

Research Paper

Controlling the Optical Bistability via External Magnetic Field in a Coherent Atomic Medium¹

Hossein Jafarzadeh²

Received: 2020.01.30

Accepted: 2020.04.19

Abstract

A four-level inverse Y-type atomic system with a microwave-driven field contained in a unidirectional ring cavity is proposed for controlling the optical bistability behavior with application on all-optical switching. Two circularly polarized components from a weak linearly-polarized probe beam are interacted separately by two transitions of this medium. A coherent coupling field derived another atomic transition. Under the steady state condition, we can control the occurrence of the optical bistability by modulating different parameters, such as the probe detuning (D_p), the electronic cooperation parameter (C), the magnitude of electromagnetic field (B), and left- or right- handed circular polarized beams. Also, it is found that the stable output field of the optical cavity can be controlled by adjusting the intensity of the input field. It is demonstrated that the transmission coefficient of two orthogonally polarized beams at different frequencies can be achieved by adjusting the magnitude of the external magnetic field. It is found that the threshold of the optical bistability can be controlled by the magnitude of the external magnetic field. Also, it is shown that the optical bistability can be converted to optical multistability by switching the two orthogonally polarized beams. In this paper, in the case of the steady-state and transient response, we investigated the effect of external magnetic field on optical bistability of a four-level atomic system in the presence of strong coherent laser beam. Here, a laser probe signal consists of two left- and right- handed circular polarized beams which are interacted by two different transitions. The optical system provides a new experimental method to test optical bistability theory.

Keywords: *Optical Bistability, Optical Multistability, Atomic System, Left-handed Circular Polarized, Right-handed Circular Polarized.*

PACS No: 270.0270.

¹ DOI: 10.22051/jap.2020.29129.1144

² Assistant Professor, Department of Physics, Tabriz branch, Islamic Azad University, Tabriz, Iran.
Email: h_jafarzadeh56@yahoo.com

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران، دانشگاه الزهرا

سال نهم، پیاپی ۱۸، پاییز ۱۳۹۸

مقاله پژوهشی

کنترل دوپایایی نوری سیستم اتمی همدوس با استفاده از میدان مغناطیسی خارجی^۱

حسین جعفرزاده^۲

تاریخ دریافت: ۱۳۹۸/۱۱/۱۰

تاریخ پذیرش: ۱۳۹۹/۰۱/۳۱

چکیده

یک سیستم اتمی چهارترازی نوع Y معکوس را در نظر می‌گیریم که در داخل یک کاواک حلقوی یک‌سویه قرار گرفته و با یک میدان موج کوتاه در حال اندرکنش است و هدف ما کنترل رفتار دوپایایی نوری آن است که در سوئیچ‌زنی تمام نوری کاربرد دارد. دو مؤلفه قطبش دایره‌ای یک پرتو کاونده قطبیده خطی ضعیفی را در نظر می‌گیریم که با این محیط مادی در اندرکنش‌اند و با گذار متفاوتی از هم متمایز شده‌اند. یک میدان جفت‌کننده همدوس نیز با گذار اتمی متفاوتی می‌تابانیم. تحت شرایط حالت پایا، می‌توانیم وقوع دوپایایی نوری را با تغییر پارامترهای مختلفی نظیر نامیزانی فرکانسی میدان کاونده (D_p)، پارامتر مشارکت الکترونیکی (C)، بزرگی میدان الکترومغناطیسی (B) و همین‌طور با میدان قطبیده دایره‌ای چپگرد یا راستگرد کنترل کنیم. همچنین، می‌توان دریافت که میدان خروجی پایدار کاواک نوری را با تنظیم شدت میدان ورودی می‌توان کنترل کرد. نشان داده شده است که میزان گذار دو پرتوی قطبیده

¹ DOI: 10.22051/jap.2020.29129.1144

² استادیار، گروه فیزیک، واحد تبریز، دانشگاه آزاد اسلامی، تبریز، ایران. h_jafarzadeh56@yahoo.com

