

مدهای پلاریتون- پلاسمون سطحی در لایه‌های نازک کایرال چندگوشی

فریدون بابائی و وحید بیکدلو

دانشکده علوم، گروه فیزیک، دانشگاه قم، قم

پست الکترونیکی: fbabaei@qom.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۷/۰۹/۱۴ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۸/۰۵/۰۴)

چکیده

در این پژوهش، مدهای پلاریتون- پلاسمون سطحی در فصل مشترک یک فلز و یک لایه نازک کایرال چندگوشی در پیکربندی کرچمان به طور نظری مطالعه شده است. با ترسیم طیف جذب اپتیکی برای نور فرودی با قطبش خطی P، مدهای سطحی پلاسمونی از مدهای موجبری تمیز داده شده است. تأثیر پارامترهای ساختاری از قبیل ضخامت لایه نازک کایرال چندگوشی، ضخامت لایه نازک فلزی و زاویه رشد ستون‌های کایرال بر انتشار مدهای پلاسمونی بررسی شده است. نتایج نشان داد که در فصل مشترک یک لایه نازک کایرال چندگوشی و یک فلز، بیش از یک مد پلاسمونی می‌تواند برانگیخته شود.

واژه‌های کلیدی: پلاریتون- پلاسمون سطحی، لایه نازک کایرال چندگوشی

۱. مقدمه

تحقیق روی امواج الکترومغناطیس سطحی از سال ۱۹۰۷ با مشاهده یک مد نوسانی در بسامدهای رادیویی در فصل مشترک زمین و هوا توسط زینک آغاز شد. این مد نوسانی در فصل مشترک منتشر می‌شد و دامنه آن با فاصله گرفتن از فصل مشترک به صورت نمایی کاهش می‌یافت. پدیده‌ای مشابه با آن نیز در فصل مشترک فلز و دی‌الکتریک در بسامدهای مرئی دیده می‌شود که به امواج پلاریتون- پلاسمون سطحی موسومند^[۱ و ۲]. توصیف نظری پلاسمون‌های سطحی در

سال ۱۹۵۸ توسط ریچی ارائه شد. تحقیقات اولیه روی امواج پلاریتون- پلاسمون سطحی در فصل مشترک فلز و مواد دی‌الکتریک همسانگرد توسط کرچمان در سال ۱۹۶۸ و سیمون در سال ۱۹۷۵ انجام شد. در سال ۱۹۹۱ توسط سیاگارانجان برانگیختگی پلاریتون- پلاسمون سطحی در فصل مشترک فلز و دی‌الکتریک ناهمسانگرد مطالعه شد [۳].

لایه‌های نازک مجسمه‌سازی شده^۱ لایه‌هایی ناهمسانگرد و مصنوعی هستند که در آنها امکان برانگیختگی چندین مد پلاریتون- پلاسمون سطحی به طور

۲. Sculptured thin films(STFs)

۱. Surface plasmon-polariton(SPP)

تجربی [۲۱-۲۳] پژوهشگران نشان داده‌اند که با انتخاب لایه‌های نازک مجسمه‌سازی شده دی‌الکتریک در مجاورت فلز می‌توان بر محدودیت‌های فوق غلبه کرد و همچنین طول انتشار امواج پلاریتون-پلاسمون سطحی را نیز افزایش داد [۲۴].

در این پژوهش سعی بر این است که انتشار چندین موج پلاریتون-پلاسمون سطحی را در فصل مشترک فلز آلومینیوم (Al) و دی‌الکتریک کایرال چندگوشی دی‌اکسید تیتانیوم (TiO₂) به طور نظری در پیکربندی کرچمان و با استفاده از روش ماتریس انتقال مورد مطالعه قرار دهیم. لذا بنا داریم با ترسیم نمودارهای جذب اپتیکی نور با قطبش خطی P بر حسب زاویه تابش فرودی، مدهای پلاریتون-پلاسمون سطحی را استخراج کرده و تأثیر پارامترهای ساختاری لایه نازک کایرال چندگوشی بر انتشار آنها را بررسی و تحلیل کنیم.

