

## اثر ساختار ریز برطیف گسیل خودبخودی و جذب-پاشندگی اتم چهار تراز در بلور فوتونیک

واحد، حمید<sup>۱</sup>؛ روشن انتظار، صمد<sup>۲</sup>؛ تجلی، حبیب<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>گروه فیزیک دانشگاه تربیت معلم آذربایجان

<sup>۲</sup>دانشگاه تبریز- پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی

### چکیده

در این مقاله اثر ساختار ریز تراز پایه، بر طیف گسیل خودبخودی و جذب-پاشندگی اتم چهار تراز واقع در بلور فوتونیک مطالعه می‌شود. در مدل بکاررفته فرض بر این است که گذار از تراز بالایی اتم به یکی از ترازهای پایینی که حاوی ساختار ریز است در نزدیکی لبه گاف باند فوتونیک صورت می‌گیرد و گذار از تراز بالایی به تراز پایینی دیگر که طیف گسیل خودبخودی و همچنین جذب و پاشندگی در آن مد نظر است در فضای آزاد رخ می‌دهد. نشان داده می‌شود که با تنظیم فاصله ترازهای ساختار ریز، میتوان طیف گسیل خودبخودی و همچنین طیف جذب و پاشندگی باریکه کاوشگر را کنترل کرد.

## The effect of fine structure on the spontaneous emission, absorption-dispersion spectra of a four-level atom in a photonic crystal

Vahed, Hamid<sup>1</sup>; Roshan Entezar, Samad<sup>2</sup>; Tajalli, Habib<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Physics Department, Azarbaijan Tarbiat Moallem University,

<sup>2</sup>Research Institute for Applied Physics and Astronomy, Tabriz University, Tabriz, Iran

### Abstract

*In this paper, the effect of fine structure of lower level of atomic transition on the spontaneous emission and the probe dispersion-absorption spectra of a four-level atom in photonic crystal have been studied. It is assumed that one of the three atomic transitions in an atomic system is interacting with free vacuum modes, and the two other transitions (including fine structure) are interacting with photonic band gap modes. It is shown that the spontaneous emission and the probe dispersion-absorption spectra can be controlled by tuning of the frequency distance between the fine structure levels.*

PACS No 32, 42

میتوان به موضعی شدن نور [۴]، حالات مقید اتم-تابش [۵]، حذف نشر خودبخودی [۶]، افزایش نشر خودبخودی [۷] و شفافیت القا شده به صورت الکترومغناطیسی [۸] اشاره کرد. در این مقاله، اثر ساختار ریز تراز پایه بر گسیل خودبخودی و همچنین جذب و پاشندگی باریکه کاوشگر در اتم چهار تراز واقع در بلور فوتونیک مطالعه می‌شود. فرض می‌شود که گذار از تراز بالایی به تراز پایینی حاوی ساختار ریز، به مدهای خلا ذخیره ساز تغییر یافته (بلور فوتونیک) دوباندی همسانگرد یا ناهمسانگرد (جفت شده است و گذار از تراز بالایی به تراز پایینی دیگر که گسیل خودبخودی و همچنین جذب و پاشندگی آن مدنظر است به مدهای خلا فضای آزاد جفت شده است. نشان داده می‌شود که با کنترل فاصله ترازهای ساختار ریز امکان کنترل گسیل خودبخودی و همچنین جذب و پاشندگی سیستم

### مقدمه

کنترل گسیل خودبخودی و جذب باریکه کاوشگر در اتمها به کاربردهای بالقوه متعددی، نظیر اندازه‌گیری با دقت‌های بالا، محاسبات کوانتومی، تئوری اطلاعات کوانتومی، لیزرزایی بدون وارونی جمعیت و غیره منجر می‌شود. مشهور است که گسیل خودبخودی و جذب باریکه کاوشگر در سیستم اتمی علاوه بر خواص سیستم اتمی به محیط احاطه کننده اتمها نیز بستگی دارد [۱]. از نقطه نظر محیط احاطه کننده اتمها، ساختارهای گاف باندی فوتونیک (PBG) دارای چگالی حالات (DOS) متفاوتی نسبت به فضای آزاد هستند [۲، ۳]. مطالعه پدیده های اپتیکی کوانتومی و غیر خطی اتمهای واقع در مواد PBG به پیش بینی پدیده‌های جالبی منجر می‌شود. که در این میان

