



برهم کنش پلاسمون-اکسیتون در یک لایه نازک ستونی دی الکتریک با یک نقص ساختاری لایه نازک اکسیتونی

منا رستمی* و فریدون بابائی

گروه فیزیک، دانشگاه قم، قم

پست الکترونیکی: M.rostami@stu.qom.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۱۰/۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۰/۷/۱۵)

چکیده

در این پژوهش، جفت شدگی پلاریتون-پلاسمون سطحی و پلاریتون-اکسیتون سطحی در یک ساختار چند لایه‌ای از محیط فلزی و لایه‌های نازک ستونی دی الکتریک با حائل اکسیتونی در پیکربندی کریشمن با استفاده از روش ماتریس انتقال به طور نظری تحقیق شد. تأثیر پارامترهای ساختاری از قبیل طول ستون‌های لایه‌های نازک ستونی و زاویه رشد آنها، ضریب شکست منشور، کسر حجمی هوا در لایه‌های نازک ستونی و ضخامت محیط اکسیتونی روی جفت شدگی مطالعه شد. نتایج نشان داد که با کاهش طول ستون‌های محیط دی الکتریک و ضریب شکست منشور، جفت شدگی قوی‌تر می‌شود. با کاهش کسر حجمی هوا در لایه نازک ستونی، همزمان با افزایش ضخامت محیط اکسیتونی نیز جفت شدگی قوی‌تر می‌شود و جفت شدگی فوق قوی در $f_v=0/2$ به دست آمد. طیف انرژی شاخه‌های پلکسیتونی برحسب بسامد واکوکی نشان‌دهنده رفتار غیر متقاطع مدهای پلکسیتونی است که قدرت جفت شدگی مدها از ناحیه متوسط تا فوق قوی را شامل می‌شود.

واژه‌های کلیدی: پلکسیتون، پیکر بندی کریشمن، روش ماتریس انتقال، جفت شدگی قوی، انرژی شکافتگی رابی

۱. مقدمه

نامگذاری شده است [۱-۳]. برهم کنش بین پلاسمون‌ها (SPPها) و اکسیتون‌ها در نانو ساختارهای هیبرید شده نیم‌رسانا و فلز، زمینه مناسبی را برای پژوهش فراهم کرده است، می‌توان به کاربردهای قابل توجه آن در نانولیزرها و سوئیچ‌های نوری، حسگرها، دیودهای نور گسیل و سلول‌های خورشیدی فتوولتائیک اشاره کرد [۴-۶]. به منظور مشاهده جفت شدگی قوی بین پلاسمون‌ها و اکسیتون‌های ارگانیک، پژوهشگران از

برهم کنش پلاسمون‌ها و اکسیتون‌ها در شاخه جدیدی از فیزیک ماده چگال به نام پلکسیتونیک مطالعه می‌شود. یک سیستم پلکسیتونی، ترکیبی از یک محیط پلاسمونی (فلزی) و یک محیط اکسیتونی (نیم‌رسانا) است. هر گاه بسامد پلاسمون به بسامد اکسیتون نزدیک باشد، جفت شدگی بین پلاسمون‌ها و اکسیتون‌ها شبه ذره جدیدی را تشکیل می‌دهد که پلکسیتون

شود. به منظور افزایش عدد موج فوتون فرودی و برابری آن با عدد موج SPP از پیکربندی کریشمن در این کار استفاده شده است که شرایط برانگیختگی آن در کار دیگران گزارش شده است [۱۴].

در این مطالعه، برانگیختگی بین پلاسمون‌ها و اکسیتون‌ها در یک لایه نازک ستونی دی الکتریک با نقص ساختاری مرکزی یک لایه نازک اکسیتونی به صورت کلاسیکی در پیکربندی کریشمن تحقیق شده است. با ترسیم جذب اپتیکی از ساختار برحسب پارامترهای متفاوت ساختاری، می‌توان برانگیختگی پلکسیتون‌های سطحی را تحلیل کرد.

۲. مدل سازی اپتیکی

به منظور شبیه سازی اپتیکی، ساختار سه لایه‌ای به صورت شکل ۱ در پیکربندی کریشمن [۱۵] در نظر بگیرد. فضای $0 \leq z \leq d_{met}$ از ماده همگن فلزی از جنس نقره با ضخامت 45nm تشکیل شده است. محیط اکسیتونی یک لایه همگن جی-اگریگیت است که در وسط یک لایه نازک ستونی دی الکتریک از منیزیم فلوراید حائل شده است.

برای محاسبه گذردهی دی الکتریک لایه‌های نازک ستونی ناهمسانگرد، از روش همگن سازی بروگمن استفاده شده است [۱۶]. کسر حجمی هوا در لایه‌های نازک ستونی، f_v در نظر گرفته شده و ضریب شکست آن نیز $n_a = 1$ است. در این کار اکسیتون‌های سطحی در فصل مشترک جی-اگریگیت و محیط دی الکتریک فوقانی حضور دارند و امواج SPP در فصل مشترک فلز و محیط دی الکتریک منتشر می‌شوند.

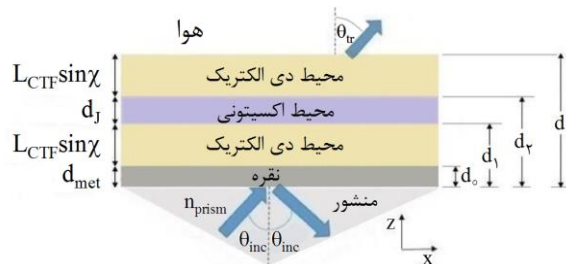
لایه‌های نازک ستونی MgF_2 مطابق شکل ۲ در مجاورت هم قرار گرفته‌اند، بین آنها هوا وجود دارد و زاویه γ نسبت به سطح دارند. در روش همگن سازی بروگمن، لایه‌های هوا و MgF_2 متشکل از بیضی گون‌هایی هستند که مطابق شکل ۳ در نظر گرفته می‌شوند. لایه‌های نازک ستونی شامل بیضی گون‌هایی که با پارامتر $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ مشخص می‌شوند، شاخص s, v در محاسبات دارند که شاخص s برای ماده لایه نشانی شده MgF_2 و v برای تخلخل هواست. بیضی گون‌ها سه نیم محور

انباشت J شکل مونومرهای TDBC استفاده کردند [۹-۷]. در این پژوهش نیز بخش اکسیتونی یک نیم‌رسانای ارگانیک از نوع فرنکل است که مولکول اولیه سازنده آن همان رنگدانه سیانین TDBC است و ۱۵ مولکول TDBC یک واحد J شکل را تشکیل می‌دهد، از این رو به اختصار ساختار اکسیتونی جی-اگریگیت^۱ نامیده شده است [۸ و ۱۰].

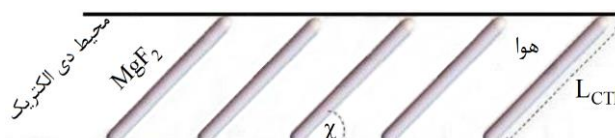
SPPها می‌توانند قطبش همدوسی ایجاد کنند که سبب می‌شود با گذارهای تشدیدی مربوط به حالت‌های اکسیتونی جفت شود. اگر جفت شدگی به اندازه کافی قوی باشد، سیستم پلکسیتونی جدید در منحنی پاشندگی شاخه‌های پلاریتونی بالاتر (UP) و پایین تر (LP) دارد. در ناحیه جفت شدگی قوی بین پلاسمون‌ها و اکسیتون‌ها، انرژی می‌تواند مبادله شود [۸ و ۱۱]. نوسانگرهای SPP و اکسیتونی هر کدام بسامد مختص به خود دارند که به ترتیب با ω_{exc} و ω_{SPP} مشخص می‌شوند. تفاوت بین بسامدها، بسامد واکوکی نامیده می‌شود که در بسامد واکوکی صفر، بسامد برانگیختگی پلاسمون و اکسیتون با هم برابرند. فاصله انرژی بین شاخه‌های پلاریتونی بالاتر و پایین تر با صرف نظر از میرایی پلاسمون و اکسیتون در بسامد واکوکی صفر، انرژی شکافتگی رابی نامیده می‌شود [۱۲].

اکسیتون‌های سطحی در نیم‌رساناهای غیر ارگانیک مانند ZnO در کارهای آزمایشگاهی مشاهده شده است. با این حال مشاهدات موفقیت آمیز اکسیتون‌های سطحی در این محیط نیازمند دمای پایین است که همین عامل باعث استفاده محدود از آن می‌شود. ساختار نیم‌رسانای غیر ارگانیک، از نوع مات-وانیر است و انرژی بستگی آن پایین (در حد 10 MeV) است که کمتر از انرژی گرمایی در دمای اتاق (25 MeV) است. در مقایسه با آن، اکسیتون‌ها در بلورهای ارگانیک از نوع فرنکل است و انرژی بستگی بالاتر دارد (در حدود 1eV) که منجر به مشاهدات پلکسیتون‌ها در دمای اتاق می‌شود [۱۳].

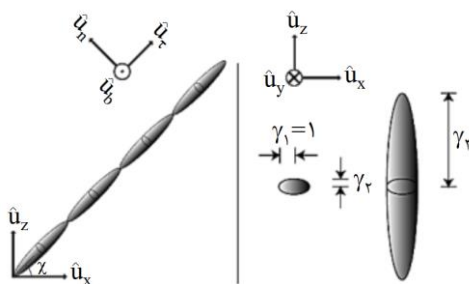
از آنجا که عدد موج SPP بزرگ‌تر از عدد موج نور فرودی در محیط دی الکتریک است، نوری که از طریق آن محیط به سطح فلز می‌رسد، نمی‌تواند مستقیماً منجر به برانگیختگی SPP



شکل ۱. ساختار سه لایه‌ای جهت جفت شدگی SPPها و اکستون‌ها.



شکل ۲. محیط دی الکتریک شامل لایه‌های نازک ستونی MgF2 و هوا که در آن زاویه رشد ستون‌ها است.



شکل ۳. بیضی گون‌های ناهمسانگرد که با پارامتر γ_r و γ_1 مشخص می‌شوند [۱۶].

دارند. کوچک‌ترین نیم محور با پارامتر $\gamma_1^s, \gamma_1^v = 1$ مشخص

می‌شود. بقیه نیم محورها در این کار $\gamma_2^s = 2, \gamma_2^v = 1, \gamma_3^s = 20, \gamma_3^v = 1$ در نظر گرفته شده‌اند. جهت گیری محورهای بیضی گون در شکل ۳ به صورت زیر معرفی می‌شود که در آن زاویه بیضی گون‌ها نسبت به محور x در صفحه xz است:

$$f_s [A]_s + (1-f_s) [A]_p = [0], \quad (2)$$

در شکل ۴ نرده‌ای‌های گذردهی برای f_v از $0/2$ تا $0/8$ در بازه طول موجی nm (۳۰۰-۸۰۰) نشان داده شده است.