۲. مدل‌سازی اپتیکی

به منظور برانگیختگی SPP در فصل مشترک یک فلز و یک لایه نازک کایرال چندگوشی، پیکربندی کرچمان را مطابق شکل ۱ در نظر بگیرید. ناحیه $0 \leq z \leq t_{Met}$ با یک فلز با گذردهی ϵ_{met} و $z \leq t_{STF}$ توسط یک لایه نازک کایرال چندگوشی اشغال شده است و نواحی $z \leq -t_{Met}$ و $z \geq t_{STF}$ توسط یک ماده دی‌الکتریک همسانگرد به ترتیب با ضریب‌های شکست n_1 (منشور) و n_2 (هوا) پر شده است. فرض کنید این ساختار با یک پرتو نوری به شکل موج تخت و با قطبش خطی از طرف منشور که در زاویه θ_{inc} نسبت به محور z می‌تابد برانگیخته شده باشد. میدان‌های الکتریکی فرودی بازتابی و عبوری را می‌توان به ترتیب به شکل زیر بیان کرد:

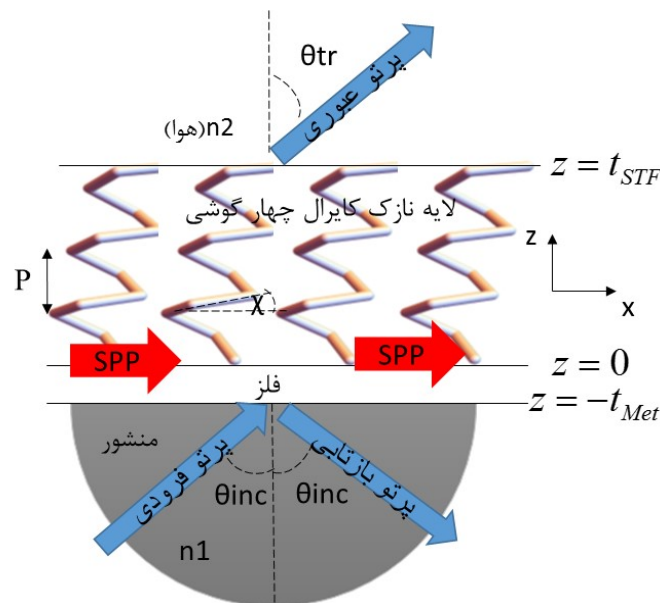
$$\begin{aligned} \underline{E}_{inc}(r) &= [\underline{S}a_S + \underline{P}_{inc}a_P] e^{i[kx + k_z(z+t_{Met}) \cos \theta_{inc}]} , \\ \underline{E}_{ref}(r) &= [\underline{S}r_S + \underline{P}_{ref}r_P] e^{i[kx - k_z(z+t_{Met}) \cos \theta_{inc}]} , \\ \underline{E}_{tr}(r) &= [\underline{S}t_S + \underline{P}_{tr}t_P] e^{i[kx + k_z(z-t_{STF}) \cos \theta_{tr}]} , \end{aligned} \quad \begin{matrix} z \leq -t_{Met} \\ z \leq t_{STF} \\ z \geq t_{STF} \end{matrix} \quad (1)$$

که در آن (a_S, a_P) ، (r_S, r_P) و (t_S, t_P) به ترتیب دامنه‌های موج تخت فرودی، بازتابی و عبوری هستند. میدان مغناطیسی

همزمان وجود دارد، که مولتی پلاسمونیک سطحی نامیده می‌شود [۴]، در حالی که می‌توان تنها یک مد پلاسمونی را در فصل مشترک یک فلز و یک دی‌الکتریک همسانگرد برانگیخته کرد [۵]. لایه‌های نازک مجسمه‌سازی شده را می‌توان با ترکیبی از لایه نشانی مایل و زیرلایه چرخان ساخت [۶-۹]. لایه نشانی مایل همان انباشت به روش تبخیر فیزیکی است که در آن شار بخار به طور مورب بر سطح زیرلایه فرود می‌آید و زیرلایه در حین لایه نشانی می‌تواند به طور پیوسته یا گسسته حول محورهایی عمود بر سطح زیرلایه و یا حول محورهایی موازی با سطح زیرلایه دوران کند. بسته به نوع دوران لایه‌های نازک مجسمه‌سازی شده به دو دسته اساسی کایرال (محور دوران عمود بر زیرلایه) و نماتیک (محور دوران موازی با سطح زیر لایه) تقسیم‌بندی می‌شوند [۱۰].

در لایه‌های نازک کایرال رایج و متداول، سرعت چرخش زیر لایه پیوسته و بدون مکث است. اما اگر بتوان تحول دوران زیرلایه را به صورت گسسته و همراه با توقف انجام داد، لایه‌های نازک کایرال چندگوشی ساخته می‌شود. به عبارت دیگر یک لایه نازک کایرال چندگوشی از چرخش ناگهانی $2\pi/n$ زیرلایه در حین لایه نشانی در هر بار که ضخامت زیر لایه به اندازه P/n افزایش یابد، ساخته می‌شود که در آن n تعداد گوشه‌ها و P گام ساختاری لایه نازک کایرال چندگوشی است. خواص اپتیکی لایه‌های نازک کایرال چندگوشی به طور تجربی [۱۱]، به طور نظری [۱۲ و ۱۳] و خواص پلاسمونیک آنها [۱۴ و ۱۵] نیز مطالعه شده است.