اتمی مهیا می شود. با جاگذاری معادلات (۱) و (۲) در معادله شرودینگر وابسته به زمان و با حل آن داریم:

$$\dot{a}_3(t) = -\int_0^t dt' a_3(t') \{G_2(t-t') + G_1(t-t') + G_0(t-t')\} \quad (3)$$

که در آن توابع گرین تاخیری عبارتند از:

$$G_i(t-t') = \sum_{\lambda} |g_{\lambda}^{3i}|^2 e^{-i\delta_{i\lambda}(t-t')} \quad (4)$$

که در اینجا  $(i=1, 0, \lambda=q)$  و  $(i=2, \lambda=k)$  در نظر گرفته می شود. توابع گرین تاخیری  $G_i(t-t')$  در دو حالت ماده گاف باندی فوتونیکی همسانگرد و ناهمسانگرد و در حالت فضای آزاد به ترتیب عبارتند از [9, 18]:

$$G_i(t-t') = \frac{\beta_{3i}^{3/2}}{2} \left( \frac{e^{i[\delta_{g2}^i(t-t') - \frac{\pi}{4}]} + e^{i[\delta_{g1}^i(t-t') + \frac{\pi}{4}]} }{\sqrt{\pi(t-t')}} + \frac{e^{i[\delta_{g2}^i(t-t') - \frac{\pi}{4}]} + e^{i[\delta_{g1}^i(t-t') + \frac{\pi}{4}]} }{\sqrt{\pi(t-t')}}} \right) \quad (5)$$

$$G_i(t-t') = \frac{\alpha_{3i}}{2} \left( \frac{e^{i[\delta_{g2}^i(t-t') + \frac{\pi}{4}]} + e^{i[\delta_{g1}^i(t-t') - \frac{\pi}{4}]} }{\sqrt{4\pi(t-t')^3}} + \frac{e^{i[\delta_{g2}^i(t-t') + \frac{\pi}{4}]} + e^{i[\delta_{g1}^i(t-t') - \frac{\pi}{4}]} }{\sqrt{4\pi(t-t')^3}} \right) \quad (6)$$

$$G_i(t-t') = \frac{\gamma_{3i}}{2} \delta(t-t') \quad (7)$$

که در اینجا  $\delta_{g1,2}^i = \omega_{3i} - \omega_{g1,2}$  و سایر پارامترها به شکل زیر تعریف می شوند.

$$\beta_{3i}^{3/2} = (1/2\pi\epsilon_0)(\omega_{3i}^2 d_{3i}^2 \omega_{g2}^{3/2} / 3\hbar c^3) \quad (8)$$

$$\alpha_{3i} = (1/2\pi\epsilon_0)(\omega_{3i}^2 d_{3i}^2 \omega_{g2}^{1/2} / 3\hbar c^3) \quad (9)$$

$$\gamma_{3i} = (2/\pi\epsilon_0)(\omega_{3i}^3 d_{3i}^2 / 3\hbar c^3) \quad (10)$$

با تبدیل لاپلاس معادله (۳) داریم:

$$\tilde{a}_3(s) = (s + \tilde{G}_2(s) + \tilde{G}_1(s) + \tilde{G}_0(s))^{-1} \quad (11)$$

که در آن  $s$  متغیر تبدیل لاپلاس و  $\tilde{G}_i(s)$  تبدیل لاپلاس توابع گرین تاخیری  $G_i(t-t')$  است. با توجه به قضیه مقدار نهایی داریم:

$$f(t \rightarrow \infty) = \lim_{s \rightarrow 0} s f(s) \quad (12)$$

بنابراین خواهیم داشت:

$$a_{2k}(t \rightarrow \infty) = -i g_k^{23} \tilde{a}_3(-i\delta_{2k}) \quad (13)$$

