô tả thông qua tần số Rabi bởi $\Omega_p = \frac{d_{21}E_p}{\hbar}$ và $\Omega_c = \frac{d_{23}E_c}{\hbar}$, với d_{nm} là mômen lưỡng cực dịch chuyển trong nguyên tử.



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

Sử dụng gần đúng sóng quay và gần đúng lưỡng cực điện, chúng tôi dẫn ra được các phương trình ma trận mật độ cho hệ nguyên tử ba mức cấu hình lambda, như sau:

$$\dot{\rho}_{11} = \Gamma_{31}\rho_{33} - \Gamma_{31}\rho_{11} + \Gamma_{21}\rho_{22} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{21} + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{12}, \quad (1)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -\Gamma_{23}\rho_{22} - \Gamma_{21}\rho_{22} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{12} + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{32} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{23}, \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{33} = \Gamma_{31}\rho_{11} - \Gamma_{31}\rho_{33} + \Gamma_{23}\rho_{22} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{32} - \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{23}, \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -(\gamma_{21} + i\Delta_p)\rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{22} - \rho_{11}) + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{13}, \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -[\gamma_{31} + i(\Delta_p - \Delta_c)]\rho_{13} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{23} + \frac{i}{2}\Omega_c\rho_{12}, \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{32} = -(\gamma_{23} + i\Delta_c)\rho_{32} - \frac{i}{2}\Omega_c(\rho_{22} - \rho_{33}) + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{31}, \quad (6)$$

 ISBN:

trong đó, Γ_{mn} là tốc độ phân rã độ cư trú và γ_{mn} là tốc độ suy hao độ kết hợp nguyên tử giữa các mức $|m\rangle$ và $|n\rangle$. Mối liên hệ giữa Γ_{mn} và γ_{mn} là:

$$\gamma_{mn} = \frac{1}{2}\left(\sum_{E_k<E_m} \Gamma_{mk} + \sum_{E_j<E_n} \Gamma_{nj} \right) \tag{7}$$

Sử dụng gần đúng mặt bao biến thiên chậm, chúng ta thu được các phương trình cho sự lan truyền của xung laser dò và laser điều khiển như sau:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c_0}\frac{\partial}{\partial t} \right)\Omega_p(z,t) = -2i\mu_p \rho_{12}(z,t)\,, \tag{8}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c_0}\frac{\partial}{\partial t} \right)\Omega_c(z,t) = -2i\mu_c \rho_{23}(z,t) \tag{9}$$

ở đây, $\mu_c = \dfrac{\omega_c |d_{23}|^2 N}{2\varepsilon_0 \hbar c}$ và $\mu_p = \dfrac{\omega_p |d_{21}|^2 N}{2\varepsilon_0 \hbar c}$ là các hằng số lan truyền.

Để dễ dàng hơn cho sự mô phỏng, chúng ta chuyển sang hệ quy chiếu chuyển động bằng cách thay thế các biến không gian và thời gian ở hệ quy chiếu đứng yên z và *t* bởi các biến ζ và τ, trong đó ζ = z và τ = t – z/c. Khi đó, chúng ta viết lại các phương trình (8) và (9) là:

$$\frac{\partial}{\partial \zeta}\Omega_p(\zeta,\tau) = -2i\mu_p \rho_{12}(\zeta,\tau). \tag{10}$$

$$\frac{\partial}{\partial \zeta}\Omega_c(\zeta,\tau) = -2i\mu_c \rho_{32}(\zeta,\tau). \tag{11}$$