متعامد را در فرکانس‌های مختلف می‌توان با تنظیم شدت میدان خارجی به دست آورد. می‌توان پی برد که آستانه دوپایایی نوری را با بزرگی میدان مغناطیسی خارجی می‌توان کنترل کرد. همچنین مشاهده می‌شود با جابه‌جایی دو پرتوی قطبیده متعامد، می‌توان دوپایایی نوری را به چندپایایی نوری تبدیل کرد. در مقاله حاضر، در حالت پایا و پاسخ گذرا، تأثیر میدان مغناطیسی خارجی را بر دوپایایی نوری یک سیستم اتمی چهارترازی در حضور پرتوی لیزری همدوس قوی بررسی کرده‌ایم. در اینجا، میدان کاونده شامل دو قطبش چپ‌گرد و راست‌گرد است، که هر یک با گذار متفاوتی برهمکنش می‌کنند. به کمک ادوات و سیستم‌های نوری پیشرفته می‌توان نظریه دوپایایی نوری را به روش آزمایشگاهی جدیدی نیز بررسی و تأیید کرد.

واژگان کلیدی: دوپایایی نوری، چند پایایی نوری، سیستم‌های اتمی، قطبش

چپ‌گرد، قطبش راست‌گرد.

کد PACS: 270.0270.

۱. مقدمه

با اختراع و توسعه لیزر، علوم جدیدی نظیر اپتیک غیرخطی و اپتیک کوانتومی به وجود آمد. در اپتیک غیرخطی معمولاً پدیده‌هایی بررسی می‌شود که ناشی از برهمکنش مواد با نور لیزر (همدوس و پرشدت) است. یکی از پدیده‌هایی که در حوزه اپتیک غیرخطی مورد توجه بسیاری قرار گرفته، شفافیت القایی الکترومغناطیسی است [۱]. در این پدیده، میدان لیزری قوی سبب ایجاد همدوسی اتمی می‌شود و در نتیجه، سبب شفافیت محیط اتمی برای یک سیگنال لیزری ضعیف می‌شود. در واقع، شفافیت القایی الکترومغناطیسی روشی جدید برای کنترل جذب و پاشندگی در محیط‌های اتمی است. کلی تر آنکه، در این روش به واسطه وجود میدان لیزری قوی، میدان ضعیف در سیستم اتمی جذب نمی‌شود. این تکنیک به مشاهده پدیده‌های پیش‌بینی‌ناپذیر بسیاری در اپتیک غیرخطی و اپتیک کوانتومی انجامیده است [۲-۶]. یکی از این پدیده‌ها که مورد توجه بسیاری از محققان حوزه اپتیک و فوتونیک قرار گرفته است، کنترل دوپایایی و چندپایایی نوری است [۷]. نشان داده‌اند که شفافیت القایی الکترومغناطیسی سبب کاهش شدت آستانه دوپایایی نوری یا در برخی مواقع سبب ایجاد چندپایایی نوری شده است. این پدیده به علت کاربرد بسیار گسترده آن در حوزه نور و سوئیچ‌زنی تمام‌نوری، مورد توجه خیلی از محققان واقع شده است. دوپایایی و چندپایایی نوری به این اشاره دارد که به ازای هر ورودی در داخل کاواک یک‌سویه که شامل ماده غیرخطی است، دو یا چند خروجی داریم. پیشنهادهای بسیاری برای ایجاد دوپایایی

و چندپایایی در سیستم‌های اتمی و نانوساختارها ارائه شده است [۱۳-۸]. برای مثال، کنترل فازی دوپایایی نوری بر پایه همدوسی ناشی از بی‌اکسیتون در نانوساختار نقطه کوانتومی بررسی شده است. در اینجا نشان داده‌اند که با اعمال دو میدان کنترلی که ترازهای اکسیتونی را به تراز بی‌اکسیتونی جفت کرده، به تداخل کوانتومی سازنده می‌انجامد و سبب ایجاد همدوسی اضافه در سیستم می‌شود و این همدوسی را ناشی از بی‌اکسیتون می‌نامند [۵]. رفتار دوپایایی و چندپایایی نوری در ساختار دی‌الکتریک آلاییده با تک‌لایه گرافینی نیز بررسی شده است. در این حالت نشان داده‌اند که شدت آستانه دوپایایی با کنترل فرکانس رابی و نامیزانی فرکانسی و فاز نسبی، میدان‌های لیزری کنترل پذیر است. همچنین، اثر ضخامت لایه نقص بر دوپایایی و چندپایایی نوری بررسی شد [۶]. در این مقاله، با استفاده از یک میدان مغناطیسی خارجی و یک میدان کنترل، دوپایایی نوری را یک سیستم اتمی چهارترازه بررسی می‌کنیم. نشان می‌دهیم که آستانه شدت دوپایایی نوری برای قطبش چپ‌گرد و راست‌گرد میدان کاونده ضعیف که با دو گذار مختلف برهمکنش می‌کند، در شرایط اعمال میدان مغناطیسی متفاوت است.

