

Original Article

Investigation of the Optimal Thickness Using the Finite Element Method (FEM) in Permalloy Magnetoplasmonic Nanoarrays

Akram Poursharif^{1,2}, Masih Bagheri¹ and Peyman Sahebsara¹^{*}

1. Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan, Iran.

2. Department of Material Engineering, Nanomaterial Group, Isfahan University of Technology, Isfahan, Iran.

Abstract: $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (Permalloy) nanoarrays are considered promising platforms for magnetoplasmonic applications due to their strong magneto-optical responses. In this study, the effects of an external magnetic field (0 to 40 mT) on a multilayer structure comprising Ni-Fe nanoarrays on a PMMA spacer and a glass substrate are numerically investigated using the Finite Element Method by solving the full Maxwell's equations. An analysis of the reflection spectra reveals that the presence of surface and lattice plasmons is responsible for the observed reflection minima and maxima, which are directly correlated with the near-field distribution. Polarization analyses indicate that the Kerr effect in this structure is strongly influenced by the surface plasmon resonance regions and the intensity of the near-field E_x and E_y components. Although tracking the precise Kerr rotation and ellipticity responses becomes challenging at higher thicknesses due to interference effects and the proliferation of resonance peaks, analyses based on phase-difference at a thickness of 36 nm (at 720 nm wavelength) and 26 nm (at 360 nm wavelength) demonstrate high stability and precision in the system's response. These findings provide a deep understanding of the magnetic control over plasmonic resonances and offer effective guidelines for the design of magneto-plasmonic sensors and optoelectronic devices based on Ni-Fe nanoarrays. These findings provide deeper insight into the magnetic control of plasmonic resonances and offer effective guidance for designing magneto-plasmonic sensors and optoelectronic devices based on Ni-Fe nanoarrays.

Keywords: Maxwell's equations, Reflectance diagram, Kerr effect, Nanoarray, Permalloy, Ellipticity, Phase difference.

* Corresponding Author: sahebsara@iut.ac.ir

How to Cite: Poursharif Akram, Bagheri Masih, Sahebsara Peyman, Investigation of the optimal thickness using the finite element method (fem) in permalloy magnetoplasmonic nanoarrays, Journal of Computational Methods in Engineering.



Copyright © 2026 Isfahan University of Technology, Published by Isfahan University of Technology press. This work is licensed under a Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>). Non-commercial uses of the work are permitted, provided the original work is properly cited.



مقاله پژوهشی

بررسی ضخامت بهینه به روش اجزای محدود در نانوآرایه های

مگنتوپلاسمونیک پرم الوی

اکرم پورشریف^۱، مسیح باقری^۱ و پیمان صاحب سرا^{۱*}

۱. دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان، ایران

۲. گروه نانومواد، دانشکده مواد، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان، ایران

چکیده - نانوآرایه های پرم-آلوی $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ به دلیل پاسخ های مگنتوپتیکی قوی، بسترهای نویدبخشی برای کاربردهای مگنتوپلاسمونیک محسوب می شوند. در این پژوهش، اثرات میدان مغناطیسی خارجی (صفر تا ۴۰ میلی تسلا) بر یک ساختار چندلایه شامل نانوآرایه های Ni-Fe بر روی بستر پلی متیل متاکریلات و زیرلایه شیشه ای، با استفاده از روش اجزای محدود و حل کامل معادلات ماکسول به صورت عددی مورد مطالعه قرار گرفته است. بررسی طیف های بازتاب نشان می دهد که حضور پلاسمون های سطحی و شبکه ای، مسئول ایجاد کمینه ها و بیشینه های بازتاب است که مستقیماً با توزیع میدان نزدیک در ارتباط هستند. تحلیل های انجام شده بر روی قطبش نور نشان می دهد که اثر کر در این ساختار، به شدت تحت تأثیر نواحی تشدید پلاسمون سطحی و شدت مؤلفه های E_x و E_y میدان نزدیک قرار دارد. اگرچه در ضخامت های بالاتر، به دلیل اثرات تداخلی و تعدد قله های تشدید، ردیابی دقیق پاسخ های چرخش و بیضی واری دشوار است، اما تحلیل های مبتنی بر اختلاف فاز در ضخامت ۳۶ نانومتر و طول موج ۷۲۰ نانومتر و همچنین در ضخامت ۲۶ نانومتر و طول موج ۳۶۰ نانومتر پایداری و دقت بالایی را در پاسخ سامانه نشان می دهند. این یافته ها درک عمیقی از کنترل مغناطیسی تشدیدهای پلاسمونی ارائه کرده و راهنمایی مؤثر برای طراحی حسگرهای مگنتوپلاسمونیک و ادوات اپتوالکترونیکی مبتنی بر نانوآرایه های Ni-Fe فراهم می سازد.

واژه های کلیدی: معادلات ماکسول، نمودار بازتابش، اثر کر، نانوآرایه، پرم الوی، بیضی واری، اختلاف فاز

* نویسنده مسئول، رایانامه: sahebsara@iut.ac.ir

حق انتشار این مستند، متعلق به دانشگاه صنعتی اصفهان است. ©

این مقاله تحت گواهی زیر منتشر شده و هر نوع استفاده غیرتجاری از آن مشروط بر استناد صحیح به مقاله و با رعایت شرایط مندرج در آدرس زیر مجاز

است:



۱. مقدمه

ساختارهای نانویی مگنتوپلاسمونیک در سال‌های اخیر به دلیل توانایی منحصربه‌فرد در ترکیب پاسخ‌های پلاسمونیک با پدیده‌های مغناطیسی-نوری، توجه گسترده‌ای را در حوزه‌های فوتونیک، نانوپتیک و حسگری به خود جلب کرده‌اند [۱]. برانگیزش مدهای پلاسمون سطحی در این ساختارها منجر به تمرکز و تقویت شدید میدان الکترومغناطیسی در نزدیکی فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک می‌شود که این امر می‌تواند پاسخ‌های مغناطیسی-نوری، از جمله اثر کر مغناطیسی-نوری، را به طور قابل توجهی افزایش دهد. چنین هم‌افزایی میان پلاسمونیک و مغناطیس‌نوری، بستر مناسبی برای توسعه‌ی ادوات فوتونیکی فعال، حسگرهای نوری با حساسیت بالا و سامانه‌های کنترل‌پذیر نور فراهم می‌کند [۲].

در میان مواد مختلف مورد استفاده در سامانه‌های مگنتوپلاسمونیک، آلیاژهای پرم‌الوی^۱ به عنوان گزینه‌ای جذاب مطرح هستند، زیرا ضمن برخورداری از خواص فرومغناطیسی قوی، رفتار پلاسمونیک نسبتاً مناسبی در ناحیه‌ی مرئی و فروسرخ نزدیک از خود نشان می‌دهند [۳]. تحریک تشدید پلاسمونی در این مواد می‌تواند به تقویت قابل توجه اثر کر مغناطیسی-نوری عرضی^۱ (TMOKE) منجر شود. پرم‌الوی به دلیل ناهمسانگردی مغناطیسی بسیار ناچیز، امکان چرخش آسان مغناطش را فراهم می‌کند و به واسطه‌ی ضریب میرایی گیلبرت بسیار کم، از نوسانات مغناطیسی پایدار و کم‌اتلاف پشتیبانی می‌کند. این ویژگی‌ها، پرم‌الوی را به ماده‌ای ایده‌آل برای مطالعه‌ی دینامیک مغناطش و بررسی برهم‌کنش میان پلاسمون‌ها و پاسخ‌های مغناطیسی-نوری تبدیل کرده است [۴].

ساختارهای مگنتوپلاسمونیک امکان کنترل پاسخ‌های مغناطیسی-نوری از طریق برانگیزش تشدید پلاسمون‌های سطحی، فراهم می‌کنند. اگرچه فلزات فرومغناطیسی در مقایسه با طلا و نقره دارای میرایی اپتیکی بیشتری هستند [۵] علاوه بر این که پاسخ مغناطیسی-نوری این نانوساختارها هم مانند پاسخ نوری فلزات نجیب به شدت تحت تأثیر پارامترهای هندسی نظیر

شکل و ابعاد نانوذرات، تناوب آرایه، نوع زیرلایه و خواص اپتیکی محیط اطراف قرار دارد [۶]، پارامترهای دیگری مانند ثابت ویته^۲، مغناطش و به بیان دیگر پارامترهای غیر قطری تانسور دی‌الکتریک مهم‌ترین نقش را در رفتار نانوساختارهای مگنتوپلاسمونیک دارند [۷ و ۸].

درک رفتار مگنتوپلاسمونیک نانوساختارها مستلزم تحلیل هم‌زمان هندسه، خواص مواد و برهم‌کنش آن‌ها با میدان‌های الکترومغناطیسی است. از آنجا که بررسی تجربی مستقیم این وابستگی‌ها مستلزم فرآیندهای پیچیده و پرهزینه است، شبیه‌سازی عددی به عنوان گام نخست برای پیش‌بینی پاسخ سامانه، تحلیل توزیع میدان نزدیک و استخراج کمیت‌های اپتیکی و مگنتوپتیکی مورد استفاده قرار می‌گیرد. در این چارچوب، انتخاب ساختارهایی با هندسه منظم و قابل کنترل اهمیت ویژه‌ای دارد، زیرا دقت نتایج شبیه‌سازی به طور مستقیم به تعریف صحیح پارامترهای هندسی و مادی وابسته است.

در پژوهش حاضر، پاسخ الکترومغناطیسی نانوآرایه‌های مگنتوپلاسمونیک پرم‌الوی به صورت عددی و با استفاده از روش اجزای محدود^۳ (FEM) مورد بررسی قرار گرفته است. روش اجزای محدود یک روش عددی است که برای حل مسائل پیچیده مهندسی و فیزیکی استفاده می‌شود. این روش به طور خاص برای تحلیل سازه‌ها، مکانیک سیالات، انتقال حرارت و مسائل الکتریکی کاربرد دارد. در این روش، یک جسم یا سامانه به تعدادی جزء کوچک‌تر تقسیم می‌شود، این اجزاء می‌توانند اشکال مختلفی مانند مثلث، مربع، یا هشت‌ضلعی داشته باشند، برای هر جزء، شرایط مرزی و بارگذاری مشخص می‌شود و معادلات حاکم بر رفتار هر جزء به صورت عددی نوشته می‌شود. معادلات به دست آمده برای هر جزء به صورت همزمان حل می‌شوند. این مرحله معمولاً به کمک روش‌های عددی و نرم‌افزارهای تخصصی انجام می‌شود. سپس نتایج به دست آمده از این اجزاء به یکدیگر متصل می‌شوند تا رفتار کلی سامانه تحلیل شود.

