

حل دقیق معادلات دستگاه سه‌ترازه اتمی آبخاری با جفت‌شدگی بالا در اندرکنش با یک جفت میدان کوآنتیده در حالت پایا

سیامک خادمی*، سمیرا علیپور، قاسم نعیمی

گروه فیزیک دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

چکیده

معمولاً معادلات تحول زمانی دستگاه سه‌ترازه (یا چند ترازه) اتمی در اندرکنش با دو (یا چند) میدان کلاسیکی با تقریب میدان ضعیف کاوشگر در حالت پایا مورد بررسی قرار می‌گیرد. اما این تقریب برای میدان‌های کوآنتیده، که هر دو میدان کاوشگر و جفت‌کننده شامل تعداد محدودی فوتون هستند، یا (مخصوصاً) برای میدان جفت‌کننده در حالت خلأ کوآنتومی، تقریب مناسبی نیست. در این مقاله معادلات دستگاه سه‌ترازه آبخاری، در دو چیدمان جفت‌شدگی بالا و جفت‌شدگی پایین، در اندرکنش با یک جفت میدان کوآنتیده (و با فرض عدم وجود نامیزانی در میدان جفت‌کننده) و در حالت پایا، به صورت دقیق حل شده است. جمعیت ترازهای اتمی، جذب و پاشندگی آن مورد بررسی و تحلیل قرار گرفته و نتایج به دست آمده با نتایج روش حل تقریبی مقایسه شده است.

کلیدواژگان: شفافیت القایی الکترومغناطیسی، پاشندگی، جذب، اتم سه‌ترازی آبخاری، حل دقیق، تقریب میدان ضعیف

مقدمه

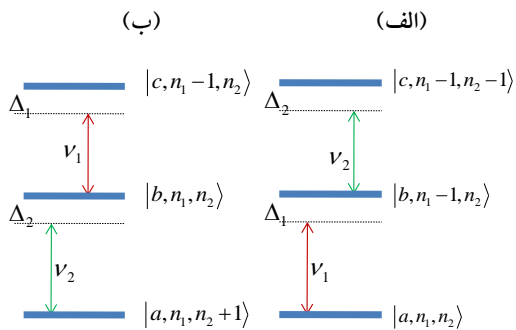
دو تراز از اتم در تشدید باشد، همزمان جذب زیاد و پاشندگی قوی برای نور رخ می‌دهد [۱۳]. برای اتم سه‌ترازه آبخاری که با دو میدان کاوشگر و جفت‌کننده برهمکنش دارد در شرایط خاصی، اتم در مقابل پرتو نور کاوشگر، شفاف (ضریب شکست برابر با ۱ و ضریب جذب برابر با صفر) می‌شود. در این صورت اتم نسبت به فرکانس نور کاوشگر نامرئی است. این اثر به نام شفافیت القایی الکترومغناطیسی مشهور است.

در این حالت دو قسمت حقیقی و موهومی پذیرفتاری الکتریکی، که به ترتیب متناسب با پاشندگی و جذب نور توسط اتم هستند، برحسب نامیزانی (detuning) فرکانس نور کاوشگر به دست می‌آیند. نشان داده شده است که برای بسیاری از دستگاه‌های چند ترازه اتمی

با استفاده از تقریب میدان کاوشگر (Probe) ضعیف، مبانی نظری شفافیت القایی الکترومغناطیسی (EIT) اولین بار توسط آرخیپکین و هلر [۱]، کوچارفسکایا و خانین [۲] و هریس [۳] برای دستگاه‌های سه‌ترازه به دست آمد. هریس و همکارانش در سال ۱۹۹۱ توانستند شفافیت القایی الکترومغناطیسی را در آزمایشگاه مشاهده کنند [۴]. در سال‌های اخیر نیز گروه‌های زیادی به بررسی شفافیت القایی الکترومغناطیسی و کاربردهای آن در سیستم‌های مختلف پرداخته‌اند [۵-۱۱]. خواص شفافیت الکترومغناطیسی با استفاده از مدل‌های نیمه‌کلاسیک و تمام کوآنتومی [۷-۱۱، ۱۵] مورد بررسی قرار گرفته است. معمولاً اگر فرکانس نور تابشی با فرکانس گذار

* نویسنده مسئول: khademi@znu.ac.ir

مختلف $|n_2\rangle$ مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین رفتار طیف جذب و پاشندگی برای حالتی که اتم با میدان جفت‌کننده خلاً $|0\rangle = |n_2\rangle$ برهمکنش دارد نیز بررسی می‌شود.



