



برهم کنش نانومقیاس اتم - پلاسمون در مرز جدایی لایه نازک طلا - بخار فلز قلیایی

محمد مصلح^۱، ملیحه رنجبران^۲، سیده مهری حمیدی^{۱*}

۱. آزمایشگاه مگنتوپلاسمونیک، پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران

چکیده: امکان محصور کردن نور در ابعاد نانو در ساختارهای پلاسمونی، اثرهای منحصر به فردی از جمله تقویت برهم کنش های نور- ماده را به همراه دارد. از این تقویت می توان به خوبی در سامانه های تشدید جفت شده اتمی- پلاسمونی بهره گرفت. در چنین سامانه جفت شده ای، تشدید پلاسمونی پهن در مقابل تشدید اتمی باریک قرار گرفته و امکان طیف نگاری بازتابی با قابلیت تفکیک ترازهای اتم را فراهم می سازد. در این مقاله، با مدل سازی طیف بازتابی از لایه نازک طلا در مجاورت بخار فلز قلیایی روبیدیوم در هندسه کرشمن، تغییر شکل خطوط جذبی در طیف ترازهای ساختار فوق ریز اتم بررسی شد. با تنظیم زاویه نور فرودی به نحوی که بتوان فرکانس تشدید مد پلاسمون- پلاریتون را نسبت به فرکانس جذب تشدید اتم تغییر داد، پدیده های گذار القایی و همچنین، تشدید فانو در طیف بازتاب به روشنی مشاهده شد.

واژگان کلیدی: برهم کنش تشدید اتمی- پلاسمونی، اتم روبیدیوم، مدل سه لایه ای، روابط فرنل، گذار القایی، تشدید فانو.

* m_hamidi@sbu.ac.ir

۱- مقدمه

ساختارها و ادوات پلاسمونی به دلیل توانایی محدود کردن نور در ابعاد کمتر از طول موج نور، تقویت چشمگیر برهم کنش های نور- ماده در ابعاد نانو را به همراه داشته اند. از تقویت میدان الکترومغناطیسی نور در اطراف سطح های فلزی در پدیده هایی چون برهم کنش های غیرخطی و سامانه های تشدید جفت شده، به خوبی بهره گرفته شده است [۱ تا ۳]. در این سامانه ها با جفت شدن دو نوع پدیده تشدید روبرو هستیم. تشدید اول، پلاسمونی است که به دلیل وابستگی قوی به تغییرات محیطی در کاربردهای حسگری، بسیار مورد توجه قرار است [۴ تا ۶]. تشدید دوم مربوط به محیطی می شود که در برهم کنش با ساختار پلاسمونی قرار گرفته و مشخصه یابی می شود. این محیط می تواند شامل مولکول های گازی، مانند استیلن و

مونواکسید کربن [۳] و یا بخار فلزهای قلیایی مانند روبیدیوم یا سزیم [۱] باشد. فلزهای قلیایی در کاربردهای بسیاری از جمله ساخت مگنتومترهای اتمی [۷ و ۸] به منظور ردیابی ذرات مغناطیسی [۹] و اندازه گیری های ژئومغناطیس [۱۰] نقش کلیدی دارند. بنابراین طیف نگاری اتمی این فلزها با دقت بالا از اهمیت بسیار زیادی برخوردار است. این امکان با استفاده از جفت شدگی محیط اتمی با محیط پلاسمونی، به دلیل قرارگیری تشدید پلاسمونی پهن همراه با اتلاف اهمی زیاد در مقابل تشدید اتمی باریک به خوبی فراهم می شود.

تحلیل طیف های اتمی، توجه بسیاری از فیزیک دانان را به خود معطوف ساخته است. زیرا این طیف ها تنها بیانگر ویژگی ذاتی یک ماده نبوده و از محیط، تأثیر می پذیرند. به عبارت دیگر، جذب

موج پلاسمون به‌عنوان موج میرا در نظر گرفته‌شده و منحنی بازتاب از ساختار اتمی- پلاسمونی نام برده شده، برحسب فرکانس نور اعمالی، به‌دست آمده است. همچنین، تأثیر دما، پهن‌شدگی‌های فشاری و برخوردی روی طیف بازتاب از این ساختار هیبریدی، مورد بررسی قرار گرفته است.

۲- مبانی نظری

تشدید پلاسمونی سطحی (SPR) یک روش حسگری نوری است که به دلیل حساسیت زیاد به تغییر ضریب شکست در مرز جدایی فلز-دی‌الکتریک در طیف‌نگاری و آشکارسازی مولکول‌ها و اتم‌ها کاربرد بسیاری یافته است. تحریک پلاسمون پلاریتون‌های سطحی، می‌تواند با هندسه کرشمن که در آن لایه نازک فلز روی سطح پستی منشور لایه‌نشانی می‌شود، انجام‌روی گیرد. در این هندسه، جذب طیفی باریکه نوری که در زاویه بزرگ‌تر از زاویه بازتابش کلی بر منشور فرود می‌آید، اندازه‌گیری می‌شود.