اگرچه مطالعات تجربی و تحلیلی گسترده‌ای بر روی ساختارهای مگنتوپلاسمونیک مبتنی بر فلزات فرومغناطیسی

در این رابطه μ_r ، k_0 و σ به ترتیب نشان‌دهنده‌ی تروایی نسبی^۷، عدد موج، هدایت الکتریکی و بسامد زاویه‌ای هستند. پاسخ دی‌الکتریک ماده به صورت $\epsilon_r(\omega)$ بیان می‌شود.

شکل ۱، به طور نمادین چیدمان شبیه‌سازی را نشان می‌دهد. هندسه سه‌بعدی شبیه‌سازی شامل ناحیه فیزیکی است که از شبکه‌های نانومقیاس، زیرلایه و لایه‌ی PMMA تشکیل شده است. زیرلایه به عنوان شیشه با ضخامت ۳۰۰ نانومتر و شبکه‌های نانویی پرم‌الوی با ارتفاع ۲۶، ۳۶ و ۴۶ نانومتر مدل‌سازی شدند. نانوآرایه پرم‌الوی با ساختار تناوبی مرکب، متشکل از فرورفتگی با عرض ۲۶۰ نانومتر و برآمدگی با عرض ۶۳۰ نانومتر که به صورت متناوب تکرار شده و دوره‌ی مؤثر تقریبی ۸۹۰ نانومتر را تشکیل می‌دهند. لایه PMMA دارای ارتفاع ۹۰ نانومتر است. تمامی این مقادیر از اندازه‌گیری نانوآرایه‌های ساخته شده به وسیله روش نانوچاپ از یک روش تجربی به دست آمد [۱۴]. کل ناحیه هندسی به طور کامل توسط لایه‌ی تطبیق‌یافته^۸ (PML) احاطه شده است. دامنه‌ی شبیه‌سازی به صورت یک مکعب با ابعاد $1000 \times 1000 \times 1000$ نانومتر تعریف شده است. ضخامت لایه‌ی PML برابر ۲۲۰ نانومتر در اطراف دامنه‌ی فیزیکی در نظر گرفته شد تا امواج خروجی را جذب کرده و از بازتاب ناخواسته مرزها جلوگیری کند، که این امر موجب شبیه‌سازی دقیق انتشار موج می‌شود. شرایط مرزی دوره‌ای در راستاهای x و y اعمال شد تا تناوب ساختار مدل‌سازی شود. همچنین شرایط میدان دور^۹ برای مدل‌سازی انتشار امواج الکترومغناطیسی در فواصل زیاد به کار گرفته شد. برای این کار نیاز به ضرایب دی‌الکتریک و ثابت ویت در آلیاژ پرم‌الوی، و ضرایب دی‌الکتریک در PMMA و شیشه بود، که از مراجع [۸ و ۱۵] استفاده شد.

مش‌بندی سامانه با اندازه‌ی حداقل ۱۲۵ نانومتر و حداکثر ۱۸۹ نانومتر انجام شد که هر دو مقدار، کوچکتر از طول‌موج تابشی هستند. برای نانو ساختار، مش‌بندی دقیق‌تری در نظر گرفته شد به طوری که مش‌ها حداکثر ۵۰ نانومتر باشند، تا تغییرات میدان با دقت بالاتری ثبت شود. البته یک نمودار از همگرایی

مانند نیکل [۹-۱۱] و پرم‌الوی [۳، ۴، ۸ و ۱۲] انجام شده و نشان داده‌اند که طراحی هندسی آرایه‌ها می‌تواند تقویت TMOKE را افزایش دهد، بررسی‌های عددی دقیق میدان الکتریکی نزدیک و وابستگی آن به پارامترهای هندسی در این ساختارها هنوز نسبتاً محدود است. به عنوان نمونه، پژوهشی که روی کریستال‌های مگنتوپلاسمونیک پرم‌الوی انجام شده است، نشان‌دهنده‌ی اهمیت پارامترهای شبکه و ضخامت لایه است، اما تحلیل کامل تفاضل محدود در حوزه‌ی زمان^۴ FEM/FTD و بررسی عددی از این ساختارها و پارامترهای وابسته به آن در تقویت اثرهای مغناطیسی-نوری کمتر گزارش شده است [۱۲]. مطالعات اخیر نشان داده‌اند که در ساختارهای مگنتوپلاسمونیک، پاسخ‌گر می‌تواند به شدت به ضخامت لایه‌ی فرومغناطیس - حتی در ضخامت‌هایی بسیار بزرگ‌تر از عمق نفوذ اپتیکی وابسته - باشد. این رفتار غیرمنتظره به توزیع میدان‌های پلاسمونی و افزایش حجم مؤثر برهم‌کنش مگنتوپتیکی نسبت داده می‌شود [۱۳]. تمرکز اصلی این مطالعه بر تحلیل توزیع میدان الکتریکی، شناسایی تشدیدهای پلاسمونی و بررسی سازوکارهای فیزیکی تقویت اثر گر مغناطیسی-نوری، همچنین تأثیر ضخامت لایه پرم‌الوی روی خواص مغناطیس-نوری است. پارامترهای بهینه برای طراحی نانو ساختارها بر اساس نتایج حاصل از شبیه‌سازی عددی و تحلیل حساسیت پارامترهای ساختاری و مادی تعیین می‌شوند.

۲. روش انجام کار و مدل‌سازی

مدل‌سازی عددی با استفاده از نرم‌افزار کامسول^۵ و بر پایه‌ی روش اجزای محدود در مازول امواج الکترومغناطیسی حوزه فرکانس^۶ انجام شد. این روش برای حل توزیع میدان الکترومغناطیسی نور در حوزه طول‌موج برای آنتن‌های مگنتو-پلاسمونیک با شبکه‌های نانومقیاس به کار گرفته شد که توسط معادله زیر توصیف می‌شود:

$$\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k_0^2 \left(\epsilon_r - \frac{i\sigma}{\omega \epsilon_0} \right) \mathbf{E} = 0 \quad (1)$$

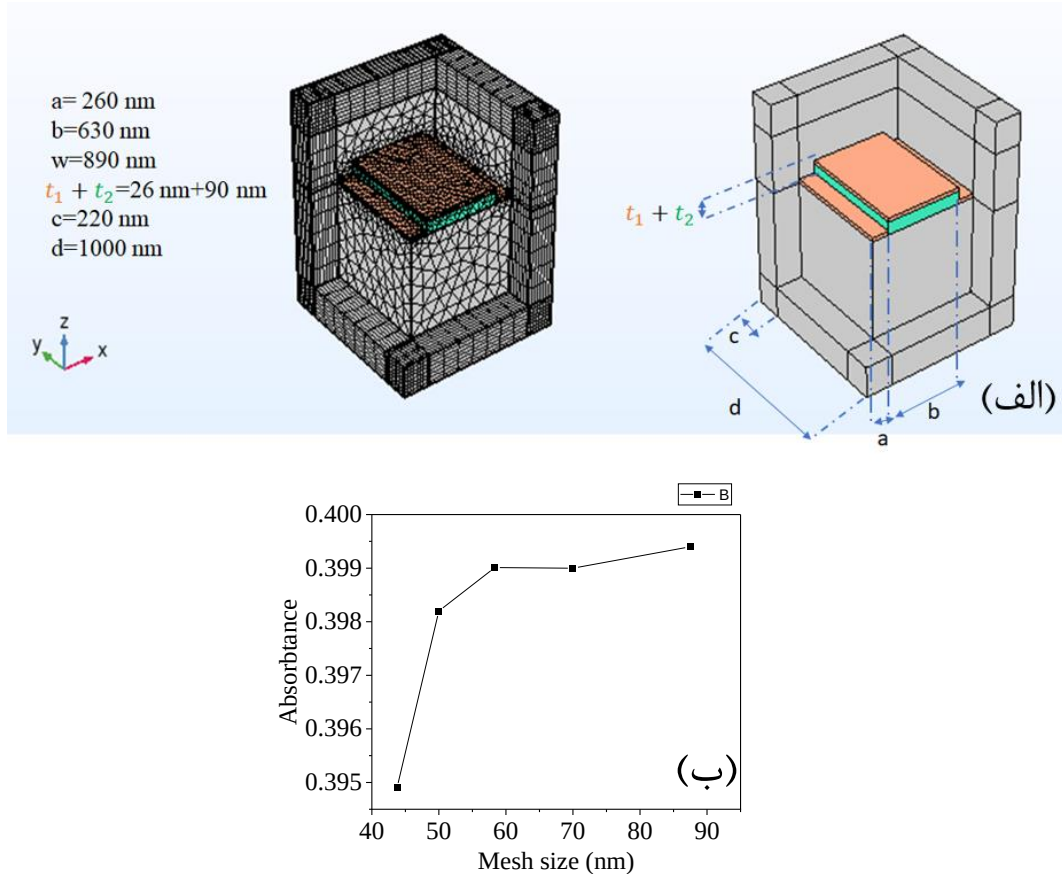


Figure 1. (a) Schematic and meshed images of Permalloy nanoarrays on PMMA and glass. (b) Mesh convergence as the nanostructure mesh size varies from 40 to 90 nm.

شکل ۱. (الف) تصویر ساده و مش‌بندی شده نانوآرایه‌های پرمالوی بر روی PMMA و شیشه. (ب) همگرایی مش با تغییر مش نانو ساختار از ۴۰ تا ۹۰ نانومتر.

$$\mathbf{E} = E_0(\hat{x} \cos \theta \cos \varphi + \hat{y} \cos \theta \sin \varphi + \hat{z} \sin \theta) \quad (3)$$

φ و θ به ترتیب زوایای سمتی و قطبی هستند، $\mathbf{E}$ و $\mathbf{E}_0$ به ترتیب دامنه و بردار میدان الکتریکی است.

شار نسبی الکترومغناطیسی عبوری از سطح (S_{rel}) که ضرب نقطه‌ای بردار عمود بر سطح و بردار پوینتینگ S_{rel} نسبی است، از رابطه (۴) محاسبه می‌شود. سطح مقطع پراکندگی که مقدار نرمال شده توان کل نور پراکنده شده است از رابطه (۵) و سطح مقطع جذب که از انتگرال حجمی توان اتلافی قابل محاسبه است، از رابطه (۶) به دست می‌آید. پس از آن که می‌توان ضریب خاموشی را از رابطه (۷) محاسبه کرد [۱۶]:

$$\rho_{rel} = n \cdot S_{rel} = n_x \cdot S_x + n_y \cdot S_y + n_z \cdot S_z \quad (4)$$

نتایج چرخش مربوط به اثر کر در نقطه بیشینه در مش‌های ۴۰ تا ۹۰ نانومتر به منظور اطمینان از نتایج کار در شکل ۱ آمده است. اجزای مش با استفاده از روش‌های مختلفی تولید شدند تا بین کارایی محاسباتی و دقت عددی تعادل برقرار شود. نوع ساختار مش تتراهدral برای نواحی حساس و مش مربعی برای نواحی PML در نظر گرفته شد.