برای حل مسائل مقدار مرزی، به منظور تعیین ضرایب عبور و بازتاب، از روش ماتریس انتقال استفاده شده است. در ابتدا میدان الکتریکی و مغناطیسی وابسته به زمان به صورت زیر معرفی شده است:

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) = \vec{e}(z) e^{iq(x \cos \psi + y \sin \psi)} e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

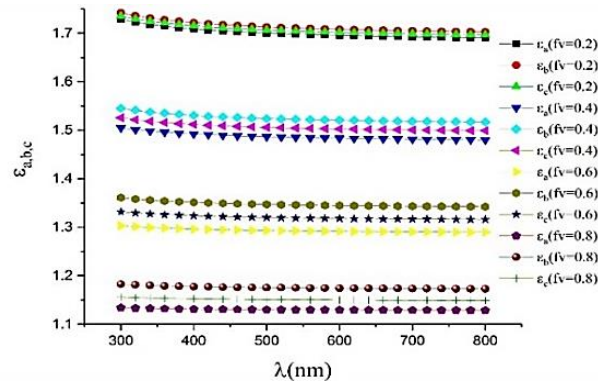
$$\vec{H}(\vec{r}, \omega) = \vec{h}(z) e^{iq(x \cos \psi + y \sin \psi)} e^{-i\omega t},$$

در روابط فوق، $q = k n_p \sin \theta_i$ و ψ زاویه انتشار موج نسبت به محور x در صفحه xy است که در محاسبات ما صفر فرض شده است. همچنین دامنه‌های میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به شکل زیر بیان می‌شوند:

$$\vec{U} = \hat{u}_n \hat{u}_n + \gamma_r \hat{u}_\tau \hat{u}_\tau + \gamma_r \hat{u}_b \hat{u}_b,$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \hat{u}_\tau = \hat{u}_x \cos \chi + \hat{u}_z \sin \chi, \\ \hat{u}_n = -\hat{u}_x \sin \chi + \hat{u}_z \cos \chi, \\ \hat{u}_b = -\hat{u}_y, \end{cases} \quad (1)$$

براساس نظریه بروگمن چون محیط مرکب (MgF_2 و خلأ) دو قطبی خالصی ندارد، برآیند دو قطبی‌ها صفر است. بنابراین با در نظر داشتن کسر حجمی هوا به اندازه f_v ، کسر حجمی ماده MgF_2 به اندازه $f_s = 1 - f_v$ و تانسورهای قطبش پذیری ماده لایه نشانی MgF_2 و فضای خلأ $[A]_{s,v}$ ، نرده‌ای‌های گذردهی



شکل ۴. نرده‌های گذردهی دی الکتریک $\varepsilon_{a,b,c}(\lambda, f_\nu)$ مربوط به محیط مرکب دو مؤلفه‌ای شامل لایه‌های نازک ستونی MgF_2 و خلأ [۱۷].

عبوری با قطبش s,p به ترتیب (r_s, r_p) ، (t_s, t_p) در نظر گرفته می‌شوند، بر این اساس میدان‌های الکتریکی فرودی، بازتابی و عبوری را می‌توان به صورت روابط (۹) بیان کرد:

$$\begin{aligned} E_i(\vec{r}) &= (\vec{p}_i) \exp(iqx) \exp(ik_n p z \cos \theta_i), \\ E_r(\vec{r}) &= (r_s \vec{s} + r_p \vec{p}_r) \exp(iqx) \exp(-ik_n p z \cos \theta_i), \\ E_t(\vec{r}) &= (t_s \vec{s} + t_p \vec{p}_t) \exp(iqx) \exp(ik_n a (z-d) \cos \theta_i), \end{aligned} \quad (9)$$

مقادیر $\vec{e}_i(z)$ ، $\vec{e}_r(z)$ ، $\vec{e}_t(z)$ با توجه به روابط (۳) و (۹) به راحتی قابل استخراج است. بر این اساس می‌توان $[f(z)] = [e_x(z) e_y(z) h_x(z) h_y(z)]^T$ را برای میدان‌های فرودی، عبوری و بازتاب استخراج کرد.

در روابط (۹)، بردارهای یکه قطبش نوری که با نماد \vec{s} ، \vec{p}_i ، \vec{p}_r ، \vec{p}_t معرفی شده است، از روابط زیر به دست می‌آیند:

$$\begin{aligned} \vec{p}_i &= -\hat{u}_x \cos \theta_i + \hat{u}_z \sin \theta_i, \\ \vec{p}_r &= \hat{u}_x \cos \theta_i + \hat{u}_z \sin \theta_i, \\ \vec{p}_t &= -\hat{u}_x \cos \theta_i + \hat{u}_z \sin \theta_i, \quad \vec{s} = \hat{u}_y, \end{aligned} \quad (10)$$

در روابط (۱۰)، بردارهای یکه دکارتی هستند.

بر اساس روابط (۷) و (۸) با استفاده از معادلات ماکسول می‌توان معادله دیفرانسیلی به صورت $\frac{d}{dz}[f(z)] = i[P][f(z)]$ تشکیل داد که در آن المان‌های ماتریس کرنل $[P]$ ، طبق رابطه (۱۱) برای محیط همگن و همسانگرد و طبق رابطه (۱۲) برای محیط همگن و ناهمسانگرد به دست می‌آید.

$$\begin{aligned} P_{11} &= P_{1r} = P_{1p} = P_{1i} = P_{2r} = P_{2p} = P_{2i} = P_{3r} = P_{3p} = P_{3i} \\ &= P_{4r} = P_{4p} = 0, \end{aligned}$$

$$\vec{e}(z) = e_x(z) \hat{u}_x + e_y(z) \hat{u}_y + e_z(z) \hat{u}_z, \quad (4)$$

$$\vec{h}(z) = h_x(z) \hat{u}_x + h_y(z) \hat{u}_y + h_z(z) \hat{u}_z,$$

محیط‌های فلزی و اکسیتونی معرفی شده، همگن و همسانگرد هستند و رابطه میدان جابه‌جایی الکتریکی به صورت رابطه (۵) بیان می‌شود و مقدار گذردهی نسبی دی الکتریک $\varepsilon_r(\omega)$ برای ماده همگن و همسانگرد، ε_a معرفی شده است.

$$\begin{aligned} \vec{D}(\vec{r}, \omega) &= \varepsilon_r \varepsilon_a \vec{E}(\vec{r}, \omega) \pi, \\ \varepsilon_r(\omega) &= \varepsilon_a, \end{aligned} \quad (5)$$

تانسور گذردهی محیط دی الکتریک به صورت همگن و ناهمسانگرد فرض شده است. روابط میدان جابه‌جایی الکتریکی به صورت زیر بیان می‌شود که ε_{ref} تانسور گذردهی نسبی مرجع و $S_y(\chi)$ تانسور مایل هستند که در زیر معرفی شده‌اند:

$$\begin{cases} \vec{D}(\vec{r}, \omega) = \varepsilon_a S_y(\chi) \varepsilon_{ref}(\omega) S_y^T(\chi) \vec{E}(\vec{r}, \omega) \\ \Rightarrow S_y(\chi) = \begin{bmatrix} \cos \chi & 0 & -\sin \chi \\ \sin \chi & 0 & \cos \chi \end{bmatrix} \\ \Rightarrow \varepsilon_{ref}(\omega) = \varepsilon_b \hat{u}_x \hat{u}_x + \varepsilon_c \hat{u}_y \hat{u}_y + \varepsilon_a \hat{u}_z \hat{u}_z \\ = \begin{bmatrix} \varepsilon_b & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_c & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_a \end{bmatrix} \end{cases}, \quad (6)$$

روابط ماکسول مربوط به میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی هم در هر محیط به صورت روابط (۷) و (۸) بیان می‌شوند:

$$\vec{B}(\vec{r}, \omega) = \mu_0 H(\vec{r}, \omega), \quad (7)$$

$$\begin{cases} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, \omega) + i\omega \vec{D}(\vec{r}, \omega) = 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, \omega) - i\omega \vec{B}(\vec{r}, \omega) = 0 \end{cases}, \quad (8)$$

با فرض آن که این ساختار در معرض یک پرتو نوری به شکل موج تخت با قطبش p قرار گرفته باشد، دامنه مربوط به موج فرودی، $a_p = 1$ است و دامنه‌های مربوط به امواج بازتابی و

$$\begin{aligned}
 K_{11} &= K_{1r} = K_{rr} = K_{rf} = K_{rr} = K_{rf} = K_{f1} = K_{fr} = 0, \\
 K_{1r} &= -K_{1f} = -\cos \theta_t, K_{r1} = K_{rf} = 1, \\
 K_{r1} &= -K_{rr} = -\frac{n_a}{\eta_0} \cos \theta_t, K_{rf} = K_{ff} = -\frac{n_a}{\eta_0},
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

با توجه به رابطه (۱۳) روابط زیر را خواهیم داشت:

$$\begin{aligned}
 [f(z=d_0^-)] &= [M]_{iso}^{Ag} [f(z=0^+)] \\
 \Rightarrow [M]_{iso}^{Ag} &= \exp\left(i [P]_{iso}^{Ag} d_{met}\right), \\
 [f(z=d_1^-)] &= [M]_{aniso}^{CTF} [f(z=d_0^+)] \\
 \Rightarrow [M]_{aniso}^{CTF} &= \exp\left(i [P]_{aniso}^{CTF} L_{CTF} \sin \chi\right), \\
 [f(z=d_r^-)] &= [M]_{iso}^J [f(z=d_1^+)] \\
 \Rightarrow [M]_{iso}^J &= \exp\left(i [P]_{iso}^J d_J\right), \\
 [f(z=d^-)] &= [M]_{aniso}^{CTF} [f(z=d_r^+)] \\
 \Rightarrow [M]_{aniso}^{CTF} &= \exp\left(i [P]_{aniso}^{CTF} L_{CTF} \sin \chi\right),
 \end{aligned}
 \tag{16}$$

با استفاده از شرط پیوستگی مؤلفه‌های مماسی میدان الکتریکی، از مجموعه روابط (۱۳) تا (۱۶) رابطه ماتریسی زیر به دست می‌آید:

$$\begin{bmatrix} t_s \\ t_p \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = [K]_t^{-1} [M]_{aniso}^{CTF} [M]_{iso}^J [M]_{aniso}^{CTF} [M]_{iso}^{Ag} [K]_i \begin{bmatrix} 0 \\ j \\ r_s \\ r_p \end{bmatrix},
 \tag{17}$$

ضرایب عبوری و بازتابی با توجه به روابط زیر قابل تعیین هستند:

$$\begin{bmatrix} r_s \\ r_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} t_s \\ t_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix},
 \tag{18}$$

$$\begin{aligned}
 R_{ij} &= |r_{ij}| \rightarrow i, j = s, p \\
 T_{ij} &= \frac{n_a}{n_p} \frac{Re\{\cos \theta_t\}}{\cos \theta_i} |t_{i,j}| \rightarrow i, j = s, p,
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

سپس می‌توان جذب اپتیکی قطبش p را از روابط زیر محاسبه کرد [۱۶]:

$$A_p = 1 - (R_{pp} + R_{sp} + T_{pp} + T_{sp}),
 \tag{20}$$

$$P_{1f} = \omega \mu_0 - \frac{q^r}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_a}, P_{rr} = -\omega \mu_0,
 \tag{11}$$

$$\begin{aligned}
 P_{rr} &= -\omega \varepsilon_0 \varepsilon_a + \frac{q^r}{\omega \mu_0}, P_{f1} = +\omega \varepsilon_0 \varepsilon_a, \\
 P_{1r} &= P_{1f} = P_{r1} = P_{rr} = P_{rf} = P_{r1} = P_{rr} = P_{rf} = P_{fr} \\
 &= P_{fr} = 0, \\
 P_{11} &= q \frac{\varepsilon_d (\varepsilon_a - \varepsilon_b)}{\varepsilon_a \varepsilon_b} \sin \chi \cos \chi, P_{1f} = \omega \mu_0 - \frac{q^r}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_a \varepsilon_b} \varepsilon_d, \\
 P_{rr} &= -\omega \mu_0, P_{rr} = -\omega \varepsilon_0 \varepsilon_c + \frac{q^r}{\omega \mu_0}, P_{f1} = \omega \varepsilon_0 \varepsilon_d, \\
 P_{rf} &= q \frac{\varepsilon_d (\varepsilon_a - \varepsilon_b)}{\varepsilon_a \varepsilon_b} \sin \chi \cos \chi,
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

در رابطه (۱۲)، $\varepsilon_d = \frac{\varepsilon_a \varepsilon_b}{\varepsilon_a \cos^2 \chi + \varepsilon_b \sin^2 \chi}$ است که به عنوان نرده‌ای گذردهی نسبی کامپوزیت در لایه‌های نازک مجسمه سازی شده مارپیچی شناخته می‌شود.