شکل ۱. اتم سه ترازه آبشاری در اندرکنش با دو میدان کاوشگر با فرکانس v_1 و میدان جفت‌کننده با فرکانس v_2 در دو چیدمان: الف) میدان جفت‌کننده بالا و ب) میدان جفت‌کننده پایین. حالت‌های ترازهای اتمی با $|a\rangle$ ، $|b\rangle$ و $|c\rangle$ و حالت‌های فوتونی با $|n_1\rangle$ و $|n_2\rangle$ نشان داده شده‌اند. n_1 و n_2 به ترتیب تعداد فوتون‌های میدان‌های کاوشگر و جفت‌کننده را نشان می‌دهند.

حل دقیق معادلات برای اتم سه ترازه با جفت‌شدگی بالا در مدل تمام کوآنتومی

اکنون یک اتم سه ترازه آبشاری جفت‌شدگی بالا، را مطابق شکل ۱-الف در نظر بگیرید که با دو میدان الکترومغناطیسی کوآنتیده با حالت‌های $|n_1\rangle$ و $|n_2\rangle$ (و با فرکانس‌های v_1 و v_2) به ترتیب با جفت ترازهای a-b و b-c اندرکنش دوقطبی دارند. همچنین فرض می‌کنیم گذار دوقطبی c-a ممنوع است. اگر مانند شکل ۱-ب جای میدان‌های جفت‌کننده و کاوشگر را عوض کنیم، آنگاه سیستم سه ترازه آبشاری جفت‌شدگی پایین به دست می‌آید.

نیز جذب و پاشندگی همزمان از بین رفته و شفافیت القایی الکترومغناطیسی آشکار می‌شود.

معمولاً در بررسی نیمه کلاسیک شفافیت القایی الکترومغناطیسی از تقریب میدان ضعیف، که در آن میدان کاوشگر بسیار ضعیف‌تر از میدان جفت‌کننده است، استفاده می‌شود. اگرچه در بررسی برهمکنش برخی میدان‌های کوآنتیده مانند میدان همدوس با اتم استفاده از تقریب میدان‌های ضعیف قابل قبول است، اما در اندرکنش اتم با میدان‌های کوآنتیده، که حالت میدان با $|n_1, n_2\rangle$ تعریف شده است، از تقریب میدان‌های ضعیف همیشه نمی‌توان استفاده کرد. زیرا هر دو میدان‌های جفت‌کننده و کاوشگر کوآنتیده، که شامل تعداد محدودی فوتون هستند، معمولاً میدان‌های ضعیفی هستند. از طرفی تقریب میدان‌های ضعیف، بررسی رفتار شفافیت القایی الکترومغناطیسی وقتی میدان جفت‌کننده در مقایسه با میدان کاوشگر بسیار ضعیف است، نمی‌تواند قابل توجیه باشد. مخصوصاً بررسی اندرکنش اتم با میدان جفت‌کننده خلاً (در مدل تمام کوآنتومی) که میدان جفت‌کننده ضعیف‌تر از میدان کاوشگر است، نیاز به روشی بدون استفاده از تقریب میدان‌های ضعیف دارد.

در این مقاله موضوع شفافیت الکترومغناطیسی برای اتم سه ترازه آبشاری در اندرکنش با دو مد از میدان‌های تمام کوآنتومی، بدون استفاده از تقریب میدان‌های ضعیف، مورد بررسی قرار خواهد گرفت. معادلات کوآنتومی اتم-میدان به روش تحلیلی و دقیق حل می‌شود و جمعیت ترازها و طیف‌های جذب و پاشندگی با استفاده از حل دقیق معادلات تمام کوآنتومی به دست آورده و با مدل نیمه کلاسیکی مقایسه می‌شوند. همچنین خاصیت شفافیت القای الکترومغناطیسی برای میدان کوآنتومی کاوشگر با حالت کوآنتومی $|n_1\rangle$ و $|1\rangle$ و میدان کوآنتومی جفت‌کننده با حالت کوآنتومی

هامیلتونی برهمکنش اتم سه ترازه جفت‌شدگی بالا در تصویر برهمکنش به صورت زیر است:

$$\hat{V} = -\hbar g_1 (\hat{\sigma}_{bc} \hat{a}_1 e^{i\Delta_1 t} + \hat{\sigma}_{cb} \hat{a}_1^\dagger e^{-i\Delta_1 t}) - \hbar g_2 (\hat{\sigma}_{ab} \hat{a}_2 e^{i\Delta_2 t} + \hat{\sigma}_{ba} \hat{a}_2^\dagger e^{-i\Delta_2 t}), \quad ۱$$

که در آن \hat{a}_1^\dagger و \hat{a}_1 ، \hat{a}_2^\dagger و \hat{a}_2 به ترتیب عملگر فنا و خلق برای میدان‌های کاوشگر (و جفت‌کننده) هستند.