پلاسمون پلاریتون‌های سطحی که با روش جفت‌شدگی فاز با بردار موج $\beta = k\sqrt{\epsilon} \sin\theta$ تحریک می‌شوند، به‌طور ذاتی امواج نشی هستند. در طیف‌نگاری بازتابی با استفاده از این امواج میرا، اتم‌های نزدیک سطح جدایی فلز-بخار مورد بررسی قرار می‌گیرند. موج میرا به‌اندازه $1/|k_z|$ ، که در آن $|k_z|$ اندازه بردار موج میرا در جهت عمود بر سطح لایه طلا است، درون محیط بخار اتمی نفوذ کرده و با اتم‌های بخار قلیایی برهم‌کنش می‌کند.

بخار مورد بررسی در این پژوهش، فلز قلیایی روبیدیم طبیعی شامل دو ایزوتوپ ^{87}Rb (۲۷/۸٪) و ^{85}Rb (۷۲/۲٪) است. نور فرودی دارای طول‌موج ۷۹۴/۸ nm منطبق بر خط جذبی D_1 روبیدیم است. این نور از مرز جدایی لایه نازک طلا به ضخامت ۳۵ nm که روی یک منشور لایه‌نشانی شده است و بخار فلز قلیایی، بازتاب می‌شود. برای بررسی بازتاب از این محیط می‌بایست از رابطه فرنل برای بازتاب، بهره جست. ضریب‌های فرنل برای سه لایه منشور-لایه نازک طلا-بخار اتمی (براساس شکل ۱) نوشته می‌شوند که به مدل سه‌لایه‌ای موسوم است [۱۸]. در این مدل بازتاب کل از سه لایه براساس معادله (۱) به‌دست می‌آید.

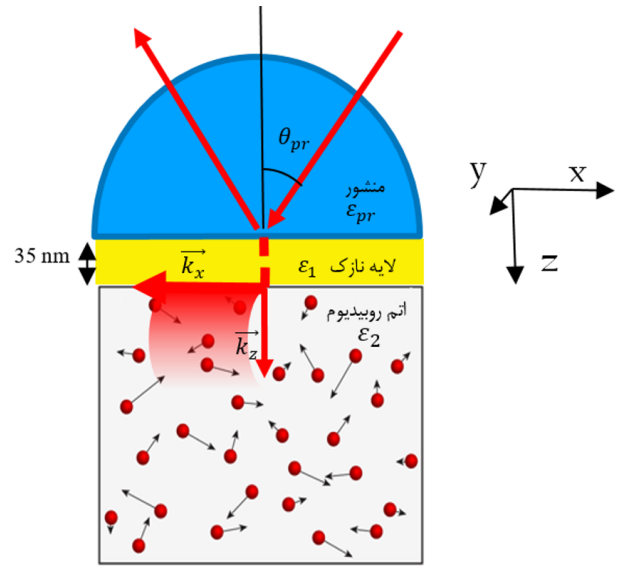
$$R = |r_{pr12}|^2 = \left| \frac{r_{pr1} + r_{12} e^{2ik_z d_1}}{1 + r_{pr1} r_{12} e^{2ik_z d_1}} \right|^2 \quad (1)$$

اتمی و پهنای خط آن به‌طور کامل به حضور ماده مجاور وابسته است. بنابراین، در یک سامانه هیبریدی اتمی- پلاسمونی، افزون‌بر وابستگی پهنای خطوط جذب اتمی به انواع پهن‌شدگی‌ها از جمله پهن‌شدگی برخوردی، فشاری و دوپلری، شاهد تغییر شکل این خطوط در برهم‌کنش با محیط پلاسمونی هستیم. این نوع از طیف‌نگاری، در مقایسه با روش‌های معمول طیف‌نگاری که با حجمی از گاز سروکار دارند، طیف‌نگاری بازتابی نامیده می‌شود. طیف‌نگاری موج میرا [۱۱ و ۱۲] و بازتاب انتخابی عمود [۱۳ و ۱۴] دو نوع طیف‌نگاری بازتابی با قابلیت تفکیک ترازهای ساختار فوق‌ریز اتم هستند.

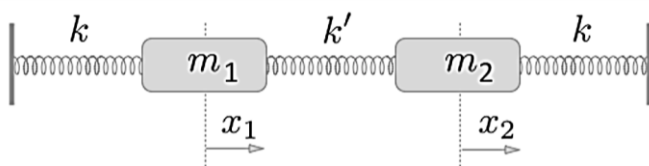
با استفاده از طیف‌نگاری بازتابی، تاکنون پژوهش‌های بسیاری روی تأثیر عامل‌هایی چون دما، انواع برخورد‌های میان اتم‌ها، حضور گازهای میانجی گوناگون، جنس سطح، و نوع اندرکنش میان سطح و اتم‌های گاز، روی طیف بازتاب از مرز شیشه و بخار روبیدیم انجام شده است [۱۵]. توانایی ثبت این نوع از داده‌های بازتاب، اطلاعات ارزشمند و دقیقی همچون اندازه‌گیری مقدار نیروی برهم‌کنش واندروالس را در اختیار بشر قرار داد که تا پیش از آن قابل‌دسترسی نبود [۱۶]. بازتاب از سطح لایه طلا و بخار روبیدیم در تابش عمود و بدون استفاده از هندسه مناسب برای تحریک پلاسمون- پلاریتون‌های سطحی در گذشته انجام شده که هدف از آن اندازه‌گیری و مطالعه برهم‌کنش لایه نازک طلا و اتم روبیدیم بوده است [۱۷]. اما بررسی بازتاب از مرز لایه نازک طلا و اتم روبیدیم در هندسه کرشمن، بدون در نظر گرفتن جفت‌شدگی میان اتم و پلاسمون- پلاریتون‌های سطحی امکان‌پذیر نیست که در این مقاله به آن پرداخته‌شده است.