جواب معادله دیفرانسیلی $\frac{d}{dz} [f(z)] = i [P] [f(z)]$ در ناحیه $z=0$ تا $z=d$ به صورت زیر است که در آن ماتریس انتقال است:

$$\begin{aligned}
 [f(z=d)] &= [M] [f(z=0)], \\
 [M] &= \exp\left(i [P] d\right),
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

در این حالت در $z=0$ ، با در نظر داشتن حاصل مشترک منشور با فلز، می‌توان مقدار $[f(z=0^-)] = [f(z=0)]_i + [f(z=0)]_r$ را به رابطه $[f(z=0^-)] = [K]_i [0 \ 1 \ r_s \ r_p]^T$ تبدیل کرد که در آن المان‌های $[K]_i$ به صورت زیر است:

$$\begin{aligned}
 K_{11} &= K_{1r} = K_{rr} = K_{rf} = K_{rr} = K_{rf} = K_{f1} = K_{fr} = 0, \\
 K_{1r} &= -K_{1f} = -\cos \theta_t, K_{r1} = K_{rf} = 1, \\
 K_{r1} &= -K_{rr} = -\frac{n_p}{\eta_0} \cos \theta_t, K_{rf} = K_{ff} = -\frac{n_p}{\eta_0},
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

در رابطه ۱۴، $\eta_0 = \frac{\mu_0}{\varepsilon_0}$ امپدانس ذاتی خلأ است. این عملیات را در فصل مشترک $z=d$ تکرار کرده و با در نظر داشتن رابطه‌ای به صورت $[f(z=d^+)] = [K]_t [t_s \ t_p \ 0 \ 0]^T$ ، المان‌های $[K]_t$ به شکل زیر به دست می‌آید:

مختلف $\chi(15-35)^\circ$ با گام 5° و در مرحله سوم همین محاسبات به ازای مقادیر مختلف np انجام شدند. در مرحله چهارم به ازای مقادیر دیگری از (f_v, d_j) ، این محاسبات انجام شد.

۳.۱. تغییرات LCTF

طیف‌های جذب اپتیکی مربوط به ضخامت‌های مختلف نانوستون‌ها به ازای $\theta_{\delta=0}$ در شکل ۵ آمده است. مطابق شکل ۵، الف، بیشینه شدت جذب طیف SPP به ازای مقادیر مختلف LCTF، ۰/۹۹ است. با توجه به شکل ۵، ب با افزایش LCTF، بیشینه شدت جذب طیف‌های SEP (پلاریتون-اکسیتون سطحی) از ۰/۶۷ به ۰/۲۸ کاهش می‌یابد. از طرف دیگر بیشینه شدت جذب طیف SEP متناسب با تعداد اکسیتون‌های برانگیخته (N) است [۲۴ و ۲۵] و قدرت جفت شدگی $2g$ براین اساس که $g \propto \sqrt{N}$ است، با کاهش تعداد اکسیتون‌ها کمتر می‌شود [۲۶]. از هیبرید شدگی SPP و SEP‌ها به ازای همه مقادیر LCTF، سیستم پلکسیوتونی مطابق شکل ۵، ج مدهای پلاریتونی بالاتر و پایین‌تر دارد و با افزایش LCTF، جدایی انرژی بین شاخه‌های پلاریتونی کاهش می‌یابد.

نمودارهای پهنای SPP (γ_{SPP})، پهنای SEP (γ_{SEP}) و ضریب کیفیت Q برحسب تغییرات LCTF در شکل ۶ نشان داده شده است. ضریب کیفیت از عوامل تقویت کننده قدرت جفت شدگی است که از رابطه $Q = \omega_{SPP} / \gamma_{SPP}$ به دست می‌آید [۲۰ و ۲۷].

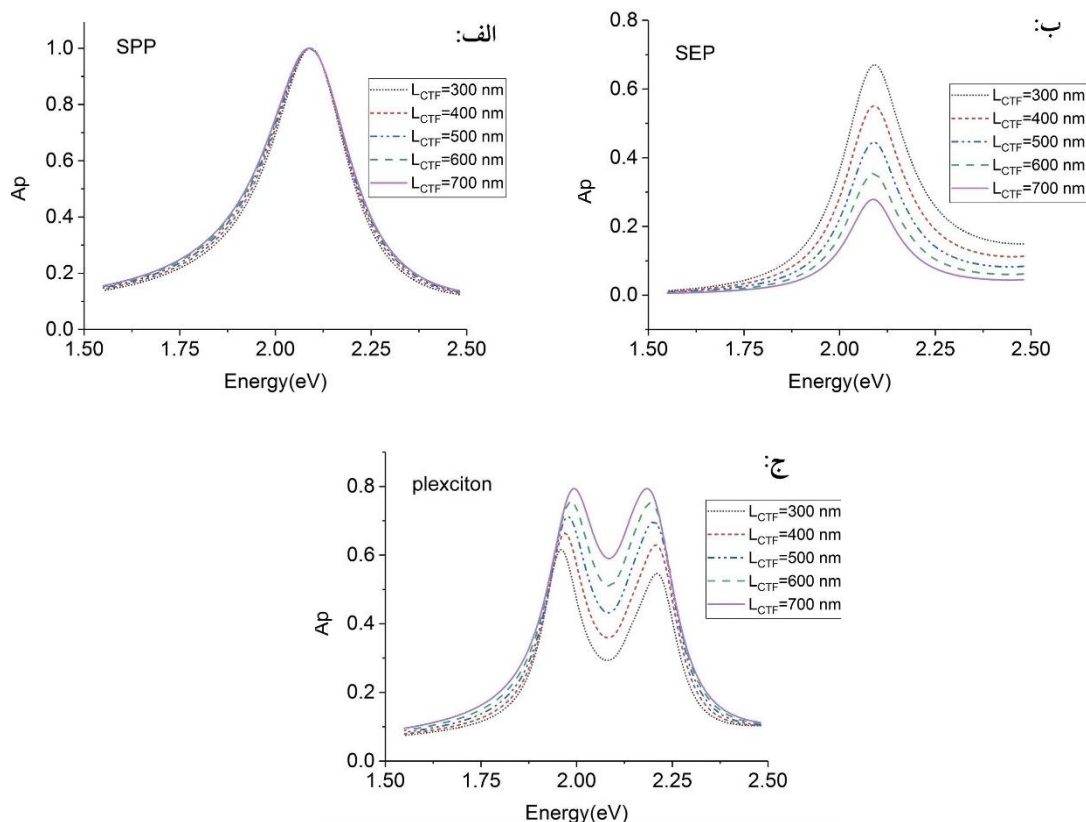
با توجه به شکل ۶ با افزایش LCTF، γ_{SPP} افزایش می‌یابد، به این معنا که اتلاف مد پلاسمونی بیشتر شده و طول عمر حالت‌های SPP کمتر شده و مقدار ضریب کیفیت کاهش می‌یابد [۲۸]. با افزایش LCTF، γ_{SEP} نیز کاهش می‌یابد، به این ترتیب اتلاف مد اکسیوتونی کمتر شده و طول عمر حالت‌های SEP افزایش می‌یابد. γ_{SEP} نیز از عوامل تنظیم کننده قدرت جفت شدگی است و کاهش آن جفت شدگی را تقویت می‌کند [۲۸]. در این کار همزمان با کاهش اتلاف مد اکسیوتونی، شاهد کاهش قابل توجه بیشینه شدت جذب طیف SEP هستیم؛ بنابراین با افزایش LCTF، رفتار مد اکسیوتونی منجر به تضعیف

پس از ترسیم طیف‌های جذب اپتیکی، اگر قله‌های پلاریتونی (پلکسیوتونی) با ω_+ و ω_- بیان شوند، در $\delta=0$ با در نظر داشتن اتلاف‌های مربوط به مد پلاسمونی γ_{SPP} و مد اکسیوتونی γ_{exc} ، که به عبارتی دیگر به ترتیب پهنای تشدید مد پلاسمونی و پهنای تشدید مد اکسیوتونی در نصف بیشینه هستند، انرژی شکافتگی رابی (Ω_R) به عنوان انرژی جفت شدگی بین SPP‌ها و اکسیوتون‌ها با رابطه می‌شود [۱۹-۱۷]. در این رابطه g به عنوان پارامتر قدرت جفت شدگی شناخته می‌شود [۱۰].

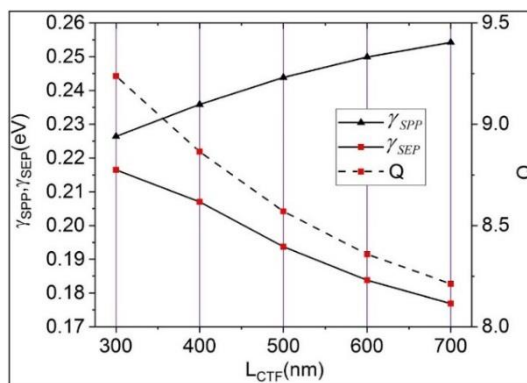
قدرت جفت شدگی بین SPP‌ها و اکسیوتون‌ها به چند ناحیه تقسیم می‌شود: الف) ناحیه جفت شدگی ضعیف که در آن رابطه $2g < (\gamma_{SPP}, \gamma_{exc})$ برقرار است. در این ناحیه هیچ تبادل هم‌دوس انرژی بین SPP و جی-اگریگیت وجود ندارد و انرژی‌های مربوط به حالت‌های جفت شده نسبت به انرژی‌های مربوط به حالت‌های جفت نشده بدون تغییر می‌مانند [۲۰ و ۲۱]. ب) ناحیه جفت شدگی متوسط که با رابطه $2g < \gamma_{exc} < \gamma_{SPP}$ مشخص می‌شود. در این ناحیه تبادل انرژی بین دو حالت در شرایطی مشاهده می‌شود که یک یا دو مد اصلی اتلاف بالا دارد [۲۰ و ۲۲]. ج) ناحیه جفت شدگی قوی که در آن رابطه $2g > (\gamma_{SPP}, \gamma_{exc})$ برقرار است و تبادل انرژی بین دو مد اصلی سبب شکافتگی انرژی در طیف پاشندگی سیستم پلکسیوتونی می‌شود [۲۰ و ۲۳]. د) ناحیه جفت شدگی فوق قوی که در آن رابطه $2g > 15 \times (\omega_{SPP}, \omega_{exc})$ برقرار است [۲۱].

۳. نتایج عددی و بحث

محاسبات مربوط به طیف‌های جذب اپتیکی به ازای $\theta_{\delta=0}$ (در بسامد واکوکی صفر) با پارامترهای ثابت $d_j=285$ nm، $f_v=0/8$ ، $n_p=2/58$ ، $LCTF=500$ nm و $\chi=25^\circ$ به ازای ضخامت‌های مختلف نانوستون‌ها $LCTF(700-300)$ nm با گام 100 nm در بازه $(1/55-2/48)$ eV طیف‌های جذب اپتیکی ترسیم شدند. در مرحله دوم این محاسبات به ازای زوایای



شکل ۵. منحنی‌های جذب SPP, SEP و پلکسیتون بر حسب انرژی فوتون فرودی به ازای مقادیر مختلف L_{CTF} در $\theta_{\delta=}$.



شکل ۶. نمودارهای γ_{SPP} , γ_{SEP} و Q بر حسب L_{CTF} در $\theta_{\delta=}$.

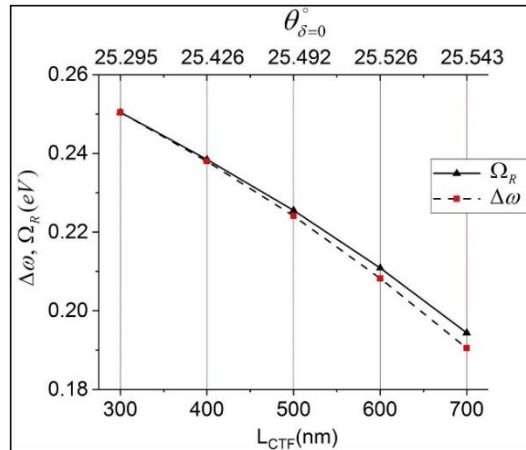
به ازای $L_{CTF}=500, 600, 700$ nm جفت شدگی از نوع متوسط است.

با کاهش L_{CTF} ، جفت شدگی قوی‌تر شده و انرژی شکافتگی رابی افزایش می‌یابد؛ زیرا همزمان تعداد اکسیتون‌های شرکت کننده در فرایند جفت شدگی افزایش یافته و Q نیز تقویت می‌شود. مطابق شکل ۷ با افزایش L_{CTF} ، $\theta_{\delta=}$ افزایش می‌یابد.