همچنین $\hat{\sigma}_{ij} = |i\rangle\langle j|$ نیز عملگر گذار اتمی از تراز i به j است. $g_1 = \vec{\mathcal{E}}_{bc} \cdot \hat{\mathcal{E}}_1 \mathcal{E}_1 / \hbar$ و

$g_2 = \vec{\mathcal{E}}_{ab} \cdot \hat{\mathcal{E}}_2 \mathcal{E}_2 / \hbar$ نیز به ترتیب فرکانس رابی

برای میدان‌های کاوشگر و جفت‌کننده $\hat{\mathcal{E}}_{1,2}$ جهت

پلاریزاسیون میدان، $\vec{\mathcal{E}}_{ij} = e\langle i|\vec{r}|j\rangle$ ، المان ماتریسی

دوقطبی الکتریکی با دامنه $\mathcal{E}_i = \sqrt{h\nu_i / \varepsilon_0 V_i}$ و

$\Delta_1 = \omega_{ba} - \nu_1$ و $\Delta_2 = \omega_{cb} - \nu_2$ نیز به ترتیب

نامیزانی میدان‌های کاوشگر و جفت‌کننده هستند.

فرض کنید اتم ابتدا در حالت پایه $|a\rangle$ باشد و

میدان‌های کوآنتومی کاوشگر و جفت‌کننده به ترتیب

n_1 و n_2 فوتون داشته باشند، در این صورت حالت

اولیه دستگاه $|a, n_1, n_2\rangle$ است. پس از اندرکنش این

تراز با میدان کاوشگر، بر اثر جذب، یک فوتون از

میدان کم شده و الکترون اتم به تراز بالاتر b می‌رود

در این صورت حالت کوآنتومی دستگاه به

$|b, n_1 - 1, n_2\rangle$ تحول می‌یابد. پس از اندرکنش با

میدان جفت‌کننده نیز بر اثر جذب، یک فوتون از میدان

کم شده و حالت اتم به تراز بالاتر c می‌رود و حالت

دستگاه $|c, n_1 - 1, n_2 - 1\rangle$ خواهد بود. پس از گذشت

زمان حالت نهایی دستگاه ترکیب خطی از سه حالت

$$|\psi(t)\rangle = C_a(t)|a, n_1, n_2\rangle + C_b(t)|b, n_1 - 1, n_2\rangle + C_c(t)|c, n_1 - 1, n_2 - 1\rangle, \quad ۲$$

خواهد بود.

تحول زمانی ماتریس چگالی $\hat{\rho}$ با استفاده از معادله

$$\dot{\hat{\rho}} = \frac{1}{\hbar} [\hat{V}, \hat{\rho}] + L(\hat{\rho})$$

جمله مربوط به گسیل خودبخودی لیندبلاد

است [۱۴]. معادلات تحول اتم با در نظر گرفتن گسیل

خودبخودی به صورت زیر هستند:

$$\dot{\rho}_{aa} = ig_1\sqrt{n_1}(\rho_{ba} - \rho_{ab}) + 2\gamma_1\rho_{bb}, \quad ۳$$

$$\dot{\rho}_{bb} = -ig_1\sqrt{n_1}(\rho_{ba} - \rho_{ab}) + ig_2\sqrt{n_2}(\rho_{cb} - \rho_{bc}) - 2\gamma_1\rho_{bb} + 2\gamma_2\rho_{cc}, \quad ۴$$

$$\dot{\rho}_{cc} = -ig_2\sqrt{n_2}(\rho_{cb} - \rho_{bc}) - 2\gamma_2\rho_{cc}, \quad ۵$$

$$\dot{\rho}_{ba} = -(\gamma_1 + i\Delta_1)\rho_{ba} + ig_1\sqrt{n_1}(\rho_{aa} - \rho_{bb}) + ig_2\sqrt{n_2}\rho_{ca}, \quad ۶$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -(\gamma_1 - i\Delta_1)\rho_{ab} - ig_1\sqrt{n_1}(\rho_{aa} - \rho_{bb}) - ig_2\sqrt{n_2}\rho_{ac}, \quad ۷$$

$$\dot{\rho}_{cb} = -(\gamma_1 + \gamma_2 + i\Delta_2)\rho_{cb} + ig_2\sqrt{n_2}(\rho_{bb} - \rho_{cc}) - ig_1\sqrt{n_1}\rho_{ca}, \quad ۸$$