امروزه برای آشکارسازی نانو ذرات جذب شده به سطح مواد از حسگرهای مبتنی بر خواص پلاسمونیک نانوذرات فلزی استفاده می‌شود و هدف پژوهشگران این است که کارایی و عملکرد این نوع حسگرهای اپتیکی را افزایش دهند [۱۶-۱۸]. در حسگرهای بر پایه پلاسمونیک از یک ساختار ترکیبی فلز و دی‌الکتریک استفاده می‌شود و در مواد همگن و همسانگرد، امکان انتشار موج پلاریتون-پلاسمون سطحی بیش از یک مد در یک فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک و حتی برای قطبش نوع S وجود ندارد. به طور نظری [۱۹ و ۲۰] و



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) طرحی از پیکربندی کرچمان به منظور برانگیختگی پلاریتون- پلاسمون سطحی در فصل مشترک فلز و لایه نازک کایرال چهار گوشه. P گام ساختاری و χ زاویه رشد ستون‌های کایرال چهار گوشه هستند.

(۳) می‌توان ضرایب بازتاب و عبور از روابط $r_{ij} = \frac{r_j}{a_i}$ و

برای جذب اپتیکی $t_{ij} = \frac{t_j}{a_i}$ ، $i, j = S, P$ به دست آورد. جذب اپتیکی برای قطبش‌های خطی S و P از رابطه $A_i = 1 - \sum_{j=S,P} R_{ji} + T_{ji}$ ، $i = s, p$ حاصل می‌شود که در آن

بازتاب از $R_{ij} = |r_{ij}|^2$ و عبور از $T_{ij} = \frac{n_t \text{Re}(\cos \theta_{tr})}{n_i \cos \theta_{inc}} |t_{ij}|^2$

محاسبه می‌شوند. با ترسیم نمودارهای جذب بر حسب تابعی از زاویه فرودی θ_{inc} و مشاهده قله تیز در آنها می‌توان به برانگیختگی SPP پی برد و این موقعیت‌های زاویه‌ای همان نقاطی هستند که در آنها انتقال انرژی از فوتون‌های فرودی به شبه ذرات پلاسمون‌های سطحی صورت می‌گیرد.

۳. نتایج و بحث

به منظور مدل‌سازی اپتیکی، یک لایه نازک کایرال چندگوشی TiO_2 راستگرد در نظر گرفته شده است (لازم به ذکر است از هر ماده‌ی الکترونیک دیگری نیز می‌شود استفاده کرد). برای نرده‌ای گذردهی نسبی $\epsilon_{a,b,c}$ لایه نازک کایرال چندگوشی در طول موج ۶۳۳ نانومتر (طول موج لیزر هلیوم- نئون) از روابط

در هر ناحیه از رابطه $\underline{H}(\underline{r}) = (i\omega\mu_0)^{-1} \nabla \times \underline{E}(\underline{r})$ به دست می‌آید و بردارهای یک‌ه برای قطبش خطی عمود و موازی با سطح فرود، S، $P_{inc,ref}$ و P_{tr} به صورت زیر هستند:

$$\begin{aligned} \underline{S} &= \underline{u}_y, \\ \underline{P}_{inc,ref} &= \mp \underline{u}_x \cos \theta_{inc} + \underline{u}_z \sin \theta_{inc}, \\ \underline{P}_{tr} &= -\underline{u}_x \cos \theta_{tr} + \underline{u}_z \sin \theta_{tr}, \end{aligned} \quad (۲)$$

که در آن بردارهای یک‌ه دکارتی هستند، $\underline{u}_{x,y,z}$

$$\sin \theta_{tr} = \frac{n_i}{n_t} \sin \theta_{inc},$$

و

$$\cos \theta_{tr} = +\sqrt{1 - \sin^2 \theta_{tr}}.$$

دامنه‌های بازتابی و عبوری را می‌توان با استفاده از پیوستگی مؤلفه‌های مماسی میدان‌های الکترومغناطیسی در فصل مشترک‌ها از رابطه ماتریسی زیر به دست آورد:

$$\begin{bmatrix} t_S \\ t_P \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \left[\underline{K}(\theta_{tr}) \right]^{-1} \cdot \left[\underline{T}_{PCTF} \right] \cdot \left[\underline{T}_{Met} \right] \cdot \left[\underline{K}(\theta_{inc}) \right] \cdot \begin{bmatrix} a_S \\ a_P \\ r_S \\ r_P \end{bmatrix}, \quad (۳)$$

که در آن \underline{K} ، \underline{T}_{Met} و \underline{T}_{PCTF} ماتریس‌های 4×4 هستند که به طور مفصل در مراجع [۲، ۱۴ و ۱۵] به آنها اشاره شده است. بعد از محاسبه دامنه‌های بازتابی و عبوری از رابطه

از انتخاب فلز به صورت یک محیط همگن و همسانگرد است و در طول موج ۶۳۳ نانومتر برابر $21i + 56 -$ است. محیط پیرامون ساختار که شامل بالا و پایین فلز و دی الکتریک کایرال چندگوشی می شود به ترتیب هوا و سلناید روی انتخاب شده است که گذردهی نسبی سلناید روی در طول موج ۶۳۳ نانومتر برابر ۶/۶۵۶ است. طول موج در تمامی محاسبات ثابت و برابر ۶۳۳ نانومتر در نظر گرفته شده است.