قدرت جفت شدگی می‌شود.

نمودارهای $(\omega_+ - \omega_-)$ و Ω_R بر حسب تغییرات L_{CTF} در شکل ۷ نشان داده شده است. با افزایش L_{CTF} ، $\Delta\omega$ از $MeV 250/45$ به $MeV 190/49$ و Ω_R از $MeV 250/45$ به $MeV 194/38$ کاهش می‌یابد.

بر اساس معیارهایی که برای تعیین نوع جفت شدگی معرفی شد، به ازای $L_{CTF}=300, 400$ nm جفت شدگی از نوع قوی و



شکل ۷. نمودارهای $\Delta\omega$ و Ω_R برحسب L_{CTF} و $\theta_{\delta=0}$.

جذب پلکسیتون به ازای $\theta_{\delta=0}$ ، رابطه زیر با دقت بالایی در مورد آنها برقرار است:

$$\begin{aligned} \omega_+ &= \omega_{SEP} + \frac{\Delta\omega}{2}, \\ \omega_- &= \omega_{SEP} - \frac{\Delta\omega}{2}, \end{aligned} \quad (21)$$

انرژی‌های مربوط به سیستم پلکسیتونی با رابطه ماتریسی زیر توصیف می‌شوند [۳۰]:

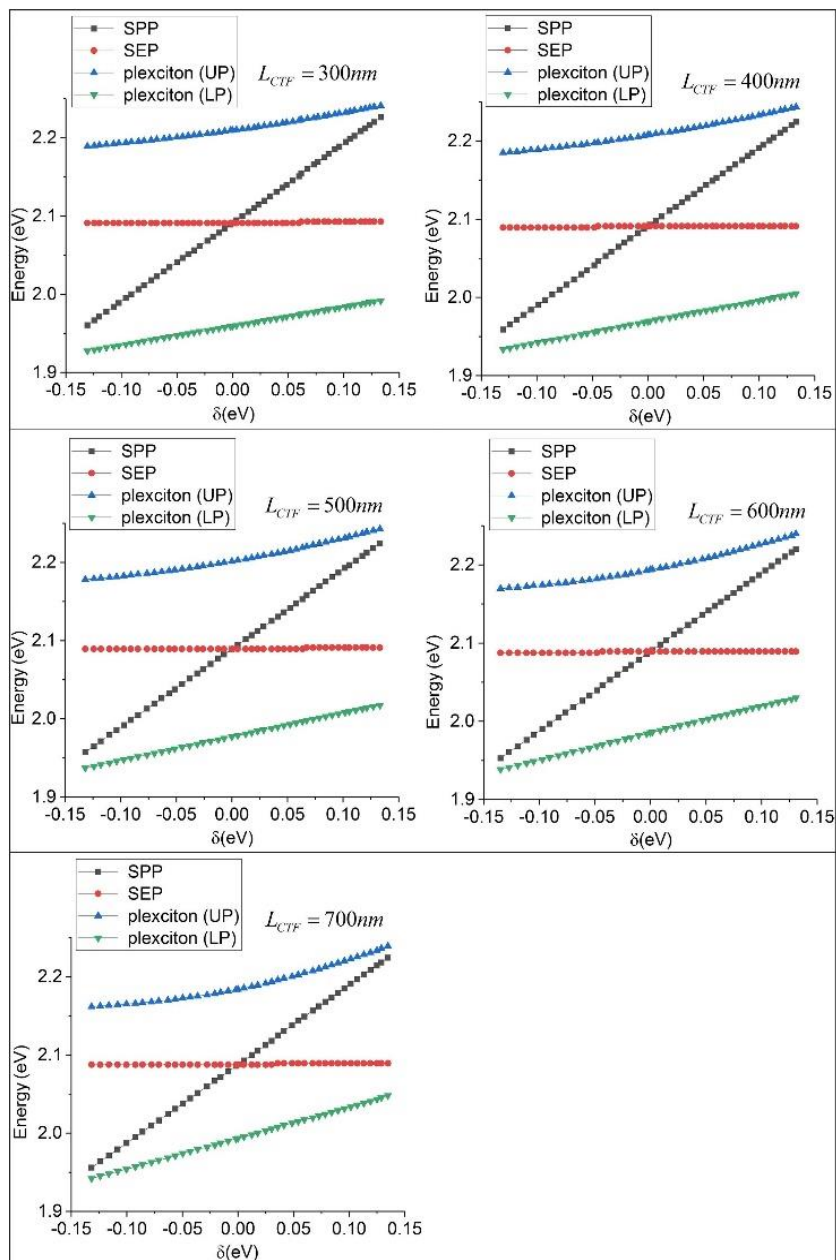
$$\begin{bmatrix} \omega_{SPP} & \Omega_R/2 \\ \Omega_R/2 & \omega_{SEP} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \omega_{\pm} \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}, \quad (22)$$

مقادیر α^2 و β^2 به ترتیب نشان دهنده درصد مشارکت پلاسمون‌ها و اکسیتون‌ها در جفت شدگی است. مقادیر α^2 و β^2 به ترتیب برای شاخه پلاریتونی بالاتر 0.502 و 0.498 و برای شاخه پلاریتونی پایین‌تر 0.498 و 0.502 در $\delta=0$ تعیین شدند که نشان می‌دهد درصد مشارکت SPPها و SEPها در هیبرید شدگی هر دو شاخه خیلی به هم نزدیک هستند. با تغییر دادن پارامترهای L_{CTF} ، χ و n_p ، درصد‌های مشارکت SPPها و SEPها در هیبرید شدگی هر دو شاخه به ازای $\theta_{\delta=0}$ ، در شکل ۹ نشان داده شده است. به ازای هر کدام از پارامترهای L_{CTF} ، χ و n_p مقادیر α^2 و β^2 تفاوت زیادی ندارند. اما همین بررسی به ازای 0.6 ، 0.4 ، 0.2 ، تفاوت بالا را نشان داد. لذا با تغییرات f_v ، مقادیر d_I به گونه‌ای برگزیده شده است که سهم SPPها و SEPها در هیبرید شدگی هر دو شاخه تقریباً یکسان باشند. با کاهش f_v ، مقدار d_I افزایش داده شده و رابطه (۲۱) با دقت بالایی در مورد آنها برقرار است.

انرژی شاخه‌های پلکسیتونی، پلاسmoni و اکسیتونی به ازای همه مقادیر L_{CTF} در شکل ۸ آمده است. رفتار غیرمقاطع مربوط به شاخه‌های پلاریتونی بالاتر و پایین‌تر در شکل ۸ نشان دهنده تشکیل مدهای اپتیکی جدید در سیستم پلکسیتونی است. نمودار انرژی شاخه‌های SPP، SEP و پلکسیتون برحسب δ به ازای پارامترهای ثابت $d_I=285$ nm، $\chi=25^\circ$ ، $f_v=0.8$ ، $L_{CTF}=500$ nm و $n_p=2/58$ فقط در این شکل نمایش داده و از تکرار آن در شکل‌های بعدی اجتناب شده است.

با توجه به شکل ۸ برای همه مقادیر L_{CTF} مشاهده می‌شود که به ازای مقادیر منفی δ و به عبارتی در زوایای کوچک‌تر θ_i ، شاخه پلاریتونی بالاتر به شاخه SEP نزدیک‌تر است و شاخه پلاریتونی پایین‌تر به شاخه SPP نزدیک‌تر است. بالعکس به ازای مقادیر مثبت δ و در زوایای بزرگ‌تر θ_i ، شاخه پلاریتونی بالاتر به شاخه SPP نزدیک‌تر است و شاخه پلاریتونی پایین‌تر نیز به شاخه SEP نزدیک‌تر است. مطالب بیان شده نشان دهنده آن است که هرچقدر از $\delta=0$ فاصله گرفته می‌شود، تمایل هر شاخه پلاریتونی به سمت SPP یا SEP بیشتر است، به عبارتی درصد هیبرید شدگی هر کدام از مدهای اکسیتونی و پلاسmoni به سمت یکی از شاخه‌های پلاریتونی مخالف هم بیشتر می‌شود [۲۹].

با در نظر داشتن پارامترهای ثابت $d_I=285$ nm، $\chi=25^\circ$ ، $n_{prism}=2/58$ و $L_{CTF}=500$ nm، جهت ترسیم نمودار



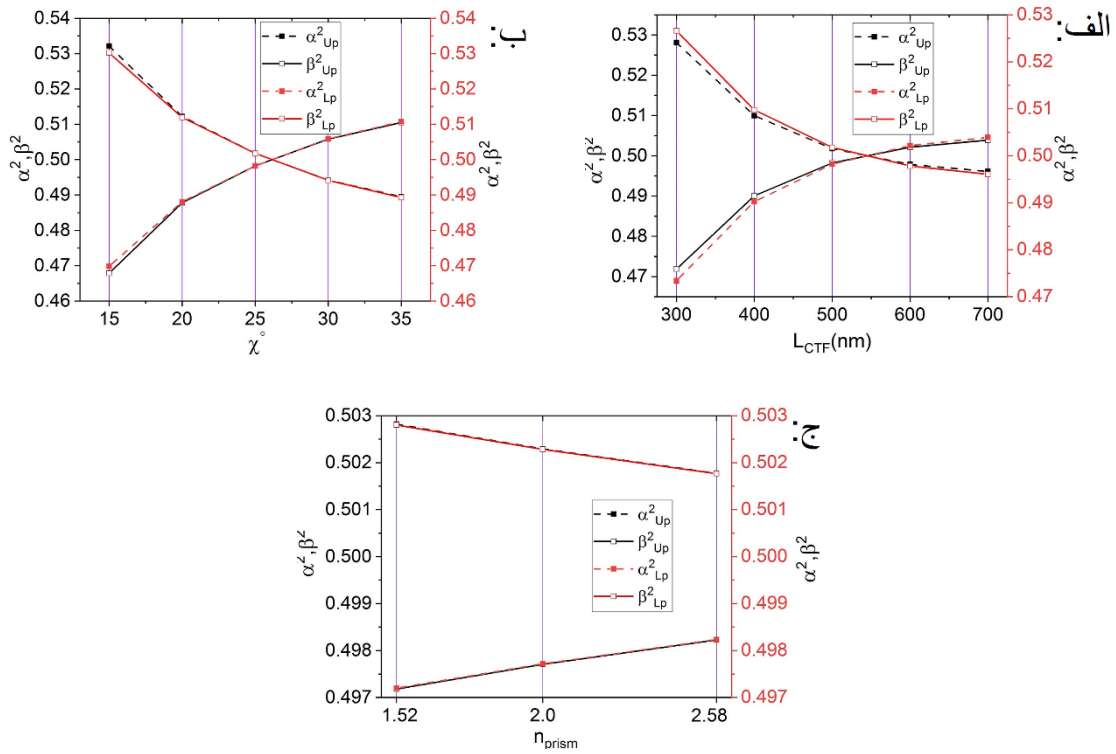
شکل ۸. جفت شدگی بین مدهای SPP و SEP به ازای مقادیر مختلف L_{CTF} .