در این مقاله بازنویسی معادله‌های فیزیکی حاکم بر بازتاب از لایه نازک طلا، با امکان تحریک پلاسمون- پلاریتون‌های سطحی در مجاورت بخار فلز قلیایی روبیدیم بر اساس هندسه کرشمن مورد مطالعه قرار گرفته است. به‌این‌منظور از معادله‌های حاکم بر مدل گلوله و فتر برای به‌دست آوردن تابع پاسخ وابسته به فرکانس نور اعمالی، همراه با در نظر گرفتن تأثیر جفت‌شدگی اتم- پلاسمون در رابطه ضریب شکست بهره گرفته‌شده است. به‌منظور مطالعه وابستگی طیف بازتاب به تغییرهای ناشی از این جفت‌شدگی، از معادله‌های فرنل استفاده‌شده است. در این معادله‌ها ضریب شکست بخار قلیایی به‌عنوان محیط دوم و بردار

برای مدل سازی اندرکنش میان موج سطحی پلاسمون-پلاریتونی و اتم، این مدل قابل استفاده نیست. زیرا میدان الکترومغناطیسی نور فرودی، نخست با نوسانات جمعی الکترون آزاد فلز جفت شده و از اختلاف فاز و اتلاف مد سطحی پلاریتونی و در نتیجه یک تغییر قطبش میدان الکترومغناطیسی تأثیر پذیرفته و سپس از طریق مد سطحی پلاریتونی با اتم جفت می شود. پاسخ اتم در حضور چنین میدان الکترومغناطیسی، با استفاده از دو نوسانگر میرای جفت شده که در شکل ۲ نشان داده شده است، مدل می شود.



شکل ۱: مدل سه لایه ای منشور-لایه نازک طلا-بخار اتمی روبیدیوم در هندسه کرشمن



شکل ۲: نوسانگرهای میرای جفت شده

با در نظر گرفتن x_a و x_p برای جابجایی بار و ω_p و ω_a برای فرکانس نوسان مدهای پلاسمونی و اتمی، معادلات دینامیک بار الکتریکی اتم و دریای الکترون آزاد فلز به صورت معادله (۳) نوشته می شود.

$$\begin{aligned} \ddot{x}_p + \gamma_p \dot{x}_p + \omega_p^2 x_p + \Omega^2 x_a &= -\frac{e}{m} E_0 e^{-i\omega t} \quad (3) \\ \ddot{x}_a + \gamma_a \dot{x}_a + \omega_a^2 x_a + \Omega^2 x_p &= 0 \\ \omega_2^2 = \frac{k_2}{m_2} \text{ و } \omega_1^2 = \frac{k_1}{m_1} \end{aligned}$$

که در آن با در نظر گرفتن این نکته که پهنای اتلافی مد پلاسمونی بسیار بزرگتر از پهنای اتلافی اتم و در محدوده تشدید اتم یعنی $\omega \approx \omega_a$ است، حل دو معادله (۳) برای x معادله های (۴) را به دست می دهد،

$$\begin{aligned} x_p &= -\frac{eE_0}{m} \frac{1}{\omega_p^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_p} e^{i\omega t} \quad (4) \\ x_a &= x_p \frac{\Omega}{\omega} \frac{1}{2(\omega_a - \omega) - i\gamma_a + \Omega_a} \end{aligned}$$

که در این معادله ها $\Omega_a = \Omega^4 [\omega(\omega_p^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_p)]^{-1}$ است.

با در نظر گرفتن تقریب به کاررفته که ناشی از پهنای اتلافی بالای مد پلاسمونی در مقایسه با پهنای اتلافی اتم است، از مقدار

ضریب های فرنل r_{ik} در معادله (۱) برای مرز بین دو محیط i و k ، از معادله (۲) به دست می آید.

$$r_{ik}^p = \frac{\tilde{n}_k \cos \theta_i - \tilde{n}_i \cos \theta_k}{\tilde{n}_k \cos \theta_i + \tilde{n}_i \cos \theta_k} \quad (2)$$

در این معادله، n_i & n_k ضریب های شکست دو محیط و θ_k زاویه بازتاب است. قابل ذکر است که معادله های فوق مربوط به قطبش p است زیرا تحریک مد پلاسمون-پلاریتونی سطحی، در مرز لایه نازک فلز و دی الکتریک، فقط در این قطبش امکان پذیر است. به محاسبه ضریب شکست بخار اتمی به منظور استفاده از ضریب های فرنل، نیاز است. برای محاسبه ضریب شکست نخست پذیرفتاری الکتریکی اتمها در مجاورت سطح و با در نظر گرفتن توزیع سرعت اتمهای روبیدیوم در جهت عمود بر سطح و موازی سطح و همچنین، تأثیر مرز روی اتمها به دست می آید. محاسبه ضریب شکست از پذیرفتاری با در نظر گرفتن تصحیح میدان موضعی لورنتس صورت گرفته و سپس در ضریب های فرنل مورداستفاده قرار می گیرد.