تابش نور توسط منبع موج تخت با مدعرضی مغناطیسی (TM) قطبش p فراهم شد، که با زاویه ۵۵ درجه نسبت به محور z تابیده می‌شود. میدان الکتریکی تابشی ($\mathbf{E}_{inc}$) به صورت ریاضی به شکل زیر بیان می‌شود:

$$\mathbf{E}_{inc} = \mathbf{E} \exp\{-ik_0(\hat{x} \sin \theta \cos \varphi + \hat{y} \sin \theta \sin \varphi + \hat{z} \cos \theta) + \omega t\} \quad (2)$$

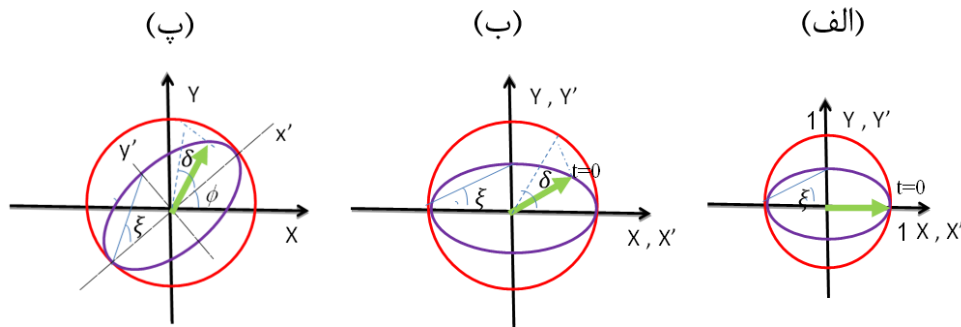


Figure 2. Two-step process for determining the Jones vector of an elliptically polarized state. (a) Constructing the basis vector and using ξ to define the ellipse geometry in the principal coordinate system; (b) applying the global phase by multiplying by $Ae^{i\delta}$; (c) multiplying by the rotation matrix to apply rotation.

شکل ۲. روند دو مرحله‌ای به منظور یافتن بردار جونز حالت قطبش بیضی‌واری. (الف) ساخت بردار پایه و استفاده از ξ برای تعریف هندسه بیضی در دستگاه اصلی (ب) اعمال فاز کلی با ضرب کردن در $Ae^{i\delta}$ (پ) ضرب کردن در ماتریس دوران به منظور اعمال چرخش.

بنابراین یک قطبش بیضی‌واری به وسیله مقدار بزرگی نسبی و فاز نسبی یک متغیر نوسانگر نسبت به متغیر عمودی آن تعریف می‌شود. بردارهای جونز E_x و E_y پس از تبدیل شدن به قطبش بیضی‌واری طبق رابطه (۱۳) تعریف می‌شوند. رابطه (۱۲) و شکل ۲ نشان می‌دهد که یک روند دو مرحله‌ای به منظور یافتن بردار جونز حالت قطبش بیضی‌واری مورد نیاز است.

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \xi \\ i \sin \xi \end{bmatrix} \xrightarrow{\times Ae^{i\delta}} Ae^{i\delta} \begin{bmatrix} \cos \xi \\ i \sin \xi \end{bmatrix} \\ &\xrightarrow{\times R(-\phi)} = Ae^{i\delta} R(-\phi) \begin{bmatrix} \cos \xi \\ i \sin \xi \end{bmatrix} \end{aligned}$$

(۱۲)

بنابراین متغیر قطبش که از رابطه (۱۱) تعریف شده است یک تابع مختلط وابسته به ϕ و ξ است که از رابطه (۱۴) حاصل می‌شود:

$$\chi = \tan(\phi + i\xi) = \frac{\tan \phi + i \tan \xi}{1 - \tan \phi \tan \xi} \quad (14)$$

$$\tan 2\phi = \frac{2\operatorname{Re}(\chi)}{1 - |\chi|^2} \quad (15)$$

$$\sin 2\xi = \frac{2\operatorname{Im}(\chi)}{1 + |\chi|^2} \quad (16)$$

از کامسول با حل روابط ماکسول می‌توان E_x و E_y را برای طول موج‌های ۳۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر با گام ۱۰ نانومتر، ۵۰ حل استخراج

$$\sigma_{\text{Sca}} = \frac{1}{I_0} \int \wp_{\text{rel}} ds \quad (5)$$

$$\sigma_{\text{Abs}} = \frac{1}{I_0} \int Q_h dv \quad (6)$$

$$\sigma_{\text{ext}} = \sigma_{\text{Sca}} + \sigma_{\text{Abs}} \quad (7)$$

توان کل عبوری از سطح پایینی به با رابطه (۸) به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\wp_{\text{bottom}} = \iint \wp_{\text{rel}} dA = \iint S_{\text{rel}} \cdot n dA \quad (8)$$

اگر این توان به صورت بهنجار نوشته شود، رابطه (۹) به دست می‌آید. در این رابطه I_0 و $\omega^2 / \cos \theta$ به ترتیب شدت نور فرودی و مساحت مؤثر است. در حالی که θ زاویه تابش نسبت بردار به عمود بر سطح است.

$$\sigma_{\text{trans}} = \left(\frac{I_0 \omega^2}{\cos \theta} \right)^{-1} \wp_{\text{bottom}} \quad (9)$$

با توجه به رابطه (۹) می‌توان مقدار بازتابش را از رابطه (۱۰) به دست آورد [۱۶]:

$$\sigma_{\text{ref}} = 1 - \sigma_{\text{trans}} - \sigma_{\text{Abs}} \quad (10)$$

این مقدار با توجه به انتگرال‌گیری سطح انتخابی به دست خواهد آمد.

با توجه به این که متغیر قطبش به وسیله رابطه (۱۱) نشان داده می‌شود:

$$\chi = \frac{E_y}{E_x} = \left| \frac{E_y}{E_x} \right| e^{i(\delta_y - \delta_x)} \quad (11)$$

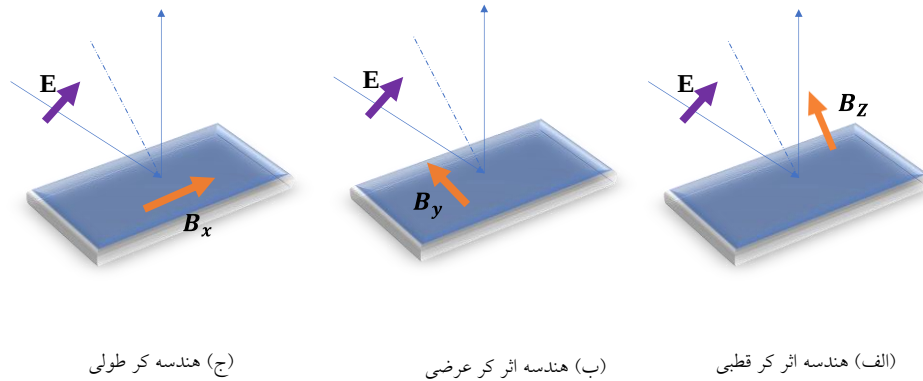


Figure 3: Geometry of the Kerr effect setup: E represents the direction of the incident light's electromagnetic field, while B_x , B_y , and B_z represent the directions of the magnetic vector components.

شکل ۳. هندسه چیدمان اثر کر: E جهت میدان الکترومغناطیس تابشی نور و B_x ، B_y و B_z جهت مؤلفه‌های بردار مغناطیسی است.

با توجه به این که در چیدمان کر طولی جهت مغناطش به صورت $B=(1,0,0)$ و تنها در جهت x است، تانسور گذردهی به صورت رابطه (۱۸) تعریف می‌شود. میدان مغناطیسی به صورت تأثیر در ثابت دی الکتریک محاسبه شده است. به طوری که در

چیدمان LMOKE، از رابطه زیر محاسبه می‌شود

$$\begin{aligned}\epsilon_{MO} &= \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{xx} & i\epsilon_{yz} \\ 0 & -i\epsilon_{zy} & \epsilon_{xx} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & -iQ_x M_x \\ 0 & iQ_x M_x & \epsilon_z \end{bmatrix} \\ &= (n^2 - k^2 + 2ink) \times \\ &\quad \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & i(Q_r + iQ_i)M_x \\ 0 & -i(Q_r + iQ_i)M_x & 1 \end{bmatrix} \quad (18)\end{aligned}$$

که در آن ضریب M_x (ضریب میدان مغناطیسی اعمالی) به صورت $M_x = \tanh\left(\frac{H_{ap}}{H_0}\right)$ تعریف شده است، در این رابطه H_{ap} میدان مغناطیسی اعمال شده، H_0 میدان مغناطیسی اشباع است. Q ضریب ویت است که دارای مقادیر موهومی و حقیقی است و از مراجع [۲ و ۳] گرفته شده‌اند. ماتریس بازتاب به صورت رابطه (۱۹) تعریف می‌شود:

$$R = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \quad (19)$$

این ماتریس شامل مؤلفه‌های هم قطبش (r_{ss} و r_{pp}) و متقاطع (r_{sp} و r_{ps}) است که عناصر متقاطع به طور مستقیم مسئول پدیدار

شد که با استفاده از آن‌ها و همچنین اعمال روابط (۱۱)، (۱۵) و (۱۶) در پایتون نمودار اختلاف فاز و نسبت بزرگی مؤلفه‌های E_y و E_x و نمودار چرخش و بیضی‌واری بر حسب درجه رسم شد [۱۷ و ۱۸].

به کمک نرم‌افزار کامسول می‌توان ثابت گذردهی و ضریب دی الکتریک را به صورت یک تانسور مختلط غیر هرمیتی در شبیه‌سازی آرایه‌های مگنتوپلاسمونیک تعریف کرد. در مواد مگنتو اپتیک عناصر غیر قطری وجود دارد. به طوری که تانسور گذردهی الکتریکی مغناطو-نوری برای مواد مگنتوپلاسمونیک با رابطه (۱۷) تعریف می‌شود:

$$\epsilon_{MO} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & i\epsilon_{xy} & -i\epsilon_{xz} \\ -i\epsilon_{yx} & \epsilon_{xx} & i\epsilon_{yz} \\ i\epsilon_{zx} & -i\epsilon_{zy} & \epsilon_{xx} \end{bmatrix} = \epsilon_0 \epsilon_r \begin{bmatrix} 1 & iB_z Q & -iB_y Q \\ -iB_z Q & 1 & iB_x Q \\ iB_y Q & -iB_x Q & 1 \end{bmatrix} \quad (17)$$

در این رابطه ϵ_0 گذردهی الکتریکی خلأ، ϵ_r گذردهی نسبی مواد در نبود میدان مغناطیسی، Q ثابت ویت (قدرت اثر مغناطونوری) و B_i جهت بردار مغناطش است که با توجه به هندسه اثر کر تعیین می‌شود. هندسه اثر کر به سه صورت در نظر گرفته می‌شود که در شکل ۳ نشان داده شده است و به صورت اثر کر طولی^{۱۰} (LMOKE)، اثر کر قطبی^{۱۱} و اثر کر عرضی با توجه به جهت مغناطیس اعمالی تعریف می‌شود.