۲.۳. تغییرات χ

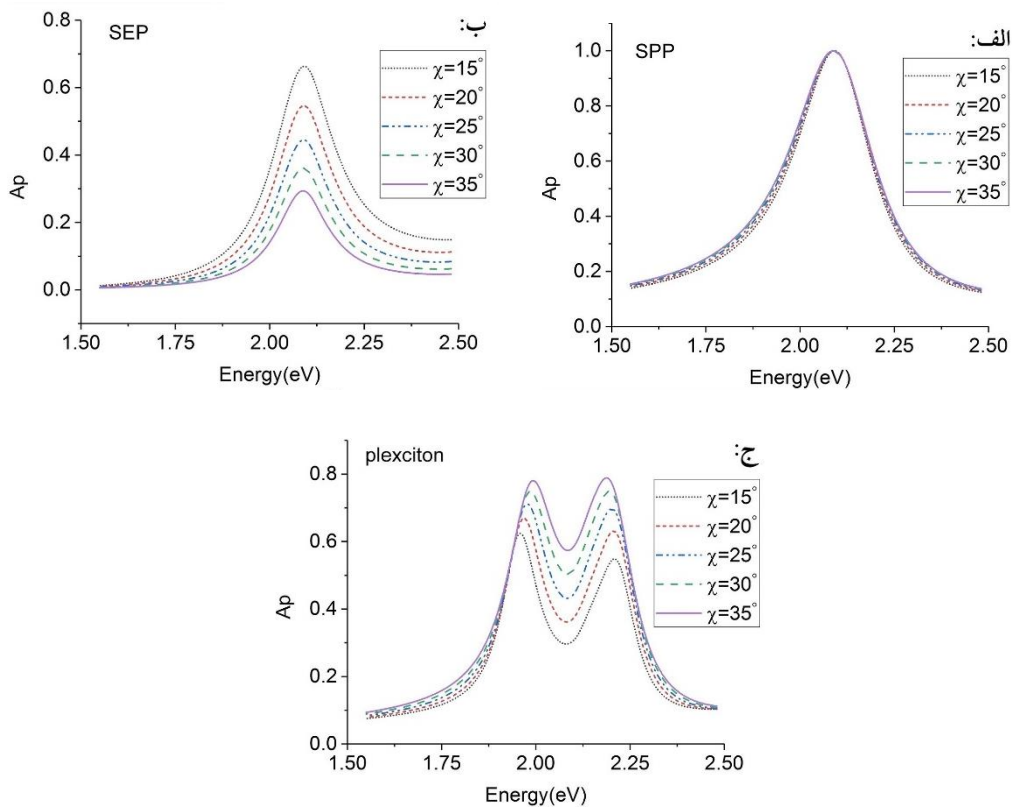
برانگیخته کمتر می‌شود و انتظار می‌رود که با افزایش χ اکسیتون‌های کمتری در فرایند جفت شدگی شرکت کنند. از هیبرید شدگی SPPها و SEPها به ازای همه مقادیر χ ، سیستم پلکسیتونی مطابق شکل ۱۰. ج مدهای پلاریتونی بالاتر و پایین‌تر دارد و با افزایش χ ، جدایی انرژی بین شاخه‌های پلاریتونی کاهش می‌یابد.

نمودارهای γ_{SPP} ، γ_{SEP} و Q برحسب تغییرات χ در

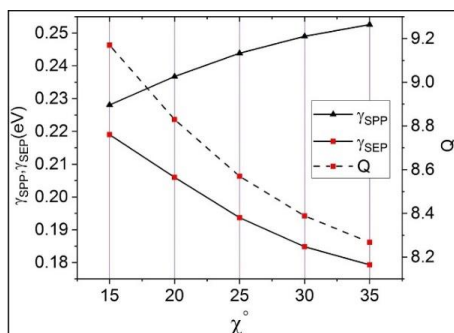
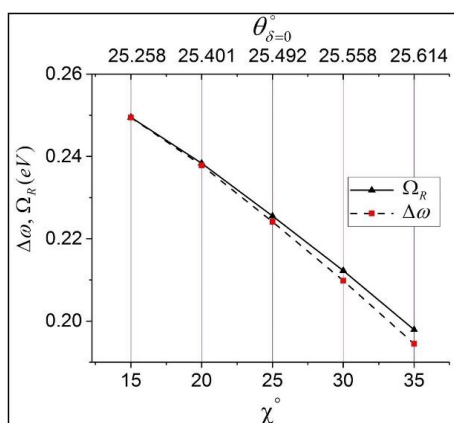
طیف‌های جذب اپتیکی مربوط به تغییرات زاویه χ به ازای $\theta_{\delta=}$ ترسیم شده و نتایج آنها در شکل ۱۰ نشان داده شده است. با توجه شکل ۱۰. الف به ازای همه مقادیر χ ، بیشینه شدت جذب طیف SPP، ۰/۹۹ است. با توجه به شکل ۱۰. ب با افزایش χ ، بیشینه شدت جذب طیف‌های SEP از ۰/۶۶ به ۰/۲۹ کاهش می‌یابد، به این ترتیب تعداد اکسیتون‌های



شکل ۹. درصد مشارکت SPPها و SEPها در هیبرید شدگی شاخه‌های پلاریتونی UP, LP بر حسب تغییرات (الف) L_{CTF} ، (ب) χ و (ج) n_p .



شکل ۱۰. منحنی‌های جذب SPP، SEP و پلکسیتون بر حسب انرژی فوتون فرودی به ازای مقادیر مختلف χ در $\theta_{\delta=}$.

شکل ۱۱. نمودارهای γ_{SPP} ، γ_{SEP} و Q برحسب χ در $\theta_{\delta=0}$.شکل ۱۲. نمودارهای $\Delta\omega$ و Ω_R برحسب χ و $\theta_{\delta=0}$.

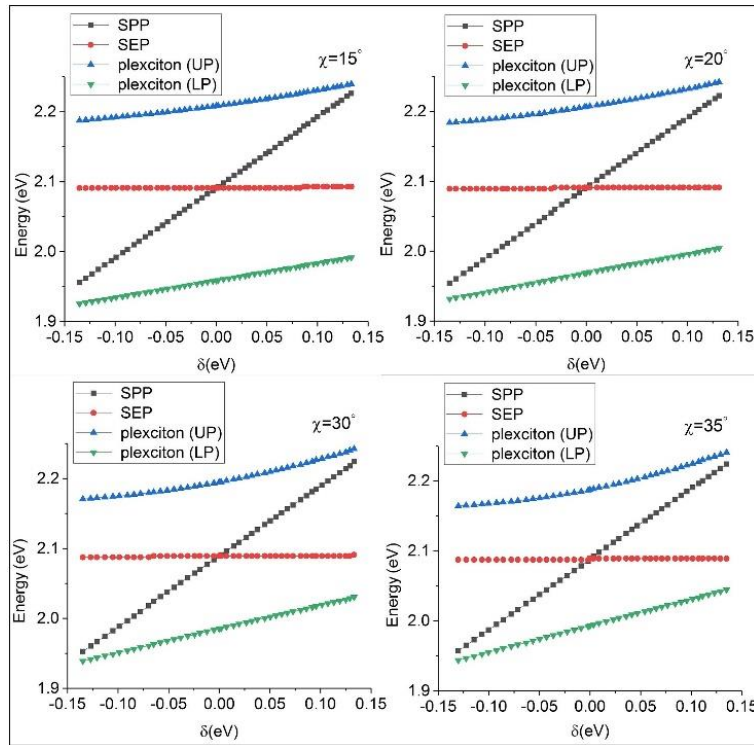
شکل ۱۱ نشان داده شده است. با توجه به شکل ۱۱ با افزایش χ ، γ_{SPP} افزایش می‌یابد، بنابراین اتلاف مد پلاسmoni بیشتر می‌شود و طول عمر حالت‌های SPP و ضریب کیفیت کاهش می‌یابند. با افزایش χ ، γ_{SEP} نیز کاهش می‌یابد، به این ترتیب اتلاف مد اکسیطونی کمتر شده و طول عمر حالت‌های SEP افزایش می‌یابد [۲۸]. اما مشابه تحلیل ارائه شده برای تغییرات LCTF، با افزایش χ ، به دلیل کاهش قابل ملاحظه بیشینه شدت جذب طیف SEP، انتظار می‌رود که رفتار مد اکسیطونی سبب تضعیف قدرت جفت شدگی شود.

نمودارهای $\Delta\omega$ و Ω_R برحسب تغییرات χ در شکل ۱۲ نشان داده شده است. با افزایش χ ، $\Delta\omega$ از ۲۴۹/۴۴ MeV به ۱۹۴/۴۷ MeV و Ω_R از ۲۴۹/۴۹ MeV به ۱۹۷/۸۹ MeV کاهش می‌یابد. براساس معیارهایی که برای تعیین نوع جفت شدگی معرفی شد، به ازای مقادیر کمتر χ ($\chi = 15^\circ, 20^\circ$) جفت شدگی قوی و به ازای مقادیر بیشتر χ ($\chi = 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ$) جفت شدگی متوسط است. بنابراین با کاهش χ ، جفت شدگی قوی‌تر می‌شود و متناسب با آن Ω_R افزایش می‌یابد؛ زیرا همزمان تعداد اکسیطون‌های شرکت کننده در فرایند جفت شدگی افزایش یافته و Q نیز تقویت می‌شود.

با افزایش χ ، بسامد برانگیختگی طیف‌های SPP و SEP که به ازای آن $\delta = 0$ است، کاهش و $\theta_{\delta=0}$ (مطابق شکل ۱۲) افزایش می‌یابد و مقادیر آنها در بازه $(\omega(2/0.88 - 2/0.91 \text{ eV}))$ و $(\theta_{\delta=0}(25/258^\circ - 25/614^\circ))$ قرار دارند. در مورد برانگیختگی SPP به ازای یک بسامد خاص $\omega = 2/0.87 \text{ eV}$ زوایای برانگیختگی SPP را استخراج کرده‌ایم، با افزایش χ ، زاویه برانگیختگی SPP افزایش می‌یابد ($\theta_{\delta=0}(25/25^\circ - 25/613^\circ)$). نتیجه ارائه شده در مورد زاویه برانگیختگی SPP با نتایج دیگران در توافق است [۳۱]. مقایسه نتایج حاصل از زوایای برانگیختگی نشان می‌دهد که با افزایش χ ، تأثیر SPP است که $\theta_{\delta=0}$ را به سمت مقادیر بزرگ‌تر

شکل ۱۱ نشان داده شده است. با توجه به شکل ۱۱ با افزایش χ ، γ_{SPP} افزایش می‌یابد، بنابراین اتلاف مد پلاسmoni بیشتر می‌شود و طول عمر حالت‌های SPP و ضریب کیفیت کاهش می‌یابند. با افزایش χ ، γ_{SEP} نیز کاهش می‌یابد، به این ترتیب اتلاف مد اکسیطونی کمتر شده و طول عمر حالت‌های SEP افزایش می‌یابد [۲۸]. اما مشابه تحلیل ارائه شده برای تغییرات LCTF، با افزایش χ ، به دلیل کاهش قابل ملاحظه بیشینه شدت جذب طیف SEP، انتظار می‌رود که رفتار مد اکسیطونی سبب تضعیف قدرت جفت شدگی شود.

نمودارهای $\Delta\omega$ و Ω_R برحسب تغییرات χ در شکل ۱۲ نشان داده شده است. با افزایش χ ، $\Delta\omega$ از ۲۴۹/۴۴ MeV به ۱۹۴/۴۷ MeV و Ω_R از ۲۴۹/۴۹ MeV به ۱۹۷/۸۹ MeV کاهش می‌یابد. براساس معیارهایی که برای تعیین نوع جفت شدگی معرفی شد، به ازای مقادیر کمتر χ ($\chi = 15^\circ, 20^\circ$) جفت شدگی قوی و به ازای مقادیر بیشتر χ ($\chi = 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ$) جفت شدگی متوسط است. بنابراین با کاهش χ ، جفت شدگی قوی‌تر می‌شود و متناسب با آن Ω_R افزایش می‌یابد؛ زیرا همزمان تعداد اکسیطون‌های شرکت کننده در فرایند جفت شدگی افزایش یافته و Q نیز تقویت می‌شود.



شکل ۱۳. جفت شدگی بین مد SPP و مد SEP به ازای مقادیر مختلف χ .

جابه‌جا می‌کند.

نمودارهای انرژی شاخه‌های SPP، SEP و پلکسیتون برحسب δ به ازای مقادیر مختلف χ در شکل ۱۳ نشان داده شده است. انرژی شاخه‌های پلاریتونی بالاتر و پایین‌تر رفتار غیر متقاطع به ازای همه مقادیر χ حاصل شده دارد.

