

برانگیختگی موج پلکسایتون سطحی در فصل مشترک یک لایه نازک فلزی و یک لایه نازک دی الکتریک نماتیک با ریخت شناسی S آلائیده با رنگدانه های سیانین

عمادالدین یاقوتی* و فریدون بابائی

دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم، قم

پست الکترونیکی: e.yaghooti@stu.qom.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۱۰/۲۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۱۲/۱۱)

چکیده:

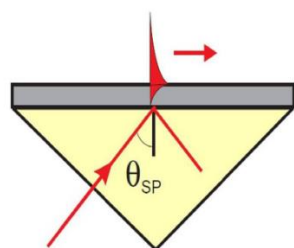
در این پژوهش، برهم کنش بین پلاسمون و اکسایتون از یک ساختار دولایه ای در یک پیکربندی کرشمن به طور کلاسیکی و با استفاده از مدل سازی اپتیکی به روش ماتریس انتقال مطالعه می شود. محیط پلاسمونی از جنس فلز نقره و محیط اکسایتونی سه مؤلفه ای شامل هوا، مولکول های سیانین با انباشت J و یک لایه نازک دی الکتریک S-شکل از جنس منیزیم فلوراید است. انتشار نور در ساختار با قطبش خطی TM بوده و به منظور تحلیل طیف پلکسایتونی، جذب اپتیکی برای فلز، نیمه رسانا و کل ساختار برحسب انرژی فوتون فرودی رسم می شود. با مقایسه طیف های حاصل، جفت شدگی پلاسمون و اکسایتون و تأثیر پارامترهای مختلف ساختاری بر آن تحقیق می شود. مدهای اپتیکی حاصل از جفت شدگی پلاسمون و اکسایتون می توانند کاربردهای بالقوه ای در حسگرهای فوتونیک، پردازش اطلاعات کوانتومی و کلیدهای نوری داشته باشد.

واژه های کلیدی: پلاسمون، اکسایتون، پلکسایتون، لایه نازک نماتیک

۱. مقدمه

محیط به صورت تابع نمایی با فاصله گرفتن از فصل مشترک کاهش می یابد [۴]. این امواج به شدت به فصل مشترک مقید بوده و در فصل مشترک، شدت میدان بیشینه می شود، اما با فاصله گرفتن از آن به صورت نمایی میرا می شود [۵]. به برانگیختگی پلاسمون های سطحی که توسط فوتون ها صورت می گیرد، اصطلاحاً پلاریتون - پلاسمون سطحی (spp) می گویند. پلاسمون های سطحی کوانتوم نوسانات چگالی بار سطحی هستند و باعث افزایش شدت میدان الکتریکی در مجاورت سطح فلز شده که در فصل مشترک فلز و دی الکتریک به شکل موج بار انتقال می یابند (شکل ۱). امواج پلاریتون - پلاسمون سطحی از نوع قطبیده سطحی هستند و به طور طولی در فصل مشترک یک محیط فلزی و یک محیط دی الکتریک انتشار می یابند [۶].

مطالعه جفت شدگی میان پلاریتون-پلاسمون های سطحی و اکسایتون ها به سبب ویژگی های منحصر به فرد آن در کنترل برهم کنش نور و ماده در مقیاس نانو و بهره مندی از خواص آن در مقیاس زیر حد پراش، کانون توجه بسیاری از پژوهشگران در حوزه برهم کنش نور-ماده شده است [۱-۳]. در فصل مشترک بین دو محیط که یکی فلز با ثابت دی الکتریک منفی و دیگری دی الکتریک با ثابت دی الکتریک مثبت باشد، انتشار امواج پلاریتون - پلاسمون سطحی امکان پذیر است. این امواج زمانی برانگیخته می شوند که نور از یک محیط متراکم (منشور) به فصل مشترک فلز (با تابع دی الکتریک مختلط که بخش حقیقی آن منفی است) و دی الکتریک، بتابد. میدان در دو



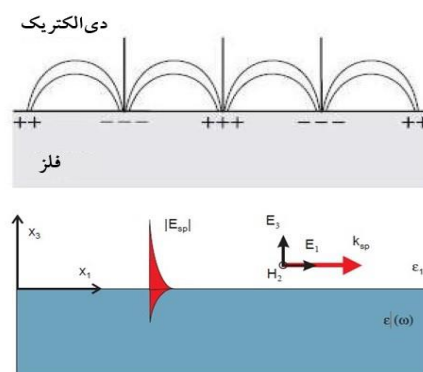
شکل ۲. طرحی از پیکربندی کرشمن.

این امواج نقش کلیدی در برانگیختگی موج‌های پلاسمونی سطحی دارند، زیرا گرچه انرژی اصلی در محیط اولیه باقی می‌ماند، این میدان مرزی به اندازه‌ای در محیط دوم نفوذ می‌کند که امکان تحریک پلاسمون‌های سطحی در فلزات را فراهم می‌آورد و متعاقباً، امکان جفت‌شدگی بین لایه‌های نازک فلزی و دی‌الکتریک ایجاد می‌شود. به عبارت دیگر جفت‌شدن موج فرودی با پلاسمون‌های سطحی، سبب یک کمینه تیز در طیف بازتاب از فصل مشترک فلز - منشور می‌شود که نشان دهنده برانگیختگی پلاسمون‌های سطحی است [۹ و ۱۰].

میدان پلاریتون - پلاسمون سطحی در نزدیکی سطح فلز جایگزیده می‌شود و به همین دلیل میدان در فصل مشترک شدت بیشینه دارد. ضخامت فلز نباید زیاد باشد (حدود ۴۰-۵۰ نانومتر)، زیرا عمقی که فوتون باید تونل‌زنی کند، زیاد شده و در نتیجه برانگیختگی spp و شدت میدان الکتریکی آن کاهش می‌یابد. از شکل ۲ مشخص است که برانگیختگی spp در پیکربندی کرشمن در فصل مشترک خارجی فلز - هوا اتفاق می‌افتد. به دلیل این که در فصل مشترک داخلی (فلز - منشور)، عدد موج spp برای تمام زوایای فرودی از عدد موج نور فرودی بزرگ‌تر بوده و برای برانگیختگی موج spp در فصل مشترک داخلی فلز، از یک آرایش دیگر به نام پیکربندی کرشمن دولایه‌ای استفاده می‌شود [۴ و ۱۱].

با وجود این که پلاسمون‌ها را می‌توان در مقیاس‌هایی زیر طول موج، جایگزیده نمود و بر حد پراش غلبه کرد، اما طول انتشار آنها در سطوح و فصول مشترک به علت میرایی اهمی فلزات، پایین است [۱۲].

از طرف دیگر اکسایتون‌هایی که در نیم‌رساناهای آلی در دمای اتاق به ویژه در مولکول‌های سیانین تشکیل می‌شوند، به علت قدرت نوسانگری بالا طیف‌های جذب اپتیکی تیزی دارند [۱۳].



شکل ۱. نمایشی از موج بار سطحی و پلاریتون - پلاسمون سطحی در مرز مشترک محیط دی‌الکتریک و فلز [۶].

پلاسمون‌های سطحی به طور مستقیم توسط فوتون تابشی در محیط دی‌الکتریک برانگیخته نمی‌شوند؛ زیرا در محیط دی‌الکتریک، الکترون آزاد کافی برای جفت شدن با فوتون فرودی و برانگیختن پلاسمون‌های سطحی وجود ندارد. همچنین مؤلفه بردار موج موازی سطح فوتون فرودی با بخش حقیقی بردار موج spp برابر نیست؛ زیرا تکانه فوتون‌های فرودی کوچک‌تر از تکانه پلاسمون‌های سطحی است. برای جبران تکانه فوتون‌های فرودی باید از پیکربندی‌هایی استفاده کرد که از جمله آن می‌توان به پیکربندی کرشمن اشاره کرد [۸]. مطابق شکل ۲، پرتو تابشی به یک وجه جانبی منشور تابانده می‌شود به طوری که روی قاعده آن نمونه فلزی قرار دارد. اگر زاویه پرتو فرودی از زاویه حد بزرگ‌تر باشد بازتاب درونی کلی رخ می‌دهد.

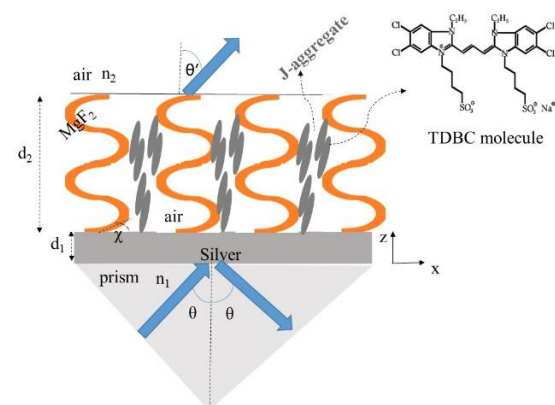
فوتون از میان لایه نازک فلزی تونل زنی کرده و بسامد نورفرودی با بسامد موج پلاریتون - پلاسمون سطحی یکسان می‌شود $(k_{spp} = \sqrt{\epsilon_{prism}} (\omega / c) \sin \theta)$. در شرایط بازتاب داخلی کلی یعنی هنگامی که زاویه تابش از زاویه حد بیشتر شود، تمام نور در محیط اولیه منعکس می‌شود؛ اما به دلیل شرایط مرزی، میدان‌های الکترومغناطیسی در نزدیکی سطح مرز دچار تغییر رفتار شده و به صورت نمایی در داخل محیط دوم (با ضریب شکست پایین‌تر) نفوذ می‌کنند. این امواج الکترومغناطیسی با عنوان «امواج ناپایا» شناخته می‌شوند.