نمودارهای جذب اپتیکی قطبش P برای ۲ و ۴ پرید گام ساختاری برای لایه های نازک کایرال ۳، ۴، ۵ و شش گوشی برحسب تابعی از زاویه قطبی نور فرودی با انتخاب پارامترهای $t_{Met} = 20nm$ و $\chi_V = 30^\circ$ در شکل ۲ ترسیم شده است. ضخامت هر بازوی لایه نازک کایرال چندگوشی در همه نمودارها ۱۲۰ نانومتر فرض شده است. پرواضح است که همه قله های موجود در طیف جذب اپتیکی مدهای پلاسمونی نیستند. در واقع اینها مدهای سطحی هستند که تعدادی از آنها مدهای پلاسمونی و بقیه مدهای موجبری هستند. مدهای پلاسمونی مدهایی هستند که موقعیت زاویه برانگیختگی آنها با افزایش ضخامت دی الکتریک تغییر نکند که آنها با یک فلش در شکل ۲ مشخص شده است. اما مدهای موجبری وابسته به ضخامت دی الکتریک هستند و با افزایش ضخامت دی الکتریک موقعیت زاویه ای آنها جابه جا می شود. از شکل ۲ واضح است که دو مد پلاسمونی سطحی در همه نمودارها مشاهده می شوند و از این ویژگی می توان برای شناسایی دو نوع ذره که جذب سطح لایه نازک کایرال چندگوشی شده است در حسگرهای اپتیکی استفاده کرد. البته با انتخاب پارامترهای ساختاری مناسب می توان به مدهای پلاسمونی بیشتری دست یافت [۵ و ۲۴].

در شکل ۳ نمودارهای جذب اپتیکی قطبش P برای ۲ پرید گام ساختاری برای لایه های نازک کایرال ۳، ۴، ۵ و شش گوشی برحسب تابعی از زاویه قطبی نور فرودی به ازای ضخامت های متفاوت لایه نازک فلزی با گزینش پارامترهای $t_{STF} = 2P$ و $\chi_V = 30^\circ$ نشان داده شده است. از شکل ۳ نمایان است که در ضخامت لایه نازک فلزی صفر هیچ قله جذبی در نمودارها دیده نمی شود و این مطلب بیانگر آن است

زیر استفاده شده است [۱ و ۲۵]

$$\begin{aligned} \varepsilon_a &= [1/0.443 + 2/7349 (\frac{\chi_V}{\pi/2}) - 1/3697 (\frac{\chi_V}{\pi/2})^2]^2, \\ \varepsilon_b &= [1/6765 + 1/5649 (\frac{\chi_V}{\pi/2}) - 0/7825 (\frac{\chi_V}{\pi/2})^2]^2, \\ \varepsilon_c &= [1/3586 + 2/8818 (\frac{\chi_V}{\pi/2}) - 1/0554 (\frac{\chi_V}{\pi/2})^2]^2, \end{aligned} \quad (4)$$