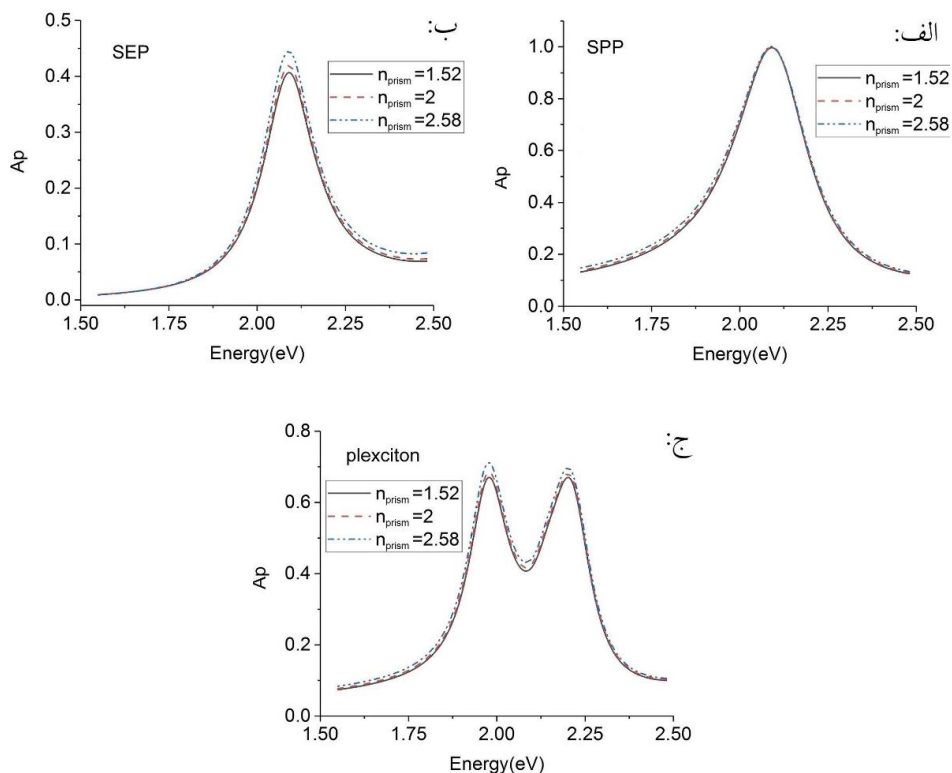
با توجه به شکل‌های ۱۰ تا ۱۳، تغییرات پارامتر χ نتایج بسیار مشابهی با تغییرات پارامتر L_{CTF} در شکل‌های ۵ تا ۸ دارد. از آنجا که طول محیط دی الکتریک در کار ما برابر با $L_{CTF} \sin \chi$ است، افزایش پارامترهای L_{CTF} یا χ ، منجر به افزایش طول محیط دی الکتریک و کاهش این پارامترها نیز بالعکس منجر به کاهش طول محیط دی الکتریک می‌شود. نتیجه کلی بخش‌های ۱.۳ و ۲.۳ آن است که با کاهش طول محیط دی الکتریک، جفت شدگی قوی‌تر می‌شود.

۳.۳. تغییرات n_p

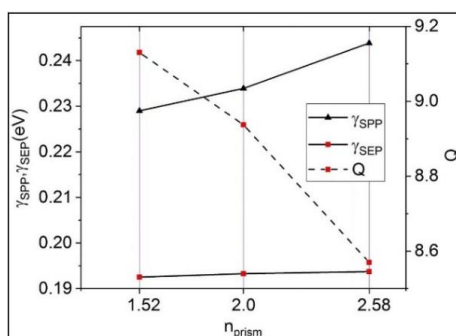
طیف‌های جذب اپتیکی برای مقادیر مختلف n_p به ازای $\theta_{\delta=}$ ترسیم شده و نتایج در شکل ۱۴ نشان داده شده است. با توجه

به شکل ۱۴. الف، بیشینه شدت جذب مد پلاسمونی با افزایش n_p از ۰/۹۹۶ به ۰/۹۹۹ افزایش می‌یابد. اگرچه افزایش بیشینه شدت جذب طیف SPP بسیار کوچک است، با این حال با تقویت جذب مد پلاسمونی، قدرت میدان الکتریکی SPP در نزدیکی سطح انتشار آن بالاتر رفته و افزایش میدان پلاسمونی جفت شدگی را تقویت می‌کند [۱]. با توجه به طیف جذب اپتیکی SEP در شکل ۱۴. ب، با افزایش n_p میزان جذب آن از ۰/۴۰۷ به ۰/۴۴۵ افزایش می‌یابد. همانطور که در بخش ۱.۳ بیان شد، افزایش شدت جذب طیف SEP نشان‌دهنده تعداد بیشتر اکسیتون‌های شرکت کننده در فرایند جفت شدگی و تقویت انرژی شکافتگی رابی است. مطابق شکل ۱۴. ج، سیستم پلکسیتونی به ازای مقادیر مختلف n_p مدهای پلاریتونی بالاتر و پایین‌تر دارد.

نمودارهای γ_{SPP} ، γ_{SEP} و Q برحسب تغییرات n_p در شکل ۱۵ نشان داده شده است. مطابق شکل ۱۵، با افزایش n_p γ_{SPP} افزایش می‌یابد. افزایش γ_{SPP} موجب کاهش Q و تضعیف قدرت جفت شدگی در سیستم پلکسیتونی می‌شود. با



شکل ۱۴. منحنی‌های جذب SPP، SEP و پلکسیتون بر حسب انرژی فوتون فرودی به ازای مقادیر مختلف n_p در $\theta_{\delta=0}$.

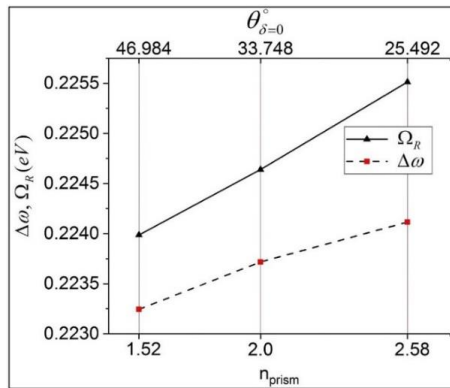


شکل ۱۵. نمودارهای γ_{SPP} ، γ_{SEP} و Q بر حسب n_p در $\theta_{\delta=0}$.

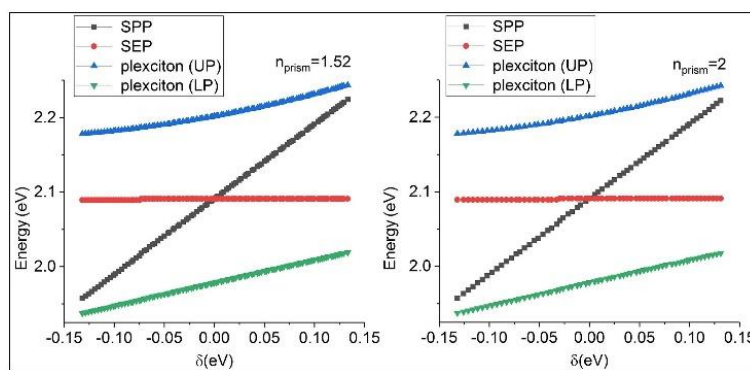
با توجه به مطالب بیان شده، با افزایش پارامتر n_p رقابت بین افزایش اتلاف و افزایش بیشینه شدت جذب طیف‌های SPP و SEP، جفت شدگی قوی‌تر را در سیستم پلکسیتونی معین می‌کند. مقایسه نسبت انرژی شکافتگی رابی به اتلاف مد پلاسمونی به ازای هر سه مقدار n_p نشان می‌دهد که با کاهش n_p جفت شدگی قوی‌تر می‌شود زیرا: در مورد جفت شدگی‌های متوسط ($\gamma_{exc} < \gamma_{SPP} < 2g$) هر چقدر انرژی جفت شدگی به میزان اتلاف مد پلاسمونی نزدیک‌تر باشد و در

افزایش n_p نیز افزایش بسیار کوچکی نسبت به افزایش γ_{SPP} دارد، با این حال به اندازه سهم خودش موجب تضعیف قدرت جفت می‌شود.

نمودارهای $\Delta\omega$ و Ω_R بر حسب تغییرات n_p در شکل ۱۶ نشان داده شده است. با افزایش n_p ، $\Delta\omega$ از ۲۲۳/۲۴ MeV به ۲۲۴/۱۱ MeV و Ω_R از ۲۲۳/۹۹ MeV به ۲۲۵/۵۱ MeV افزایش می‌یابد. براساس معیارهای معرفی شده برای تعیین نوع جفت شدگی، به ازای هر سه n_p جفت شدگی متوسط است.



شکل ۱۶. نمودارهای $\Delta\omega$ و Ω_R برحسب n_p و $\theta_{\delta=0}$.



شکل ۱۷. جفت شدگی بین مد SPP و مد SEP به ازای مقادیر مختلف n_p .

شدگی فوتون‌ها را با پلاسمون‌های سطحی در فصل مشترک دی الکتریک و فلز از طریق تونل زنی فوتون با شرایط بازتاب کلی در منشور امکان پذیر می‌کند [۳۲]. بنابراین هر چقدر n_p بالاتر باشد، در صورت ثابت ماندن k_{SPP} به ازای هر سه مقدار n_p ، زوایای برانگیختگی SPP به سمت مقادیر کمتر جابه‌جا می‌شوند. اهمیت انتخاب n_p در آن است که یک عامل مهم و تأثیر گذار بر انتشار امواج SPP است. به دلیل وجود محدودیت در اندازه گیری مدهای پلاسمونی در زوایای بالاتر، با انتخاب منشور با ضریب شکست بالاتر می‌توان زوایای برانگیختگی SPP را به مقادیر کمتر جابه‌جا کرد [۳۳].

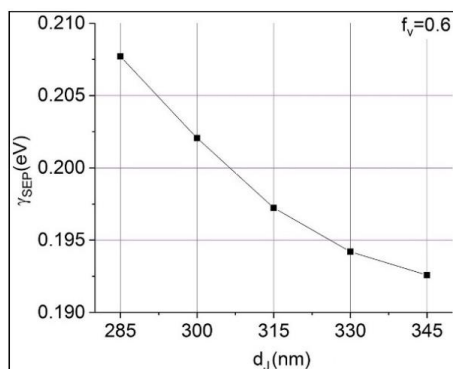
نمودارهای انرژی شاخه‌های SPP، SEP و پلکسیتون برحسب δ به ازای مقادیر مختلف n_p در شکل ۱۷ نشان داده شده است. انرژی شاخه‌های پلاریتونی بالاتر و پایین‌تر رفتار غیر متقاطع به ازای هر سه مقدار n_p حاصل شده دارد. مشابه بخش‌های ۱.۳ و ۲.۳ رفتار غیرمتقاطع مربوط به شاخه‌های

مورد جفت شدگی‌های قوی ($\gamma_g > (\gamma_{SPP}, \gamma_{exc})$)، هر چقدر میزان اتلاف مد پلاسمونی نسبت به انرژی جفت شدگی کوچک‌تر باشد، تبادل انرژی بین پلاسمون‌ها و اکسیتون‌ها، قوی‌تر خواهد بود. با کاهش n_p مقدار γ_g / γ_{SPP} از ۰/۹۲۵ به ۰/۹۷۸ افزایش می‌یابد که نشان می‌دهد جفت شدگی قوی‌تر می‌شود. مطابق شکل ۱۶ با افزایش n_p ، $\theta_{\delta=0}$ کاهش می‌یابد که دلیل آن در ادامه توضیح داده شده است.

بسامد برانگیختگی SPP و SEP که به ازای آن $\delta = 0$ است به ازای هر سه مقدار n_p تقریباً یکسان (۲/۰۸۹ - ۲/۰۹۱ eV) تعیین شده است، از این رو مقدار قسمت حقیقی k_{SPP}

به هم است. در این حالت، برابری مؤلفه‌ای از عدد موج نور فرودی در منشور که موازی با فصل مشترک فلز و دی الکتریک است با قسمت حقیقی k_{SPP} ، $\left((\omega/c) \sqrt{\epsilon_p} \sin \theta_i \right)$

$$k_{SPP} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{met} \epsilon_{diel}}{\epsilon_{met} + \epsilon_{diel}}}$$



شکل ۱۸. نمودار γ_{SEP} بر حسب d_j در $\theta_{\delta=}$.