پاسخ اتم به حضور میدان الکترومغناطیسی خارجی به شکل دوقطبی الکتریکی و در نتیجه قطبش الکتریکی القایی است. برای مدل سازی قطبش الکتریکی و پذیرفتاری الکتریکی می توان از مدل گلوله و فنر واداشته بهره گرفت و در نتیجه رابطه دینامیکی یک نوسانگر میرا را در محدوده فرکانسی نزدیک گذار نوشت. اما

$$\chi(\omega) = Z \sum_{F, F, C_i} \frac{1}{\omega_{FF}} \int_{-\infty}^{\infty} dv_x \times \int_0^{\infty} dv_z \frac{C_i f_{FF} W(v_x, v_z) \chi_p}{2(\omega_a - \omega) - k_{2x} v_x - i(\gamma_a - ik_{2z} v_z)}$$

به دست آمده برای χ_p ، مشاهده می‌شود که اتم جذب پلاسمونی ندارد. با ضرب مقدار بار الکتریکی جابه‌جایی بار الکتریکی در مدل گلوله فتر به مقدار دوقطبی الکتریکی می‌رسیم و همچنین، باید در نظر داشت که $\vec{p} = \chi \vec{E}$ ، بنابراین از معادله مربوط به جابه‌جایی بار الکتریکی اتم، پذیرفتاری مد پلاسمونی به شکل معادله (۵) به دست می‌آید.

$$\chi_p(\omega) = \frac{N_e e^2}{m} \frac{1}{\omega_p^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_p} \quad (5)$$

در معادله بالا N_e نشان‌دهنده چگالی الکترون آزاد لایه فلزی پشتیبانی‌کننده مد سطحی پلاسمون-پلاریتونی، و ω_p فرکانس نوسان مد پلاسمون-پلاریتونی است. به همین ترتیب می‌توان پذیرفتاری اتم جفت شده به مد پلاسمونی را به شکل معادله (۶) به دست آورد،

$$\chi_a = Z \frac{1}{\omega} \frac{N_a \chi_p}{2(\omega_a - \omega) - i\gamma_a + \Omega_a} \quad (6)$$

$$Z = -\frac{\Omega_a^2 \gamma_a}{N_e \gamma_p}$$

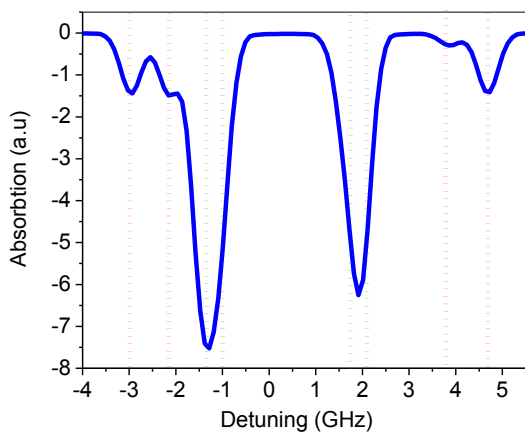
که در این معادله χ_a بیانگر تغییرات به وجود آمده برای جذب اتم جفت شده با مد پلاسمون-پلاریتون سطحی است. برای انجام مدل‌سازی نزدیک به واقعیت از رفتار محیط اتمی مذکور، می‌بایست سرعت گرمایی اتم‌های روبیدیم را در نظر گرفت، در نتیجه فرکانسی که هر اتم با سرعت \vec{v} می‌بیند به دلیل پدیده دوپلر به اندازه $\vec{k} \cdot \vec{v}$ شیف‌ت پیدا کند. با در نظر گرفتن سرعت همه اتم‌ها باید روی توزیع سرعت اتم‌ها در هر جهت انتگرال‌گیری انجام شود که موجب شکل‌گیری پهن‌شدگی دوپلری می‌شود. افزون بر پهن‌شدگی دوپلری، پهن‌شدگی دیگری نیز به دلیل اندرکنش قسمت میرای موج سطحی در جهت عمود بر سطح با اتم روبیدیم باید در نظر گرفته شود. معادله کلی (۷) با در نظر گرفتن همه گذارهای هایپرفاین دو ایزوتوپ ^{85}Rb و ^{87}Rb اتم روبیدیم و همچنین، درصد چگالی هر ایزوتوپ و قدرت نوسانی هر گذار، و از تممیم رابطه اخیر برای پذیرفتاری اتم جفت شده با مد پلاسمونی به دست آمده است.

$$n_2(v) = \sqrt{1 + 3\chi_a(v)/(3 - \chi_a(v))} \quad (9)$$

در ادامه شکل بازتاب برای محیطی با مشخصات ذکر شده و در قالب معادله‌های فرنل برای یک سه لایه‌ای به دست خواهد آمد. تمامی این محاسبات با برنامه‌نویسی در محیط نرم‌افزار پایتون انجام شده است.

