



خواص پلاسمونیک و ترموپلاسمونیک نانوفریم‌های شش گوشه نامتقارن

فهیمة نوری* و عباس آذریان

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم، قم

پست الکترونیکی: f.noori@stu.Qom.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۸/۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۴/۳)

چکیده

در سال‌های اخیر، علاقه فزاینده‌ای به استفاده از نانوذرات پلاسمونی به عنوان منابع حرارتی با قابلیت کنترل از راه دور توسط نور وجود داشته که منجر به ظهور زمینه ترموپلاسمونیک شده است. در این راستا نانوفریم‌های طلا، نانومواد بی‌نظیری با قابلیت ذاتی برای ایجاد یک اثر حرارتی محدود شده در مقیاس نانو هستند. لذا در این مقاله خواص پلاسمونی و ترموپلاسمونیک نانوفریم‌های شش گوشه طلا مورد بررسی قرار گرفته است. به علاوه تغییرات ناشی از برخی پارامترهای تاثیرگذار مانند شکاف میان نانوذرات و فاصله میان مرکز حفره و مرکز نانوفریم‌ها بر روی میدان الکتریکی موضعی و دمای سطحی نانوفریم‌ها گزارش شده است.

واژه‌های کلیدی: خواص ترموپلاسمونیک، تشدید پلاسمون سطحی، نانوفریم، نانوذرات شش گوشه.

۱. مقدمه

در سال‌های اخیر نانوذرات فلزی به دلیل خاصیت‌های اپتیکی و گرمایی بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند. یکی از دلایل عمده این توجه، ناشی از خاصیت منحصر به فرد پلاسمونیک نانوذرات فلزی است. هنگامی که سطح یک نانوذره فلزی مورد تابش نور واقع می‌شود، الکترون‌های رسانش در سطح آن به صورت جمعی شروع به نوسان می‌کنند، که به کوانتوم این نوسانات چگالی بار، پلاسمون و به این نوسانات غیر انتشاری، پلاسمون سطحی جایگزیده^۱ (LSP) گفته می‌شود [۱]. در صورتی که

بسامد نور تابش شده با بسامد پلاسمون سطحی نانوذره یکسان باشد، پدیده تشدید پلاسمون سطحی^۲ (SPR) اتفاق می‌افتد که موجب افزایش پراکندگی و جذب نور توسط نانوذره می‌شود [۲].

یکی از کاربردهای مهم تشدید پلاسمون سطحی نانوذرات که در دهه‌های اخیر مورد توجه قرار گرفته، تولید گرما در ابعاد نانومتری به کمک جذب نور فرودی است [۳]. از آنجا که نور جذب شده در نهایت به گرما تبدیل می‌شود لذا نانوذرات مانند یک منبع حرارتی رفتار می‌کنند که با تنظیم بسامد و شدت نور

۲. Surface Plasmon Resonance

۱. Localized Surface Plasmon

شده است.

از آنجا که بررسی پدیده‌های ترموپلاسمونیک نیازمند یک چارچوب تئوری است که در آن از اپتیک و ترمودینامیک استفاده شود در ادامه، مبانی نظری تولید گرما توسط نانوذرات به اختصار بیان می‌شود.

۲. مبانی نظری

مقدار نور جذب شده توسط نانوذرات به سطح مقطع جذب (σ_{abs}) آن وابسته است که به صورت زیر بیان می‌شود [۱۷]:

$$\sigma_{abs} = k / (\epsilon_0 |E_0|^2) \int \text{Im}(\epsilon_\omega) |E(r)|^2 dr, \quad (1)$$

که در این رابطه $k = \frac{n\omega}{c}$ بردار موج، n ضریب شکست محیط اطراف، ϵ_ω تابع دی‌الکتریک ماده نانوذره، E_0 دامنه میدان الکتریکی نور فرودی و $E(r)$ میدان الکتریکی کل است. ضمناً انتگرال بر روی حجم نانوذره گرفته می‌شود.