Khi tính đến ảnh hưởng của mở rộng Doppler thì độ lệch tần số của các trường laser bị dịch chuyển theo mối quan hệ như sau:

$$\Delta_p(v) = \Delta_p^0 - \omega_p v / c\,, \tag{12}$$

$$\Delta_c(v) = \Delta_c^0 - \omega_c v / c\,, \tag{13}$$

ở đây, *v* gọi là vận tốc của nguyên tử: khi nguyên tử đứng yên (*v*=0) thì $\Delta_c^0 \equiv \Delta_c(v=0) = \omega_c - \omega_{23}$ và $\Delta_p^0 \equiv \Delta_p(v=0) = \omega_p - \omega_{21}$ là các độ lệch tần số của trường laser điều khiển và trường laser dò tương ứng. Sự phân bố vận tốc nguyên tử tuân theo phân bố Maxwell-Boltzmann:

$$g(\Delta) = \frac{1}{\sqrt{\pi} k v_m} \exp\left(-\left(\frac{\Delta_p - \Delta_p^0}{k v_m} \right)^2 \right), \tag{14}$$

với, $v_m = \left(\dfrac{2k_B T}{m} \right)^{1/2}$ là vận tốc nguyên tử có xác suất lớn nhất và độ rộng Doppler được cho bởi biểu thức:

$$D = 2\sqrt{\ln 2}\, v_m \frac{\omega_p}{c}\,. \tag{15}$$

Như vậy, khi xét đến hiệu ứng mở rộng Doppler thì các phương trình lan truyền của trường laser điều khiển và trường laser dò được viết lại như sau:

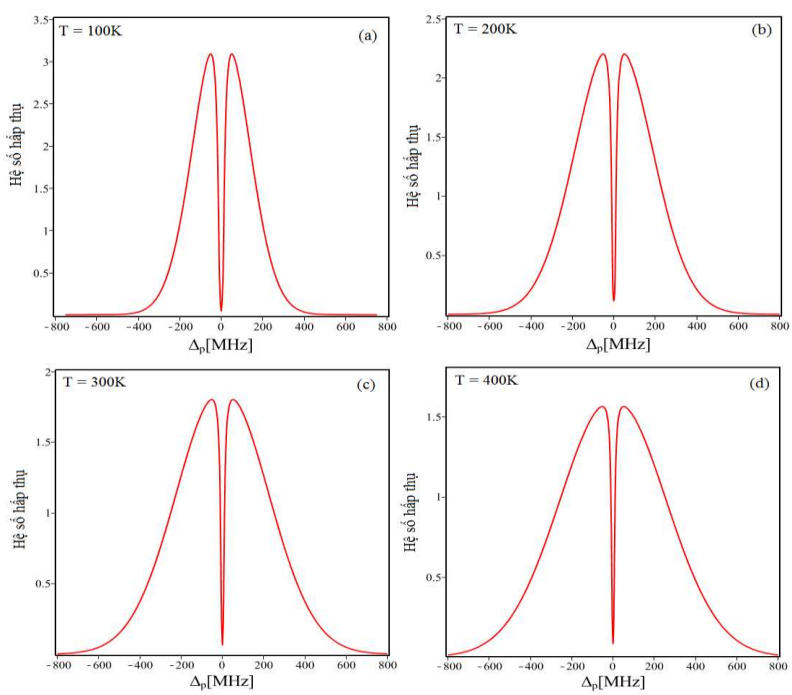
$$\frac{\partial}{\partial\zeta}\Omega_p(\zeta,\tau) = -2i\mu_p\int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta)\rho_{12}(\zeta,\tau,\Delta)d\Delta \tag{16}$$

$$\frac{\partial}{\partial\zeta}\Omega_c(\zeta,\tau) = -2i\mu_c\int_{-\infty}^{\infty} g(\Delta)\rho_{32}(\zeta,\tau,\Delta)d\Delta. \tag{17}$$

III. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

3.1. Ảnh hưởng của mở rộng Doppler lên hiệu ứng EIT

Trước hết, chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của mở rộng Doppler lên phổ EIT bằng cách giải hệ phương trình ma trận mật độ (1)-(6) trong trạng thái dừng. Các kết quả mô phỏng được áp dụng của hệ nguyên tử ^{87}Rb với các trạng thái |1⟩, |2⟩ và |3⟩ tương ứng là các mức $5S_{1/2}$(F=1), $5P_{1/2}$(F'=2), và $5S_{1/2}$(F=2). Các tham số của hệ nguyên tử và của các trường laser là: $\Gamma_{21} = \Gamma_{23} = 2\pi\times 6$ MHz, $N = 10^{15}\,\mathrm{m}^{-3}$, $d_{21} = 2.53.10^{-29}\,C.m$; $\lambda_p = 795$ nm, $\lambda_c = 762$ nm, $\Omega_{p0} = 0.02$ MHz và $\Omega_{c0} = 100$ MHz. Phổ EIT tại các nhiệt độ khác nhau được biểu diễn trên Hình 2.



Hình 2. *Công tua phổ EIT tại các nhiệt độ khác nhau: T = 100 K (a), T = 200 K (b), T = 300 K (c) và T = 400 K (d).*

Từ Hình 2 chúng ta thấy khi nhiệt độ tăng (từ 100 K đến 400 K) thì công tua phổ EIT được mở rộng đáng kể (từ khoảng 400 MHz đến 800 MHz). Đồng thời, độ sâu và độ rộng của cửa sổ EIT cũng nhỏ hơn khi nhiệt độ tăng lên. Điều này là do khi nhiệt độ tăng thì các nguyên tử trong môi trường chuyển động nhanh hơn, chúng va chạm với nhau và va chạm

 ISBN:

với thành bình dẫn đến làm giảm hiệu suất biến đổi EIT. Sự suy giảm hiệu suất EIT sẽ ảnh hưởng đáng kể đến sự lan truyền xung laser trong môi trường như sẽ được khảo sát dưới đây.

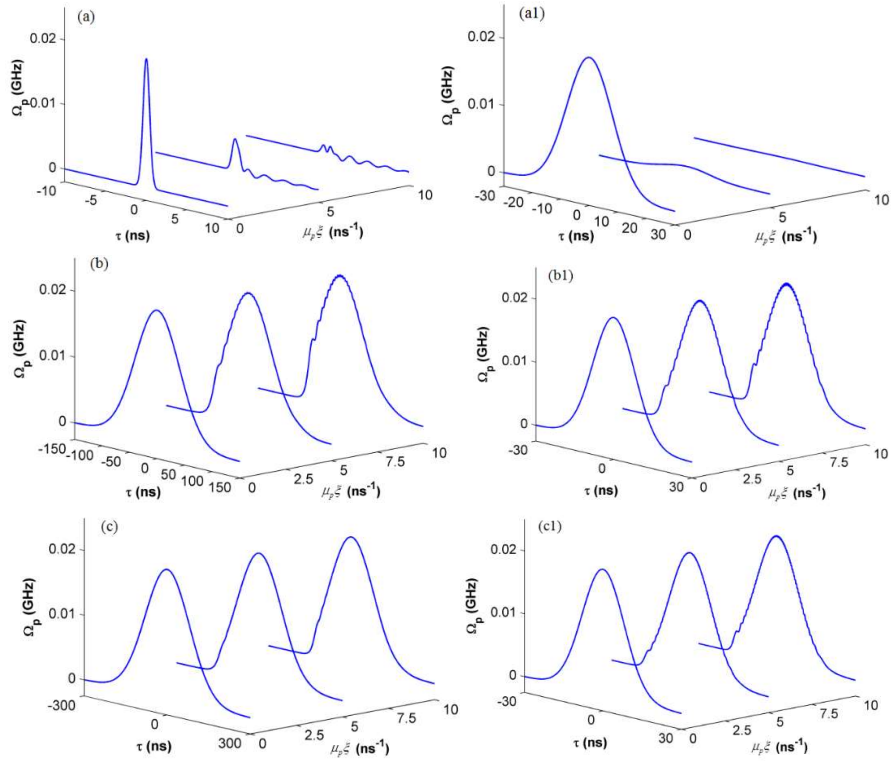
3.2. Ảnh hưởng của mở rộng Doppler lên dạng xung laser