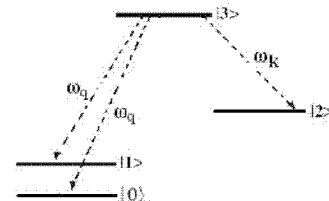
بنابر این طیف گسیل خودبخودی اتم در گذار  $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$  عبارت می شود از

$$S(\delta_{2k}) \propto |a_{2k}(t \rightarrow \infty)|^2 = |g_k^{23}|^2 |\tilde{a}_3(-i\delta_{2k})|^2 \quad (14)$$

## معادلات طیف گسیل خودبخودی و جذب-پاشندگی باریکه کاوشگر

### الف- معادلات طیف گسیل خودبخودی

یک اتم چهار تراز با تراز بالایی  $|3\rangle$  و ترازهای پایینی  $|2\rangle, |1\rangle, |0\rangle$  مطابق شکل ۱ در نظر گرفته می شود. فرض بر این است که اتم در لحظه اولیه در تراز بالایی  $|3\rangle$  مهیا شده است و گذار  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  با مدهای خلا فضای آزاد و گذارهای  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle, |0\rangle \rightarrow |3\rangle$  با مدهای خلا بلور فوتونیک اندرکنش می کنند.



شکل ۱: طرح شماتیک سیستم مورد نظر. گذار از تراز بالایی  $|3\rangle$  به تراز پایینی  $|2\rangle$  در فضای آزاد (ذخیره ساز مارکوفی) رخ می دهد در حالی که گذار از تراز بالایی  $|3\rangle$  به دو تراز پایینی دیگر  $|1\rangle$  و  $|0\rangle$  در نزدیکی لبه گاف باند فوتونیکی (ذخیره ساز غیر مارکوفی) رخ می دهد.

همایاتونین بیان کننده دینامیک سیستم در تصویر اندرکنشی و تقریب موج چرخان عبارت است از:

$$H = \sum_k g_k^{32} e^{-i\delta_{2k}t} |3\rangle\langle 2| b_k + \sum_q g_q^{31} e^{-i\delta_{1q}t} |3\rangle\langle 1| b_q + \sum_q g_q^{30} e^{-i\delta_{0q}t} |3\rangle\langle 0| b_q + H.C \quad (1)$$

که در اینجا  $\delta_{1q} = \omega_q - \omega_{31}$ ،  $\delta_{2k} = \omega_k - \omega_{32}$  و  $\delta_{0q} = \omega_q - \omega_{30}$  بیانگر جفت شدگی گذار اتمی  $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$  به مد  $(\lambda)$  است.  $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$  بیانگر اختلاف فرکانس حالات  $|i\rangle, |j\rangle$  است و  $\omega_k$  و  $\omega_q$  فرکانس مد  $k$  ام (مد  $q$ ام) ذخیره ساز است.

بردار حالت سیستم در لحظه  $t$  عبارت است از:

$$|\Psi(t)\rangle = a_3(t) |3, \{0\}\rangle + \sum_k a_{2k}(t) |2, \{k\}\rangle + \sum_q a_q(t) |1, \{q\}\rangle + \sum_q a_{0q}(t) |0, \{q\}\rangle \quad (2)$$

ب- معادلات طیف جذب-پاشندگی باریکه کاوشگر  
 اتم چهار ترازی نمایش داده شده در شکل ۱ را در نظر بگیرید که گذار  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  به باریکه کاوشگر ضعیف با فرکانس رابی  $\Omega_p$  جفت شده است و فرض می شود سیستم در لحظه اولیه  $t=0$  در تراز پایینی  $|2\rangle$  قرار دارد. هامیلتونین بیانگر دینامیک سیستم توسط رابطه (۱) بعلاوه جمله اندرکنشی باریکه کاوشگر ضعیف بیان می شود. از طرفی معادله حرکت دامنه میدان الکتریکی  $E(z,t)$  عبارت است از [۱۰]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t}\right)E(z,t) = \frac{-i\omega}{2c} \chi(\delta)E(z,t) \quad (15)$$