در نواحی نزدیک به سطح مرز، معادلات ماکسول راه‌حل‌هایی ارائه می‌دهند که در آنها مؤلفه‌ای از بردار موج در جهت نفوذ به محیط دوم موهومی می‌شود. این امر به معنای کاهش نمای شدت میدان الکترومغناطیسی با افزایش فاصله از سطح است.

نور مرئی کوچکتر است. پارامترهای ساختاری موجود در این لایه‌ها با تغییر ماهیت آنها تغییر می‌کند [۱۷]. روش‌های متنوعی از جمله لایه‌نشانی مایل برای ساخت این مواد وجود دارد. در واقع لایه‌های نازک مجسمه‌سازی‌شده، نانومواد هستند که در طی فرایند انباشت فیزیکی بخار با مدولاسیون رشد ناهمسانگرد لایه‌های نازک ستونی طراحی و ساخته می‌شوند. شیوه انباشت در هنگام لایه‌نشانی این امکان را فراهم می‌آورد که میکروساختارهای ستونی به شکل‌های مختلف دوبعدی و سه‌بعدی ساخته شوند و به دلیل ناهمسانگردی و خلل و فرج زیاد و کنترل پارامترهای ساختاری آن هنگام ساخت، می‌توان آنها را برای کاربردهایی متنوع، طراحی کرد. در ساخت لایه‌های نازک مجسمه‌سازی‌شده بسته به چرخش زیرلایه و آهنگ چرخش می‌توان شکل ستون‌ها را کنترل کرد. بر این اساس ساختارهای مجسمه‌سازی‌شده به سه دسته: نماتیک، کایرال و هلیکال تقسیم می‌شوند که در این مقاله از دسته نماتیک و از نوع S شکل استفاده شده است. لایه‌های مجسمه‌سازی‌شده نماتیک، لایه‌های دوبعدی هستند که جهت رشد ستون‌ها به دلیل چرخش ناگهانی و یا پیوسته زیر لایه حول محوری موازی صفحه زیرلایه ساخته می‌شوند. این درحالی است که ساختارهای کایرال لایه‌هایی سه‌بعدی هستند که دوران حول محوری عمود بر صفحه زیرلایه صورت می‌گیرد [۱۸ و ۱۹].

در این پژوهش، با استفاده از مدل‌سازی اپتیکی به روش ماتریس انتقال و در نظر گرفتن پارامترهای ساختاری مختلف، طیف‌های جذبی پلاسمون، اکسایتون و پلکسایتون رسم شده و تأثیر هر کدام بر طیف‌های اپتیکی هیبریدی مورد بررسی و تحلیل قرار خواهد گرفت.

روش ماتریس انتقال به‌طور آرمانی برای تحلیل ساختارهای چندلایه طراحی شده است. از آنجایی که در مطالعه ما یک ساختار دولایه (یک فلز نازک و یک دی‌الکتریک نماتیک با ریخت‌شناسی S) وجود دارد، این روش می‌تواند ویژگی‌های اپتیکی هر لایه (مانند ضریب شکست، جذب و پراکندگی) را در سطح مرزی به خوبی محاسبه کند. در مقایسه با روش‌های عددی مانند روش تفاضل محدود در دامنه زمان (FDTD) یا روش اجزای محدود (FEM)، روش ماتریس انتقال به دلیل سادگی الگوریتم، از نظر



شکل ۳. طرحی از ساختار پیشنهاد شده برای برانگیختگی موج پلکسایتون سطحی در هندسه کرشمن.

بنابراین می‌توان با جفت کردن اکسایتون‌ها با پلاسمون‌ها و انتقال انرژی از اکسایتون‌ها به پلاسمون‌ها، طول انتشار آنها را افزایش داد. این انتقال انرژی سریع اتفاق می‌افتد که در حد فمتوثانیه است. این موارد موجب دستیابی به حالت‌های هیبریدی قابل تنظیم و بهتری خواهد بود که گستره وسیعی از کاربردهای فناوری در انواع مختلف حسگری‌های زیستی و شیمیایی، کلیدهای نوری و سلول‌های خورشیدی را ایجاد می‌کند [۱۴-۱۶].

در این مقاله، برهم‌کنش بین پلاسمون سطحی و اکسایتون در فصل مشترک یک لایه نازک مجسمه‌سازی‌شده دوبعدی S شکل در پیکربندی کرشمن بررسی شده است. محیط پلاسמוنی یک فلز نقره و محیط اکسایتونی یک آمیزه‌ای از هوا (خلأ)، مولکول‌های سیانین با انباشت J و یک لایه نازک مجسمه‌سازی‌شده ستونی دی‌الکتریک S-شکل از جنس منیزیم‌فلوراید است (شکل ۳).

خواص اصلی محیط اکسایتونی را مولکول‌های سیانین تشکیل می‌دهند. لکن استفاده از منیزیم‌فلوراید به دلیل ضریب شکست پایین و شفافیت بالای آن در طیف نوری مرئی است که امکان ایجاد یک لایه دی‌الکتریک مؤثر را فراهم می‌کند. همچنین، ساختار S-شکل این لایه می‌تواند به تنظیم و تقویت برهم‌کنش بین حالت‌های پلاسמוنی و اکسایتونی کمک کند. لایه‌های نازک مجسمه‌سازی‌شده در محدوده طول موج مرئی و فروسرخ به صورت یک محیط پیوستار ناهمگن تک سوپیه و ناهمسانگرد هستند؛ زیرا خلل و فرج این لایه‌ها، از طول موج

امواج بازتابی و عبوری به ترتیب برای قطبش‌های خطی S و P با (r_s, r_p) و (t_s, t_p) مشخص شده‌اند و همچنین عدد موج از طریق رابطه $k = k_0 n_1 \sin \theta$ تعیین می‌شود که در آن k_0 و n_1 به ترتیب عدد موج خلأ و ضریب شکست منشور است. ارتباط بین زاویه نور فرودی و زاویه نور عبوری از طریق قانون اسنل $\sin \theta' = (n_1 / n_2) \sin \theta$ تعیین می‌شود که در آن n_2 ضریب شکست هوا است. در روابط فوق $\underline{S}$ و $\underline{P}_{inc, ref, tr}$ بردارهای یک‌ه عمودی و موازی با صفحه فرود نور قطبش‌ها هستند [۱۸].

دامنه‌های بازتابی و عبوری با استفاده از پیوستگی مؤلفه‌های میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در فصل مشترک‌ها و با حل کردن معادله ماتریسی زیر به دست می‌آیند [۱۸ و ۲۰] و تمام جزئیات این معادله به طور مفصل در این مراجع آمده است:

$$\begin{bmatrix} t_s \\ t_p \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = [\underline{K}(\theta')]^{-1} [\underline{M}_{exc}] [\underline{M}_{plas}] [\underline{K}(\theta)] \begin{bmatrix} 0 \\ r_s \\ r_p \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

گذردهی محیط اکسایتونی از رابطه زیر محاسبه شده است [21]:

$$\underline{\mathcal{E}}_{exc} = \underline{S}_y(\chi) \cdot \underline{\mathcal{E}}^e \cdot \underline{S}_y^T(\chi) \quad (3)$$

که نماد T به ترانزادۀ ماتریس دوران اشاره می‌کند و χ زاویه رشد نانوستون‌ها در ساختار منیزیم فلوراید است. گذردهی نسبی مؤثر $\underline{\mathcal{E}}^e$ و ماتریس دوران حول محور y به ترتیب از رابطه‌های زیر محاسبه می‌شوند [۱۳]:

$$\underline{\mathcal{E}}^e = \mathcal{E}_a^e \underline{u}_z \underline{u}_z + \mathcal{E}_b^e \underline{u}_x \underline{u}_x + \mathcal{E}_c^e \underline{u}_y \underline{u}_y \quad (4)$$

$$\underline{S}_y = (\underline{u}_x \underline{u}_x + \underline{u}_z \underline{u}_z) \cos \chi + (\underline{u}_z \underline{u}_x - \underline{u}_x \underline{u}_z) \sin \chi + \underline{u}_y \underline{u}_y$$

که $\mathcal{E}_{a,b,c}^e$ گذردهی‌های نسبی مرجع و $\underline{u}_{x,y,z}$ بردارهای یک‌ه دکارتی هستند. گذردهی‌های نسبی مرجع از روش همگن سازی بروگمن (آمیزه هوا و لایه نازک ستونی S شکل منیزیم فلوراید) استخراج شده است [18]. گذردهی‌های نسبی مؤثر آمیزه ذکر شده با رنگدانه‌های سیانین با فرض این که کسر حجمی این رنگدانه‌ها f_j بسیار کوچک تر از یک باشد از روش ماکسول-گازنت به صورت زیر تعیین شده است [۲۲]:

مصرف منابع محاسباتی و زمان شبیه‌سازی بهتر است و می‌توان به راحتی پارامترهای مختلف (مانند ضخامت لایه‌ها یا زوایای تابش) را تغییر داد و تأثیر آنها را بر طیف‌های جذب و پراکندگی بررسی کرد. همچنین برخلاف روش‌های تحلیلی یا نیمه‌تحلیلی دشوار که برای دستیابی به پاسخ مناسب در برخی موارد به تقریب‌هایی می‌پردازد که ممکن است جزئیات دقیق اثرات مرزی یا پراکندگی را از دست بدهند، این روش بسیار دقیق و ساده انجام می‌پذیرد. روش بالا امکان محاسبه دقیق شرایط مرزی بین لایه‌ها را فراهم می‌کند و پدیده‌های تداخلی موجی را به خوبی شبیه‌سازی می‌کند. این نکته برای درک دقیق جفت‌شدگی پلاسمون و اکسایتون و بررسی اثر پارامترهای ساختاری حیاتی است. از این رو، انتخاب روش ماتریس انتقال به عنوان روشی مؤثر، دقیق و نسبتاً ساده برای تحلیل سامانه مورد مطالعه، به ما اجازه می‌دهد تا هم از نظر نظری و هم از نظر عددی به نتایج قابل اطمینانی دست یابیم.

۲. جزئیات محاسباتی

ما شکل ۳ را برای برانگیختگی پلکسایتون سطحی در هندسه کرشمن در نظر گرفتیم. فرض کنید ناحیه $d_1 \leq z \leq d_2$ با یک فلز همگن و همسانگرد از جنس نقره به صورت یک محیط پلاسمونی با گذردهی $\underline{\mathcal{E}}_{met}$ اشغال شده است. ناحیه $d_1 \leq z \leq d_2$ به عنوان یک محیط اکسایتونی سه مؤلفه‌ای شامل رنگدانه‌های سیانین، هوا و لایه دی‌الکتریک منیزیم فلوراید با ریخت‌شناسی S شکل و گذردهی $\underline{\mathcal{E}}_{exc}$ در نظر گرفته شده است. نواحی تحتانی و فوقانی ساختار به ترتیب هوا و منشور هستند. فرض کنید این ساختار در معرض یک باریکه نور فرودی با قطبش خطی P از ناحیه منشور با یک زاویه θ نسبت به محور z در صفحه xz قرار گرفته باشد. میدان‌های الکتریکی فرودی، بازتابی و عبوری به صورت زیر هستند:

$$\begin{aligned} \underline{E}_{inc}(r) &= [\underline{P}_{inc}] e^{i[kx + k_z n_1 z \cos \theta]}, & z \leq 0 \\ \underline{E}_{ref}(r) &= [\underline{S} r_s + \underline{P}_{ref} r_p] e^{i[kx - k_z n_1 z \cos \theta]}, & z \leq 0 \\ \underline{E}_{tr}(r) &= [\underline{S} r_s + \underline{P}_{tr} t_p] e^{i[kx + k_z n_2 (z - d_2) \cos \theta]}, & z \leq d_2 \end{aligned} \quad (1)$$

میدان مغناطیسی در هر ناحیه از رابطه

$$\underline{H}(r) = (i\omega\mu_0)^{-1} \nabla \times \underline{E}(r)$$

به دست می‌آید. دامنه‌های

با توجه به شکل ۴ مشخص است که با افزایش کسر مولکول‌های اکسایتونی، شکافتگی انرژی بیشتر می‌شود. در $f_j = 0.062$ نمودار پلاسمونی در طول موج ۵۷۴/۵ نانومتر بیشترین جذب با قله ۹۶/۷۱ درصد از یک را دارد. همچنین مشاهده می‌شود که نمودار پلکسایتون دو قله کاملاً متمایز و شکافتگی محسوسی دارد که بیشترین جذب در قله بزرگ‌تر برای پلکسایتون در طول موج ۸۰۰ نانومتر و با جذب ۹۰/۱۵ درصد و جذب در قله کوچک‌تر با طول موج ۵۸۰/۱۲ نانومتر با ۲۴/۵ درصد است و برای اکسایتون تنها یک قله در ۵۸۹/۸ نانومتر با جذب ۱۸/۸۲ درصد دیده می‌شود.

در $f_j = 0.042$ شاهد یک قله در نمودار پلاسمونی در طول موج ۵۷۴/۶ نانومتر با درصد جذب ۹۵/۹۱ هستیم، درحالی که در طیف پلکسایتونی کم شدن فاصله دو قله به وضوح مشخص است. به ترتیب قله بلند و کوچک آن در طول موج ۷۰۳ نانومتر و با جذب ۹۵/۸۳ درصد است و قله دوم طول موج ۵۸۱/۴ نانومتر و جذب ۳۷/۰۶ درصد دارد. طیف جذبی اکسایتون در اینجا نیز یک قله در طول موج ۵۹۰/۹ نانومتر با جذب ۱۱/۲۹ درصد دارد.

در مقدار $f_j = 0.032$ ، طیف پلاسمونی یک قله در ۵۷۴/۳ نانومتر با جذب ۹۶/۵ درصد دارد. در طیف جذب اکسایتون نیز یک قله در ۵۸۹/۸ نانومتر با جذب ۸/۳۸ درصد وجود دارد. اما طیف جذب پلکسایتون در بازه ۳۰۰ تا ۸۰۰ نانومتری یک قله واضح در ۶۶۵/۱ نانومتر دارد و شامل جذب ۹۷/۰۱ درصد است.

در شکل ۴ الف ($f_j = 0.062$) دو قله کاملاً مجزا با فاصله مشخص دیده می‌شود اما در شکل ۴ ب با کاهش کسر مولکول‌های اکسایتونی ($f_j = 0.042$) فاصله دو قله هیبریدی کم شده و قله دوم نیز کمی کوچک شده است. این روند در شکل ۴ ج نیز ادامه داشته و این فاصله بسیار کمتر شده است. به طور کلی از تغییر کسرهای مولکول‌های اکسایتونی تغییر قابل توجهی در انرژی تشدید پلاسمونی (که وابسته به ساختار فلز است) حاصل نمی‌شود.

$$\varepsilon_{a,b,c}^e(\lambda, f_v, f_j) = \varepsilon_{a,b,c}(\lambda, f_v) \left[1 + \frac{f_j}{\varepsilon_{a,b,c}(\lambda, f_v) / [\varepsilon_j(\lambda) - \varepsilon_{a,b,c}(\lambda, f_v)] + (1 - f_j)/3} \right] \quad (5)$$

با استفاده از معادله (۲) ضرایب بازتاب و عبور $r_{ip} = r_i$ و $t_{ip} = t_i$ همراه با $i = s, p$ به دست آمده‌اند. جذب اپتیکی از رابطه $R_{ip} = |r_{ip}|^2$ با $A_p = 1 - \sum_{i=s,p} (R_{ip} + T_{ip})$ (بازتاب) و $T_{ip} = (n_r \operatorname{Re}(\cos \theta')) / (n_i \cos \theta) |t_{ip}|^2$ (عبور) محاسبه شده است. لازم به ذکر است در کار ما، سطوح صاف بوده و پراکندگی در نظر گرفته نشده است [۲۳-۲۶].

۳. نتایج و بحث

در این بخش، با بررسی کسر مولکولی اکسایتونی، ضخامت محیط پلاسمونی، تخلل لایه نازک ستونی، گام و تناوب ساختاری محیط اکسایتونی و ضریب شکست منشور به عنوان پارامترهای ساختاری مسئله، تأثیر تغییرات هر یک را بر جفت‌شدگی مدهای پلاسمونی و اکسایتونی به ترتیب بحث و تحلیل خواهیم کرد:

الف) تأثیر کسرهای مولکولی اکسایتونی

هنگامی که بسامد پلاسمون با بسامد اکسایتون مساوی باشد حالت‌های انرژی سامانه شکافته می‌شوند. برای ما این شکافتگی انرژی حائز اهمیت است و هدفی که در این بخش در نظر گرفته شده، تغییر در کسرهای مولکولی اکسایتونی در لایه‌های نازک مجسمه‌سازی شده S شکل و ثابت نگه داشتن دیگر پارامترها است. زاویه نور فرودی با θ ، طول نیم‌گام ساختاری با Ω ، کسر حجمی هوا و مولکول‌های اکسایتونی به ترتیب با f_v و f_j ، تعداد تناوب ساختار با N_p و ضخامت فلز با d_{met} نمایش داده شده است. زاویه نور فرودی را ۲۵/۶ درجه، زاویه سمتی را ۵۰ درجه، نیم‌گام ساختاری را ۲۰۰ نانومتر، تعداد تناوب ساختاری را ۴ و ضخامت فلز را ۴۰ نانومتر ثابت در نظر گرفتیم. کسر حجمی مولکولی اکسایتون بین ۰/۳۲ تا ۰/۰۶۲ متغیر هستند. در شکل ۴، نمودارهای جذب اپتیکی برای برانگیختگی‌های پلاسمون، اکسایتون و پلکسایتون آمده است.