Trong mục này, chúng tôi nghiên cứu sự lan truyền xung laser dò khi không có và khi có mở rộng Doppler với nhiệt độ được xét tại T = 300 K (tương ứng với nhiệt độ phòng). Sử dụng phương pháp số Runge-Kutta bậc bốn và sai phân hữu hạn, chúng tôi giải hệ các phương trình Maxwell-Bloch (16) và (17). Chiều dài lan truyền được biểu diễn trong đơn vị của $\mu_p\xi$ còn được gọi là độ sâu quang học [10]. Hàm bao biến thiên chậm ở đầu vào môi trường được giả thiết có dạng hàm Gauss là:

$$\mathrm{E}(\xi=0,\tau)=e^{-\pi\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^2}, \tag{18}$$

trong đó τ_0 là độ rộng xung của xung laser dò và xung laser điều khiển.

Sự biến thiên theo thời gian của hàm bao xung laser dò $\Omega_p(\xi,\tau)$ khi cố định độ rộng xung τ_0 = 20 ns và tại các độ sâu quang học khác nhau được biểu diễn trên Hình 3. Ở đây, chúng tôi thay đổi cường độ đỉnh của xung laser điều khiển từ Ω_{c0} = 2 GHz đến 200 GHz trong các hình ở cả hai cột trái và cột phải. Cường độ đỉnh của xung laser dò và các độ lệch tần số của các xung laser là Ω_{p0} = 2 MHz và $\Delta_p = \Delta_c = 0$.



Hình 3. *Sự lan truyền của xung laser dò $\Omega_p(\xi,\tau)$ khi độ rộng xung τ_0 = 20 ns và độ sâu quang học được chọn tại $\mu_p\zeta$ = 0, $\mu_p\zeta$ = 5 ns^{-1} và $\mu_p\zeta$ = 10 ns^{-1}. Các tham số khác là Ω_{p0} = 2 MHz, $\Delta_p = \Delta_c = 0$ và Ω_{c0} = 2 GHz (Hình a và a1), Ω_{c0} = 20 GHz (Hình b và b1), Ω_{c0} = 200*

GHz (Hình c và c1). Các hình ở cột bên trái ứng với trường hợp bỏ qua hiệu ứng Doppler, các hình ở cột bên phải ứng với khi có hiệu ứng Doppler ở nhiệt độ T = 300 K.

Từ các Hình 3a và 3a1 chúng ta thấy khi cường độ đỉnh của xung laser bơm còn nhỏ Ω_{c0} = 2 GHz thì xung laser dò bị hấp thụ mạnh khi đi vào môi trường. So sánh giữa Hình 3a khi bỏ qua hiệu ứng Doppler và Hình 3a1 khi xét đến hiệu ứng Doppler chúng ta thấy ảnh hưởng của mở rộng Doppler làm hàm bao của xung laser được mở rộng hơn và xung bị hấp thụ gần như hoàn toàn khi đi ra môi trường tại độ sâu quang học $\mu_p \zeta = 10$ ns^{-1}.

Từ các Hình 3b và 3b1 chúng ta thấy khi tăng cường độ đỉnh của xung laser bơm tới Ω_{c0} = 20 GHz thì sự hấp thụ xung laser dò bị giảm đáng kể vì hiệu ứng EIT đối với xung laser dò bắt đầu xuất hiện. Tuy nhiên, hiệu ứng EIT chưa đạt tới 100% nên vẫn còn xuất hiện các dao động ở sườn trước của xung. Các dao động ở sườn trước và sau của xung khi có mặt của hiệu ứng Doppler mạnh hơn so với khi bỏ qua hiệu ứng Doppler.