که در اینجا  $\chi(\delta)$  پذیرفتاری خطی محیط است و  $v_g$  سرعت گروه باریکه کاوشگر است. با توجه به اینکه گذار  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  در فضای آزاد رخ می دهد، می توان نشان داد که پذیرفتاری خطی حالت پایا عبارت است از [۱۱]:

$$\chi(\delta) = \frac{-4\pi N |\mu_{32}|^2}{\Omega(z,t)} a_2(t \rightarrow \infty) a_3^*(t \rightarrow \infty) \quad (16)$$

که در اینجا  $N$  بیانگر چگالی اتمی است. دوباره با استفاده از معادله شرودینگر وابسته به زمان و بکارگیری تبدیل لاپلاس و قضیه مقدار نهایی و همچنین با این فرض که اندرکنش اتم-لیزر ضعیف است لذا  $a_2(t) \approx 1$  طوری که  $(\Omega_p \leq \beta_{3i}, \alpha_{3i}, \gamma_{32})$  داریم:

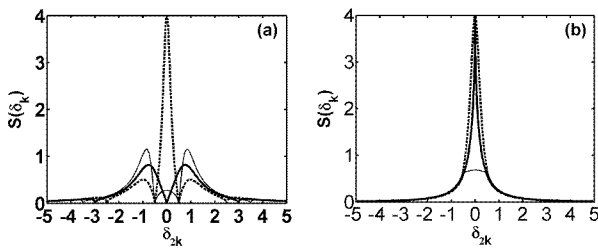
$$\tilde{s}a_3(s) = \frac{-i\Omega_p^*}{s-i\delta + \tilde{G}_2(s-i\delta) + \tilde{G}_1(s-i\delta) + \tilde{G}_0(s-i\delta)} \quad (17)$$

و با توجه به رابطه (۱۲) پذیرفتاری خطی حالت پایا عبارت می شود از:

$$\chi(\delta) = \frac{-4\pi N |\mu_{32}|^2}{\delta - i\tilde{G}_2^*(-i\delta) - i\tilde{G}_1^*(-i\delta) - i\tilde{G}_0^*(-i\delta)} \quad (18)$$

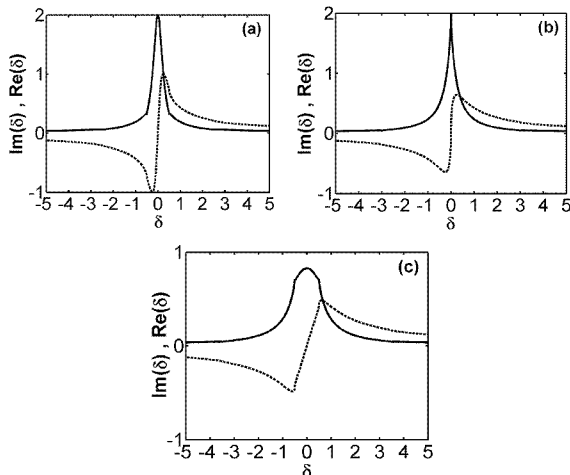
### بحث و بررسی

در شکل ۲ طیف گسیل خودبخودی اتم چهار ترازی واقع در بلور فوتونیک (a) همسانگرد و (b) ناهمسانگرد در گذار از حالت  $|3\rangle$  به حالت  $|2\rangle$  بر حسب  $\delta_{2k}$  در سه حالت  $\omega_{10} = 2.0$  (منحنی نقطه چین)،  $\omega_{10} = 3.0$  (منحنی ضخیم) و  $\omega_{10} = 4.0$  (منحنی نازک) رسم شده است. پارامترهای مورد استفاده در این شکل عبارتند از  $\delta g_1 = 1.5$ ،  $\delta g = \omega_{g2} - \omega_{g1} = 3.0$