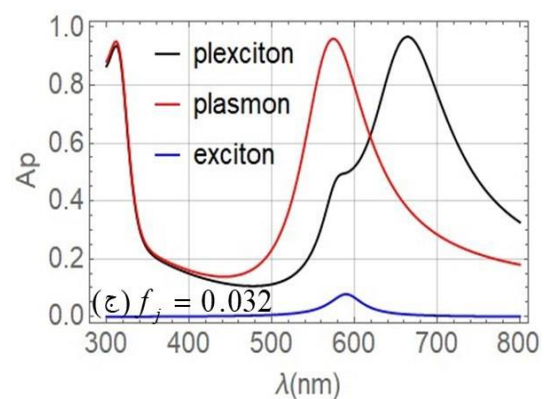
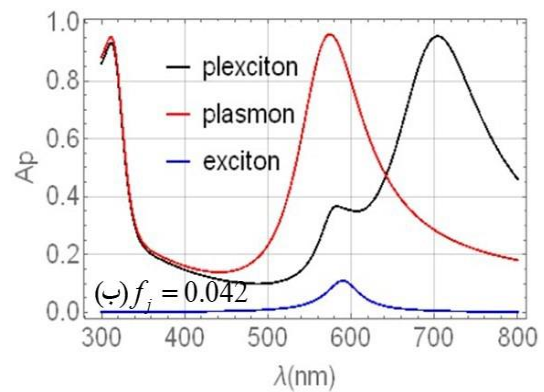
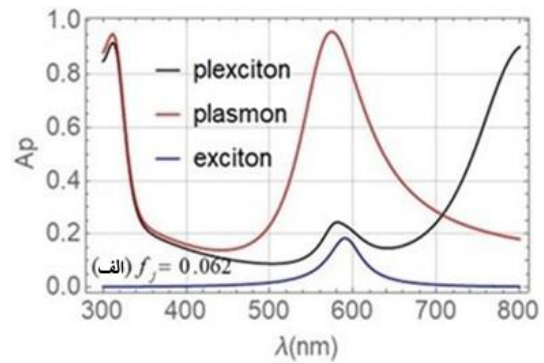
انتشار انرژی هستند بیشتر شده و این امر باعث می شود تعامل الکترومغناطیسی بین حالت پلاسمونی (که عمده‌تاً توسط خواص فلز و پارامترهای ساختاری تعیین می شود) و حالت اکسایتونی قوی تر شود.

ب) تأثیر ضخامت محیط پلاسمونی

ضخامت لایه نازک فلز نقره از ویژگی های ساختاری است که می تواند بر انتشار موج در فصل مشترک فلز و لایه نازک مجسمه سازی شده S شکل منیزیم فلوراید تأثیر بگذارد. در این بخش، ضخامت محیط پلاسمونی را مورد تحلیل قرار می دهیم به طوری که با ثابت نگه داشتن سایر پارامترها و افزایش ضخامت فلز، تأثیر آن را در قله های پلکسایتونی مورد بررسی قرار می دهیم. برای این منظور طیف های جذبی بر حسب طول موج نور فرودی برای پلاسمون، اکسایتون و پلکسایتون در شکل ۵ ترسیم شده است.

ضخامت فلز نقره از ۳۰ تا ۶۰ نانومتر تغییر کرده و زاویه نور فرودی θ برابر با $25/6^\circ$ انتخاب می شود تا رأس قله های پلاسمونی و اکسایتونی در یک طول موج بر هم منطبق باشند (بسامد واکوکی صفر باشد). در این حالت نیم گام ساختاری $\Omega = 200 \text{ nm}$ ، $f_j = 0.052$ و تناوب ساختاری ۴ است. در شکل ۵ الف با $d_{met} = 30 \text{ nm}$ یک قله پلاسمونی در طول موج ۵۹۴/۳ نانومتر و با جذب ۷۰/۳۷ درصد مشخص است. نمودار اکسایتونی نیز یک قله در طول موج ۵۹۰/۵ نانومتر با جذب ۱۴/۷۶ درصد دارد. در این ضخامت نمودار پلکسایتونی دو قله، یکی با پهنای زیاد در طول موج ۷۹۶/۲۴ نانومتر با جذب ۶۵/۹۴ درصد و دیگری با پهنای کم در ۵۸۴/۲۵ نانومتر با جذب ۴۲/۹۷ درصد دارد.

در شکل ۵ ب که ضخامت فلز $d_{met} = 40 \text{ nm}$ است، یک قله در نمودار پلاسمونی در طول موج ۵۷۴/۳۱ نانومتر با جذب ۹۶/۲۵ درصد و همچنین در طیف اکسایتونی نیز شاهد یک قله در ۵۹۱/۱۹ نانومتر با جذب ۱۴/۵۷ درصد هستیم. اما در نمودار پلکسایتونی دو قله کاملاً واضح با شکافتگی بیشتر نسبت به ضخامت قبل داریم که یکی در طول موج ۷۵۲/۲۵ نانومتر با جذب ۹۴/۲۱ درصد و دیگری در طول موج ۵۸۲/۱۰ نانومتر با جذب ۲۹/۲۷ درصد است.



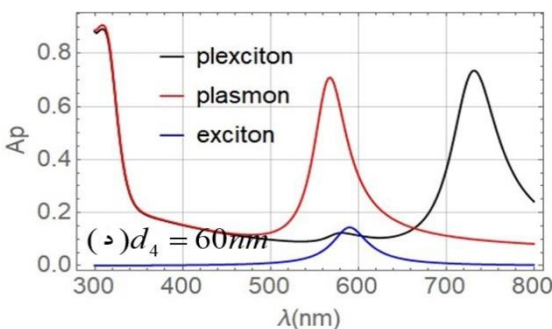
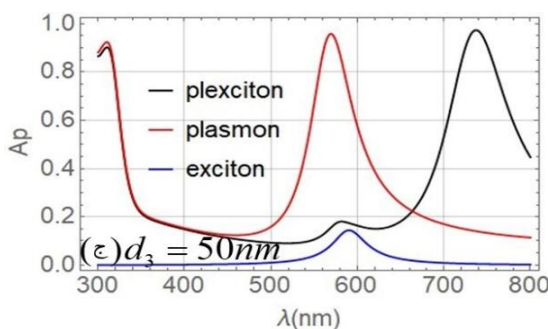
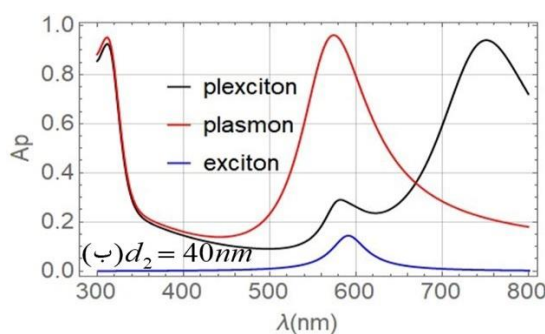
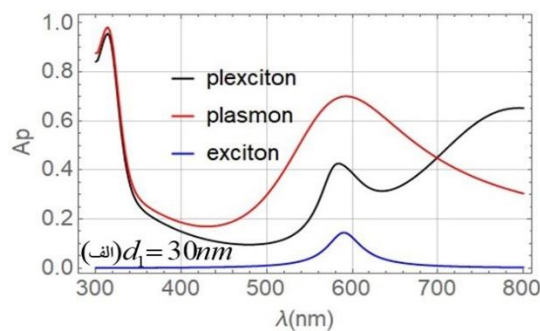
شکل ۴. ترسیم نمودارهای جذب اپتیکی برای برانگیختگی پلاسمون، اکسایتون و پلکسایتون با مقادیر ثابت $d_{met} = 40 \text{ nm}$ ، $\Omega = 200 \text{ nm}$ ، $N_p = 4$ و $\Psi = 0^\circ$ و $\theta = 25/6^\circ$ بر حسب طول موج فرودی برای کسره های متفاوتی از اکسایتون با مقادیر مختلف f_j .

همانطور که قبلاً ذکر شده محیط اکسایتونی سه جزء دارد. لایه های نازک S شکل دی الکتریک، هوا و مولکول های سیانین. رقابت بین این سه مؤلفه در شکافتگی انرژی مؤثر است. افزایش قدرت گشتاور دوقطبی در فصل مشترک دو محیط ناشی از تجمع مولکول های هوا روی مولکول های اکسایتونی باعث بیشتر شدن شکافتگی شاخه های قله های پلاریتونی می شود. به عبارتی، تعداد مولکول هایی که قادر به جذب و

پلکسایتون دو قله مجزا داریم که یکی در طول موج $۷۳۷/۴۰$ نانومتر با شدت جذب $۹۶/۸۴$ درصد و دیگری در طول موج $۵۸۱/۱۷$ نانومتر شدت جذب $۱۸/۳۵$ را نشان می‌دهد.