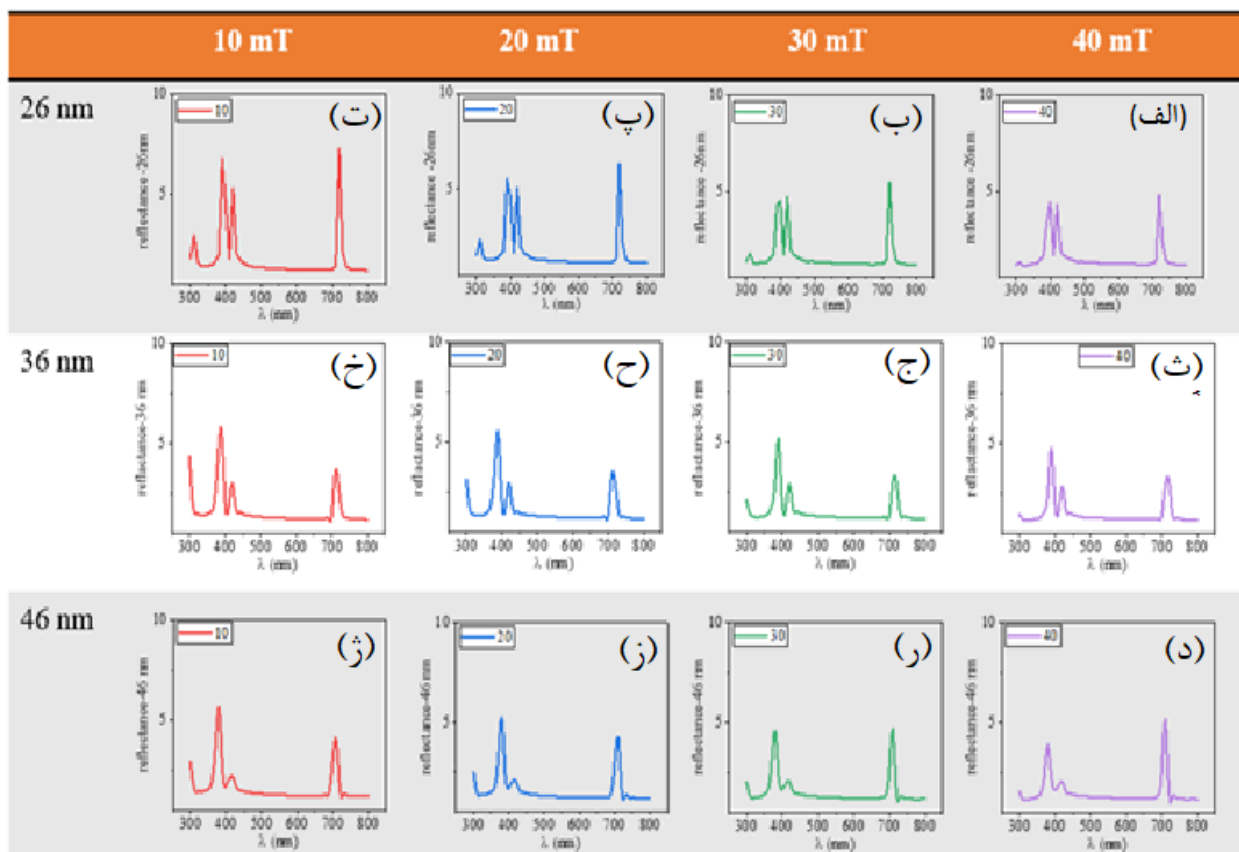


Figure 4. Reflectance versus wavelength plots for magnetic fields and thicknesses of: (a) 40 mT and 26 nm, (b) 30 mT and 26 nm, (c) 20 mT and 26 nm, (d) 10 mT and 26 nm, (e) 40 mT and 36 nm, (f) 30 mT and 36 nm, (g) 20 mT and 36 nm, (h) 10 mT and 36 nm, (i) 40 mT and 46 nm, (j) 30 mT and 46 nm, (k) 20 mT and 46 nm, (l) 10 mT and 46 nm.

شکل ۴. نمودار بازتابش بر حسب طول موج در میدان مغناطیسی (الف) ۴۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۲۶ نانومتر، (ب) ۳۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۲۶ نانومتر، (پ) ۲۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۲۶ نانومتر، (ت) ۱۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۲۶ نانومتر، (ث) ۴۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۳۶ نانومتر، (ج) ۳۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۳۶ نانومتر، (ح) ۲۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۳۶ نانومتر، (خ) ۱۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۳۶ نانومتر، (د) ۴۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۴۶ نانومتر، (ر) ۳۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۴۶ نانومتر، (ز) ۲۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۴۶ نانومتر، (ژ) ۱۰ میلی‌تسلا و ضخامت ۴۶ نانومتر.

$$\xi_p = \text{Im} \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right) \quad (21)$$
 در نرم‌افزار کامسول E_x و E_y از حل مستقیم میدان‌ها در معادلات ماکسول به دست می‌آید و با میانگین‌گیری سطحی روی یک صفحه آشکارساز در هوا استخراج می‌شود روابط مربوط به ماتریس بازتاب صرفاً برای تشریح مبانی نظری اثر کر مغناطیس-نوری ارائه شده‌اند، در حالی که محاسبه عددی چرخش کر در این پژوهش مستقیماً از مؤلفه‌های میدان الکتریکی بازتابی حاصل از شبیه‌سازی کامسول انجام شده است.

شدن اثر مغناطونوری و مسئول چرخش و بیضوی شدن قطبش در اثر کر است. در مواد غیر مغناطیسی عناصر غیرقطری صفر است، ولی در مواد مغناطیسی به دلیل این که عناصر غیرقطری تانسور گذردهی الزاماً صفر نیست، اثر مغناطونوری مشاهده می‌شود. با ضرب میدان الکتریکی تابشی در دو حالت s و p ، میدان الکتریکی بازتابی حاصل می‌شود. میزان چرخش و بیضی‌واری به ترتیب از روابط (۲۰) و (۲۱) به دست می‌آید:

$$\phi_p = -\text{Re} \left(\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \right) \quad (20)$$

زمانی رخ می‌دهند که یکی از مراتب پراش شبکه به حالت انتشار مماسی برسد و به‌عنوان یک پدیده هندسی وابسته به طول دوره نانوآرایه شناخته می‌شوند. ساختار توری شکل پرم‌الوی، به نور اجازه می‌دهد تا تکانه لازم برای تبدیل شدن به موج سطحی را پیدا کند، که با رابطه زیر نشان داده می‌شود:

$$k_{spp} = k_0 \sin \theta + m \left(\frac{2\pi}{p} \right) \quad (23)$$

در این رابطه k_{spp} تکانه پلاسمون و P دوره تناوب ساختار است. بنابراین در این نمودار یک ناهنجاری وود-رایلی^{۱۲} از نوع تشدید می‌شود. ناهنجاری وود-رایلی تنها به شکل ساختار وابسته است و به جنس فلز بستگی ندارد. بیشترین اثر اختلاف میدان مغناطیسی در بیشینه بازتابش قابل مشاهده است [۷]. تشدید بلندموج در حدود ۷۳۰ نانومتر به مد مرتبه‌ی اول شبکه‌ی با دوره‌ی مؤثر ۸۹۰ نانومتر نسبت داده می‌شود، در حالی که ناحیه‌ی کوتاه‌موج حوالی ۴۰۰ نانومتر شامل مدهای مرتبه‌ی بالاتر است.

در ضخامت ۲۶ نانومتر، رفتار طیفی ساختار به‌طور قابل‌توجهی متفاوت است. در این حالت، در حوالی طول موج حدود ۴۰۰ نانومتر دو بیشینه مجزا و تقریباً متقارن مشاهده می‌شود که در سایر ضخامت‌ها ضعیف است و یا متقارن نیست. ظهور این دو بیشینه نشان‌دهنده برهم‌کنش قوی میان مد پلاسمون سطحی و مد شبکه‌ای ناشی از ناهنجاری وود-رایلی است. این برهم‌کنش منجر به شکافتگی مد^{۱۳} و تشکیل مدهای دوتایی پلاسمونی-شبکه‌ای می‌شود، که بیانگر دوتایی شدن مؤثر مدها است. در این ضخامت، علاوه بر ناهنجاری‌های وود، مدهای پلاسمون سطحی نقش غالب‌تری در پاسخ طیفی ایفا می‌کنند.

بررسی اثر میدان مغناطیسی نشان می‌دهد که در ضخامت ۲۶ نانومتر، با افزایش میدان از ۱۰ به ۴۰ میلی‌تسلا، بیشینه مقدار بازتاب به‌طور یکنواخت کاهش می‌یابد. این رفتار حاکی از آن است که میدان مغناطیسی با تغییر مؤلفه‌های غیرقطری تانسور دی‌الکتریک پرم‌الوی، موجب افزایش جذب مؤثر در مدهای پلاسمونی و شبکه‌ای شده و در نتیجه بازتاب کاهش می‌یابد.

کمیت دیگری که به کمک آن می‌توان پلاسمون سطحی موضعی را تخمین زد، نرم میدان الکترومغناطیس است که بزرگی میدان است و از رابطه‌ی (۲۲) محاسبه می‌شود:

$$|E| = \sqrt{|E_x^2| + |E_y^2| + |E_z^2|} \quad (22)$$

به منظور بررسی بهتر و در نظر گرفتن اثر میدان مغناطیسی و ضخامت لایه فرومغناطیس روی خواص مغناطونوری برای هر کدام بازه‌ای در نظر گرفته شد. میدان در بازه ۱۰ تا ۴۰ میلی‌تسلا و لایه فرو مغناطیس با ضخامت ۲۶ نانومتر، ۳۶ نانومتر و ۴۶ نانومتر مورد بررسی قرار گرفت.

۳. نتایج

نمودار مقدار بازتابش که در واقع میزان توان بازتابی از سطح است، بر حسب طول موج در شکل ۴ به تصویر کشیده شده است. این شکل طیف‌های بازتاب ساختار نانوآرایه‌ای پوشیده شده با لایه فرومغناطیس پرم‌الوی را برای سه ضخامت مختلف ۲۶، ۳۶ و ۴۶ نانومتر و تحت میدان‌های مغناطیسی خارجی ۱۰ تا ۴۰ میلی‌تسلا نشان می‌دهد. ساختار مورد بررسی دارای تناوب فضایی مشخص ناشی از فرورفتگی‌ها و برآمدگی‌های نانومتری است که امکان برهم‌کنش نور فرودی به مدهای وابسته به شبکه و پلاسمون‌های سطحی را فراهم می‌کند.