ثابت $\chi = 25^\circ$ ، $n_p = 2/58$ ، $L_{CTF} = 500$ nm و $d_j = 315$ nm محاسبات منحنی‌های جذب اپتیکی به ازای $\theta_{\delta=}$ و تغییرات f_v (با مقادیر ۰/۴، ۰/۶ و ۰/۸) انجام شد.

۳.۴.۱. تغییرات d_j با پارامتر ثابت $f_v = 0/6$

نمودار γ_{SEP} بر حسب تغییرات d_j در شکل ۱۸ نشان داده شده است. مطابق شکل ۱۸ با افزایش d_j مقدار γ_{SEP} کاهش و نتیجتاً طول عمر حالت‌های اکستونی افزایش می‌یابد. با افزایش d_j ، افزایش نسبتاً زیاد میزان جذب طیف SEP از ۰/۳۲ به ۰/۵۶ و کاهش اتلاف آنها منجر به تقویت قدرت جفت شدگی در سیستم پلکستونی می‌شود.

پارامتر γ_{SPP} به ازای مقادیر مختلف $\theta_{\delta=}$ ، تغییرات خیلی کمتری نسبت به γ_{SEP} دارد، لذا از نمایش آن صرف‌نظر شده و اهمیت آن با سنجش پارامتر نسبت انرژی شکافتگی رابی به اتلاف مد پلاسmoni ($2g/\gamma_{SPP}$) نشان داده شده است.

نمودارهای $\Delta\omega$ ، Ω_R و ($2g/\gamma_{SPP}$) بر حسب تغییرات ($d_j, \theta_{\delta=}$) در شکل ۱۹ نشان داده شده‌اند. با افزایش d_j ، Ω_R و $\Delta\omega$ افزایش می‌یابند. از طرفی با افزایش d_j ، پارامتر $2g/\gamma_{SPP}$ نیز افزایش می‌یابد. به ازای مقادیر بالاتر d_j ($d_j = 330, 345$ nm)، جفت شدگی قوی و به ازای مقادیر کمتر d_j ($d_j = 285, 300, 315$ nm) جفت شدگی متوسط است. از مطالب بیان شده نتیجه گرفته می‌شود که با افزایش d_j جفت شدگی قوی‌تر می‌شود.

با توجه به شکل ۱۹ با افزایش d_j ، $\theta_{\delta=}$ کاهش می‌یابد. با

پلاریتونی بالاتر و پایین‌تر نشان‌دهنده تشکیل مدهای اپتیکی جدید در سیستم پلکستونی با جفت شدگی‌های متوسط و قوی است.

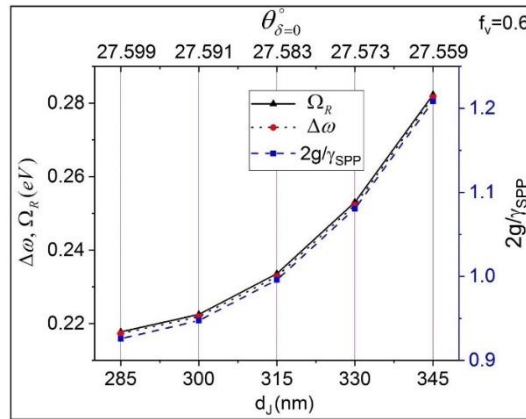
۳.۴.۲. تغییرات f_v

مطابق شکل ۴ با کاهش f_v ، نرده‌های گذردهای دی الکتریک در هر سه راستا افزایش می‌یابند. برای مقدار متوسط گذردهای دی الکتریک که به صورت تانسوری معرفی شده است، رابطه زیر مورد استفاده قرار می‌گیرد [۳۴]:

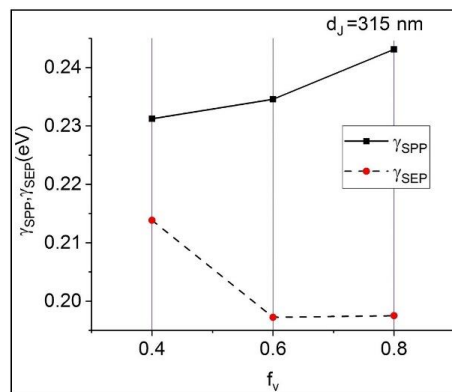
$$\epsilon_{av} = \frac{\epsilon_c + \epsilon_d}{2} \rightarrow \epsilon_d = \frac{\epsilon_a \epsilon_b}{\epsilon_a \cos^2 \chi + \epsilon_b \sin^2 \chi} \quad (23)$$

بر طبق رابطه (۲۳) و با توجه به شکل ۴ با کاهش f_v ، ϵ_{av} افزایش یافته می‌یابد؛ بنابراین ضریب شکست محیط دی الکتریک نیز افزایش می‌یابد.

در این بخش تغییرات همزمان دو پارامتر d_j و ضریب شکست محیط دی الکتریک مدنظر است و بررسی جفت شدگی مدهای پلاسmoni و اکستونی در سیستم پلکستونی با در نظر داشتن: $f_v = 0/8$ ، $f_v = 0/6$ و $f_v = 0/4$ به ترتیب به ازای $d_j = 285$ nm، $d_j = 315$ nm و $d_j = 369$ nm انجام شد. به منظور آن که تحلیل رفتار نوع جفت شدگی با تغییرات همزمان f_v و d_j به آسانی انجام شود، ابتدا با در نظر داشتن پارامترهای ثابت $\chi = 25^\circ$ ، $n_p = 2/58$ و $L_{CTF} = 500$ nm، محاسبات منحنی‌های جذب اپتیکی به ازای $\theta_{\delta=}$ و تغییرات d_j در بازه ۲۸۵-۳۴۵ nm با گام ۱۵ nm انجام شد، سپس با در نظر داشتن پارامترهای



شکل ۱۹. نمودارهای $\Delta\omega$ و Ω_R و $2g/\gamma_{SPP}$ برحسب d_j و $\theta_{\delta=0}$.



شکل ۲۰. نمودارهای γ_{SPP} و γ_{SEP} برحسب f_v در $\theta_{\delta=0}$.

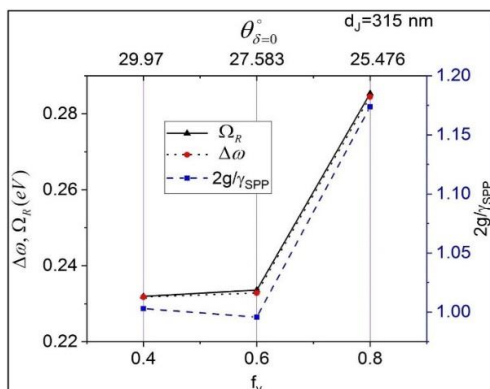
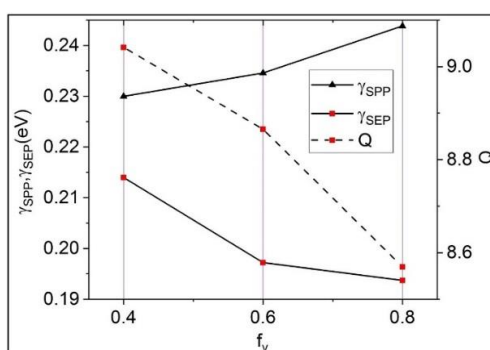
شرایطی که بیشینه شدت جذب طیف‌های SPP به ازای مقادیر مختلف f_v تقریباً یکسان است، افزایش اتلاف مدهای پلاسمونی سبب می‌شود تا سهم SPPها تضعیف قدرت جفت شدگی با افزایش f_v در سیستم پلکسیونی باشد. نمودار γ_{SEP} نشان می‌دهد که میزان اتلاف اکسیتون‌ها به ازای $f_v=0.6$ ، 0.8 نسبت به $f_v=0.4$ کمتر است. با افزایش f_v رفتار اتلاف مدهای اکسیونی و افزایش قابل توجه بیشینه شدت جذب طیف SEP از 0.28 به 0.64 سبب می‌شود تا سهم مد اکسیونی افزایش انرژی شکافتگی رابی و تقویت قدرت جفت شدگی در سیستم پلکسیونی باشد.

نمودارهای $\Delta\omega$ ، Ω_R و $2g/\gamma_{SPP}$ برحسب تغییرات $(f_v, \theta_{\delta=0})$ در شکل ۲۱ نشان داده شده است. مطابق شکل ۲۱ با افزایش f_v ، $\Delta\omega$ ، Ω_R هر دو افزایش می‌یابند. به ازای 0.8 ، $f_v=0.4$ که میزان اتلاف مد پلاسمونی نسبت به انرژی جفت

کاهش $\theta_{\delta=0}$ ، بسامد برانگیختگی SPP در $\delta=0$ نیز کاهش می‌یابد و مقادیر آن در بازه $eV (2.094 - 2.075)$ به دست آمد. مقادیر $\epsilon_{av}^{f_v=0.6}$ (با توجه به رابطه (۲۳)) و ϵ_{met} به ازای بسامدهای برانگیختگی SPP در $\delta=0$ محاسبه شد و سپس مقادیر قسمت حقیقی k_{SPP} با کاهش $\theta_{\delta=0}$ ، قسمت حقیقی k_{SPP} کاهش می‌یابد. تساوی قسمت حقیقی k_{SPP} با $(\omega/c)\sqrt{\epsilon_p} \sin \theta_i$ این گفته را تصدیق می‌کند.

۳.۴.۲. تغییرات f_v با پارامتر ثابت $d_j=315nm$

نمودارهای γ_{SPP} ، γ_{SEP} بر حسب تغییرات f_v در شکل ۲۰ نشان داده شده است. با افزایش f_v ، γ_{SPP} افزایش می‌یابد. با

شکل ۲۱. نمودارهای $\Delta\omega$ و Ω_R و $2g/\gamma_{SPP}$ برحسب f_v و $\theta_{\delta=0}$.شکل ۲۲. نمودارهای γ_{SPP} , γ_{SEP} و Q برحسب f_v در $\theta_{\delta=0}$.

توجه به رابطه $k_{SPP} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_{met} \epsilon_{diel}}{\epsilon_{met} + \epsilon_{diel}}}$ با افزایش f_v کاهش می‌یابد. به این ترتیب با در نظر داشتن تساوی بخش حقیقی k_{SPP} با $\sqrt{\epsilon_p} \sin \theta_i$ ، با افزایش f_v ، $\theta_{\delta=0}$ کاهش می‌یابد.

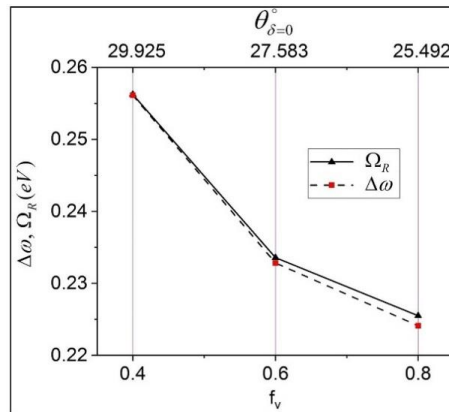
۳.۴.۳. تغییرات f_v با پارامترهای متغیر d_j

نمودارهای γ_{SPP} ، γ_{SEP} و Q بر حسب تغییرات f_v در شکل ۲۲ نشان داده شده است. با افزایش f_v ، γ_{SPP} افزایش و ضریب کیفیت Q کاهش می‌یابد، بنابراین میزان اتلاف مد SPP بیشتر می‌شود. با توجه به بخش ۳.۴.۲، افزایش اتلاف مد پلاسمونی به دلیل کاهش ضریب شکست محیط دی الکتریک است. با افزایش f_v (و کاهش d_j)، γ_{SEP} کاهش یافته و میزان اتلاف مد اکستونی کمتر می‌شود.