هنگامی که ضخامت فلز ۶۰ نانومتر در نظر گرفته شد ($d_{met} = 60 \text{ nm}$)، همانطور که از شکل ۵. د مشخص است شدت جذب در این ضخامت کمتر شده و قله دوم نمودار پلکسایتونی پهنای بسیار زیادی پیدا کرده و تقریباً ناپدید شده است. نمودار پلاسmoni با شدت جذب $۷۱/۵۳$ درصد در طول موج $۵۶۷/۵۶$ نانومتر است و نمودار اکسایتونی با بیشینه جذب $۱۴/۹۶$ درصد قله‌ای در طول موج $۵۸۹/۹۲$ نانومتر دارد. اما طیف جذبی پلکسایتون که بیان شد یک قله محو در $۵۷۹/۳۹$ نانومتر با جذب $۱۳/۰۱$ درصد دارد. ولی بیشینه جذب برای قله دیگر $۷۳۱/۹۹$ نانومتر با $۷۳/۸۷$ درصد است. با توجه به اعداد ذکر شده می‌توان نتیجه گرفت که با افزایش ضخامت فلز از ۳۰ نانومتر تا ۴۰ نانومتر، جدایی بین شاخه‌های پلاریتونی بیشتر می‌شود و سپس در بازه ۵۰ تا ۶۰ نانومتر کاهش می‌یابد.

به طور واضح قابل مشاهده است که بیشترین شدت جذب برای نمودار پلاسمون در ضخامت ۵۰ نانومتر اتفاق می‌افتد، که این مقدار ضخامت اشباع لایه فلزی برای برانگیختگی پلاسمون است. همانطور که مشخص است هنگامی که ضخامت لایه فلزی افزایش می‌یابد یعنی از ۵۰ نانومتر تا ۶۰ نانومتر شدت قله‌های جذبی نیز کاهش می‌یابد و موقعیت قله‌های پلاسmoni به سمت طول موج‌های کمتر میل می‌کند. بنابراین با توجه به شرایط ذکر شده، زمانی که ضخامت لایه فلزی را ۵۰ نانومتر در نظر گرفتیم متوجه شدیم که این $d_{met} = 50 \text{ nm}$ ضخامت اشباع لایه فلزی است. علت این موضوع آن است که اگر ضخامت فلز از ضخامت اشباع کمتر باشد بخش زیادی از نور فرودی با عبور سریع اجازه نمی‌دهد که پلاسمون سطحی با اکسایتون جفت شود. در حالت برعکس، اگر ضخامت فلز بیشتر از ضخامت اشباع باشد به دلیل افزایش فاصله تونل زنی، امکان برانگیختگی پلاسmoni‌های سطحی در فصل مشترک کاهش می‌یابد. این باعث اتلاف انرژی فوتون‌ها در فلز می‌شود. به همین دلیل است که وقتی ضخامت لایه فلزی نزدیک ضخامت اشباع باشد بیشترین جذب را داریم.



شکل ۵. طیف جذب اپتیکی، برای برانگیختگی پلاسمون، پلکسایتون و اکسایتون با مقادیر ثابت $N_p = 4$ ، $f_j = 0.52$ ، $\Omega = 200 \text{ nm}$ و $\Psi = 0^\circ$ و $\theta = 25.6^\circ$ برحسب طول موج نور فرودی برای ضخامت‌های متغیر فلز.

در $d_{met} = 50 \text{ nm}$ بیشترین جذب برای طیف پلاسmoni ۹۶.۴۱ درصد است که در طول موج $۵۷۰/۳۹$ نانومتر واقع بوده و برای طیف اکسایتونی بیشینه جذب آن $۱۴/۴۹$ درصد است که در طول موج $۵۹۰/۵۹$ نانومتر اتفاق می‌افتد. برای حالت

ج) تأثیر تخلخل لایه نازک ستونی

از دیگر ویژگی‌های ساختاری که می‌تواند بر انتشار امواج پلکسایتونی در فصل مشترک لایه نازک نماتیک و لایه نازک فلز نقره اثر بگذارد تخلخل لایه نازک مجسمه‌سازی شده S است. در اینجا، لایه نازک دی‌الکتریک مجسمه‌سازی شده از آمیزه‌ای دو مؤلفه‌ای تشکیل شده که شامل ماده لایه نشانی منیزیم فلوراید و نواحی متخلخل است. اگر فرض کنیم که لایه نازک ما همسانگرد و همگن با ضریب گذردهی ϵ است به راحتی می‌توان بازتاب کلی و زاویه حد را از این فرمول
$$\theta = \sin^{-1} \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_s}}$$
 دی‌الکتریک مجسمه‌سازی شده ناهمگن و ناهمسانگرد باشد به آسانی زاویه حد برای برانگیختن موج پلاسمون سطحی به دست نمی‌آید، اما با یک تقریب خوب از رابطه برانگیختگی را محاسبه کرد.

با توجه به این که لایه‌های نازک ستونی S شکل متخلخل هستند یعنی کسری از آنها را هوا تشکیل داده است، در این قسمت به اثر تخلخل بر انتشار موج پلکسایتون می‌پردازیم. برای این منظور طیف‌های جذب نور فرودی برحسب تابعی از طول موج نور در تخلخل‌های مختلف در شکل ۶ آمده است. در این شکل، تناوب ساختاری $N_p = 4$ ، نیم‌گام ساختاری $\Omega = 200$ ، زاویه سمتی فرودی $\Psi = 0^\circ$ و ضخامت فلز $d_{met} = 40 \text{ nm}$ فرض شده است.

از نمودارها مشخص است که وقتی $f_V = 0/2$ باشد برای طیف پلاسمونی یک بیشینه جذب در طول موج $558/31$ نانومتر با جذب $98/26$ درصد را شاهد هستیم. برای طیف اکسایتونی یک قله با شدت جذب $15/96$ درصد در طول موج $590/54$ نانومتر داریم. اما برای طیف جذبی پلکسایتون دو قله مجزا را مشاهده می‌کنیم؛ یکی از آنها در طول موج $636/39$ نانومتر با شدت جذب $99/9$ درصد و دیگری در طول موج $574/42$ نانومتر با شدت جذب $80/44$ درصد است.

حال اگر به بررسی حالت دوم بپردازیم باید $f_V = 0/4$ را در

نظر بگیریم. یک قله برای پلاسمون در طول موج $592/76$ نانومتر با شدت جذب $97/07$ مشاهده می‌شود و همچنین برای طیف جذبی اکسایتونی نیز شاهد یک قله در طول موج $590/29$ نانومتر با شدت جذب $17/48$ درصد هستیم. اما برای طیف جذبی پلکسایتون دو قله مجزا دیده می‌شود که یکی در طول موج $728/45$ نانومتر با شدت جذب $95/82$ درصد و قله دیگر که کوچک‌تر است در طول موج $580/43$ نانومتر با شدت جذب $35/77$ درصد وجود دارد.

در $f_V = 0/6$ شاهد یک قله کاملاً نوک تیز برای پلاسمون در طول موج $545/07$ نانومتر با شدت جذب $97/17$ درصد هستیم و همچنین یک قله در نمودار جذبی اکسایتون نیز داریم که با طول موج $590/34$ نانومتر و شدت جذب $12/34$ درصد نمایان است. همچنین برای طیف جذبی پلکسایتون دو قله مجزا داریم؛ اما این بار شکافتگی دو قله کمتر است. بیشینه جذب برای قله اول در طول موج $643/94$ نانومتر با شدت جذب $99/88$ درصد اتفاق می‌افتد و برای قله دوم پلکسایتون در طول موج $578/43$ نانومتر با شدت جذب $71/60$ درصد است.