Từ các Hình 3c và 3c1 cho thấy khi tiếp tục tăng cường độ đỉnh của xung laser bơm tới Ω_{c0} = 200 GHz thì xung laser dò gần như không bị suy hao, đồng thời, các dao động ở sườn trước và sườn sau của xung cũng giảm đáng kể ngay cả tại độ sâu quang học $\mu_p \zeta = 10$ ns^{-1}. Bởi vì hiệu ứng EIT đối với xung laser dò gần như đạt tới 100% nên xung laser dò hầu như không bị hấp thụ khi đi vào môi trường khí nguyên tử.

IV. KẾT LUẬN

Trong công trình này, chúng tôi đã thiết lập được hệ phương trình Maxwell-Block cho sự lan truyền của các xung laser dò và laser điều khiển trong môi trường nguyên tử ba mức cấu hình lambda khi có mở rộng Doppler. Kết quả mô phỏng bằng số cho thấy khi nhiệt độ tăng thì độ sâu và độ rộng của các cửa sổ EIT giảm đáng kể. Khi cường độ đỉnh của xung laser bơm còn nhỏ thì xung laser dò bị phá hủy ngay lập tức khi đi vào môi trường do sự hấp thụ cộng hưởng. Khi cường độ đỉnh của xung laser bơm đủ lớn thì xung laser dò gần như không bị suy hao và các dao động ở sườn của xung cũng giảm đáng kể. Tuy nhiên, khi có mở rộng Doppler thì xung laser dò bị biến dạng và bị suy hao nhiều hơn so với khi bỏ qua mở rộng Doppler. Đồng thời, cường độ đỉnh của xung laser dò giảm đáng kể khi nhiệt độ tăng.

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

[1] R.W. Boyd, Nonlinear Optics, *The* 3rd Ed., Academic Press, 2008.

[2] Hasegawa. A, M. Matsumoto, Optical solitons in fibers, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003.

[3] K. J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris, Observation of electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. Lett.,* **66**, 1991, 2593.

[4] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos, Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media, *Rev.Mod. Phys*., **77**, 2005, 633.

[5] J. H. Eberly, Transmission of dressed fields in three-level media, *Quant. Semi. Opt.,* **7,** 1995, 373.

 ISBN:

[7] S. E. Harris and Z. F. Luo, Preparation energy for electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. A,* **52**, 1995, R928.

[8] F. T. Hioe and R. Grobe, Matched Optical Solitary Waves for Three- and Five-Level Systems, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 1994, 2559.

[9] V. G. Arkhipkin, I.V. Timofeev, Adiabatic propagation of short pulses under conditions of electromagnetically induced transparency, *Quant. Electron.*, **30**, 2000, 180.

[10] M. Kiffner, T. N. Dey, Dynamical control of pulse propagation in electromagnetically induced transparency, *Phys. Rev. A*, **79**, 2009, 023829.

[11] G. Buica, T. Nakajima, Propagation of two short laser pulse trains in a Λ-type three-level medium under conditions of electromagnetically induced transparency, *Opt. Commun.,* **332**, 2014, 59.

INFLUENCE OF DOPPLER BROADENING ON PULSE PROPAGATION IN A THREE-LEVEL LAMBDA-TYPE ATOMIC MEDIUM

Le Van Doai[1,*], Nguyen Huy Bang[1], Dinh Xuan Khoa[1], Doan Thanh Hoa[2] and Tran Thi Xuan Thuy[3], Hoang Minh Đong[4], Nguyen Tuan Anh[4] và Le Thi Minh Phuong[5]

[1]*Vinh University, Nghe An, Vietnam*

[2]*Long An University of Economics and Industry, Long An, Vietnam*

[3]*Phan Thiet High School, Binh Thuan, Vietnam*

[4]*Ho Chi Minh City University of Food Industry, Ho Chi Minh City, Vietnam*

[5]*Sai Gon University, Ho Chi Minh City, Vietnam*

* E-mail: *doailv@vinhuni.edu.vn*

Abstract. In this work, we study propagation dynamics of a probe laser pulse in a three-level Λ-type atomic medium under Doppler broadening. Influences of the coupling laser and Doppler broadening on the temporal and spatial propagation of the probe laser pulse are investigated.