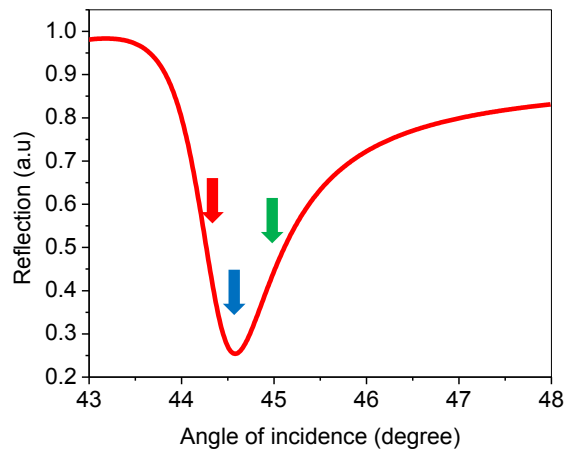
۳- نتیجه‌ها و بحث

شکل ۳ طیف شبیه‌سازی شده بازتاب نور لیزر به طول موج ۷۹۴٫۸ nm از یک لایه نازک طلا به ضخامت ۳۵ nm را در هندسه کرشمن با منشور پیرکس به ضریب شکست ۱٫۴۷ (در مدل سه لایه‌ای) نشان می‌دهد. قابل‌ذکر است که همه شبیه‌سازی‌ها در این مقاله با استفاده از زبان برنامه‌نویسی پایتون بر مبنای معادله‌های مذکور در بخش مبانی نظری انجام شده



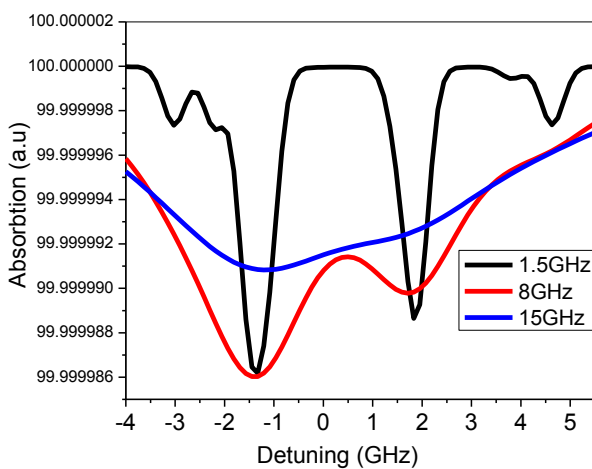
شکل ۴: گذارهای ساختار فوق‌ریز در طیف جذبی اتم روبیدیم

است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، کمینه بازتاب مربوط به زاویه ۴۴/۵ است.



شکل ۳: طیف بازتاب شبیه‌سازی شده از ساختار پلاسمونی منشور/لایه نازک طلا/خلأ در هندسه کرشمن بر حسب زاویه نور فرودی

مجموع پهن‌شدگی‌های طبیعی، برخوردی و فشاری برای این شبیه‌سازی ۸۵ MHz در نظر گرفته شده است. لازم به ذکر است که در سلول شیشه‌ای واقعی بخار روبیدیم، مقادیر پهن‌شدگی‌ها به عوامل بسیاری از جمله حضور گاز میانجی بستگی دارد. نوع گاز، فشار، چگالی (وابسته به دمای سلول) و سطح مقطع برخورد با اتم‌های روبیدیم از جمله این عوامل مؤثر هستند. تنظیم و بهینه‌سازی این عوامل می‌تواند نقش مؤثری در تفکیک کمینه‌های جذب ایفا کند. به منظور بررسی وابستگی طیف حاصل به این عوامل، در شکل ۵ طیف جذبی ناشی از پهن‌شدگی‌های فشاری و برخوردی با مقادیر ۱/۵، ۸ و ۱۵ گیگاهرتز شبیه‌سازی شده است. دقت در این نمودار به خوبی نشان می‌دهد که افزایش مجموع پهن‌شدگی‌های برخوردی و فشاری موجب ادغام کمینه‌های جذب در یک‌دیگر و کاهش دقت اندازه‌گیری مرتبط با گذارهای فوق‌ریز می‌شود.



شکل ۵: گذارهای ساختار فوق‌ریز در طیف جذبی اتم روبیدیم در دمای ثابت مقادیر متفاوت پهن‌شدگی برخوردی و فشاری

باید در نظر داشت که قرار دادن ساختار لایه نازک در هندسه کرشمن در هر زاویه‌ای در نزدیکی زاویه ۴۴/۵، که بازتاب از ساختار را کمینه کند، منجر به تحریک یک مد پلاسمونی می‌شود که مشخصات ویژه خود از جمله فرکانس تشدید و پهنای اتلافی را دارد. شکل ۴ نتیجه شبیه‌سازی برای طیف جذبی عبوری بخار اتم روبیدیم طبیعی بر حسب فرکانس نور لیزر، در دمای ۳۳۰ درجه کلون را نشان می‌دهد. برای به دست آوردن طیف جذبی عبوری از قانون برن لامبرت،

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha(\nu, T) z) \quad (10)$$

استفاده شده است که در آن ضریب جذب، α ، متناسب با قسمت موهومی ضریب شکست به دست آمده از رابطه ۸ جاگذاری شده است. محل گذارهای ساختار فوق‌ریز با خطوط نقطه‌چین روی شکل مشخص شده است. این طیف شامل چهار گذار فوق‌ریز (خطوط سبزرنگ)

$$F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, F_g = 2 \rightarrow F_e = 3, F_g = 2 \rightarrow F_e = 2$$