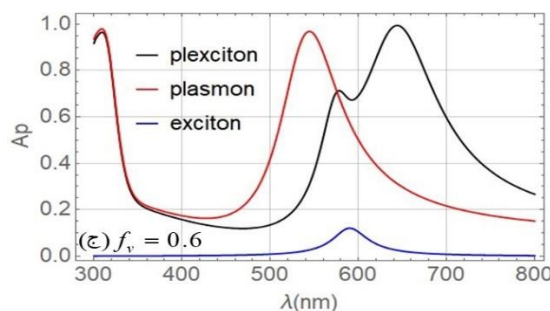
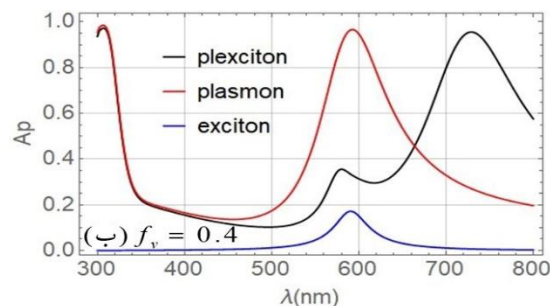
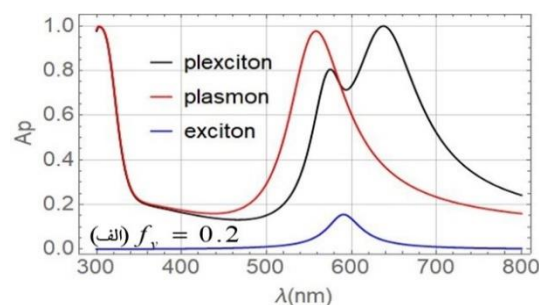
از تمام طیف‌های جذبی رسم شده در شکل ۶، این نتیجه حاصل می‌شود که با افزایش کسر حجمی محیط میزبان، بسامد واکوکی صفر به سمت زوایای بیشتر می‌رود. دلیل آن افزایش ضریب اپتیکی محیط اکسایتونی است. همانطور که توصیف کردیم در طیف‌های پلکسایتون هنگامی که تخلخل را افزایش دادیم شدت طول موج قله‌های پلاریتونی افزایش یافت و بررسی نشان داد در حالتی که $f_V = 0/2$ تنظیم شد دو قله مجزا با شکاف کم تشکیل شده بود. اما هنگامی که $f_V = 0/4$ را قرار دادیم شکاف بین دو قله مجزا افزایش پیدا کرد. هنگامی که در محیط اکسایتونی تخلخل صفر باشد، در محیط میزبان بیشترین چگالی را خواهیم داشت، یعنی همان حالت همگن و همسانگرد را تشکیل می‌دهد. اگر تخلخل از صفر افزایش پیدا کند و لایه اکسایتونی به حالت رقیق‌تر تبدیل شود، انتظار می‌رود ضریب شکست هم کاهش پیدا کرده و رابطه‌ای را که برای زاویه حد بیان کردیم باید به صورت

مجسمه‌سازی شده S بر انتشار موج پلکسایتونی بپردازیم در شکل ۷ طیف جذبی نور فرودی برحسب طول موج برای مقادیر مختلفی از نیم‌گام ساختاری آمده است. در این قسمت برای انجام محاسبات، زاویه نور فردی را $25/6^\circ$ درجه، زاویه سمتی صفر، تناوب ساختاری ۴، ضخامت فلز را ۴۰ نانومتر و نیم‌گام ساختاری بین ۱۵۰ نانومتر تا ۳۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است.

هنگامی که $\Omega = 150 \text{ nm}$ باشد در نمودار طیف جذبی پلاسmoni شاهد یک قله در طول موج ۵۷۲/۵۵ نانومتر با شدت جذب ۹۵/۹۸ درصد هستیم و در طیف اکسایتونی در طول موج ۵۸۹/۵۸ نانومتر بیشینه شدت جذب ۱۳/۷۵ درصد محاسبه شده است. اما در طیف جذبی پلکسایتونی دو قله مجزا مشهود است که در قله بزرگ‌تر با طول موج ۷۲۹/۴۵ نانومتر و شدت جذب ۹۴/۸۳ درصد قابل مشاهده است و در قله کوچک‌تر بیشینه شدت جذب ۳۰/۵۷ درصد برای طول موج ۵۸۲/۲۸ نانومتر است.

هنگامی که $\Omega = 250 \text{ nm}$ ، همانند قبل پلاسمون و اکسایتون هر کدام با یک قله هستند که برای طیف جذبی پلاسمون، طول موج ۵۷۵/۴۶ نانومتر و بیشینه جذب ۹۶/۳۶ درصد محاسبه شده است. برای طیف جذب اکسایتونی یک بیشینه جذب در طول موج ۵۸۹/۷۷ نانومتر با شدت جذب ۱۴/۷۰ درصد مشاهده می‌شود. برای طیف جذبی پلکسایتون شاهد دو قله کاملاً مجزا هستیم، اما در این حالت شکافتگی بین دو قله بیشتر شده است و قله بلندتر در طول موج ۷۶۲/۵۷ نانومتر با شدت جذبی ۹۳/۹۴ مشاهده می‌شود و این در حالی است که قله کوچک‌تر در طول موج ۵۸۲/۰۷ نانومتر با شدت جذب ۲۹/۲۳ درصد قرار دارد.

اکنون نیم‌گام ساختاری را ۳۰۰ در نظر می‌گیریم ($\Omega = 300 \text{ nm}$) و به بررسی طیف‌های جذبی پلاسمون، اکسایتون و پلکسایتون می‌پردازیم. قله پلاسmoni در طول موج ۵۷۵/۷۳ نانومتر با شدت جذب ۹۶/۵۲ درصد قابل مشاهده است. قله اکسایتونی با بیشینه جذب ۱۵/۰۶ درصد در طول موج ۵۹۰/۸۳ نانومتر قرار دارد.



شکل ۶. ترسیم نمودار جذب اپتیکی بر حسب طول موج برای حالت‌های متفاوتی از کسرهای حجمی از هوا و اکسایتون با پارامترهای

$$\text{ثابت } d_{\text{met}} = 40 \text{ nm}, \Psi = 0^\circ, N_p = 4, \Omega = 200 \text{ nm}$$

$$\theta = 28^\circ, f_j = 0.08, \text{ و } f_v \text{ متغیر.}$$

$\sin \theta_{\text{spp}} \approx \frac{n_2}{n_1}$ تخمین بزنیم. مشخص است زمانی که ضریب شکست لایه نازک مجسمه‌سازی شده کاهش پیدا کند زاویه حد نیز کم می‌شود. پس با افزایش تخلخل، قله‌های پلکسایتونی میل به سمت زوایای حد کوچک‌تر دارند.

(د) تأثیر گام و تناوب ساختاری محیط اکسایتونی

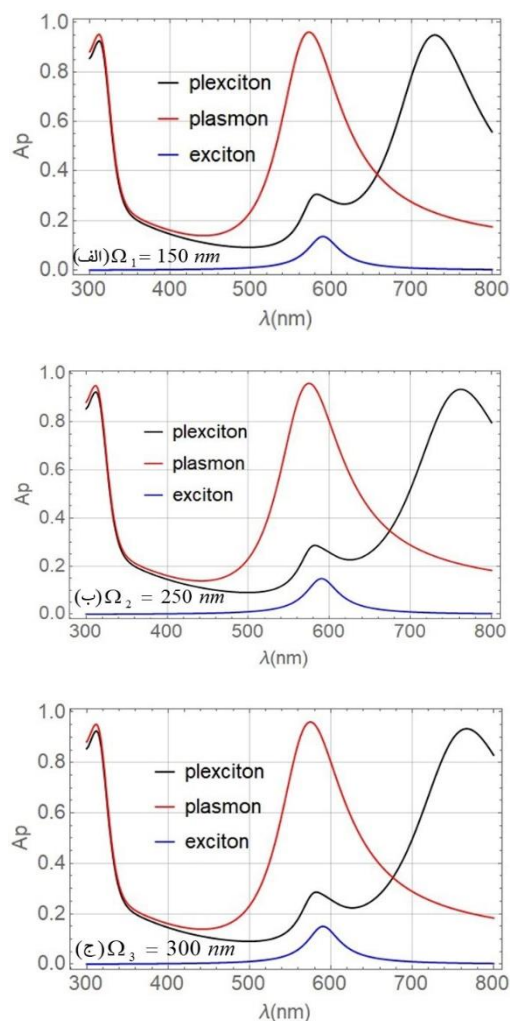
در ساختار مورد بررسی، منیزیم فلوراید به صورت لایه‌های نازک ستونی S شکل هستند که آنها را با دو مؤلفه توصیف خواهیم کرد؛ مؤلفه اول گام ساختاری است و علامت اختصاری آن Ω است که نشان دهنده طول نیم‌گام است. با شمارش تعداد گام‌ها می‌توان طول لایه نازک S شکل را به دست آورد. برای این که به بررسی تأثیر این ویژگی ساختاری لایه نازک

همچنین هنگامی که گام ساختاری را افزایش دادیم دریافتیم که موقعیت قله‌های پلکسایتونی به سمت زوایای حد کوچک‌تر میل می‌کند. باتوجه به داده‌ها از ۱۵۰ نانومتر تا ۲۵۰ نانومتر روند افزایشی داشتیم اما بعد از ۲۵۰ نانومتر تغییر محسوسی در موقعیت و شدت جذب قله‌ها وجود ندارد. در نتیجه می‌توان گفت که $\Omega = 250 \text{ nm}$ گام ساختاری اشباع است و همانطور که از نمودارها مشخص است با افزایش طول گام ساختاری در زاویه ۲۵/۶ درجه، شکافتگی بین دوشاخه بیشتر می‌شود.

در این بخش، به بررسی ویژگی دوم یعنی تناوب ساختاری N_p می‌پردازیم و متوجه می‌شویم که هنگامی آن را افزایش دهیم ضخامت لایه نازک مجسمه‌سازی شده نیز افزایش می‌یابد. در شکل ۸ برای تناوب ساختاری متفاوت طیف جذبی نور فرودی برحسب طول موج نور فرودی رسم شده است. در این بخش، نیز تمام پارامترها مانند قبل است.