۲. مدل و معادلات

سیستم اتمی چهارترازه شکل ۱ را در نظر می‌گیریم. یک سیگنال کاونده با دو قطبش چپ‌گرد و راست‌گرد با فرکانس‌های رابی W_{p+} و W_{p-} به ترتیب، تراز $|3\rangle$ را به ترازهای $|2\rangle$ و $|1\rangle$ جفت می‌کند. سیگنال لیزری کنترل با فرکانس رابی W_c ، تراز $|3\rangle$ را به تراز $|4\rangle$ جفت می‌کند. با استفاده از معادله شرودینگر می‌توان معادله حرکت را برای ماتریس چگالی به صورت زیر نوشت:

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

معادله (۱) را معادله حرکت ماتریس چگالی می‌نامند که به معادله لیوویل معروف است. واضح است که اگر ماتریس هامیلتونی H سیستم معلوم باشد، عناصر ρ_{ij} ماتریس مشتق چگالی با توجه به رابطه (۱) به صورت زیر به دست می‌آید،

$$\dot{\rho}_{ij} = \frac{-i}{\hbar} \sum_k (H_{ik} \rho_{kj} - \rho_{ik} H_{kj}) \quad (2)$$

هامیلتونی کل عبارت است از مجموع سه هامیلتونی برهمکنش H_1 و H_2 و H_3 و یک هامیلتونی انرژی آزاد سیستم که با H_0 نشان داده می‌شود. بنابراین می‌توان نوشت:

$$H = H_0 + H_1 + H_2 + H_3 \quad (3)$$

که در آن،

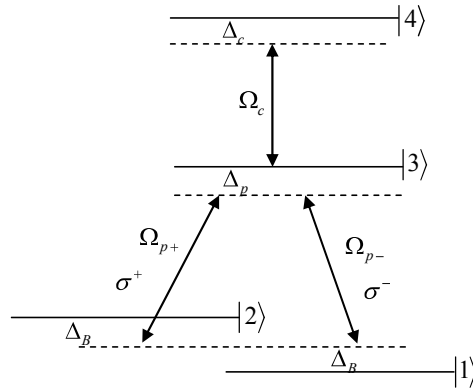
$$\begin{aligned} H_0 &= \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| + \hbar\omega_4|4\rangle\langle 4| \\ H_1 &= -\hbar\Omega_{p-}e^{-i\omega\sigma-t}|3\rangle\langle 1| + H.C \\ H_2 &= -\hbar\Omega_{p+}e^{-i\omega\sigma+t}|3\rangle\langle 2| + H.C \\ H_1 &= -\hbar\Omega_c e^{-i\omega_c t}|4\rangle\langle 3| + H.C \end{aligned} \quad (۴)$$

و $\hbar\omega_i$ نشان دهنده انرژی تراز $|i\rangle$ ام است.