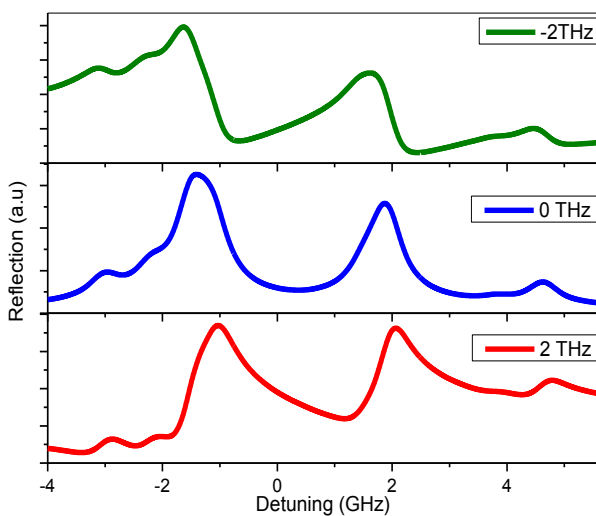
$$F_g = 3 \rightarrow F_e = 3, \text{ و } F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$$

(خطوط قرمز رنگ)

برای ایزوتوپ ^{87}Rb است. این نمودار به خوبی با داده‌های تجربی گزارش شده در پژوهش‌های معتبر همخوانی دارد [۲۱].

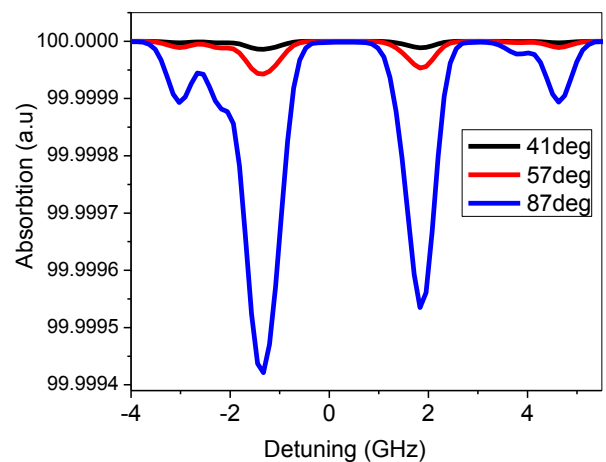
لیزر، و در حالتی است که فرکانس مرکزی تشدید مد پلاسمونی دقیقاً برابر با فرکانس مرکزی گذار D_1 اتم روییدیم است. در به دست آوردن این نمودار زاویه فرود نور به گونه‌ای در نظر گرفته شده که بازتاب در حالت کمینه خود باشد که این حالت با نشانگر آبی رنگ در شکل ۳ نشان داده شده است. همان طور که مشاهده می‌شود، در نمودار آبی ما شاهد وجود بیشینه در محل گذارهای فوق‌ریز مربوط به اتم روییدیم هستیم. این بیشینه‌ها برخلاف کمینه‌های مرتبط با جذب در نمودار ۴ است. این پدیده به گذار القایی الکترومغناطیسی (EIT) موسوم است [۲۲]. بروز این پدیده مستلزم جفت‌شدگی میان دو نوع متفاوت تشدید در سامانه‌های فیزیکی است و تاکنون در پژوهش‌های بی‌شماری مورد بررسی قرار گرفته است [۲۳].

تفاوت دو نمودار قرمز و سبزرنگ با نمودار آبی در شکل ۷ در زاویه فرود نور به ساختار است. در به دست آوردن این نمودارها زاویه فرود نور به ترتیب اندکی کمتر و بیشتر از زاویه‌ای که برای به دست آوردن نمودار آبی استفاده شده بود، در نظر گرفته شده است. این حالت‌ها با نشانگرهای به ترتیب قرمز و سبزرنگ در شکل ۳ نشان داده شده است. تأثیر تغییر زاویه در منحنی بازتاب، به صورت تغییر ω_p رابطه ۵ وارد شده و در نهایت شکل بازتاب را تغییر می‌دهد. اما با دقت در نمودارهای قرمز و سبز شکل ۷ رفتاری پاشنده در محل گذارهای فوق‌ریز مشاهده می‌شود که تقارنی عکس یکدیگر دارند. این رفتار پاشنده برخلاف رفتار بیشینه‌ای و متقارن مشاهده شده در نمودار آبی رنگ است که به پدیده فانو موسوم است.



شکل ۷: بازتاب از مرز طلا و اتم روییدیم (در فرکانس‌های منطبق با تشدید پلاسمون، کمتر و بیشتر از آن)

عامل دیگری که تأثیر چشمگیری روی طیف جذبی بخار فلز روییدیم دارد، دمای سلول است که در ادامه به آن پرداخته شده است. انتخاب دماهای مورد مطالعه در تطابق کامل با یک ساختار واقعی سلول بخار فلز قلیایی روییدیم است. با توجه به اینکه فلز روییدیم دارای نقطه ذوب 39.3°C درجه سلسیوس است، این دما به عنوان کمینه دمای شبیه‌سازی در نظر گرفته شده است. در آزمایش‌های تجربی، به ندرت دمای محفظه بخار روییدیم به 100°C درجه سلسیوس و بالاتر از آن رسانده می‌شود. بنابراین دمای 100°C درجه سلسیوس به عنوان دمای بیشینه در شبیه‌سازی وارد شده است. شکل ۶ طیف جذبی روییدیم را در دماهای به ترتیب 41°C ، 57°C و 87°C درجه سلسیوس نشان می‌دهد. لازم به ذکر است که تغییر دما موجب تغییر چگالی بخار روییدیم و در نتیجه تغییر اندازه کمینه‌های جذب می‌شود که این واقعیت در شکل ۶ نشان داده شده است. اما افزایش دما موجب افزایش پهن‌شدگی‌ها از جمله پهن‌شدگی دوپلری بخار اتم‌های بخار روییدیم نیز می‌شود که نمودار را متمایل به از بین بردن کمینه‌های کوچک می‌کند. قابل ذکر است که افزایش دما، افزایش پهن‌شدگی برخوردی را نیز به دنبال دارد که تأثیر آن در شکل پیش مورد بررسی قرار گرفت.