نتایج نشان می‌دهد که رفتار طیفی بازتاب به‌شدت به ضخامت لایه پرم‌الوی و شدت میدان مغناطیسی وابسته است و ماهیت مدهای برانگیخته‌شده در ضخامت‌های مختلف تغییر می‌کند. در ضخامت‌های کمتر و میدان‌های مغناطیسی کوچک‌تر، مقدار بازتاب در کل بازه طیفی نسبتاً بزرگ بوده و بیشینه‌های بسیار تیز و پرشدتی مشاهده می‌شود. این رفتار نشان می‌دهد که در ضخامت‌های پایین، لایه پرم‌الوی نمی‌تواند جذب اهمی قابل‌توجهی ایجاد کند؛ در نتیجه تلفات کم بوده و پاسخ ساختار عمدتاً تحت تأثیر پراکندگی و بازتاب شبکه‌ای قرار دارد. بیشینه‌های تیز مشاهده‌شده در این نمودارها، که مکان طیفی آن‌ها با تغییر ضخامت و میدان مغناطیسی جابه‌جایی محسوسی ندارد، به ناهنجاری وود-رایلی^{۱۲} نسبت داده می‌شوند. این ناهنجاری‌ها

در نمودارهای شکل ۵، اثر تغییر میدان مغناطیسی بر پارامترهای قطبش بازتابی در نانوارایه‌های پرم‌لوی مورد بررسی قرار گرفته است. نمودارهای ارائه شده، پاسخ نوری سامانه را در دو ناحیه تشدیدی مشخص در طول موج‌های تقریبی حوالی ۴۰۰ نانومتر و ۷۰۰ نانومتر نشان می‌دهند که منطبق بر مناطق تشدیدی نمودارهای بازتابش است، در شکل ۶ این تطابق در قسمت‌های (ب) و (ج) برای چرخش و بیضی‌واری نشان داده شده است. با بررسی نمودارهای نسبت دامنه‌ها و اختلاف فاز مؤلفه‌های میدان الکتریکی در شکل ۵ مشاهده می‌شود که موقعیت طول موج بیشینه‌های تشدیدی تحت تأثیر تغییر میدان مغناطیسی (از ۱۰ تا ۴۰ میلی‌تسلا) دچار تغییر اندکی می‌شوند، این پدیده تأیید می‌کند که مدهای تشدیدی موجود در سامانه، بیشتر دارای ماهیت ساختاری و هندسی هستند. این نواحی تشدیدی با نمودارهای چرخش حاصل از کار تجربی مربوط به همین ساختار نیز همخوانی دارد. هر چند به منظور مقایسه با کار تجربی و دستیابی به مقادیر چرخش کوچک‌تر از یک، لازم است کلیه محاسبات یک بار در جهت میدان مغناطیسی، و بار دیگر در خلاف جهت انجام شود، و مقادیر حاصل که تحت میدان مغناطیسی تأثیر پذیرفته از آن استخراج گردد. در عمل اختلاف در ضریب شکست در دو جهت مخالف نیروی مغناطیسی منجر به ایجاد چرخش در صفحه قطبش خواهد شد [۱۴].

علاوه بر این، انطباق دقیق بین بیشینه‌های شدت در نمودار نسبت دامنه و تغییرات سریع فاز در نمودار اختلاف فاز، نشان‌دهنده رعایت روابط کرامرز-کرونیگ است و هرگونه تغییر شدید در دامنه جذب یا بازتاب در نزدیکی نواحی تشدید، با یک تغییر فاز پاشنده^{۱۴} همراه است. انطباق دقیق قله‌های چرخش کر^{۱۵} و بیضی‌گونگی کر^{۱۶} با بیشینه‌های تشدید پلاسمون سطحی در نمودار بازتابش نشان‌دهنده یک جفت‌شدگی^{۱۷} قوی بین مدهای الکترومغناطیسی و پاسخ مغناطو-نوری است. این پدیده که در آن پاسخ مغناطو-نوری در نزدیکی نواحی تشدید پلاسمونیک به بیشینه خود می‌رسد، مشابه آنچه در ساختارهای نانوپلاسمونیک گزارش شده، نشان‌دهنده بهینه‌سازی

هرچند شدت بیشینه نسبت به میدان اعمالی تغییر می‌کند ولی طول موج تغییر زیادی را نشان نمی‌دهد.

در ضخامت‌های ۳۶ و ۴۶ نانومتر، تغییرات بازتاب با میدان مغناطیسی به‌مراتب ضعیف‌تر است. افزایش ضخامت لایه پرم‌لوی منجر به افزایش تلفات اهمی و جذب در حجم فلز شده و در نتیجه اثر پلاسمون‌های سطحی به‌شدت کم می‌شوند. در این شرایط، کیفیت مدهای پلاسمونی کاهش یافته، بیشینه‌ها پهن‌تر و کم‌دامنه‌تر می‌شوند و بیشینه مربوط به پلاسمون سطحی حذف و ساختار به‌تدریج از ویژگی پلاسمونیک تقویت‌شده خارج می‌گردد. به همین دلیل، اثر میدان مغناطیسی بر بازتاب در این ضخامت‌ها کمتر مشهود است.

به‌طور کلی، می‌توان نتیجه گرفت که بیشینه‌های بسیار تیز مشاهده‌شده در ضخامت‌های کم، عمدتاً به ناهجاری‌های وود نسبت داده می‌شوند، در حالی که ارتفاع این بیشینه‌ها که حساس به ضخامت و میدان مغناطیسی هست، ناشی از برهم‌کنش پلاسمون‌های سطحی با ساختار شبکه‌ای است. در ضخامت حدود ۲۶ نانومتر، به هم پیوستگی قوی میان این دو نوع مد منجر به تشکیل مدهای دوتایی می‌شود. افزایش بیشتر ضخامت، به دلیل کاهش شدید پلاسمون‌ها، باعث تضعیف این اثرات می‌گردد. رفتار غیرهم‌نوا و وجود ضخامت بهینه با گزارش‌های پیشین در ساختارهای مگنتوپلاسمونیک سازگار است، که در آن‌ها نشان داده شده است [۱۳]. حضور پلاسمون‌های سطحی منجر به گسترش عمق مؤثر برهم‌کنش و وابستگی شدید پاسخ کر به ضخامت لایه‌ی فرومغناطیس می‌شود. ضخامت لایه مغناطیسی به‌طور قابل‌توجهی پاسخ مغناطیس-نوری را از طریق برانگیختگی پلاسمون‌های سطحی انتشاری تغییر می‌دهد و این تغییر می‌تواند منجر به تغییر شدت اثر کر شود. علاوه بر ساختار درون‌صفحه، ساختار خارج از صفحه لایه مغناطیسی نیز بر شرایط برانگیختگی پلاسمون‌های انتشاری مؤثر است و این اثر با تغییر ضخامت به سهولت قابل کنترل است. نتیجه این یافته‌ها ارائه مسیرهای جدیدی برای طراحی و بهینه‌سازی ساختارهای مگنتوپلاسمونیک با آلیاژها و الگوهای آرایه ای دارد [۱۳].

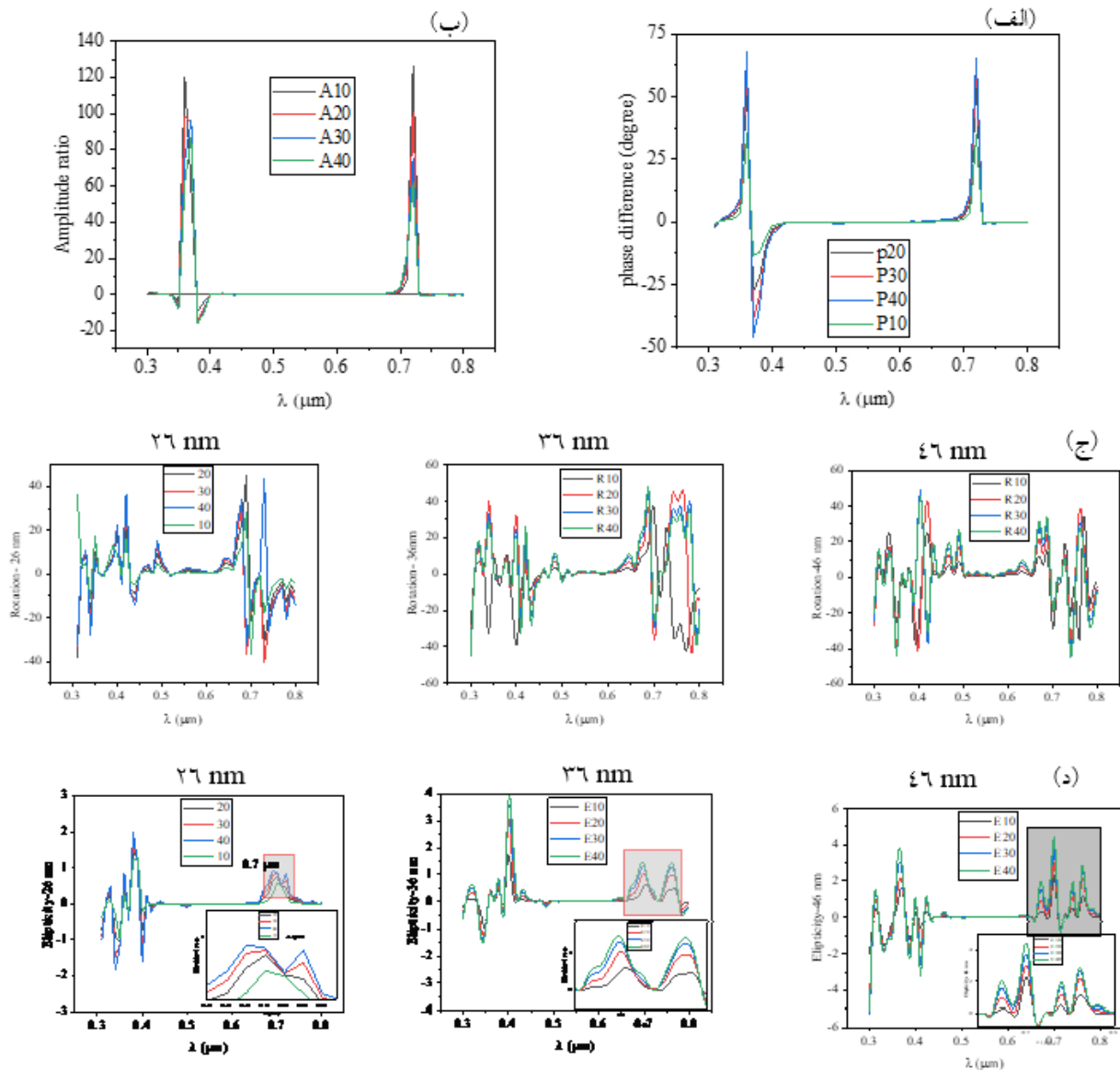


Figure 5. Polarization analysis plots: (a) phase difference between reflected electric fields, (b) magnitude of the ratio between reflected electric fields, (c) rotation versus wavelength for fields of 10–40 mT and ferromagnetic layer thicknesses of 26, 36, and 46 nm, and (d) ellipticity versus wavelength for fields of 10–40 mT and ferromagnetic layer thicknesses of 26, 36, and 46 nm.