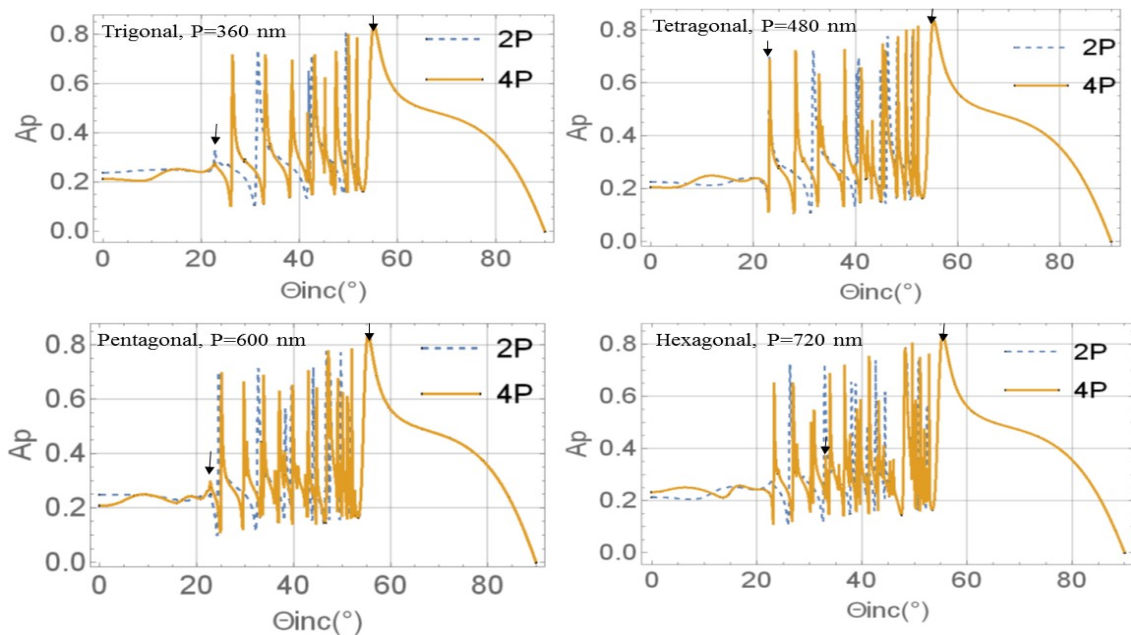
که در آن χ_V زاویه فرود شار بخار و χ زاویه رشد ستون های لایه نازک کایرال چندگوشی است که هر دو از سطح زیر لایه اندازه گیری می شوند. تانسور گذردهی لایه نازک کایرال چندگوشی در سیستم مختصات بدون چرخان به صورت $\underline{\underline{\varepsilon}} = \varepsilon_a \underline{\underline{u}}_z \underline{\underline{u}}_z + \varepsilon_b \underline{\underline{u}}_x \underline{\underline{u}}_x + \varepsilon_c \underline{\underline{u}}_y \underline{\underline{u}}_y$ تعریف می شود. با استفاده از تبدیلات اوسین می توان بازوهای لایه نازک را توسط دو تا چرخش یکی دوران حول محور z بین بازوها و دیگری چرخش حول محور y به اندازه زاویه χ به همدیگر متصل کرد [۲۶]. مقدار چرخش بین بازوها نوع کایرال چندگوشی را مشخص می کند. به عنوان مثال برای یک لایه نازک کایرال ۴ گوشی ($n=4$) یک پرید آن (یعنی یک گام ساختاری آن P) به ۴ قسمت مساوی تقسیم می شود و بین قسمت ها یک چرخش ناگهانی به اندازه $\frac{2\pi}{4}$ داریم. بین بازوها هنگام لایه نشانی در تغییرات ناگهانی چرخش زیر لایه ممکن است لایه به اندازه ۳ تا ۵ نانومتر رشد کند که بسیار کوچک تر از طول موج های اپتیکی است و در اپتیک انتشار نور تأثیری ندارد. بنابراین میدان های الکتریکی و مغناطیسی در هر بازو از لایه نازک کایرال چندگوشی در روابط زیر صدق می کنند [۲۷]:

$$\begin{aligned} \underline{\underline{D}}(r) &= \varepsilon_0 \underline{\underline{S}}_z \left(2\pi \frac{L-1}{n} \right) \cdot \underline{\underline{S}}_y(\chi) \cdot \underline{\underline{\varepsilon}}_y S^T, \\ \underline{\underline{E}}(r) &= \underline{\underline{S}}_z \left(2\pi \frac{L-1}{n} \right) \cdot \underline{\underline{E}}(r), \\ \underline{\underline{B}}(r) &= \mu_0 \underline{\underline{H}}(r), \end{aligned} \quad (5)$$