زمانی که نانوذرات فلزی در معرض میدان الکترومغناطیسی قرار می‌گیرند، بارهای آزاد نانوذرات با بسامد میدان الکتریکی تابانده شده، نوسان می‌کنند. این نوسان الکتریکی که چیزی جز یک جریان الکتریکی در یک فلز نیست، باعث اتلاف انرژی می‌شود که به اثر گرمایش ژول معروف است [۱۸]. از این‌رو، چگالی توان گرمایی در نانوذرات فلزی در هر زمان t و هر مکان r به صورت زیر خواهد بود [۱]:

$$q(r) = \omega / 2 \epsilon_0 \text{Im}(\epsilon) |E(r)|^2, \quad (2)$$

و بنابراین توان گرمایی کل نانوذره با رابطه زیر بیان می‌شود [۱۹]:

$$Q = \omega / 2 \epsilon_0 \text{Im}(\epsilon) \int |E(r)|^2 dr, \quad (3)$$

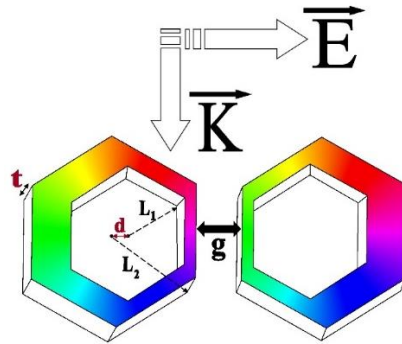
از سوی دیگر گرما را می‌توان به صورت تابعی از سطح مقطع جذب بیان کرد:

$$Q(r) = \sigma_{abs} I, \quad (4)$$

که در این رابطه $I = n c \epsilon_0 E_0^2 / 2$ شدت تابش موج فرودی است [۲۰]. نانوذرات را در محیطی با رسانندگی گرمایی κ ، چگالی ρ و ظرفیت گرمایی ویژه در فشار ثابت c_p در نظر می‌گیریم که این پارامترها ممکن است به مکان نیز وابسته

فرودی می‌توان دمای آنها را از راه دور کنترل کرد [۴]. این قابلیت نانوذرات فلزی کاربردهای فراوانی در فیزیک [۵]، شیمی [۶-۸]، زیست‌شناسی [۹ و ۱۰] و پزشکی [۱۱-۱۴] دارد. لازم به ذکر است که این فرایند تنها به تولید گرما ختم نمی‌شود، بلکه شامل انتقال گرما از نانوذرات به محیط اطراف نیز هست [۴].

نانوذرات فلزی در حالت تشدید پلاسمونی، بیشترین میزان جذب نور را خواهند داشت و بنابراین می‌توان انتظار داشت که گرمای تولید شده در بسامد تشدید پلاسمونی بیشترین مقدار ممکن را داشته باشد. از آنجا که طول موج تشدید پلاسمونی به عوامل مختلفی از جمله جنس نانوذرات و محیط دربرگیرنده، شکل و اندازه نانوذرات و طول موج نور فرودی وابسته است [۱] لذا محققان بسیاری به بررسی تأثیر پارامترهای فوق بر روی خواص ترموپلاسمونیک نانوذرات پرداخته‌اند. نتایج اخیر نشان می‌دهد که دارا بودن گوشه‌ها و لبه‌های تیز در ریخت‌شناسی نانوذرات باعث افزایش بیشینه میدان الکتریکی می‌شود [۱]. از طرف دیگر قرار دادن نانوذرات در مجاورت یکدیگر به دلیل برهمکنش میدان‌های الکتریکی موضعی هر نانوذره با دیگر نانوذرات، می‌تواند به افزایش میدان و به تبع آن دما کمک شایانی کند [۱۵]. لازم به ذکر است که دیگر پارامتر تأثیر گذار بر میزان گرمای تولید شده، طول موج تشدید پلاسمونی است؛ چرا که در صورت وقوع قله جذب تشدید پلاسمونی در ناحیه فروقرمز، به دلیل بزرگ‌تر بودن قسمت موهومی تابع دی‌الکتریک فلزات در این ناحیه، میزان جذب افزایش خواهد یافت. بنابراین کاملاً طبیعی به نظر می‌رسد که در میان مواد و هندسه‌های مختلف نانوذرات، به دنبال شرایطی باشیم که منجر به وقوع قله تشدید پلاسمونی در ناحیه فروقرمز شود. نتایج سایر گروه‌ها نشان می‌دهد که نانوفریم‌های طلا چنین ویژگی مهمی را دارند [۱۶] و از آنجا که قرار دادن این نانوذرات در کنار یکدیگر می‌تواند به تنظیم طول موج تشدید در ناحیه دلخواه کمک کند بنابراین در مقاله حاضر به بررسی تأثیر پارامترهای مهم مانند تغییرات فاصله میان نانوذرات بر روی اندازه میدان الکتریکی و دمای موضعی نانوذرات پرداخته