شکل ۵. نمودارهای مربوط به تحلیل قطبش (الف) اختلاف فاز بین میدان‌های الکتریکی بازتابی، (ب) بزرگی نسبت بین میدان‌های الکتریکی

بازتابی، (ج) چرخش بر حسب طول موج در میدان‌های ۱۰ تا ۴۰ میلی‌تسلا و ضخامت لایه فرومغناطیس ۲۶ و ۳۶ و ۴۶ نانومتر، (د)

بیضی‌واری بر حسب طول موج در میدان‌های ۱۰ تا ۴۰ میلی‌تسلا و ضخامت لایه فرومغناطیس ۲۶ و ۳۶ و ۴۶ نانومتر.

تشدیدی، به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. این افزایش خطی در دامنه پاسخ، نشان‌دهنده پاسخ مستقیم و خطی لایه مغناطیسی به میدان اعمالی است که در اکثر قله‌های مربوط به نمودار چرخش و بیضی‌واری هم قابل مشاهده است. این خاصیت

بهره‌وری تعامل و جفت شدگی فوتون-پلاسمون برای افزایش حساسیت دستگاه‌های تشخیص مغناطیسی است. در نمودارهای مربوط به نسبت و اختلاف فاز دو مؤلفه میدان الکتریکی می‌توان نشان داد که با افزایش شدت میدان مغناطیسی از ۱۰ میلی‌تسلا تا ۴۰ میلی‌تسلا، دامنه پاسخ مغناطو-نوری در هر دو ناحیه

می‌تواند به منظور حسگری میدان مغناطیسی و نیز در سوئیچ‌های مغناطونوری به کار روند [۱۹].

در شکل ۵ نشان داده شده است که نمودار چرخش دقیقاً در همان نقاطی اتفاق می‌افتد که اختلاف فاز به سرعت تغییر می‌کند. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که افزایش چرخش نه فقط ناشی از افزایش دامنه که ناشی از تغییر سریع فاز بین مؤلفه‌های قطبش است. همچنین نسبت بین این دو مؤلفه به صورت بیضی‌گونه تغییر می‌کند. تغییرات چرخش کر^{۱۶} همبستگی شدیدی با تغییرات سریع فاز میان مؤلفه‌های متعامد میدان الکتریکی دارد، در حالی که بیضوی‌گونگی کر از روند طیفی نسبت دامنه پیروی می‌کند. هر دو کمیت، تغییرات شدیدی را در طول موج‌های تشدید پلاسمونی نشان می‌دهند که بیانگر این است که پاسخ مغناطونوری تقویت‌شده، از اصلاح حالت قطبش نور بازتابی توسط پلاسمون‌ها نشأت می‌گیرد. در شکل ۵ مشاهدات نشان می‌دهند که با افزایش ضخامت لایه، تعداد قله‌ها در نواحی مربوط به تشدید در نمودارهای بیضی‌واری و چرخش افزایش می‌یابد. این پدیده نشان‌دهنده یک جفت‌شدگی میان مدهای تداخلی لایه و تشدید پلاسمون سطحی است. در واقع، افزایش ضخامت باعث می‌شود که شرایط تداخل سازنده^{۱۸} در همان طول موج‌هایی برقرار شود که میدان الکتریکی به دلیل اثر پلاسمونیک به حداکثر خود می‌رسد. این هم‌پوشانی طیفی، نشان‌دهنده تقویت مدهای تداخلی توسط میدان‌های نزدیک ناشی از پلاسمون‌ها است، که منجر به ظهور قله‌های تشدید متعددی در محدوده طیفی پلاسمون می‌شود. این موضوع در شکل ۵ در محدوده ۷۰۰ نانومتر ناحیه تشدید، در ارتفاع‌های ۲۶، ۳۶ و ۴۶ در نمودار داخل هر شکل بزرگنمایی شده است. در ضخامت ۲۶ نانومتر در میدان مغناطیسی ۱۰ و ۲۰ میلی‌تسلا تنها یک قله در ۷۰۰ نانومتر مشاهده می‌شود که با افزایش میدان به ۳۰ و ۴۰ میلی‌تسلا دو بیشینه به مقادیر ۷۰۰ و ۷۲۰ نانومتر ظاهر می‌شود، که البته این محاسبات با گزارش‌های تجربی دیگر هم تطابق دارد. در این گزارش‌ها اشاره شده است که با افزایش میدان مغناطیس و افزایش نقش مؤلفه‌های غیر قطری ضریب گذردهی مد نوری به دلیل شکستن

تقارن القایی مدهای جدیدی فعال می‌شود [۲۰ و ۲۱]. با افزایش ضخامت این ناحیه شامل دو بیشینه کاملاً مجزا به مقادیر ۷۰۰ و ۷۶۰ نانومتر می‌شود و در ضخامت ۴۶ نانومتر این ناحیه شامل چهار بیشینه می‌شود. وجود بیشینه‌های متعدد نشان‌دهنده مدهای تشدید بیشتری و پیچیده‌تری است که کار ردیابی و حسگری را مشکل می‌نماید. به طور کلی، مقایسه‌ی هم‌زمان نمودارهای چرخش کر و بازتابش نشان می‌دهد که مهندسی هم‌زمان هندسه‌ی نانوآرایه و ضخامت لایه‌ی فرومغناطیس ابزار مؤثری برای کنترل شکل، شدت و علامت اثر کر در ساختارهای مگنتوپلاسمونیک است [۲۲].

از مشخصه‌های دیگری که قابل استناد برای ایجاد تشدید پلاسمون سطحی است، تُرم میدان الکتریکی است که نمودار بیشینه آن و مؤلفه‌های α ، γ و z در شکل ۶ (الف) نشان داده شده است. میدان در راستای z از ۱۰ تا ۴۰ میلی‌تسلا در شکل ۶ (ب) نشان داده شده است. همچنین نقاط مشخص شده در شکل ۶ (الف) به تفکیک در شکل ۷ آورده شده است که با توزیع میدان در طول موج خاموش ۶۵۰ نانومتر مقایسه شده است. به خوبی می‌توان قطبش مربوط به اثر پلاسمون سطحی و ایجاد دو قطبی الکتریکی را در طول موج ۴۰۰ نانومتر مشاهده کرد. این قطبش با شدت کمتری در طول موج‌های ۳۱۰ و ۴۲۰ نانومتر هم مشاهده می‌شود. نقشه‌های میدان نزدیک نشان می‌دهند، که در طول موج‌هایی که بیشینه‌های تشدید در طیف بازتابش، نسبت دامنه، اختلاف فاز و پاسخ مغناطیس‌نوری کر مشاهده می‌شوند، میدان الکترومغناطیسی به طور محسوسی در لبه‌های شکل متمرکز می‌شود. اگرچه تقویت و موضعی‌شدگی میدان نزدیک به‌تنهایی اثبات‌کننده برانگیختگی پلاسمون نیست، اما همبستگی طیفی قوی این ویژگی با طول موج نواحی تشدید مغناطیس‌نوری، بیانگر سازگاری نتایج با برانگیختگی مدهای پلاسمونیک موضعی است. در قله مشاهده شده در طول موج ۷۲۰ نانومتر، با در نظر گرفتن پارامترهای هندسی توری، دوره تناوب p برابر با ۸۹۰ نانومتر و زاویه تابش θ برابر با ۵۵ درجه، شرط تطبیق تکانه به صورت زیر مورد ارزیابی قرار گرفت:

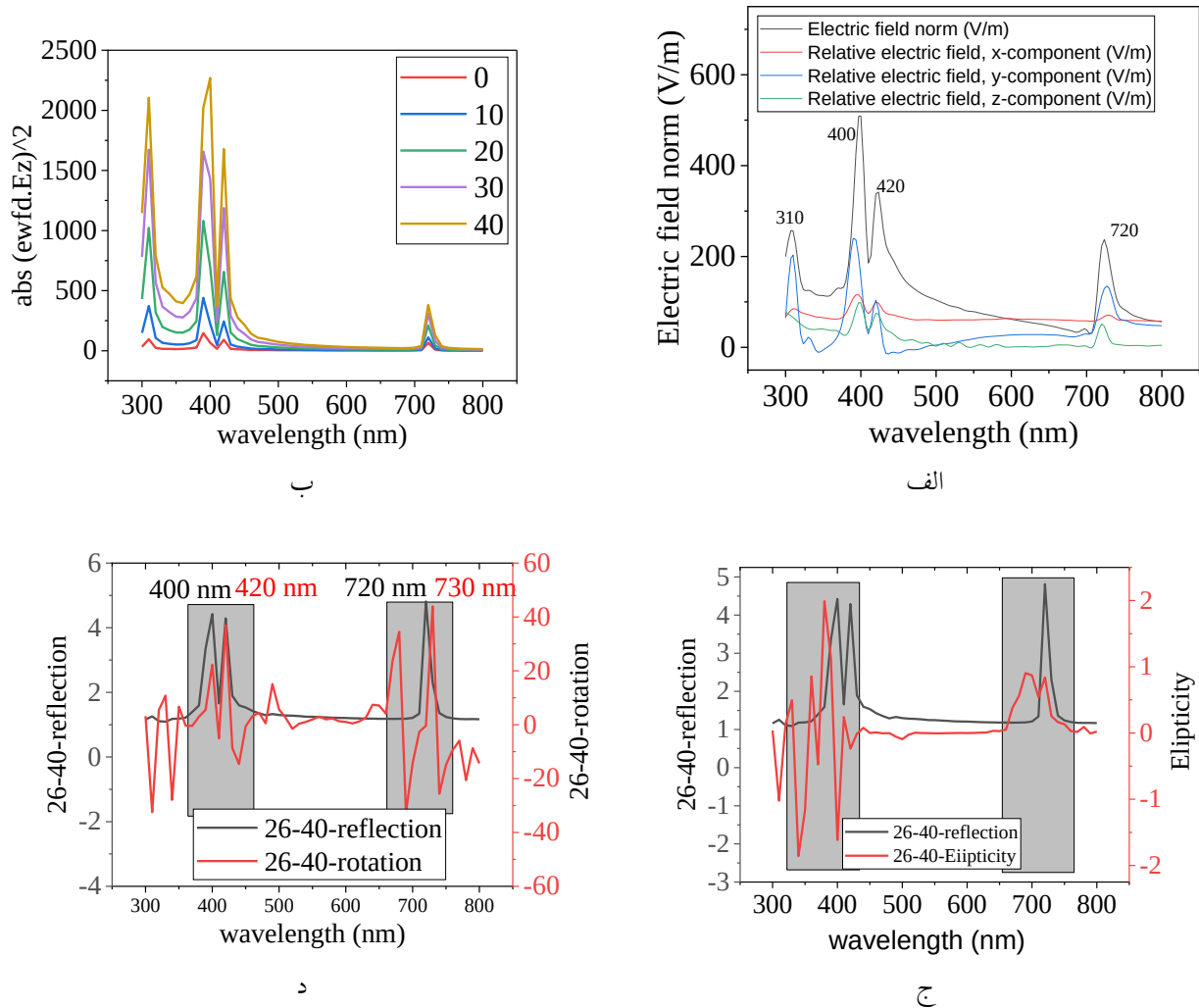


Figure 6. (a) Plot of the electric field norm and its x, y, and z components versus wavelength for a thickness of 26 nm; (b) plot of the vertical component versus wavelength for magnetic fields of 10, 20, 30, and 40 mT; (c) plot of ellipticity and reflectivity for a thickness of 26 nm and a magnetic field of 40 mT; (d) plot of rotation and reflectivity for a thickness of 26 nm and a magnetic field of 40 mT.