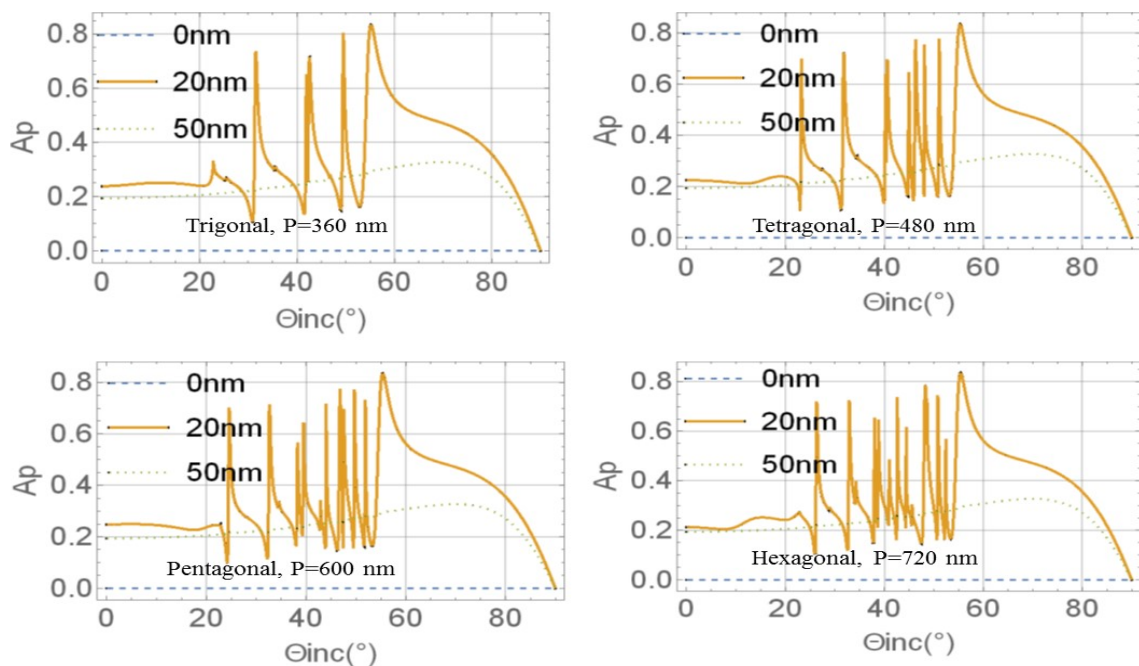
که در آن L شماره بازوی لایه نازک کایرال چندگوشی است و T اشاره به ترانهاده یک ماتریس دارد. میدان های الکتریکی و مغناطیسی در فلز از روابط زیر به دست می آیند:

$$\begin{aligned} \underline{\underline{D}}(r) &= \varepsilon_0 \varepsilon_{Met} \underline{\underline{E}}(r), \\ \underline{\underline{B}}(r) &= \mu_0 \underline{\underline{H}}(r), \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن ε_0 و μ_0 به ترتیب ضریب گذردهی و تراوایی خلأ هستند. ε_{Met} گذردهی نسبی فلز آلومینیوم (به صورت کپه ای) که در همه راستاهای دکارتی یکسان است و آن ناشی



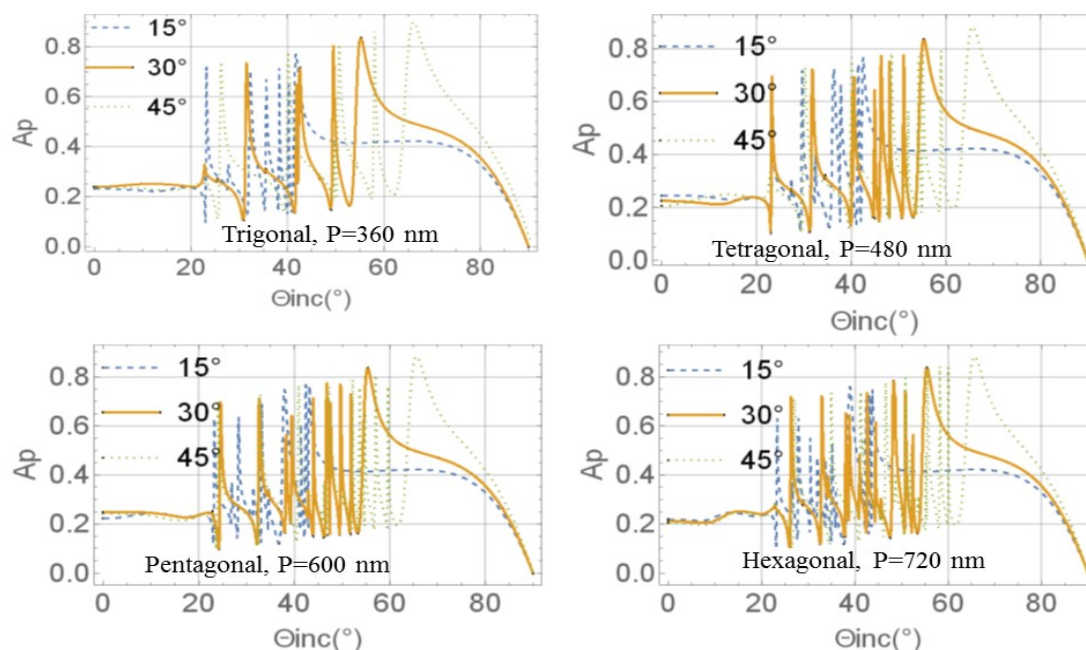
شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودارهای جذب اپتیکی قطبش P محاسبه شده برای ۲ و ۴ پرید گام ساختاری برای لایه‌های نازک کایرال ۲، ۳، ۴، ۵ و شش گوشه‌ای. در محاسبات $t_{Met} = 20 \text{ nm}$ و $\chi_V = 30^\circ$ در نظر گرفته شده است.