با جاگذاری (۴) در (۳) می توان در تصویر اندرکنش، هامیلتونی 4×4 توصیف برهم کنش اتم با میدان های لیزری را به صورت زیر نوشت،

$$\begin{aligned} H_{int} &= 2\Delta_B|2\rangle\langle 2| + (\Delta_B + \Delta_p)|3\rangle\langle 3| + (\Delta_B + \Delta_p + \Delta_c)|4\rangle\langle 4| - \\ &- (\Omega_{p-}|3\rangle\langle 1| + \Omega_{p+}|3\rangle\langle 2| + \Omega_c|4\rangle\langle 3|) + h.c \end{aligned} \quad (۵)$$

در اینجا، پارامترهای نامیزانی فرکانسی $D_c = w_{43} - w_c$ و $D_p = w_{31} - D_B - w_p = w_{32} + D_B - w_p$ می باشد. در اینجا w_{ij} اختلاف انرژی بین ترازهای $|i\rangle$ و $|j\rangle$ است. D_B جابه جایی اثر زیمان به علت وجود میدان مغناطیسی بین ترازهای $|1\rangle$ و $|2\rangle$ است. اگر میدان مغناطیسی به سیستم اعمال نشود و برابر صفر باشد، $D_B = 0$ می شود.



شکل ۱ سیستم اتمی مورد بررسی.

با جاگذاری هامیلتونی (۵) در (۲)، و بسط جملات مربوط می توان عناصر ρ_{ij} را به صورت رفتار دینامیکی سیستم، توسط ماتریس چگالی به صورت زیر بیان کرد،

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= \gamma_{31}\rho_{33} + i\Omega_{p-}\rho_{31} - i\Omega_{p-}\rho_{13} , \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= \gamma_{32}\rho_{33} + i\Omega_{p+}\rho_{32} - i\Omega_{p+}\rho_{23} , \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= -(\gamma_{31} + \gamma_{32})\rho_{33} + \gamma_{43}\rho_{44} + i\Omega_{p-}\rho_{13} - i\Omega_{p-}\rho_{31} + i\Omega_{p+}\rho_{23} - i\Omega_{p+}\rho_{32} \\ &\quad + i\Omega_c\rho_{43} - i\Omega_c\rho_{34} , \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho_{44}}{\partial t} = -\gamma_{43} \rho_{44} + i\Omega_c \rho_{34} - i\Omega_c \rho_{43}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = -2i\Delta_B \rho_{21} + i\Omega_{p+} \rho_{31} - i\Omega_{p-} \rho_{23},$$

$$\frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = -\left[i(\Delta_B + \Delta_p) + \frac{\gamma_{31} + \gamma_{32}}{2} \right] \rho_{31} + i\Omega_{p-}(\rho_{11} - \rho_{33}) + i\Omega_{p+} \rho_{21} + i\Omega_c \rho_{41},$$

$$\frac{\partial \rho_{41}}{\partial t} = -\left[i(\Delta_B + \Delta_p + \Delta_c) + \frac{\gamma_{43}}{2} \right] \rho_{41} + i\Omega_c \rho_{31} - i\Omega_{p-} \rho_{43},$$

در اینجا فرض می‌کنیم که مجموعه‌ای از این اتم‌ها با طول L درون یک کاواک یک‌سویه قرار گرفته‌اند (شکل ۲). شدت بازتابش و ضریب انتقال هریک از آینه‌ها با R و T نشان داده می‌شود که $(R+T=1)$ است. فرض می‌کنیم که آینه‌های ۳ و ۴ بازتابش کامل دارند. معادله موج الکترومغناطیسی برابر است با

$$E_{p+(-)} e^{i\omega_p t} + E_c e^{i\omega_c t} + c.c \quad (7)$$

که E_{p+} (E_{p-}) دامنه موج الکترومغناطیسی میدان کاونده با قطبش راست گرد (چپ گرد) است، که در داخل کاواک می‌چرخد و E_c دامنه میدان کنترل است، که در داخل کاواک نمی‌چرخد. پاسخ دینامیکی به میدان کاونده با دو قطبش راست گرد و چپ گرد تحت معادلات ماکسول برابر است با

$$\frac{\partial E_{p+}}{\partial t} + c \frac{\partial E_{p+}}{\partial z} = \frac{i\omega_p N \gamma_{32}}{2\epsilon_0} \rho_{32} \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_{p-}}{\partial t} + c \frac{\partial E_{p-}}{\partial z} = \frac{i\omega_p N \gamma_{31}}{2\epsilon_0} \rho_{31} \quad (9)$$