شکل ۱. طرحواره‌ای از پارامترهای هندسی نانوذرات شبیه‌سازی شده، جهت تابش و قطبش نور فرودی.

پلاسمون سطحی در محدوده مرئی و فوق‌قرمز نزدیک طیف الکترومغناطیس واقع می‌شود، در تمام شبیه‌سازی‌ها از تابش موج تخت با طول موج بین ۲۰۰ تا ۲۰۰۰ nm با شدت $I = 1 \frac{kW}{m^2}$ استفاده شده است. ضمناً نانوذرات از جنس طلا و بر روی زیرلایه‌ای از جنس آلومینا و در محیط هوا در نظر گرفته شده‌اند.

نانوذرات شبیه‌سازی شده به صورت دوتایی (دایمر) و متشکل از دو نانوذره شش ضلعی با ضخامت $t = 12 \text{ nm}$ و شعاع محاطی $L_1 = 60 \text{ nm}$ هستند. از طرفی نانوذرات حفره‌ای با شعاع محاطی $L_2 = 40 \text{ nm}$ دارند که فاصله مرکز حفره از مرکز نانوذره $d = 18 \text{ nm}$ است. همچنین قطبش میدان الکتریکی در جهت محور x ها مطابق با شکل ۱ در نظر گرفته شده است.

شکل ۲ سطح مقطع جذب نانوذرات را به ازای مقادیر مختلف فاصله میان دو نانوذره (شکاف) نشان می‌دهد. چنان که مشخص است جز در حالت $g = 1 \text{ nm}$ در تمامی حالات، سطح مقطع جذب در ناحیه طول موجی مورد بررسی سه مد پلاسمونی دارد. با افزایش اندازه شکاف، طول موج مد اول، مد دوم و مد سوم به سمت طول موج‌های کوتاه‌تر جابه‌جا می‌گردند. در حالت $g = 1 \text{ nm}$ به دلیل فاصله بسیار کوچک میان دو نانوذره، عملاً چنان که خواهیم دید هیبریدشدگی ناشی از دو نانوذره منجر به بروز یک قله اضافی در طول موج $\lambda = 770 \text{ nm}$ می‌شود که با یک پیکان کوچک مشکی در شکل ۱ مشخص شده است.

باشند. در چنین محیطی، یک تغییر دمای موضعی $\delta T(t, r)$ منجر به تغییر موضعی تراکم انرژی گرمایی $\delta u_{th}(t, r)$ (انرژی در واحد حجم) می‌شود. این کمیت‌ها توسط رابطه زیر به هم مربوط هستند [۱]:

$$u_{th}(r, t) = \rho c_p \delta T \quad (5)$$

علاوه بر این، مطابق با قانون فوریه بردار چگالی شار

گرمایی $J_{th}(r, t)$ متناسب با گرادیان دما است [۱]:

$$J_{th}(r, t) = -\kappa \nabla T \quad (6)$$

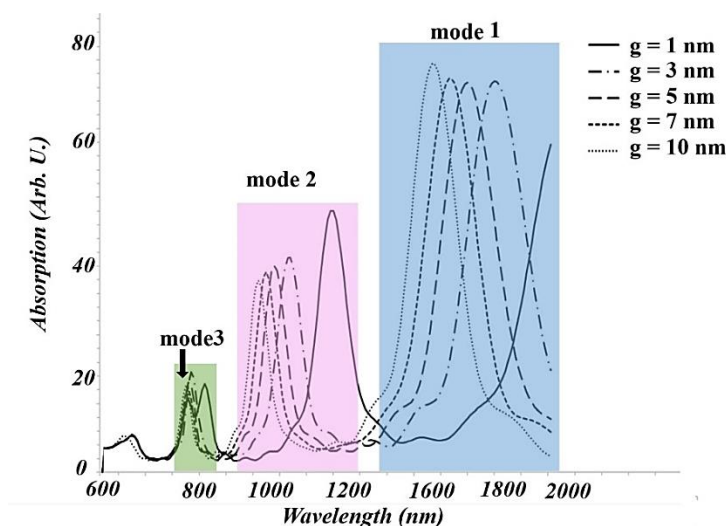
به کمک روابط بالا و پایستگی انرژی، رابطه تغییرات فضا-زمانی دما به صورت زیر به دست خواهد آمد [۱]:

$$\rho c_p \delta_t T - \kappa \nabla^2 T = q, \quad (7)$$

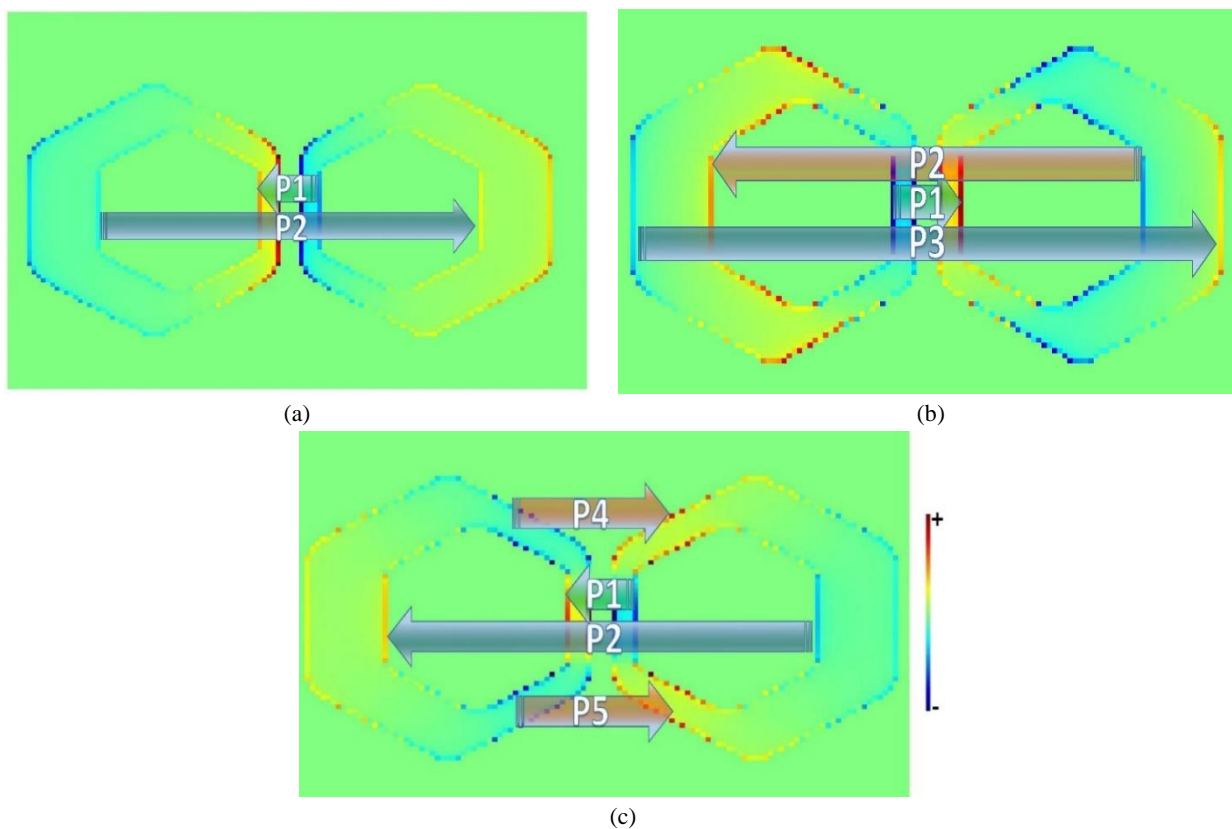
می‌توان این معادله را برای نانوذرات مختلف حل کرد و معادله توزیع دما در اطراف نانوذرات را به دست آورد. لازم به ذکر است که چگالی توان حرارتی q فقط در داخل نانوذرات فلزی، غیر صفر در نظر گرفته شده و در خارج از نانوذرات فلزی (محیط اطراف) معادله همگن انتشار گرما حل می‌شود [۱۹ و ۲۱].