شکل ۶: گذارهای ساختار فوق‌ریز در طیف جذبی اتم روییدیم در دماهای متفاوت و پهن‌شدگی برخوردی و فشاری ثابت.

نمودارهای شکل ۷ نشان‌دهنده بازتاب از ساختار سه‌لایه‌ای منشور-طلا-بخار روییدیم است. لازم به ذکر است تمام مشاهده‌های بحث شده در مورد جفت‌شدگی اتم-پلاسمون در محاسبات شبیه‌سازی اعمال شده و در نهایت ضریب شکست بخار روییدیم از رابطه ۸ محاسبه شده است. منحنی آبی رنگ در شکل ۷، نشان‌دهنده بازتاب بر حسب فرکانس نور

surface plasmon-polaritons and organic molecules in subwavelength hole arrays”, *PhysRevB*, 5, 035424, 2005.

[3] R. Zektzer, L. Stern, N. Mazurski, U. Levy, “Enhanced light-matter interactions in plasmonic-molecular gas hybrid system”, *Optica*, 5(4), 486-494, 2018.

[4] E. Cubukcu, S. Zhang, Y.S. Park, G. Bartal, & X. Zhang, “Split ring resonator sensors for infrared detection of single molecular monolayers”, *Applied Physics Letters*, 95(4), 043113, 2009.

[5] T. Asadishad, M. Shafiei, B. Shokri, S. Javadianaghezi, W.S. Mohammed, & S.M. Hamidi, Utilizing ZnO Nanorods for CO gas detection by SPR technique. *Optics Communications*, 463, 125490, 2020.

[6] M. Ghasemi, N. Roostaei, F. Sohrabi, S.M. Hamidi, P.K. Choudhury, “Biosensing applications of all-dielectric SiO₂-PDMS meta-stadium grating nanocombs”, *Optical Materials Express*, 10(4), 1018-1033, 2020.

[7] M. Ranjbaran, M.M. Tehrani, S.M. Hamidi, & S.M.H. Khalkhali, “Harmonic detection of magnetic resonance for sensitivity improvement of optical atomic magnetometers”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 424, 284-290, 2017.

[8] M. Ranjbaran, M.M. Tehrani, S.M. Hamidi, & S.M.H. Khalkhali, “Relaxation time dependencies of optically detected magnetic resonance harmonics in highly sensitive Mx magnetometers”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 469, 522-530, 2019.

[9] A. Soheilian, M. Ranjbaran, & M.M. Tehrani, “Position and Direction Tracking of a Magnetic Object Based on an Mx-Atomic

بروز پدیده فانو نیز نتیجه جفت‌شدگی میان دو نوع متفاوت تشدید است که در این مطالعه جفت‌شدگی تشدید پلاسمون-پلاریتونی با گذار اتم مورد بررسی قرار گرفت. قابل ذکر است که دما و انواع پهن‌شدگی‌ها تأثیر مشابهی روی این طیف‌های بازتابی دارند.

۴- نتیجه‌گیری

در یک سامانه جفت‌شده تشدید اتمی-پلاسمونی، نفوذ موج میرای پلاسمون در محیط بخار اتمی امکان برهم‌کنش با اتم در ابعاد نانو را فراهم می‌سازد. این برهم‌کنش را می‌توان در بازتاب از سه لایه منشور-لایه نازک طلا-بخار اتمی در هندسه کرشمن مدل‌سازی کرد. وجود رابطه‌های تحلیلی برای درک درست این برهم‌کنش‌ها اهمیت زیادی دارد، که در این مقاله تمام پدیده‌های فیزیکی دخیل در معادله‌های تحلیلی آورده شد. همچنین بازتاب سه لایه‌ای در قالب معادله‌های فرنل بر مبنای محاسبه ضریب شکست از پذیرفتاری اتم جفت شده با مد پلاسمونی به دست آمده است. در محاسبه پذیرفتاری اتم، انواع پهن‌شدگی‌های محیط اتمی نیز در نظر گرفته شده است. با شبیه‌سازی بخش‌های حقیقی و موهومی ضریب شکست بخار فلز قلیایی روبیدیم در شرایط دمایی متفاوت و همچنین، در نظر گرفتن پهن‌شدگی‌های برخوردی و ذاتی در این عبارات، می‌توان تغییرات طیف جذب اتمی را به خوبی به دست آورد. همچنین، نتیجه‌های شبیه‌سازی‌های ما نشان داد که هنگامی که فرکانس مرکزی پلاسمون به طور دقیق برابر با فرکانس مرکزی گذار D₁ اتم روبیدیم باشد، در محل گذارهای ساختار فوق‌ریز پدیده گذار القایی مشاهده می‌شود. همچنین با دور شدن از این فرکانس، رفتاری پاشنده ناشی از جفت‌شدگی اتم و مد پلاسمونی به صورت پدیده فانو مشاهده می‌شود. این نوع طیف‌نگاری بازتابی، افزایش دقت در کاربردهای حسگری را به همراه دارد.