در شرایط پایا، معادلات (۴) و (۵) به معادلات زیر تبدیل می‌شود،

$$\frac{\partial E_{p+}}{\partial z} = \frac{iN\omega_p \mu_{32}}{2c\epsilon_0} \rho_{32} \quad (10)$$

$$\frac{\partial E_{p-}}{\partial z} = \frac{iN\omega_p \mu_{31}}{2c\epsilon_0} \rho_{31} \quad (11)$$

که در آن، میدان E_{p+} (E_{p-}) از طریق آینه M_1 وارد می‌شود و سپس با ماده‌ای به طول L برهمکنش می‌کند، در داخل کاواک می‌چرخد و سپس از طریق آینه M_2 خارج می‌شود (E_{p+}^T (E_{p-}^T)). شرایط مرزی میدان کاونده با دو قطبش راست گرد و چپ گرد در ابتدا و انتهای ماده به طول L برابر است با

$$E_{p+(-)}(L) = \frac{E_{p+(-)}^T}{\sqrt{T}} \quad (12)$$

$$E_{p+(-)}(0) = \sqrt{T} E_{p+(-)}^I + R E_{p+(-)}(L) \quad (13)$$

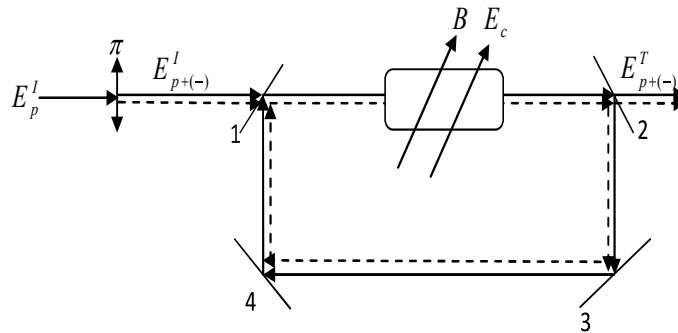
با استفاده از شرایط مرزی در مسئله، رفتار گذردهی میدان کاونده با دو قطبش راست گرد و چپ گرد در شرایط پایا به صورت زیر به دست می‌آید:

$$y = 2x - i\gamma_{32} \rho_{32} \quad (14)$$

$$y = 2x - i\gamma_{31} \rho_{31} \quad (15)$$

۳۶ / کنترل دوپایایی نوری سیستم اتمی همدوس با استفاده از میدان مغناطیسی خارجی

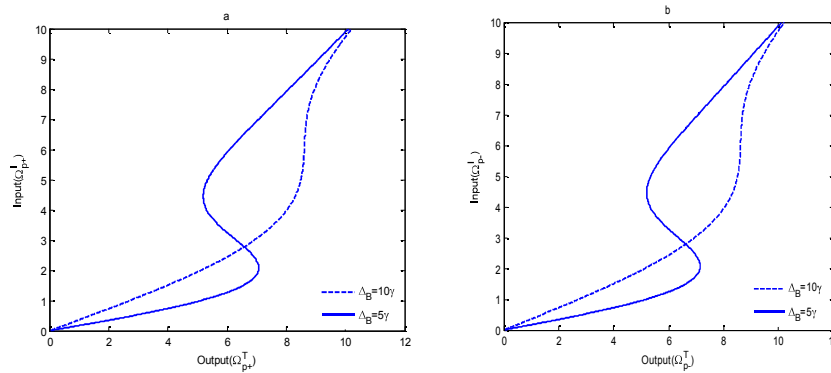
که $x = mE_{p+(-)}^T / \hbar\sqrt{T}$ و $y = mE_{p+(-)}^I / \hbar\sqrt{T}$ ورودی و خروجی بهنجار شده‌اند. رفتار دوپایایی ماده از حل همزمان معادلات (۱۴) و (۱۵) به همراه (۶) به دست می‌آید.



شکل ۲ کاواک حلقوی یک‌سویه.