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودارهای جذب اپتیکی قطبش P محاسبه شده برای ۲ پرید گام ساختاری برای لایه‌های نازک کایرال ۳، ۴، ۵ و شش گوشه‌ای به ازای ضخامت‌های متفاوت لایه نازک فلزی. در محاسبات $t_{STF} = 2P$ و $\chi_V = 30^\circ$ در نظر گرفته شده است.

که به فصل مشترک فلز و لایه نازک مجسمه‌سازی شده برسد جذب یا بازتاب می‌شود. در نتیجه نمی‌تواند انرژی خود را به پلاسمون‌های سطحی منتقل کند و باعث برانگیختن SPP شود. از طرفی دیگر اگر ضخامت فلز بسیار کمتر از عمق نفوذ فلزی باشد درصد بیشتری از نور فرودی از لایه نازک فلزی عبور

که پلاریتون- پلاسمون سطحی در مجاورت یک دی‌الکتریک با فلز برانگیخته می‌شود. همچنین ملاحظه می‌شود که در ضخامت لایه نازک فلزی 50 nm نیز هیچ قله جذبی مشاهده نشد. می‌توان استدلال کرد اگر ضخامت لایه نازک فلزی بسیار بیشتر از عمق نفوذ فلز باشد نور فرودی قبل از آن



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودارهای جذب اپتیکی قطبش P محاسبه شده برای ۲ پرید گام ساختاری برای لایه‌های نازک کایرال ۳، ۴، ۵ و شش‌گوشی به ازای زوایای متفاوت فرود شار بخار. در محاسبات $t_{STF} = 2P$ و $t_{Met} = 20 \text{ nm}$ در نظر گرفته شده است.

اپتیکی لایه نازک کایرال چندگوشی بزرگ می‌شوند و از تعداد مدهای پلاسمونی کاسته می‌شود و این همان مطلبی است که در فصل مشترک یک فلز و یک لایه دی‌الکتریک به وقوع می‌پیوندد و تنها یک مد پلاسمونی در فصل مشترک منتشر می‌شود.

یک مقایسه بین این کار و پژوهش‌های دیگران نشان می‌دهد که نتایج ارائه شده با یافته‌های گزارش شده مطابقت می‌کند [۵ و ۲۴]. به طور کلی هر چقدر تعداد بازوها (یا تعداد گوشه‌ها) در ساختار لایه‌های نازک مجسمه‌سازی شده دی‌الکتریک بیشتر باشد تعداد مدهای پلاریتون-پلاسمون سطحی که در فصل مشترک دی‌الکتریک و فلز منشر می‌شوند بیشتر خواهد بود و البته ضخامت هر بازو بایستی یک ضخامت اپتیکی باشد تا بتواند با نور فرودی برهم‌کنش کند.

۴. نتیجه‌گیری

برانگیختگی مدهای پلاریتون-پلاسمون سطحی در فصل مشترک یک فلز و یک لایه نازک کایرال چندگوشی به طور نظری در پیکربندی کرچمان تحقیق شدند. نتایج نمودارهای جذب اپتیکی بر حسب تابعی از زاویه قطبی نور فرودی با قطبش P در طول موج ۶۳۳ نانومتر نشان داد که بیش از یک

کرده و فرصت کافی برای جفت شدن با پلاسمون‌های سطحی پیدا نمی‌کند. تنها در ضخامت‌های نزدیک به عمق نفوذ فلز است که جذب قابل ملاحظه‌ای صورت می‌گیرد که برای فلز آلومینیوم که ای در طول موج ۶۳۳ نانومتر این عمق نفوذ برابر ۱۳/۲۴ نانومتر است. از شکل ۲ آشکار است که در ضخامت فلزی ۲۰ نانومتر قله‌های پلاسمونی در طیف جذب اپتیکی برانگیخته می‌شوند.

نمودارهای جذب اپتیکی قطبش P برای ۲ پرید گام ساختاری برای لایه‌های نازک کایرال ۳، ۴، ۵ و شش‌گوشی برحسب تابعی از زاویه قطبی نور فرودی به ازای زوایای متفاوت فرود شار بخار با پارامترهای $t_{STF} = 2P$ و $t_{Met} = 20 \text{ nm}$ در شکل ۴ آمده است. در همه نمودارها مشاهده می‌شود که با افزایش زاویه فرود، شار بخار که از سطح زیرلایه اندازه‌گیری می‌شود قله‌های جذبی به سمت زوایای قطبی بالاتر جابه‌جا می‌شوند و پلاسمون‌ها در زوایای بزرگ‌تر برانگیخته می‌شوند. هر چقدر شار بخار به خط عمود بر زیرلایه نزدیک‌تر باشد ستون‌های کایرال نزدیک‌تر به هم رشد خواهند کرد و تخلخل لایه کایرال کمتر خواهد بود؛ و به عبارت دیگر لایه نازک کایرال چندگوشی چگالی خواهیم داشت. از رابطه ۴ نیز مشخص است که با افزایش χ_V ثوابت

قله‌های پلاسمونیک به سمت زوایای قطبی نور فرودی بالاتر انتقال می‌یابند؛ زیرا ثوابت اپتیکی لایه نازک کایرال چندگوشی به یک لایه نازک همسانگرد نزدیک می‌شوند و لایه نازک کایرال چگالی ایجاد می‌شود. نتایج این کار ممکن است در حسگری انواع و اقسام گونه‌های شیمیایی و بیومولکول‌ها که جذب سطح لایه نازک کایرال چندگوشی شده‌اند کاربرد داشته باشد.