شکل ۲: طیف گسیل خودبخودی در گذار  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  (a) بلور فوتونیک همسانگرد، (b) بلور فوتونیک ناهمسانگرد. پارامترهای مورد استفاده عبارتند از  $\delta g_1 = 0.5(\omega_{31} + \omega_{30}) - \omega_{g1} = 1.5$ ،  $\delta g_2 = 0.5(\omega_{31} + \omega_{30}) - \omega_{g2} = -1.5$ ،  $\omega_{10} = 2.0$  (منحنی نقطه چین)،  $\omega_{10} = 3.0$  (منحنی ضخیم) و  $\omega_{10} = 4.0$  (منحنی نازک).

در شکل ۳ طیف جذب و پاشندگی ( $\text{Im}(\chi)$ ,  $\text{Re}(\chi)$ ) اتم چهار ترازی واقع در بلور فوتونیک همسانگرد در گذار  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  بر حسب  $\delta$  در سه حالت (a)  $\omega_{10} = 2.0$ ، (b)  $\omega_{10} = 3.0$  و (c)  $\omega_{10} = 4.0$  رسم شده است. پارامترهای مورد استفاده همان پارامترهای شکل ۲ است. مشاهده میشود بیشینه جذب در  $\delta = 0$  با تغییر  $\omega_{10}$  قابل کنترل می گردد. در این شکل تعدادی خطوط شفاف نیز ملاحظه می شود که دوباره به علت تکینگی موجود در توابع گرین در حالت بلور فوتونیک همسانگرد ایجاد می شوند. طیف پاشندگی اتم نیز در این حالت تغییرات جالبی را نشان می دهد، طوریکه با تغییر  $\omega_{10}$  شیب منحنی پاشندگی حول  $\delta = 0$  مثبت به منفی و برعکس تغییر می کند. با توجه به شکل ۳b ملاحظه می شود که منحنی پاشندگی دارای شیب منفی بالایی حول  $\delta = 0$  است و جذب سیستم در این نقطه خیلی پایین است لذا از این خاصیت می توان جهت افزایش سرعت گروه نور استفاده کرد. در شکل



شکل ۲: مانند شکل ۳ در بلور فوتونیک ناهمسانگرد.

پاشندگی باریکه کاوشگر اتم چهار ترازوی واقع در بلور فوتونیک در دو حالت همسانگرد و ناهمسانگرد بررسی شد. نشان داده شد که با تغییر فاصله فرکانسی ساختار ریز حالت پایه اتم واقع در بلور فوتونیک همسانگرد یا ناهمسانگرد می‌توان گسیل خودبخودی سیستم جذب و پاشندگی سیستم اتمی را همچنین تحت تاثیر قرار داد و آن را تا حدودی کنترل کرد

### مرجع‌ها

[۱] P. Lambropoulos, G. M. Nikolopoulos, T. R. Nielsen and S. Bay; "Fundamental quantum optics in structured reservoirs", *Rep.Prog.Phys* **63**, (2000) 455-503.

[۲] E. Yablonovitch; "Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics" *Phys.Rev.Lett* **58**, (1987) 2059-2062.

[۳] S. John; "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices" *Phys. Rev.Lett* **58**, (1987) 2486-2489.

[۴] S. John and T. Wang; "Quantum optics of localized light in a photonic band gap" *Phys.Rev.B* **43**, (1991) 12772-12789.

[۵] S. John and T. Quang; "Spontaneous emission near the edge of a photonic band gap" *Phys.Rev.A* **50**, (1994) 1764-1769.

[۶] A.G. Kofman, G. Kurizki and B. Sherman; "Spontaneous and induced atomic decay in photonic band structures" *J.Mod.Opt* **41**, (1994) 353-384.