شکل ۶. (الف) نمودار نرم میدان الکتریکی و مؤلفه‌های x, y, z میدان الکتریکی بر حسب طول موج در ضخامت ۲۶ نانومتر، (ب) نمودار مؤلفه عمودی بر حسب طول موج در میدان‌های مغناطیسی ۱۰، ۲۰، ۳۰، ۴۰ میلی‌تسلا در میدان مغناطیسی ۱۰ تا ۴۰ میلی‌تسلا، (ج) نمودار بیش‌واری و بازتابش مربوط به ضخامت ۲۶ نانومتر و میدان ۴۰ میلی‌تسلا، (د) نمودار چرخش و بازتابش مربوط به ضخامت ۲۶ نانومتر و میدان ۴۰ میلی‌تسلا.

$$k_{sp} = K_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_{pmma}}{\epsilon_m + \epsilon_{pmma}}} \quad (24)$$

این تطبیق عددی، به روشنی نشان‌دهنده ماهیت پلاسمونیک مد برانگیخته است؛ چرا که پدیده‌های تداخلی صرف (مانند مدهای Fabry-Perot) به دلیل وابستگی متفاوت به پارامترهای هندسه توری، در چنین موقعیت طیفی و شرایط هندسی خاصی قرار نمی‌گیرند. توضیح این که ۷۲۰ نانومتر مربوط به مد مرتبه اول

$$k_{spp} = k_0 \sin \theta + m \left(\frac{2\pi}{p} \right) \quad (23)$$

محاسبات نشان می‌دهد که مقدار حاصل از مؤلفه موازی بردار موج $(K_0 \sin \theta)$ و مؤلفه مربوط به بخش نانوآرایه توری $\left(\frac{2\pi}{p} \right)$ با مقدار نظری محاسبه شده برای عدد موج پلاسمون-پلاریتون سطحی همخوانی مطلوبی دارد (خطای محاسباتی آن کمتر از ۷٪ است)

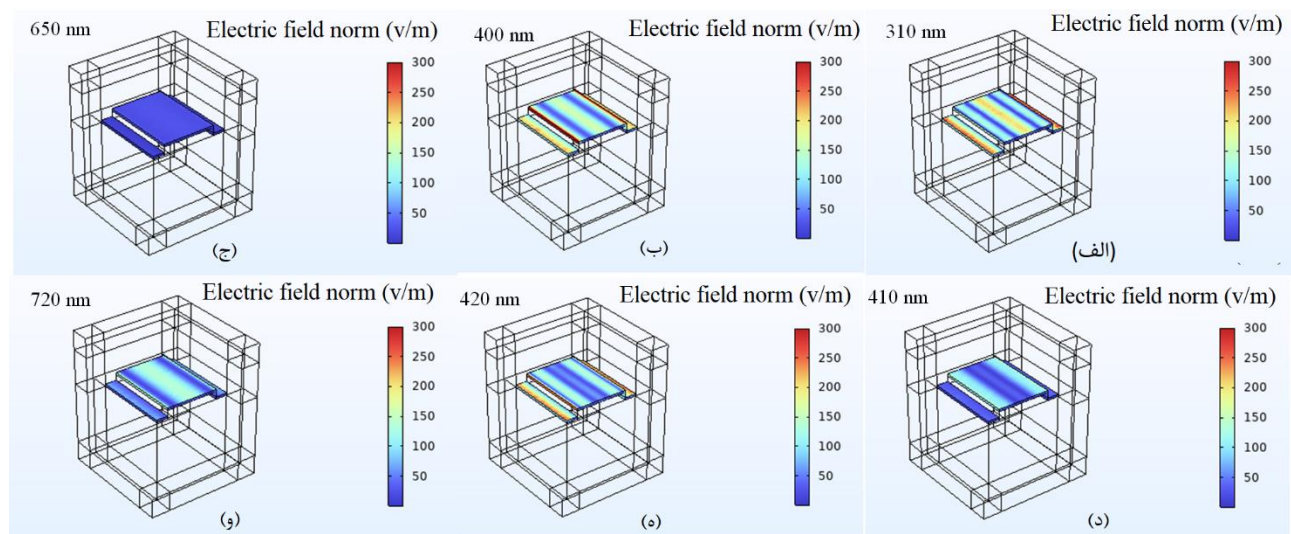


Figure 7. 3D near-field distribution at peak points at: (a) 310 nm, (b) 400 nm, (c) 650 nm, (d) 410 nm, (e) 420 nm, and (f) 720 nm.

شکل ۷. توزیع سه بعدی میدان نزدیک در نقاط بیشینه در: (الف) ۳۱۰ نانومتر، (ب) ۴۰۰ نانومتر، (ج) ۶۵۰ نانومتر، (د) ۴۱۰ نانومتر، (ه) ۴۲۰ نانومتر، و (و) ۷۲۰ نانومتر.

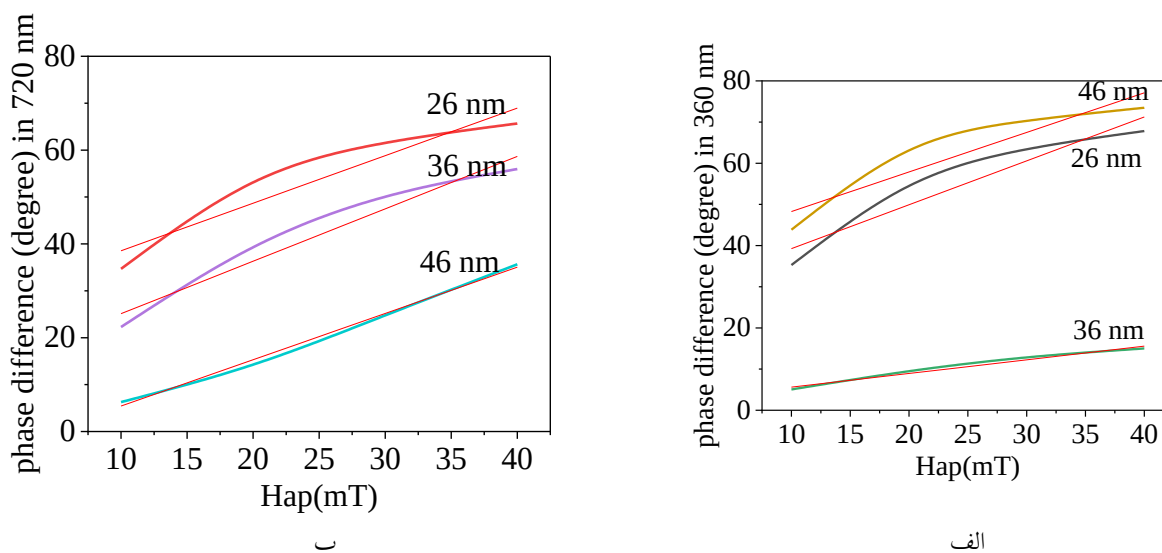


Figure 8. (a) Plot of maximum rotation versus Permalloy thickness, (b) maximum reflectivity versus Permalloy thickness, (c) plot of maximum rotation versus magnetic field strength, and (d) maximum rotation versus magnetic field strength.

شکل ۸. نمودار بیشینه چرخش نسبت به ضخامت پرمالوی (ب) بیشینه بازتاب نسبت به ضخامت پرمالوی (ج) نمودار بیشینه چرخش نسبت به شدت میدان مغناطیسی و (د) بیشینه چرخش نسبت به شدت میدان مغناطیسی.

مؤثر مدهای پلاسمونی است. علاوه بر این، بررسی مؤلفه عمود بر سطح میدان الکتریکی شکل ۶ (ج) نشان می‌دهد که توزیع میدان عمودی نقش غالبی در پاسخ پلاسمونی ساختار دارد.

پراش و ۴۰۰ نانومتر مربوط به مد مرتبه‌های بالاتر پراش است. بیشینه‌ی نرم‌شده‌ی میدان الکتریکی در ناحیه‌ی مجاور فصل مشترک فلز-دی‌الکتریک به مقادیر بزرگی می‌رسد که نشان‌دهنده‌ی تمرکز شدید انرژی الکترومغناطیسی و تحریک

جدول ۱. مقایسه حساسیت حاصل از پارامترهای اختلاف فاز در طول موج‌های بیشینه و در ضخامت‌های ۲۶، ۳۶ و ۴۶ نانومتر.

Table 1. Comparison of sensitivity derived from phase difference parameters at peak wavelengths and for thicknesses of 26, 36, and 46 nm.

20, 30, and 40 nm.		
ضخامت (nm)	حساسیت (Sensitivity + δ) (degree/mT)	
	$\lambda = 360 \text{ nm}$	$\lambda = 720 \text{ nm}$
۲۶	$1,06595 \pm 0,2371$	$1,0139 \pm 0,22893$
۳۶	$0,3323 \pm 0,3621$	$1,118 \pm 0,17547$
۴۶	$0,9608 \pm 0,26071$	$0,9866 \pm 0,4785$

بازتابش مشاهده می‌شوند؛ این موضوع و همچنین تطبیق تکانه حاصل از ساختار هندسی توری نانوارایه و مقدار عددی محاسبه شده از عدد موج پلاسمون سطحی دلیلی بر ایجاد قطبش و مشاهده‌ی پلاسمون سطحی است. از طرف دیگر تطبیق نواحی تشدید در نمودارهای چرخش و بیضی‌گونه با اختلاف فاز و علاوه بر این نمودار نسبت بزرگی مؤلفه‌های میدان الکتریکی با نواحی تشدید در نمودار بازتابش و ترم میدان الکتریکی شاهی دیگر بر ایجاد پلاسمون سطحی است.