در ابتدا $N_p = 6$ را در نظر می‌گیریم. همانطور که در شکل ۸ الف مشاهده می‌شود طیف جذبی پلاسمون یک قله در طول موج ۵۷۵/۱۶ نانومتر با شدت جذب ۹۶/۳۹ درصد را شامل می‌شود و طیف جذبی اکسایتون با بیشینه جذب ۱۵/۴۲ درصد در طول موج ۵۹۰/۴۴ نانومتر است. اما در طیف جذبی پلکسایتون دو قله به صورت جداگانه قابل مشاهده است که قله اول با طول موج ۶۷۶/۲۵ نانومتر با بیشینه جذب ۹۳/۶۵ درصد و قله دوم که کوتاه‌تر هم است با طول موج ۵۸۲/۸۰ نانومتر شدت جذب ۲۸/۸۰ درصد را نشان می‌دهد.

با افزایش تناوب ساختاری به $N_p = 7$ ، قله پلاسمونی در طول موج ۵۷۵/۲۳ نانومتر و شدت جذب ۹۶/۱۵ درصد قرار دارد و همچنین برای طیف جذبی اکسایتونی که بیشینه جذب آن ۱۵/۹۴ درصد است طول موج ۵۹۰/۳۷ نانومتر را داریم. نمودار جذبی پلکسایتون دو قله را نشان می‌دهد که قله کوتاه‌تر در طول موج ۵۸۲/۲۱ نانومتر با شدت جذب ۲۸/۷۹ درصد و قله بلندتر در طول موج ۷۶۹/۷۲ نانومتر با شدت جذب ۹۳/۹۲ درصد است. از محاسبات نتیجه می‌شود که با افزایش تناوب ساختاری، شدت جذب و طول موج‌های قله‌های پلکسایتونی تغییری نکرده است و همچنین شکافتگی بین دو قله پلکسایتونی نیز در مقایسه با $N_p = 6$ تفاوت چندانی ندارد.



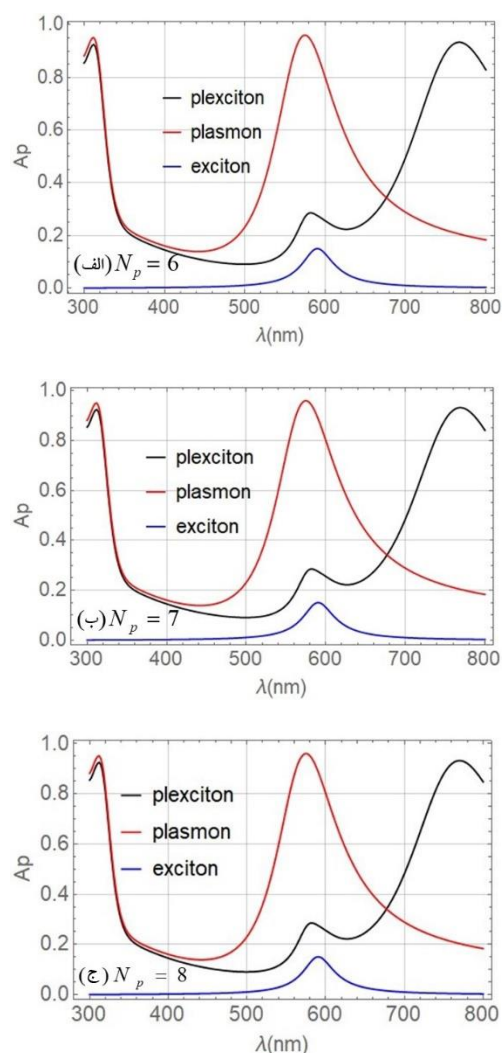
شکل ۷. نمودار جذب اپتیکی بر حسب طول موج نور فرودی با مقادیر ثابت $N_p = 4$ ، $d_{met} = 40 \text{ nm}$ ، $f = 0.052$ ، $\theta = 26/5^\circ$ ، $\Psi = 0^\circ$ برای برانگیختگی‌های پلاسمون، اکسایتون و پلکسایتون برای نیم‌گام‌های متفاوت.

در طیف جذبی پلکسایتون هم مجدد دو قله مجزا داریم که مشاهده می‌شود طیف جذب با حالت قبل تفاوت زیادی ندارد؛ به این صورت که قله کوچک‌تر در طول موج ۵۸۲/۷۰ نانومتر با شدت جذب ۲۸/۹۵ درصد و همچنین قله بلندتر با طول موج ۷۶۷/۴۶ نانومتر با بیشینه جذب ۹۳/۹۷ درصد است. متوجه می‌شویم که شکافتگی بین دو قله کمتر از حالت قبل است ولی شدت جذب برای هر دو قله مانند حالت قبل است. همانطور که از شکل مشخص است وقتی که گام ساختاری را افزایش دادیم موقعیت قله‌های پلکسایتونی به سمت طول موج‌های بلندتر می‌رود و در کنار آن شدت جذب هم افزایش می‌یابد. دلیل آن افزایش ضخامت لایه نازک مجسمه‌سازی شده است.

اکسایتون و پلکسایتون به ازای مقادیر مختلف ضریب شکست منشور بر حسب تابعی از طول موج نور فرودی رسم شده‌اند. در این قسمت، نیم‌گام ساختاری را ۲۰۰ نانومتر، ضخامت فلز ۴۰ نانومتر و این بار نیز تناوب ساختاری را ۴ در نظر می‌گیریم. با توجه به نمودارهای داده شده در شکل ۹ متوجه می‌شویم که هنگامی که ضریب شکست منشور را $n=1/52$ در نظر می‌گیریم طیف جذبی پلاسmoni یک قله در طول موج ۵۹۴/۵۶ نانومتر با شدت جذب ۹۸/۷۷ درصد دارد و برای اکسایتون یک قله با شدت جذب ۱۳/۲۸ درصد در طول موج ۵۸۹/۹۹ نانومتر را مشاهده می‌کنیم. طیف جذب پلکسایتون دو قله دارد که قله کوتاه‌تر با شدت جذبی ۲۱/۵۹ درصد در طول موج ۵۸۳/۹۱ نانومتر و قله بلندتر با شدت جذبی ۹۶/۳۳ درصد در طول موج ۷۹۸/۴۷ است و زاویه تنظیم بسامد $\theta = 47^\circ$ است.

با افزایش ضریب شکست منشور به $n=2$ ، برای پلاسمون یک قله با شدت جذب ۹۷/۵۰ درصد در طول موج ۵۶۵/۵۶ نانومتر داریم و طیف جذبی اکسایتون نیز یک قله با شدت جذب ۱۳/۱۴ درصد در طول موج ۵۸۹/۶۰ نانومتر را مشاهده می‌کنیم. برای دو قله طیف جذبی پلکسایتونی قله اول که کوتاه‌تر است بیشینه جذب آن ۳۴/۲۳ درصد در طول موج ۵۸۱/۱۹ نانومتر است و برای قله بلندتر در طول موج ۷۲۰/۶۵ نانومتر با شدت جذب ۹۷/۸۹ درصد است. بنابراین با افزایش ضریب شکست منشور محیط منشور کاهش پیدا کرده و زاویه تنظیم بسامد یعنی θ کاهش پیدا کرده و به ۳۴ درجه رسیده است.

در مرحله آخر، ضریب شکست منشور را افزایش می‌دهیم و $n=2/5$ در نظر می‌گیریم که قله پلاسmoni در طول موج ۵۷۲/۷۷ نانومتر با شدت جذب ۹۶/۷۷ درصد به دست آمده است. برای قله اکسایتونی شدت جذب ۱۴/۵۶ درصد در طول موج ۵۹۰/۸۱ نانومتر مشاهده می‌شود. همچنین برای طیف جذبی پلکسایتونی نیز دو قله مشاهده می‌شود که قله بلندتر با شدت جذب ۹۵/۲۶ درصد در طول موج ۷۴۴/۶۹ نانومتر و قله کوتاه‌تر در طول موج ۵۸۲/۳۹ نانومتر با شدت جذب ۳۰/۴۷ درصد هستند. در این قسمت نیز زاویه تنظیم بسامد با افزایش ضریب شکست منشور کاهش می‌یابد و به ۲۶/۵ درجه می‌رسد.



شکل ۸. نمودار جذب اپتیکی بر حسب طول موج نورهای فرودی با مقادیر ثابت $d_{met}=40\text{ nm}$ ، $f_j=0/052$ ، $\Omega=300\text{ nm}$ ، $\Psi=0^\circ$ و $\theta=25/6^\circ$ با تناوب‌های ساختاری متفاوت برای برانگیختگی‌های پلاسمون، اکسایتون و پلکسایتون.

حال اگر تناوب ساختاری را $N_p=8$ نیز در نظر بگیریم به خوبی مشاهده می‌شود که در شدت جذب و موقعیت قله‌ها تغییر چندانی رخ نداده است. در نتیجه از مقایسه نمودارها پی می‌بریم که با افزایش تناوب ساختاری، شدت و موقعیت قله‌های پلکسایتونی تغییر خاصی نکرده است و پارامتر تناوب ساختاری تأثیر چندانی بر شدت جذب و مکان قله‌ها ندارد.