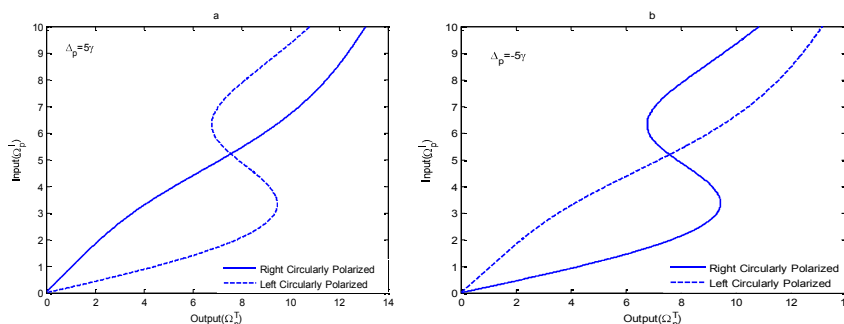
۳. نتایج و بحث

در این بخش، نتایج حاصل از دوپایایی نوری در حضور میدان مغناطیسی و میدان کنترل برای دو قطبش چپ‌گرد و راست‌گرد میدان کاونده را تشریح می‌کنیم. قسمت (a) از شکل ۳، دوپایایی نوری را برای قطبش راست‌گرد و قسمت (b) از شکل ۳، دوپایایی نوری را برای قطبش چپ‌گرد میدان کاونده در حضور میدان کنترلی به ازای مقادیر مختلف شدت میدان مغناطیسی نشان می‌دهد. ملاحظه می‌کنید که در مرکز نامیزانی فرکانسی میدان کاونده، یعنی $D_p = 0$ ، آستانه دوپایایی نوری برای هر دو قطبش میدان کاونده فرقی نمی‌کند و شدت آستانه برای هر دو قطبش مقداری مساوی است.



شکل ۳ دوپایایی نوری برای قطبش راست‌گرد (a) و قطبش چپ‌گرد (b) میدان کاونده.

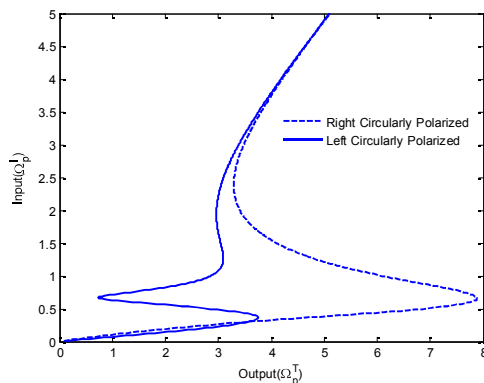
در قسمت (a) از شکل ۴، دوپایایی نوری به ازای نامیزانی فرکانسی $D_p = 5g$ ، میدان کاونده رسم شده است. می بینید که به ازای قطبش راست گرد میدان کاونده (نقطه چین)، شدت آستانه دوپایایی کمتر از قطبش چپ گرد میدان کاونده (خط ممتد) به ازای مقادیر یکسانی از میدان کنترل و شدت میدان مغناطیسی می باشد.



شکل ۴ دوپایایی نوری: (a) به ازای $D_p = 5g$ و (b) به ازای $D_p = -5g$.

ولی در قسمت (b) از شکل ۴، دوپایایی نوری به ازای نامیزانی فرکانسی $D_p = -5g$ میدان کاونده رسم شده است. در این حالت علیرغم حالت قبل، به ازای قطبش چپ گرد میدان کاونده، شدت آستانه دوپایایی کمتر از قطبش راست گرد میدان کاونده است. در آخر، دوپایایی نوری را برای دو قطبش راست گرد و چپ گرد به ازای $D_p = D_B = 2.5g$ رسم می کنیم. می بینید که برای قطبش چپ گرد دوپایایی نوری حاصل می شود (نقطه چین) و برای قطبش راست گرد چندپایایی نوری (خط ممتد) حاصل می شود. اینکه با تغییر قطبش میدان کاونده، می توان دوپایایی نوری را به چند پایایی نوری و یا بالعکس تبدیل کرد، یک نتیجه بسیار جالب است. این نتیجه را در شکل ۵ نشان داده ایم.