در نانوارایه‌های مگنتوپلاسمونیک، ارتفاع لایه فرومغناطیسی نقش تعیین‌کننده‌ای در شدت برهم‌کنش پلاسمونی-مگنتواپتیکی و مقدار چرخش کرایفا می‌کند. افزایش ضخامت لایه‌ی فرومغناطیسی باعث افزایش حجم مؤثر مگنتواپتیکی شده و در نتیجه سهم مؤلفه‌های غیرقطری تانسور دی‌الکتریک در پاسخ اپتیکی تقویت می‌شود و مدهای جدیدی فعال می‌شود. در ضخامت‌های کم، تشدیدهای پلاسمون سطحی موضعی منجر به محصورشدگی قوی میدان نزدیک می‌شوند، اما حجم کوچک ماده‌ی مغناطیسی، پاسخ مگنتواپتیکی کلی را محدود می‌کند. با افزایش ارتفاع لایه، ضخامت بهینه‌ای حاصل می‌شود که در آن بیشترین هم‌پوشانی فضایی میان میدان نزدیک تقویت‌شده پلاسمونی و ناحیه فعال مگنتواپتیکی برقرار شده است. اثر کرایفا در ضخامت‌های کمتر توسط اثر پلاسمون سطحی کنترل می‌شود. در ضخامت‌های بیشتر از یک طرف تلفات اهمی و جذب بالا سبب تضعیف اثرات پلاسمونیک می‌شود و از طرف دیگر به دلیل

این موضوع با گزارش‌های تجربی اخیر که میدان الکتریکی نزدیک را معیار اصلی برای کمی‌سازی تشدید پلاسمونی معرفی می‌کنند، هم‌خوانی دارد؛ به‌گونه‌ای که نشان داده شده است بیشینه‌ی میدان الکتریکی نزدیک می‌تواند به‌عنوان یک کمیت فیزیکی معتبر برای تأیید وجود مدهای پلاسمونی مورد استفاده قرار گیرد. از این‌رو، مشاهده‌ی بیشینه‌های مشخص در توزیع میدان الکتریکی نزدیک سطح، تأییدکننده‌ی تحریک تشدید پلاسمونی در ساختار مورد بررسی است [۲۳ و ۲۴]. حساسیت مغناطی-پلاسمونیک حاصل از اختلاف فاز که نزدیک به پارامتر الیسومتری در شکل ۸ نشان داده شده است؛ نتایج استخراج شده از آن در دو طول‌موج مختلف و سه ضخامت متفاوت در جدول ۱ خلاصه شده است. در این جدول مشخص شد که بیشترین میزان حساسیت در طول‌موج ۷۲۰ نانومتر و ضخامت ۳۶ نانومتر به دست می‌آید، که نشان‌دهنده نقطه بهینه برای طراحی حسگر است.

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش به شبیه‌سازی نانوارایه‌ای متشکل از آلیاژ پرم‌لوی نیکل-آهن با ضخامت ۲۶، ۳۶ و ۴۶ نانومتر، و پلی‌متیل متاکریلات با ضخامت ۹۰ نانومتر، بر روی زیرلایه شیشه‌ای، به وسیله نرم‌افزار کامسول، در مد EMWD پرداخته شد. به طور ویژه بازتابش در طول موج ۳۰۰ تا ۸۰۰ نانومتر مورد بررسی قرار گرفت. بیشینه‌های ترم میدان الکتریکی دقیقاً در نقاط بیشینه

هم‌نوا و خوبی را نشان می‌دهند، به طوری که در ضخامت ۳۶ نانومتر و در طول موج ۷۲۰ نانومتر و همچنین در ضخامت ۲۶ نانومتر و طول موج ۳۶۰ نانومتر می‌توان بیشترین حساسیت را از پاسخ سامانه دریافت کرد.

افزایش ضخامت لایه‌های فرومغناطیس اثرات مغناطیسی تقویت می‌شود و در همان نواحی تشدید تعداد قله‌ها افزایش می‌یابد که اگر چه از نظر فیزیکی جذاب است، کار ردیابی و حسگری را مشکل می‌کند. با این حال پارامترهای اختلاف فاز و نسبت بین مؤلفه‌های E_x و E_y در میدان‌های مغناطیسی مختلف افزایش دامنه

واژه‌نامه

1. Transvers Magneto-Optical Kerr Effect (TMOKE)
2. Voigt
3. Finite Element Method
4. Finite Difference Time Domain (FDTD)
5. COMSOL Multiphysics
6. Electromagnetic Wave Frequency Domain (EWFD)
7. Relative Permeability
8. Perfectly Matched Layer (PML)
9. Far-Field Conditions
10. Longitudinal Magneto-Optical Kerr Effect (LMOKE)

11. Polar Magneto-Optical Kerr Effect (PMOKE)
12. Rayleigh–Wood Anomaly
13. Mode Splitting
14. Dispersive Phase Shift
15. Kerr Rotation
16. Kerr Ellipticity
17. Coupling
18. Constructive Interference
19. Grating Nanoarray

مراجع

1. Kataja, M., Hakala, T., Julku, A., Huttunen, M., van Dijken, S., and Törmä, P. Surface Lattice Resonances and Magneto-Optical Response in Magnetic Nanoparticle Arrays. *Nature Communications*. 2015; 6(1): 7072. <https://doi.org/10.1038/ncomms8072>.
2. Maccaferri, N., et al. Nanoscale Magnetophotonics. *Journal of Applied Physics*. 2020; 127(8). <https://doi.org/10.1063/1.5100826>.
3. Murzin, D., et al. Transversal Kerr Effect Enhancement of Permalloy-Based Shallow Lamellar Magnetoplasmonic Crystals. *Photonics*. 2022; 9(12): 989. <https://doi.org/10.3390/photonics9120989>.
4. Kostylev, N., Maksymov, I. S., Adeyeye, A. O., Samarin, S., Kostylev, M., and Williams, J. F. Plasmon-Assisted High Reflectivity and Strong Magneto-Optical Kerr Effect in Permalloy Gratings. *Applied Physics Letters*. 2013; 102(12). <https://doi.org/10.1063/1.4798657>.
5. Kim, S., Kim, J. M., Park, J. E., and Nam, J. M. Nonnoble-Metal-Based Plasmonic Nanomaterials: Recent Advances and Future Perspectives. *Advanced Materials*. 2018; 30(42): 1704528. <https://doi.org/10.1002/adma.201704528>.
6. Yuksel, A., Yu, E. T., Murthy, J., and Cullinan, M. Effect of Substrate and Nanoparticle Spacing on Plasmonic Enhancement in Three-Dimensional Nanoparticle Structures. *Journal of Micro- and Nano-Manufacturing*. 2017; 5(4): 040903. <https://doi.org/10.1115/1.4037770>.
7. Belotelov, V., et al. Enhanced Magneto-Optical Effects in Magnetoplasmonic Crystals. *Nature Nanotechnology*. 2011; 6(6): 370. <https://doi.org/10.1038/nnano.2011.54>.
8. Tikuišis, K. K., et al. Optical and Magneto-Optical Properties of Permalloy Thin Films in 0.7–6.4 eV Photon Energy Range. *Materials & Design*. 2017; 114: 31. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2016.10.036>.
9. Maccaferri, N., et al. Ultrasensitive and Label-Free Molecular-Level Detection Enabled by Light Phase Control in Magnetoplasmonic Nanoantennas. *Nature Communications*. 2015; 6(1): 6150. <https://doi.org/10.1038/ncomms7150>.
10. Melle, S., et al. Magneto-Optical Properties of Nickel Nanowire Arrays. *Applied Physics Letters*. 2003; 83(22): 4547. <https://doi.org/10.1063/1.1630840>.
11. Chen, L.-Y., et al. Fano Resonance and Magneto-Optical Kerr Rotation in Periodic Co/Ni Complex Plasmonic Nanostructure. *Chinese Physics B*. 2016; 25(11): 113301. <https://doi.org/10.1088/1674-1056/25/11/113301>.
12. Belyaev, V., Murzin, D., Perova, N., Grunin, A., Fedyanin, A., and Rodionova, V. Permalloy-Based Magnetoplasmonic Crystals for Sensor Applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2019;

- 482:292.
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2019.03.052>.
13. Rowan-Robinson, R. M., et al. Thickness Dependent Enhancement of the Polar Kerr Rotation in Co Magnetoplasmonic Nanostructures. *AIP Advances*. 2019; 9(2).<https://doi.org/10.1063/1.5079713>.
14. Poursharif A., Sahebsara P., and Hamidi S. M., Nanoimprint lithography method in fabrication of nickel-iron nanostructures and measurement of its magnetoplasmonic sensitivity, Physics Conference of Iran, Physics Society of Iran, Arak, 1403. In Persian.
15. Polyanskiy, M. N. Refractiveindex.Info Database of Optical Constants. *Scientific Data*. 2024; 11(1): 94. <https://doi.org/10.1038/s41597-023-02898-2>
16. Novotny, L., and Hecht, B. Principles of Nano-Optics. Cambridge University Press. 2012.
<https://doi.org/10.1017/CBO9780511794193>.
17. Loughran, T., Keatley, P., Hendry, E., Barnes, W., and Hicken, R. Enhancing the Magneto-Optical Kerr Effect through the Use of a Plasmonic Antenna. *Optics Express*. 2018; 26(4): 4738.
<https://doi.org/10.1364/OE.26.004738>.
18. Azzam, R. M. A., Bashara, N. M., and Ballard, S. S. Ellipsometry and Polarized Light. 1978: 72.
<https://doi.org/10.1063/1.2994821>.
19. Singh, R. S., and Sarswat, P. K. From Fundamentals to Applications: The Development of Magnetoplasmonics for Next-Generation Technologies. *Materials Today Electronics*. 2023; 4: 100033.
<https://doi.org/10.1016/j.mtelec.2023.100033>.
20. Armelles, G., Cebollada, A., García-Martín, A., and González, M. U. Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities. *Advanced Optical Materials*. 2013; 1(1): 10–35.
<https://doi.org/10.1002/adom.201200011>.
21. Wurtz, G., et al. Controlling Optical Transmission through Magneto-Plasmonic Crystals with an External Magnetic Field. *New Journal of Physics*. 2008; 10: 105012. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/10/10/105012>.
22. Li, L., Lei, F., Zong, X., Li, P., and Liu, Y. Enhancement of Transverse Magneto-Optical Kerr Effect Based on Surface Plasmon and Its Application in Sensing. *Results in Physics*. 2023; 51: 106640.
<https://doi.org/10.1016/j.rinp.2023.106640>.
23. Hermann, R. J., and Gordon, M. J. Quantitative Comparison of Plasmon Resonances and Field Enhancements of Near-Field Optical Antennae Using FDTD Simulations. *Optics Express*. 2018; 26(21): 27668. <https://doi.org/10.1364/OE.26.027668>.
24. Lu, Z., Ji, J., Ye, H., Zhang, H., Zhang, S., and Xu, H. Quantifying the Ultimate Limit of Plasmonic Near-Field Enhancement. *Nature Communications*. 2024; 15(1): 8803. <https://doi.org/10.1038/s41467-024-53210-8>.