$$\dot{\rho}_{bc} = -(\gamma_1 + \gamma_2 - i\Delta_2)\rho_{bc} - ig_2\sqrt{n_2}(\rho_{bb} - \rho_{cc}) + ig_1\sqrt{n_1}\rho_{ac}, \quad ۹$$

$$\dot{\rho}_{ca} = -(\gamma_2 + i(\Delta_1 + \Delta_2))\rho_{ca} - ig_1\sqrt{n_1}\rho_{cb} + ig_2\sqrt{n_2}\rho_{ba}, \quad ۱۰$$

$$\dot{\rho}_{ac} = -(\gamma_2 - i(\Delta_1 + \Delta_2))\rho_{ac} + ig_1\sqrt{n_1}\rho_{bc} - ig_2\sqrt{n_2}\rho_{ab}, \quad ۱۱$$

که در آن γ_1 ، γ_2 و γ_3 ، به ترتیب ضرایب گذار از b

به c ، a به c و b به a هستند. همچنین

$$Tr(\hat{\rho}) = \rho_{aa} + \rho_{bb} + \rho_{cc} = 1 \quad \text{و} \quad \rho_{ij} =$$

$(\rho_{ij})^*$ است. بنابراین تمامی معادلات ۳ تا ۱۱ مستقل

نیستند. در معادلات فوق با استفاده از تبدیل دستگاه

$$\tilde{\rho}_{bc} = \rho_{bc} e^{-i\Delta_1 t} \quad \text{چرخان:}$$

$$\tilde{\rho}_{ac} = \rho_{ac} e^{-i(\Delta_1 + \Delta_2)t} \quad \text{و} \quad \tilde{\rho}_{ab} = \rho_{ab} e^{-i\Delta_2 t},$$

ضرایب وابسته به زمان حذف شده‌اند و برای سادگی

$$D_{00} = \gamma_1 \gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_2)^2 (\gamma_1^2 \gamma_2^2 + \gamma_1^2 \Delta_1^2 + \gamma_2^2 \Delta_1^2 + \Delta_1^4) \quad 19$$

$$D_{02} = \gamma_1 (\gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_2)^2 (2\gamma_1 \gamma_2 - 2\Delta_1^2) + (\gamma_1 + \gamma_2) (\gamma_1^2 \gamma_2^2 + \gamma_1^2 \Delta_1^2 + \gamma_2^2 \Delta_1^2 + \Delta_1^4)) \quad 20$$

$$D_{04} = \gamma_1 (\gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_2)^2 + (\gamma_1 + \gamma_2) (2\gamma_1 \gamma_2 - 2\Delta_1^2)) \quad 21$$

$$D_{06} = \gamma_1 (\gamma_1 + \gamma_2) \quad 22$$

$$D_{20} = (2\gamma_1^4 \gamma_2^2 + 4\gamma_1^3 \gamma_2^3 + 4\gamma_1^2 \gamma_2^4 + 2\gamma_1 \gamma_2^5 + 2\gamma_1^3 \gamma_2 \Delta_1^2 + 6\gamma_1^2 \gamma_2^2 \Delta_1^2 + 4\gamma_1 \gamma_2^3 \Delta_1^2) \quad 23$$

$$D_{22} = (4\gamma_1^3 \gamma_2 + 7\gamma_1^2 \gamma_2^2 + 6\gamma_1 \gamma_2^3 + 2\gamma_2^4 + 2\gamma_1^2 \Delta_1^2 + 4\gamma_1 \gamma_2 \Delta_1^2 + \gamma_2^2 \Delta_1^2) \quad 24$$

$$D_{24} = (2\gamma_1^2 + 3\gamma_1 \gamma_2 + 2\gamma_2^2) \quad 25$$

$$D_{40} = \gamma_1 \gamma_2 ((\gamma_1 + 2\gamma_2)^2 + \Delta_1^2) \quad 26$$

$$D_{42} = (\gamma_1^2 + 4\gamma_1 \gamma_2 + 2\gamma_2^2) \quad 27$$

$$D_{60} = 2\gamma_1 \gamma_2 \quad 28$$

و سایر $D_{ba}(ij) = C_{ba}(ij) = 0$ هستند. مرتبه توان میدان کاوشگر با m و میدان جفت کننده با l نشان داده شده است. در معادلات ۱۳-۲۸ برای سادگی اندیس ij حذف شده است. معادله ۱۲ با ضرایب ۱۳-۲۸ پاسخ دقیق معادله تحول زمانی دستگاه است.