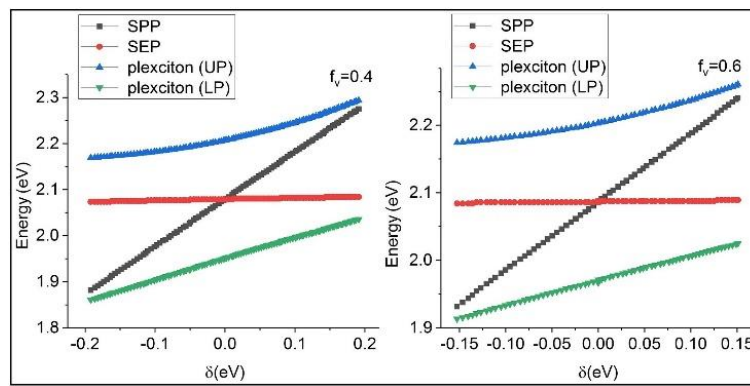
با توجه به بخش‌های ۳.۴.۳ و ۳.۴.۲، کاهش d_j تا حد زیادی موجب کاهش بیشینه شدت جذب طیف SEP می‌شود و افزایش f_v ، بیشینه شدت جذب طیف SEP را تا حد زیادی

شدگی کوچک‌تر است، جفت شدگی از نوع قوی و به ازای $f_v=0/6$ جفت شدگی متوسط است. نتیجه کلی آن است که با افزایش f_v رقابت بین افزایش اتلاف مد پلاسمونی، افزایش بیشینه شدت جذب طیف اکستون و تغییرات اتلاف مد اکستونی، سبب می‌شود تا قوی‌ترین جفت شدگی به ازای $f_v=0/8$ تعیین شود.

بسامد برانگیختگی SPP و SEP که به ازای آن $\delta=0$ است با افزایش f_v کاهش می‌یابد و مقادیر آن در بازه $eV (2/096 - 2/080)$ قرار دارد. با توجه به شکل ۲۱ با افزایش f_v ، $\theta_{\delta=0}$ کاهش می‌یابد. دلیل این رخداد واضح است، با توجه به رابطه ۲۳، مقادیر $\epsilon_{av, diel}^{f_v=0/4}$ ، $\epsilon_{av, diel}^{f_v=0/6}$ ، $\epsilon_{av, diel}^{f_v=0/8}$ بر حسب بسامد برانگیختگی SPP در $\delta=0$ به ترتیب به ازای $f_v=0/6$ ، $f_v=0/8$ ، $f_v=0/4$ محاسبه شدند. مقادیر ϵ_{met} نیز بر حسب بسامد برانگیختگی SPP در $\delta=0$ به ازای $f_v=0/4$ ، $f_v=0/6$ ، $f_v=0/8$ تعیین شدند. محاسبات نشان داد که قسمت حقیقی k_{SPP} با



شکل ۲۳. نمودارهای $\Delta\omega$ و Ω_R برحسب f_v و $\theta_{\delta=0}$.



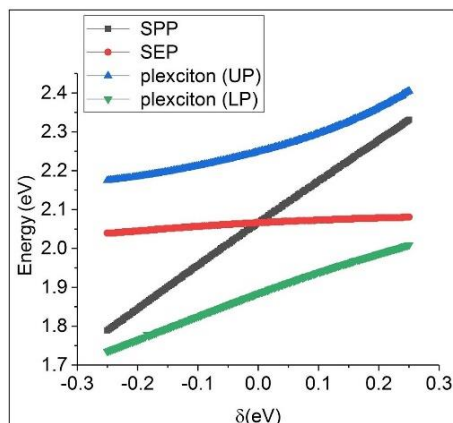
شکل ۲۴. جفت شدگی بین مد SPP و مد SEP به ازای مقادیر مختلف f_v .

جفت شدگی مربوط به SPP بر اثرات تضعیف کننده قدرت جفت شدگی مربوط به SEP غالب می شود. با توجه به شکل ۲۳ با افزایش f_v ، کاهش می یابد که با توجه به بخش ۳.۴، کاهش قابل ملاحظه $\theta_{\delta=0}$ به کاهش ضریب شکست محیط دی الکتریک نسبت داده می شود. نمودار انرژی شاخه های SPP، SEP و پلکسیتون برحسب δ به ازای $f_v=0/6$ ، $f_v=0/4$ در شکل ۲۴ نشان داده شده است. انرژی شاخه های پلاریتونی بالاتر و پایین تر رفتار غیر متقاطع به ازای همه مقادیر f_v حاصل شده دارد.

۳.۴.۴. $f_v=0/2$

با در نظر داشتن پارامترهای ثابت $d_j=458$ nm، $\chi=15^\circ$ ، $n_{prism}=2/58$ و $L_{CTF}=500$ nm محاسبات انجام شد. مقادیر γ_{SPP} ، γ_{SEP} ، Q، $\Delta\omega$ ، Ω_R و $\theta_{\delta=0}$ مربوط به طیف های

بالاتر می برد. با تغییرات همزمان این دو پارامتر، تغییرات بیشینه شدت جذب طیف SEP که برایندی از دو رفتار است، با افزایش f_v (و کاهش d_j)، از $0/4$ به $0/44$ افزایش جزئی می یابد. از مطالب بیان شده استنباط می شود که با افزایش f_v ، رفتار مدهای پلاسمونی موجب تضعیف قدرت جفت شدگی و رفتار مدهای اکسیتونی موجب تقویت قدرت جفت شدگی می شود. نمودارهای $\Delta\omega$ ، Ω_R برحسب تغییرات $(f_v, \theta_{\delta=0})$ در شکل ۲۳ نشان داده شده است. مطابق شکل ۲۳، با افزایش f_v (و کاهش d_j)، $\Delta\omega$ از $256/12$ MeV به $224/11$ MeV و Ω_R از $256/25$ MeV به $225/51$ MeV کاهش می یابد. به ازای $f_v=0/6$ ، $f_v=0/4$ جفت شدگی متوسط و به ازای $f_v=0/4$ جفت شدگی قوی است. مقایسه نسبت انرژی شکافتگی رابی به اتلاف مد پلاسمونی نشان می دهد که با کاهش f_v جفت شدگی قوی تر می شود. بنابراین با کاهش f_v ، اثرات تقویت کننده قدرت



شکل ۲۵. جفت شدگی بین مد SPP و مد SEP به ازای $f_v = 0/2$.

و تحلیل شد. به ازای همه پارامترهای ساختاری فرض شده، جفت شدگی از ناحیه متوسط تا فوق قوی به دست آمد. کاهش پارامترهای χ ، L_{CTF} ، کاهش اتلاف طیف SPP (و به تبع آن افزایش ضریب کیفیت Q) و افزایش قابل ملاحظه بیشینه شدت جذب طیف SEP، موجب قوی تر شدن جفت شدگی در سیستم پلکسیتونی شد. افزایش n_p ، به طور مؤثر رقابت بین افزایش بیشینه شدت جذب طیف SEP و افزایش اتلاف طیف SPP (و به تبع آن کاهش ضریب کیفیت Q)، سبب کاهش قدرت جفت شدگی در سیستم پلکسیتونی شد. تغییرات f_v با پارامترهای متغیر d_r نیز نشان داد که با کاهش f_v ، رفتار مد پلاسمونی موجب تقویت قدرت جفت شدگی و رفتار مد اکسیتونی موجب تضعیف آن شد. به ازای $f_v = 0/2$ (و پارامترهای خاص $d_r = 45 \text{ nm}$ ، $\chi = 15^\circ$)، قدرت جفت شدگی فوق قوی به دست آمد. بنابراین عوامل مؤثر تقویت کننده قدرت جفت شدگی وابسته به SPP بر عوامل تضعیف کننده قدرت جفت شدگی وابسته به SEP غالب شد.

جذب اپتیکی به ترتیب $199/9 \text{ MeV}$ ، $235/34 \text{ MeV}$ ، $10/337 \text{ MeV}$ ، $364/75 \text{ MeV}$ و $365/20 \text{ MeV}$ تعیین شدند. با توجه به این که بسامد برانگیختگی SPP و SEP، $\omega_{SPP} = \omega_{SEP} = 2/066 \text{ eV}$ تعیین شده است و انرژی شکافتگی رابی از 15% انرژی ω_{SPP} بزرگتر است، نوع جفت شدگی فوق قوی تعیین می شود. نمودار انرژی شاخه های SPP، SEP و پلکسیتون برحسب δ در شکل ۲۵ نشان داده شده است. انرژی شاخه های پلاریتونی بالاتر و پایین تر رفتار غیر متقاطع حاصل شده دارد.

۴. نتیجه گیری

جفت شدگی SPPها و اکسیتون های جی-اگریگیت به طور نظری در پیکربندی کریشن مطالعه شد. با ترسیم نمودارهای جذب اپتیکی برای SPP، SEP و پلکسیتون به ازای پارامترهای ساختاری مختلف، γ_{SPP} ، ضریب کیفیت Q، γ_{SEP} و $\Delta\omega$ و Ω_R و میزان جذب طیف های SPP و SEP در $\delta = 0$ تجزیه

مراجع

1. X Li, et al., *Advanced Optical Materials* **6**, 18(2018) 1.
2. J R Tischler, et al., *Organic Electronics* **8** (2007) 94.
3. S Balci and C Kocabas, *Optics Letters* **40**, 14 (2015) 3424.
4. P Vasa, *Advances in Physics: X* **5**, 1 (2020) 1749884.
5. W.Wang, et al. *American Chemical Society Nano* **8**, 1 (2013) 1056.
6. H Hassan, et al., *Applied Surface Science* **441** (2018) 341.
7. J Bellessa, et al., *Electronics* **3**, 2 (2014) 303.
8. G P Wiederrecht, J E Hall, and A Bouhelier, *Physical Review Letters* **98**, 8 (2007) 083001.

9. P Vasa, et al., *Nature Photonics* **7** (2013) 128.
10. N Li, et al., *Materials Chemistry C* **8**, 23 (2020) 7672.
11. F M Balci, et al., *Physical Chemistry C* **123**, 43 (2019) 26571.
12. D Melnikau, et al., *Physical Chemistry Letters*, **7**, 2 (2016) 354.
13. Y Xu, L Wu, and L.K Ang, *Physical Review Applied* **12**, 2 (2019) 024029.
14. A V Zayatsa, I I Smolyaninobv, and A A Maradudin, *Physics Reports* **408**, 3-4 (2005) 131.
15. J_A_Polo and A_Lakhtakia, *Proceedings of the Royal Society A* **465** (2009) 87.
16. A Lakhtakia and R Messier, Library of Congress Cataloging-in-Publication Data, SPIE—The International Society for Optical Engineering, "*Sculptured Thin Films Nanoengineered Morphology and optics*".
17. FBabaei and MRostami, *Optics Communications* **439** (2019) 8.
18. G D Chatzidakis and V Yannopapas, *Modern Optics* **66**, 15 (2019) 1558.
19. M Wang, et al., *Advanced Materials* **30**, 22 (2018) 1705779.
20. G Zengin, et al., *Physical Review Letters*, **114**, 15 (2015) 1.
21. S Balci, et al., *American Chemical Society Photonics* **3**, 11 (2016) 2010.
22. W Liu, et al., *American Chemical Society Photonics* **5**, 1 (2017) 192.
23. R Chikkaraddy, et al., *Nature* **535** (2016) 127.
24. R Thomas, et al., *American Chemical Society Nano* **12**, 1 (2018) 402.
25. D E Gómez, et al., *Nano Letters* **10**, 1 (2010) 274.
26. J Qin, et al., *Physical Review Letters* **124**, 6 (2020) 063902.
27. S Balci, et al., *Optics Letters* **39**, 17 (2014) 4994.
28. S Balci, et al., *Physical Review B* **86**, 23 (2012) 235402.
29. D G Lidzey and D M Coles, "*Organic and Hybrid Photonic Crystals*", chapter1, Springer (2015) 243-273.
30. M Hertzog, et al, *Chemistry Society Review* **48** (2019) 937.
31. J A Polo, T G Mackay, and Akhlesh Lakhtakia, *Optical Society of America* **28**, 11 (2011) 2656.
32. J Zhang, L Zhang, and W Xu, *Applied Physics* **45**, 11 (2012) 113001.
33. E Kretschmann and H Raether, *Zeitschrift für Naturforschung A* **23**, 12 (1968) 2135.
34. T G Mackay, J A Polo, and A Lakhtakia, "*Electromagnetic Surface Waves: A Modern Perspective*", Elsevier, Waltham (2013).