هـ) تأثیر ضریب شکست منشور

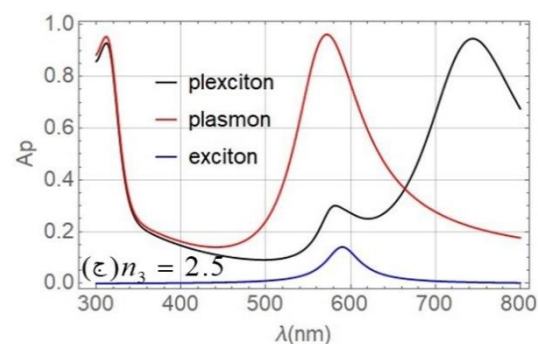
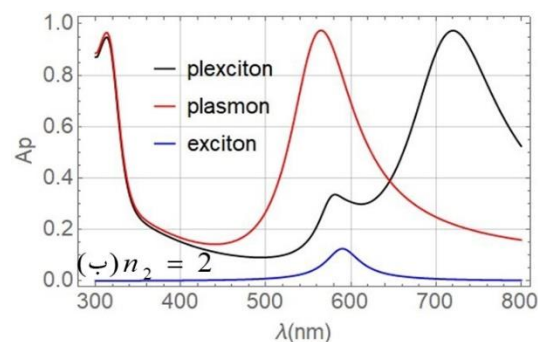
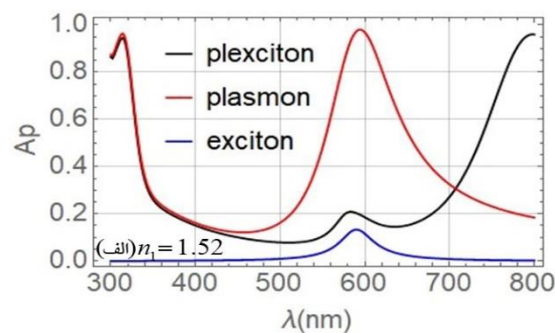
پارامتری که در نهایت آن را تغییر می‌دهیم و به بررسی انرژی شکافتگی قله‌های پلاریتونی می‌پردازیم، ضریب شکست منشور است. در شکل ۹، طیف‌های جذب برای پلاسمون،

است. به عبارتی با افزایش ضریب شکست منشور طبق شرط تطابق تکانه $(k_{spp} = \sqrt{\epsilon_s}(\omega/c)\sin\theta)$ برای جبران افزایش n زاویه حد لازم، کمتر می شود.

نکته دیگر این است که با افزایش ضریب شکست منشور شدت جذبی که در قله‌ها داریم تغییری نمی کند. اما موقعیت مکانی قله‌ها به سمت طول موج‌های کمتر میل می کند. به این ترتیب ضریب شکست منشور یک پارامتر بسیار مهم به شمار می رود؛ زیرا اندازه‌گیری مدهای پلاسمونی در زوایای فرودی بالاتر در پیکربندی کرشمن مشکل است و می‌توانیم با انتخاب یک منشور با ضریب شکست بالا، باعث پایین آوردن زوایای برانگیختگی امواج سطحی شد.

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، برهمکنش بین پلاسمون و اکسایتون در یک ساختار دولایه‌ای در پیکربندی کرشمن به صورت کلاسیکی و نظری به روش ماتریس انتقال مورد بررسی قرار گرفت. محیط پلاسمونی شامل فلز نقره و محیط اکسایتونی آمیزه‌ای از هوا، مولکول‌های سیانین J شکل و یک لایه نازک دی‌الکتریک S - شکل از جنس منیزیم فلوراید است. نتایج به دست آمده نشان داد که با افزایش کسر حجمی مولکول‌های اکسایتونی، شکافتگی بین شاخه‌های پلاریتونی بیشتر می‌شود. از مدل‌سازی اپتیکی آشکار شد که برای لایه نازک فلزی یک ضخامت اشباع داریم که شدت جذب اپتیکی در آن ضخامت، بیشترین مقدار است. به عبارتی اگر ضخامت لایه فلزی نزدیک ضخامت اشباع باشد بیشترین جذب را دارد. این ضخامت اشباع لایه نازک فلزی در حد عمق پوسته فلزی است. برای لایه نازک مجسمه‌سازی شده نیز یک ضخامت اشباع معرفی شد که بیشینه جذب در آن ناحیه اتفاق می‌افتد. با افزایش تخلخل در لایه نازک مجسمه‌سازی شده، قله‌های پلکسایتونی به سمت طول موج‌های بلندتر با شدت جذب بیشتر میل می‌کنند. به عبارت دیگر به سمت زوایای حد کوچک‌تر سوق پیدا می‌کنند. با افزایش طول گام ساختاری، شکافتگی بین دو شاخه پلکسایتونی بیشتر می‌شود و $\Omega = 250 \text{ nm}$ گام ساختاری اشباع است. تناوب ساختاری بر شدت و موقعیت قله پلاسمونی تأثیر بسزایی ندارد. نتایج به



شکل ۹. نمودار جذب اپتیکی بر حسب تابعی از طول موج نور فرودی با مقادیر ثابت $d_{met} = 40 \text{ nm}$ ، $N_p = 4$ ، $f = 0.052$ ، $\Omega = 200 \text{ nm}$ و $\Psi = 0^\circ$ برای منشورهایی با ضریب شکست متفاوت.

از نمودارها مشاهده می‌شود که با افزایش ضریب شکست منشور، زاویه بسامد واکوکی صفر به سمت زوایای کمتر کاهش پیدا می‌کند. برای ضریب شکست $1/52$ این زاویه 47° درجه، ضریب شکست ۲ این زاویه 34° درجه و برای ضریب شکست $2/5$ این زاویه $26/5^\circ$ درجه است؛ زیرا برای جفت شدن قله‌های پلاسمون‌های سطحی با اکسایتون‌ها، قله‌های پلاسمونی به سمت زوایای بیشتر می‌روند و این زاویه‌ها نسبت به ضریب شکست منشور بسیار حساس است. در نتیجه ضریب گذردهی نسبی منشور $\epsilon_s = n_s^2$ یکی از عوامل بسیار مهم در انتشار امواج پلکسایتون سطحی در فصل مشترک فلز و دی‌الکتریک

دست آمده نشان می دهد که کاهش ضریب شکست منشور،
 فرودی بیشتر میل کند و فاصله بین شاخه های پلاریتونی ثابت
 باعث می شود که زاویه واکوکی صفر به سمت زوایای نور
 باقی بماند.

مراجع

1. J Sun, et al., *Nanoscale* **13**, 8 (2021) 4408.
2. Y Chen and M Sun, *Nanoscale* **15** (2023) 11834.
3. H Kim, et al., *Sci. Rep.* **12**, 1 (2022) 22252.
4. A V Zayats, I I Smolyaninov, and A A Maradudin, *Phys. Rep.* **408**, 3-4 (2005) 131.
5. V M Shalaev and S Kawata, "Nanophotonics with Surface Plasmons", Elsevier (2006).
6. S Ateş, "Tuning the exciton-plasmon coupling", Doctoral Dissertation, Bilkent University (2012).
7. S A Maier, "Plasmonics: Fundamentals and Applications", Springer (2007).
8. P Törmä and W L Barnes, *Rep. Prog. Phys.* **78**, 1 (2015) 013901.
9. A V Zayats and I I Smolyaninov, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **5**, 4 (2003) S16.
10. L Novotny and B Hecht, "Principles of Nano-Optics", Cambridge University Press (2006).
11. T Pörmä and W L Barnes, *Rep. Prog. Phys.* **78**, 1 (2015) 013901.
12. F Babaei, M Javidnasab, and A Rezaei, *Plasmonics* **13** (2018) 1491.
13. F Babaei and M Rostami, *Opt. Commun.* **439** (2019) 8.
14. S Brenet, et al., *Anal. Chem.* **90**, 16 (2018) 9879.
15. E Cao, et al., *Nanophotonics* **7**, 1 (2018) 145.
16. W X Tang, et al., *Adv. Opt. Mater.* **7**, 1 (2019) 1800421.
17. M D Pickett, A Lakhtakia, and J Polo Jr, *Optik* **115**, 9 (2004) 393.
18. A Lakhtakia and R Messier, "Sculptured Thin Films: Nanoengineered Morphology and Optics", SPIE (2005).
19. K Robbie, J C Sit, and M J Brett, *J. Vac. Sci. Technol. B* **16** (1998) 1115.
20. J Polo, T Mackay, and A Lakhtakia, "Electromagnetic surface waves: a modern perspective". Newnes (2013).
21. M Rostami and F Babaei, *Optik*, **268** (2022) 169850.
22. J C Hernández and J A Reyes, *Phys. Rev. E* **96**, 6 (2017) 062701.
23. H Savaloni, et al., *Appl. Surf. Sci.* **255**, 18 (2009) 8041.
24. H Savaloni, et al., *Vacuum* **85**, 7 (2011) 776.
25. H E Bennett and J Porteus, *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 2 (1961) 123.
26. M Fakharpour, F Babaei, and H Savaloni, *Plasmonics* **11** (2016) 1579.