از علامت \sim بر روی عناصر ماتریس چگالی صرف نظر شده است. در این معادلات برخلاف روش معمول در مدل نیمه کلاسیکی تقریب میدانهای ضعیف استفاده نشده است. در حالت پایا $\dot{\rho} = 0$ ، این معادله را به صورت تحلیلی و دقیق می توان حل کرد.

پاسخ دقیق عناصر ماتریس چگالی را می توان به دست آورد اما پاسخهای به دست آمده بسیار طولانی هستند. پاسخ معادلات برای هر عنصر ماتریس چگالی را بر حسب توانهای دامنه میدانهای الکترومغناطیسی کاوشگر $E_p \propto g_1 \sqrt{n_1}$ و جفت کننده $E_c \propto g_2 \sqrt{n_2}$ مرتب و بسط داده می شوند. در این صورت تغییرات جمعیت یا همدموسی دستگاه اتم-میدان بر حسب تغییر در نامیزانی و دامنه میدانهای کاوشگر و جفت کننده به دست می آید:

$$\rho_{ij} = \frac{\sum_{m,l} C_{ml}(ij) E_p^m E_c^l}{\sum_{m,l} D_{ml}(ij) E_p^m E_c^l} \quad 12$$

ضرایب بسط $C_{ml}(ij)$ و $D_{ml}(ij)$ در معادله ۱۲ برای ρ_{ba} عبارتند از:

$$C_{10} = \gamma_1 (\gamma_1 + \gamma_2) (\gamma_1 \gamma_2 + \gamma_2^2) (\gamma_2 + i\Delta_1) \times (i\gamma_1 \gamma_2 + \gamma_1 \Delta_1 + \gamma_2 \Delta_1 - i\Delta_1^2) \quad 13$$

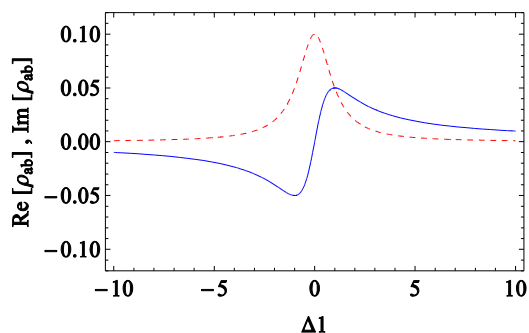
$$C_{12} = \gamma_1 (\gamma_1 + \gamma_2) (\gamma_2 + i\Delta_1) \times (2i\gamma_1 \gamma_2 + i\gamma_2^2 + \gamma_1 \Delta_1 + \gamma_2 \Delta_1 - i\Delta_1^2) \quad 14$$

$$C_{14} = i\gamma_1 (\gamma_1 + \gamma_2) (\gamma_2 + i\Delta_1) \quad 15$$

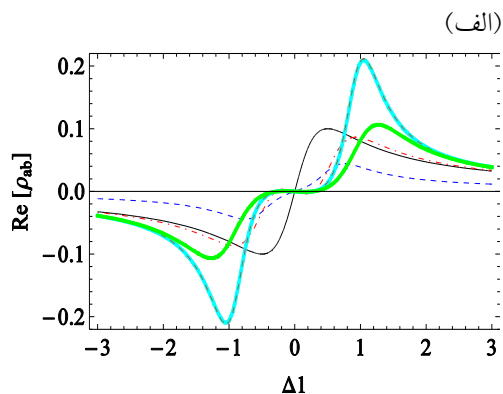
$$C_{30} = 2\gamma_2 (\gamma_1^2 \gamma_2 + \gamma_1 \gamma_2^2) (i\gamma_1 + \Delta_1) \quad 16$$

$$C_{32} = \gamma_2 (2\gamma_1 + \gamma_2) (i\gamma_1 + \Delta_1) \quad 17$$

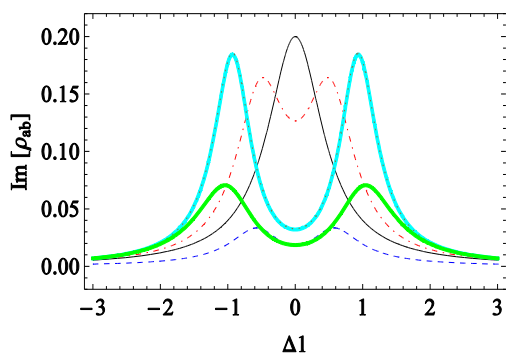
$$C_{50} = i\gamma_1^2 \gamma_2 + \gamma_1 \gamma_2 \Delta_1 \quad 18$$



شکل ۲. (خط پیوسته) منحنی پاشندگی و (خط چین) منحنی جذب ناشی از برهمکنش تک فوتونی. همچنین $\gamma_1 = 0.5$; $n_1 = 1$; $g_1 = 0.1$; و $\gamma_2 = 0.5$; $\Delta_2 = 0$; $g_2 = 0.1$; و $n_2 = 1$; انتخاب شده‌اند.