نتیجه حاصل از شکل ۵ نشان می دهد که حتی با استفاده از یک میدان الکتریکی در حضور میدان مغناطیسی خارجی می توان به چندپایایی نوری دست یافت، در صورتی که در مقاله [۱۴] در سیستم اتمی چهارترازی نوع Y برای به دست آوردن چندپایایی نوری بایست به جای یک میدان الکتریکی از دو میدان الکتریکی استفاده می شد و توسط تغییر میزان یک پارامتری به نام P که به زاویه بین جهت های قطبش این دو میدان با یکدیگر مربوط می شد، به ایجاد چندپایایی نوری در این نوع سیستم اتمی دست می یافتیم.



شکل ۵ دوپایایی نوری و تبدیل آن به چند پایایی نوری.

۴. نتیجه گیری

در این مقاله، دوپایایی و چندپایایی را در یک سیستم اتمی چهارترازی بررسی کردیم، که با یک میدان کنترل قوی و یک میدان مغناطیسی و یک میدان کاونده که شامل دو قطبش چپ گرد و راست گرد است، برهمکنش می کند. نشان دادیم که قطبش میدان کاونده و همچنین میدان مغناطیسی، دو عامل اساسی برای کنترل شدت آستانه دوپایایی نوری میدان کاونده و تبدیل دوپایایی به چندپایایی نوری است.

منابع

- [1] Harris S. E., "Electromagnetically induced transparency", *Phys. Today*, 50, 336-339, (1997).
- [2] Agarwal G. S., Di K., Wang L., Zhu Y., "Perfect photon absorption in the nonlinear regime of cavity quantum electrodynamics", *Phys. Rev. A*, 93, 063805-063809, (2016).
- [3] Joshi A., Xiao M., "Stochastic resonance in atomic optical bistability", *Phys. Rev. A*, 74, 013817-013822, (2006).
- [4] Chong Y. D., Ge L., Cao H., Stone A. D., "Coherent Perfect Absorbers: Time-Reversed Lasers", *Phys. Rev. Lett*, 105, 053901-053906, (2010).
- [5] Dutta-Gupta S., Deshmukh R., Gopal A. V., Martin O. J. F., Gupta S. D., "Coherent perfect absorption mediated anomalous reflection and refraction", *Opt. Lett*, 37, 4452-4454, (2012).
- [6] Zhang Y., Sohail A., Yu C., "Perfect photon absorption in hybrid atom-optomechanical system", *Europhys. Lett*, 115, 64002-64006, (2016).
- [7] Lugiato L. A., "II Theory of Optical Bistability", *Progress in optics, North-Holland, Amsterdam*, 21, 69-216, (1984).
- [8] Sahrai M., Asadpour S. H., Mahrami H., Sadighi-Bonabi R., "Controlling the optical bistability via quantum interference in a four-level N-type atomic system", *Journal of Luminescence*, 131, 1682-1686, (2011).
- [9] Sahrai M., Asadpour S. H., Sadighi-Bonabi R., "Optical bistability via quantum interference from incoherent pumping and spontaneous emission", *Journal of Luminescence*, 131, 2395-2399, (2011).

- [10] Mahmoudi M., Sahrai M., Mousavi M., "Controlling the optical bistability and multistability in a two-level pumped-probe system", *Journal of Luminescence*, 130, 877-781, (2010).
- [11] Asadpour S. H., Rahimpour Soleimani H., "Phase control of optical bistability based biexciton coherence in a quantum dot nanostructure", *Physica B*, 44, 124-129, (2014).
- [12] Asadpour S. H., Rahimpour Soleimani H., "Phase and thickness control of optical bistability and multistability in a defect slab with a single layer of graphene", *Laser. Phys. Lett*, 13, 015201-015205, (2016).
- [13] Jafarzadeh H., Sahrai M., Jamshidi-Ghaleh K., "Controlling the optical bistability in a Λ -type atomic system via incoherent pump field", *Appl. Phys. B*, 117, 927-933, (2014).
- [14] Hamed H. R., Asadpour S. H., Sahrai M., Arzhang B., Taherkhani D., "Optical bistability and multi-stability in a four-level atomic scheme", *Opt Quant Electron*, 45, 295-306, (2013).