مد سطحی در فصل مشترک منتشر می‌شود. مدهای پلاسمونیک از مدهای موجبری با تغییر ضخامت لایه نازک کایرال چندگوشی گزینش می‌شوند. همچنین معلوم شد که در ضخامت‌های لایه نازک فلزی نزدیک به عمق نفوذ فلز، مدهای پلاسمونی قابل ملاحظه هستند و در ضخامت‌های کمتر و یا بیشتر از عمق نفوذ قله‌های جذبی پلاسمونیک ظاهر نمی‌شوند. با افزایش زاویه رشد ستون‌های کایرال،

مراجع

1. J A Polo Jr and A Lakhtakia, *Proc. R. Soc. A* **465** (2009) 87.
2. A Lakhtakia, *Opt. Commun* **279**, **2** (2007) 291.
3. R H Ritchie, *Phys. Rev.* **106** (1957) 874.
4. S E Swiontek, D P Pulsifer, and A Lakhtakia, *Proc. SPIE* **8833** (2013) 883309.
5. J A Polo Jr, T G Mackay, and A Lakhtakia, *J. Opt. Soc. Am. B* **28**, **11** (2011) 2656.
6. K Robbie, M J Brett, and A Lakhtakia, *Nature* **384** (1996) 616.
7. K Robbie, and M J Brett, *J. Vac. Sci. Tech A.* **15**, **3** (1997) 1460.
8. H Savaloni, F Babaei, S Song, and F Placido, *App. Sur. Sci.* **255**, **18** (2009) 8041.
9. H Savaloni, F Babaei, S Song, and F Placido, *Vacuum* **85**, **7** (2011) 776.
10. K Robbie, J C Sit, and M J Brett, *J. Vac. Sci. Technol. B* **16**, **5** (1998) 1115.
11. A C van Popta, M J Brett, and J C Sit, *J. Appl. Phys.* **98**, **8** (2005) 083517.
12. F Babaei, *J. Mod. Opt* **60**, **16** (2013) 1370.
13. F Babaei, *J. Mod. Opt* **60**, **11** (2013) 886.
14. F Babaei, and S Shafii-Barzoki, *Plasmonics* **9**, **3** (2014) 595.
15. F Babaei, and S Shafii-Barzoki, *Plasmonics* **9**, **6** (2014) 1481.
16. م حسینان، م س حسینان، س خوشنویس و ف کاشانیان، *مجله پژوهش فیزیک ایران* **۱۵**، **۴** (۱۳۹۴) ۴۴۱.
17. M Sharifi, H Pashaei Adl, and H Tajalli, A Bahrapour, *Iranian J. Phys. Res.* **16**, **2** (2016) 133.
18. م مرادیگی، ن دانشفر و ط ناصری، *مجله پژوهش فیزیک ایران* **۱۷**، **۵** (۱۳۹۶) ۷۰۹.
19. N Daneshfar, M Moradbeigi, and T Naseri, *Iranian J. Phys. Res.* **17**, **5** (2018) 709.
20. M Faryad, J A Polo Jr, and A Lakhtakia, *J. Nanophoton* **4**, **1** (2010) 043505.
21. M Faryad and A Lakhtakia, *J. Opt.* **12** (2010) 085102.
22. S E Swiontek and A Lakhtakia, *J. Nanophoton* **10**, **3** (2016) 033008.
23. S E Swiontek, D P Pulsifer, and A Lakhtakia, *Sci. Rep.* **3** (2013) 1409.
24. A Lakhtakia, Y J Jen, C-F Lin, *J. Nanophoton* **3**, **1** (2009) 033506.
25. S H Hosseini-zhad and F Babaei, *Plasmonics* **13**, **6** (2018) 1867.
26. I Hodgkinson, Q H Wu, and J Hazel, *Appl. Opt* **37**, **13** (1998) 2653.
27. A Lakhtakia, *Opt. Commun.* **261**, **2** (2006) 213.
28. M Faryad and A Lakhtakia, *Phy. Rev. A* **83** (2011) 013814.
29. M Hoseinian, M Hoseinian, S Khoshnevis, and F