[۷] S. Y. Zhu, H. Chen and H. Huang H; "Quantum Interference Effects in Spontaneous Emission from an Atom Embedded in a Photonic Band Gap Structure" *Phys.Rev.Lett* **79**, (1997) 205-208.

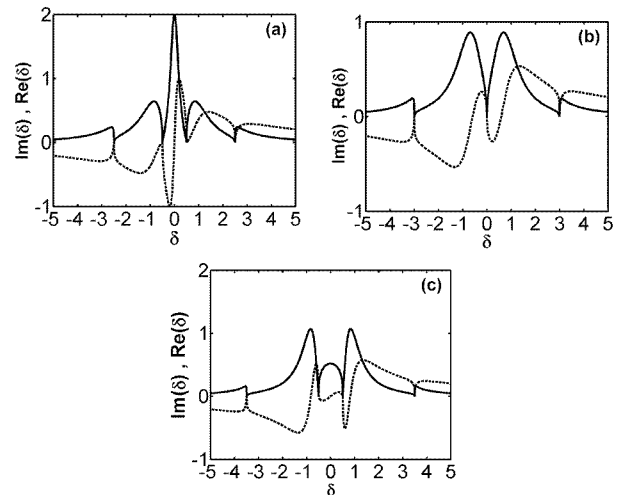
[۸] E. Paspalakis, N. J. Kylstra and P.L. Knight; "Transparency near a photonic band edge" *Phys.Rev.A* **60**, (1999) R33-R36.

[۹] M. Woldeyohannes and S. John; "Coherent control of spontaneous emission near a photonic band edge: A qubit for quantum computation" *Phys.Rev.A* **60**, (1999) 5046-5068.

[۱۰] S. E. Harris, J. E. Field, and A. Kasapi; "Dispersive properties of electromagnetically induced transparency" *Phys. Rev. A* **46**, (1992) R29-R32.

[۱۱] D. G. Anglakis, E. Paspalakis and P. L. Knight; "Coherent phenomena in photonic crystals" *Phys. Rev. A* **64**, (2001) 013801

۴ نیز طیف جذب و پاشندگی  $(\text{Im}(\chi), \text{Re}(\chi))$  اتم چهار ترازوی واقع در بلور فوتونیک ناهمسانگرد در گذار  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  بر حسب  $\delta$  در سه حالت (a)  $\omega_{10} = 2.0$  (b)  $\omega_{10} = 3.0$  و (c)  $\omega_{10} = 4.0$  با همان پارامترهای مورد استفاده در شکل ۲ رسم شده است.



شکل ۳: طیف جذب (منحنی پر) و پاشندگی (منحنی نقطه‌چین) باریکه کاوشگر در گذار  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  در بلور فوتونیک همسانگرد. پارامترهای مورد استفاده عبارتند از  $\delta g_1 = 0.5(\omega_{31} + \omega_{30}) - \omega_{g1} = 1.5$ ,  $\delta g = \omega_{g2} - \omega_{g1} = 3.0$  (a)  $\delta g_2 = 0.5(\omega_{31} + \omega_{30}) - \omega_{g2} = -1.5$  (b)  $\omega_{10} = 2.0$  (c)  $\omega_{10} = 3.0$  و  $\omega_{10} = 4.0$

با توجه به شکل ۴ ملاحظه می‌شود که در این حالت نقطه شفاف در طیف جذبی وجود ندارد و اثر تغییر  $\omega_{10}$  بر طیف جذبی کنترل پهنای بیشینه جذب و شدت آن است. اثر تغییر  $\omega_{10}$  بر طیف پاشندگی در این حالت تغییر شیب مثبت طیف پاشندگی حول  $\delta = 0$  است. این سیستم برای کاهش سرعت گروه نور، با وجود تغییرات مثبت شیب منحنی پاشندگی حول  $\delta = 0$  به علت داشتن جذب بالا در آن نقطه مناسب نیست.

### نتیجه گیری

اثر ساختار ریز بر طیف گسیل خودبخودی و همچنین طیف جذب و