(الف)



(ب)

شکل ۳. منحنی‌های سیاه-پیوسته، آبی-خط چین، قرمز-نقطه خط، فیروزه‌ای-ضخیم، قهوه‌ای نقطه چین و سبز-ضخیم به ترتیب مربوط به برهمکنش‌های تک فوتونی، تا دو فوتونی، تاسه فوتونی، تا چهار فوتونی، تا پنج فوتونی و تا شش فوتونی هستند. برهمکنش تا شش فوتونی پاسخ دقیق الف) طیف پاشندگی و ب) جذب را به دست می‌دهند.

با افزایش مرتبه ضرایب بسط (با در نظر گرفتن برهمکنش‌های دو فوتونی و بیشتر) مرتبه فوتون‌هایی

برهمکنش‌های چند فوتونی

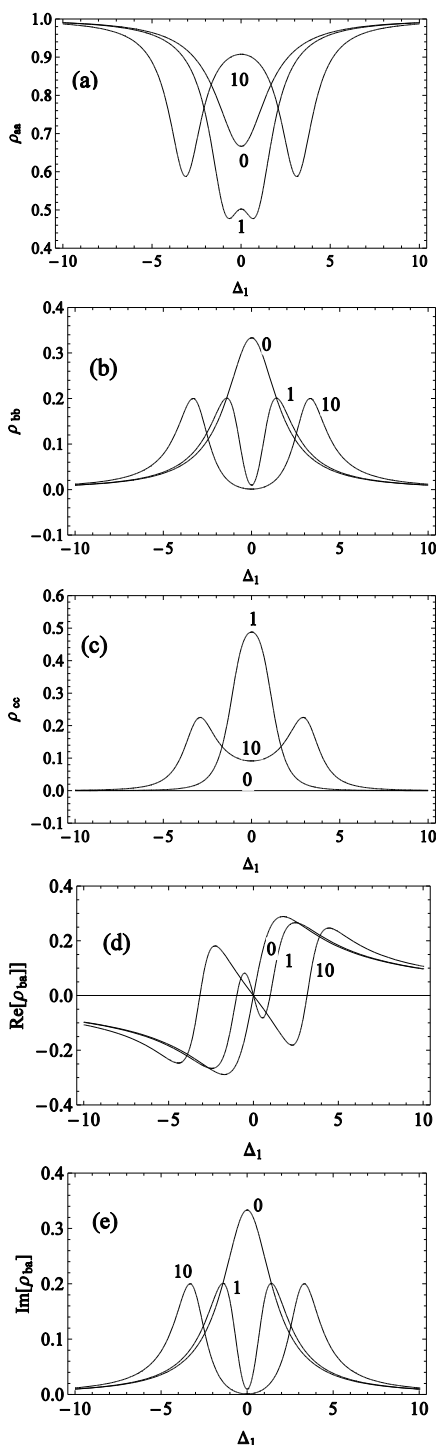
جذب و پاشندگی میدان کاوشگر را می‌توان برحسب برهمکنش‌های n -فوتونی (که در آن $n = m + l$) است بازنویسی کرد. مشاهده می‌شود که در این مسئله حداکثر تا برهمکنش‌های شش فوتونی مؤثر هستند. به راحتی از معادله ۱۲ می‌توان نشان داد که برای برهمکنش تک فوتونی $\rho_{ab} = C_{10(ab)} E_p^1 E_c^0 / D_{00(ab)} E_p^0 E_c^0$ است. در این حالت تراز اتمی C هیچ نقشی در برهمکنش نخواهد داشت و دستگاه مورد بررسی مانند یک اتم دو ترازه (ترازهای a و b) است که با میدان کاوشگر برهمکنش می‌کند. ضرایب جذب و پاشندگی به ترتیب متناسب با

$$\text{Re}[\rho_{ab}] = \frac{[4\Delta l(1 + \Delta l^2)]g_1\sqrt{n_1}}{4(1 + \Delta l^2)^2} \quad 29$$

و

$$\text{Im}[\rho_{ab}] = \frac{[-4(1 + \Delta l^2)]g_1\sqrt{n_1}}{4(1 + \Delta l^2)^2} \quad 30$$

هستند که در شکل ۲ برحسب نامیزانی کاوشگر رسم شده‌اند. در شکل ۲ در نامیزانی صفر برهمکنش تک اتمی دارای تک قله جذب و شیب پاشندگی مثبت است. در این شکل تنها ضرایب D_{00} و C_{10} وجود دارند و تعداد فوتون‌های کاوشگر برابر با ۱ در نظر گرفته شده است و تعداد فوتون‌های میدان جفت‌کننده نقشی در طیف جذب و پاشندگی ایفا نمی‌کنند.