مراجع

[1] L. Stern, M. Grajower, U. Levy, “Fano resonances and all-optical switching in a resonantly coupled plasmonic-atomic system”, *Nature communications*, 5 (1), 1-9, 2014.

[2] S. Dintinger, F. Klein, W. Bustos, L. Barnes, and T.W. Ebbesen, “Strong coupling between

- interface”, Applied Scientific Research, 37. 155-162, 1981.
- [17] M. Chevrollier, M. Oria', J.G. de Souza, D. Bloch, M. Fichet, and M. Ducloy, “Selective reflection spectroscopy of a resonant vapor at the interface with a metallic layer”, PhysRevE, 63, 2001.
- [18] M. Yamamoto, “Surface Plasmon Resonance (SPR) Theory: Tutorial”, Tutorial 2008.
- [19] R. Kondo, S. Tojo, T. Fujimoto, M. Hasuo, “Shift and broadening in attenuated total reflection spectra of the hyperfine-structure-resolved D₂ line of dense rubidium vapor”, Physical Review A, 73(6), 062504, 2006.
- [20] S.A. Aljunid, E.A. Chan, G. Adamo, M. Ducloy, D. Wilkowski, & N. I. Zheludev, “Atomic response in the near-field of nanostructured plasmonic metamaterial”. Nano letters, 16(5), 3137-3141, 2016.
- [21] Paul Siddons, Charles S Adams, Chang Ge and Ifan G Hughes, “Absolute absorption on rubidium D lines: comparison between theory and experiment”, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 41, 155004, 2008.
- [22] E. Talker, P. Arora, Y. Barash, L. Stern, and U. Levy, “Plasmonic Enhanced EIT and Velocity Selective Optical Pumping Measurements with Atomic Vapor”, ACS Photonics, 2609-2616, 2018.
- [23] Yong S Joe, Arkady M Satanin, and Chang Sub Kim, “Classical analogy of Fano resonances”, Phys. Scr. 74, 259–266, 2006.
- Magnetometer. Scientific Reports”, 10(1), 1-12, 2020.
- [10] A. Zamani, M. Ranjbaran, M.M. Tehranchi, S.M.H. Khalkhali, S.M. Hamidi, “Earth Magnetic Field Vector Measurement with Nano-Tesla Sensitivity Based on Atomic Magnetometers”, The 25th Iranian Conference on Optics and Photonics (ICOP 2019) and the 11th Iranian Conference on Photonics Engineering and Technology (ICPET 2019), Shiraz, Iran.
- [11] P. Simoneau, S. Le Boiteaux,, C.B. De Araujo, D. Bloch, J.R. Leite, M. Ducloy, “Doppler-free evanescent wave spectroscopy”, Optics communications, 59(2), 103-106, 1986..
- [12] S. Tojo, Y. Murakami, M. Hasuo, T. Fujimoto, “Attenuated total reflection of the rubidium D2 line in optically dense vapor”, Journal of the Physical Society of Japan, 72(5), 1069-1072, 2003.
- [13] S. Le Boiteux, P. Simoneau, D. Bloch, M. Ducloy, “Doppler-free spectroscopy at a glass-vapour interface by saturated selective reflection at near normal incidence”, Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 20(5), L149, 1987.
- [14] L.V. Magdenko, I.V. Sokolov, “Nonlinear amplitude-phase effects in selective reflection from a resonance gas”, Optics and spectroscopy, 96(6), 919-925, 2004.
- [15] Ch. Stehle, H. Bender, C. Zimmermann, D. Kern, M. Fleischer and S. Slama, “Plasmonically tailored micropotentials for ultracold atoms”, nphoton, 159, 2011.
- [16] M.F.H Shuurmans, “Theory of absorption and dispersion of light in an atomic vapour near a solid



Nanoscale Atom-Plasmon interaction at Gold-Alkali vapor interface

M. Mosleh¹, M. Ranjbaran², S. M. Hamidi^{1*}

1. Magnetoplasmonic Lab, Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran,

2. Department of Physics, Faculty of Science, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran.

Abstract: Confinement of light at nanoscale dimensions in plasmonic structures has many advantages including enhanced light-matter interactions. This enhancement can be well utilized in resonantly coupled atomic-plasmonic systems. In such coupled resonant systems, broad plasmonic resonance in contrast to narrow atomic resonance gives rise to reflection atomic spectroscopy with high resolution. In this paper, the reflection from thin gold layer in the vicinity of the rubidium vapor in Kretschmann configuration was modeled and the modification of hyperfine structure of the atomic spectral lines were studied. By selecting the angle of incidence of light we could change the frequency of resonance of surface plasmon-polariton mode from the central frequency of atomic resonance lines, so the EIT and Fano resonance phenomena have been observed.

Keywords: Atomic-plasmonic resonant interaction, Rubidium atom, Three-layer model, Fresnel equations, Electromagnetically induced transparency (EIT), Fano resonance