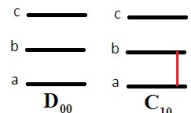
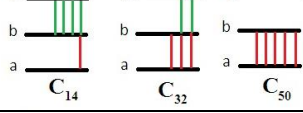
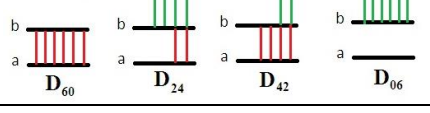


شکل ۴. جمعیت ترازهای اتمی و طیف جذب و پاشندگی میدان کاوشگر برحسب نامیزانی کاوشگر برای تعداد صفر، ۱ و ۱۰ فوتون میدان جفت کننده. داده‌های لازم مشابه داده‌های شکل ۳ است.

که در برهمکنش درگیر هستند بزرگتر شده و به تدریج تک قله جذب به جفت قله جذب تبدیل می‌شود. همچنین شیب منحنی پاشندگی ابتدا کاهش یافته و سپس منفی می‌شود. در این صورت پنجره شفافیت در نامیزانی صفر میدان کاوشگر بوجود می‌آید. شکل ۳- الف و ۳-ب به ترتیب تغییر در پاشندگی و جذب میدان کاوشگر را برای مرتبه‌های چند فوتونی نشان می‌دهند. در شکل ۳ مشاهده می‌شود که با بهبود دقت و به حساب آوردن برهمکنش‌های دو فوتونی تا شش فوتونی (رابطه دقیق) تغییرات شیب پاشندگی و میزان جذب و شفافیت محیط تغییرات قابل توجهی را نشان می‌دهد. تفاوت جدی در منحنی‌های پاشندگی و جذب در برهمکنش‌های چند فوتونی متفاوت دلیل قاطعی برای استفاده از حل دقیق دستگاه معادلات ۳ تا ۱۱ است. وجود شفافیت در نامیزانی صفر به شدت وابسته به تعداد فوتون‌های میدان جفت کننده است. با افزایش تعداد فوتون‌های جفت کننده جذب کاهش یافته و شفافیت قوی‌تر می‌شود. اما با کاهش تعداد فوتون‌های جفت کننده به تدریج شفافیت از بین می‌رود. منحنی‌های به دست آمده به طور کیفی با نتایج قبلی همخوانی دارد. در مرتبه‌های برهمکنش تک و دو فوتونی در میدان‌های کاوشگر ضعیف نیز طیف‌های پاشندگی و جذب با نتایج قبلی سازگار است. اما نتایج کمی تفاوت آشکاری را بین روش‌های معمول (که برهمکنش‌های تا دو فوتونی و تقریب میدان ضعیف را در نظر می‌گیرند) و محاسبه دقیق در این مقاله (که تا برهمکنش شش فوتونی را محاسبه می‌کند) نشان می‌دهد.

همانطور که در جدول ۱ دیده می‌شود، برهمکنش‌های زوج-فوتون (که با ضرایب D_{ij} نشان داده شده‌اند) موجب گذار اتمی نمی‌شوند. در رابطه ۱۲ نیز اثر این برهمکنش‌ها به صورت جملاتی حقیقی در مخرج کسر ظاهر می‌شوند. بنابراین به حساب آوردن برهمکنش‌های زوج-فوتونی موجب افزایش اندازه مخرج رابطه ۱۲ و به دنبال آن کاهش میزان جذب و پاشندگی میدان کاوشگر می‌شوند. این کاهش در شکل ۳ نیز به خوبی دیده می‌شود. برهمکنش‌های فرد-فوتونی (که با ضرایب G_{ij} نشان داده شده‌اند) موجب گذار اتمی شده و به صورت جملات مختلط تنها در صورت معادله ۱۲ ظاهر می‌شوند. با توجه به اینکه برای یک گذار چند فوتونی خاص مسیرهای ممکن متفاوتی وجود دارد، دامنه احتمال گذارها از مسیرهای مختلف با هم جمع شده و موجب تداخل کوآنتومی می‌شوند. به حساب آوردن برهمکنش‌های فرد-فوتونی در اصل ممکن است هم اندازه و هم شکل طیف پاشندگی و جذب را تغییر دهد. این تغییر در شکل ۳ در تفاوت منحنی جذب برای برهمکنش تک فوتونی (تک قله) با سایر منحنی جذب برهمکنش‌های چند فوتونی (جفت قله) دیده می‌شود. همچنین با افزایش مرتبه برهمکنش از تک فوتونی به چند فوتونی تغییر علامت در شیب منحنی پاشندگی از مثبت به منفی دیده می‌شود. این نوع تغییرات ناشی از تداخل‌های کوآنتومی دامنه گذار برهمکنش چند فوتونی از مسیرهای مختلف است. معادلات ۱۲ تا ۲۸ نشان می‌دهند که در برهمکنش میدان‌های کاوشگر و جفت‌کننده با دستگاه سه ترازوی آبخاری با جفت‌شدگی بالا و با نامیزانی صفر برای میدان جفت‌کننده، حداکثر تا برهمکنش‌های شش فوتونی مجاز هستند. تغییرات جمعیت ترازهای اتمی و تغییر در شکل و اندازه منحنی‌های جذب و پاشندگی در شکل ۴ نشان داده شده است.

جدول ۱. برهمکنش‌های چندفوتونی برحسب ضرایب بسط برای ρ_{ba} معادله ۱۲. گذار میدان کاوشگر با رنگ قرمز (گذارهای بین دو تراز پایین) و گذارهای میدان جفت‌کننده با رنگ سبز (گذارهای بین دو تراز بالا) نشان داده شده‌اند.

گذارهای اتمی	ضرایب بسط	برهمکنش‌های
	C_{10} و D_{00}	تا تک فوتونی
	D_{02} D_{20}	دو فوتونی
	C_{30} C_{12}	سه فوتونی
	D_{40} , D_{22} , D_{04}	چهار فوتونی
	C_{32} , C_{14} , C_{50}	پنج فوتونی
	D_{60} , D_{24} , D_{42} , D_{06}	شش فوتونی

مراجع

- [4] S.E. Harris, J.E. Field, A. Imamoglu, Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency, *Physical Review Letter* 64 (1990) 1107.
- [5] K.J. Boller, A. Imamoglu, S.E. Harris, Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency, *Physical Review Letter* 64 (1991) 1107-1110.
- [6] L. Deng, M.G. Payne, Achieving induced transparency with one- and three-photon destructive interference in a two-mode, three-level, double- Λ system, *Physical Review A* 71 (2005) 011803R- 011807R.
- [7] J.E. Field, K.H. Hahn, and S.E. Harris, Observation of electromagnetically induced
- [1] V.G. Arkhipkin, Yu.I. Heller, Radiation amplification without population inversion at transitions to autoionizing states, *Physics Letter A* 98 (1983) 12-14.
- [2] O. Kocharovskaya, Ya. I. Khanin, Coherent amplification of an ultrashort pulse in a three-level medium without a population inversion, *JETP Letter* 48 (1988) 630-634.
- [3] S.E. Harris, Lasers Without Inversion: Interference of life time-broadened resonances, *Physical Review Letter* 62 (1989) 1033-1036.

transparency in collisionally broadened lead vapor, *Physical Review Letter* 67 (1991) 3062–3065.

[8] Y. Li, M. Xiao, Enhancement of nondegenerate four-wave mixing based on electromagnetically induced transparency in rubidium atoms, *Optics Letters* 21 (1996) 1064 – 1066.

[9] M. Johnsson, M. Fleischhauer, Efficient photon counting and single-photon generation using resonant nonlinear optics, *Physical Review A* 67 (2003) 061802.

[10] D. Akamatsu, K. Akiba, M. Kozuma, Electromagnetically induced transparency with squeezed vacuum, *Physical Review Letter* 92 (2004) 203602-20360.

[11] S. Khademi, G. Naeimi, S. Alipour, Sh. Mirzaei, An Exact Scheme for the EIT for a Three-level Λ -type Atom in a Quantum Cavity, *Applied Mathematics & Information Sciences* 9 3 (2015) 1225-1229.

[12] D. Jafari, M. Sahrai, H. Motavalli, M. Mahmoudi, Phase control of group velocity in a dielectric slab doped with three-level ladder-type atoms, *Physical Review A* 84 (2011) 063811.

[13] M.O. Scully, M.S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge, New York, (1997).

[14] C.C. Gray, P.L. Knight, *Introductory Quantum Optics*, Cambridge, New York, (2005).

[15] Z. Wang, W. Guo, S. Zheng, Quantum theory of optical multistability in a two-photon three-level Λ -configuration medium, *Physical Review A* 46 (1992) 7235-7241.