۳. نتایج

در این مقاله سطح مقطع جذب نانوذرات به روش المان محدود در حوزه زمان (FDTD) محاسبه شده و سپس توزیع دما بر روی سطوح و محیط اطراف نانوذرات به ازای طول موج تشدید پلاسمونی طیف جذب نانوذرات، محاسبه شده است. از آنجا که در فلزات نجیب مانند طلا طول موج تشدید



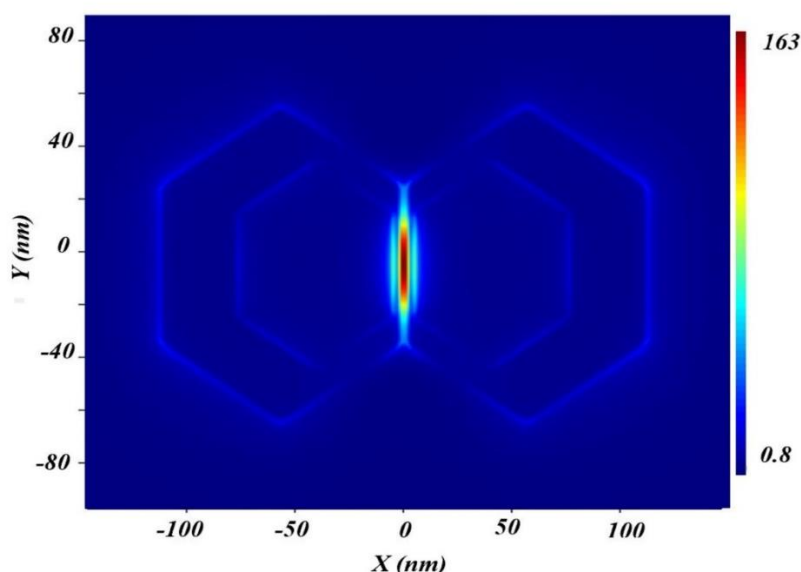
شکل ۲. سطح مقطع جذب نوعی نانوذرات به ازای مقادیر مختلف فاصله میان دو نانوذره.



شکل ۳. توزیع چگالی بار مربوط به (a) مد اول، (b) مد دوم و (c) مد سوم به ازای $g = 3 \text{ nm}$.

که در شکل ۳-a دیده می‌شود الگوی چگالی بار برای مد اول به صورت یک چهارقطبی است که از دو دوقطبی P_1 و P_2 که در فاز مخالف قرار دارند، تشکیل شده است. در مد دوم، جهت

به منظور یافتن دلیل بروز قله‌های پلاسمونی در طیف جذب نانوذرات، توزیع چگالی بار به ازای هر یک از قله‌ها محاسبه شد که نتایج در شکل ۳ آورده شده است. همان‌طور



شکل ۴. توزیع میدان الکتریکی اطراف نانوذره برای مد اول و شکاف $g = 3 \text{ nm}$. بیشترین مقدار نسبت میدان الکتریکی موضعی به میدان الکتریکی نور فرودی $\left| \frac{E}{E_0} \right|_{max} = 163$ به دست آمده است.

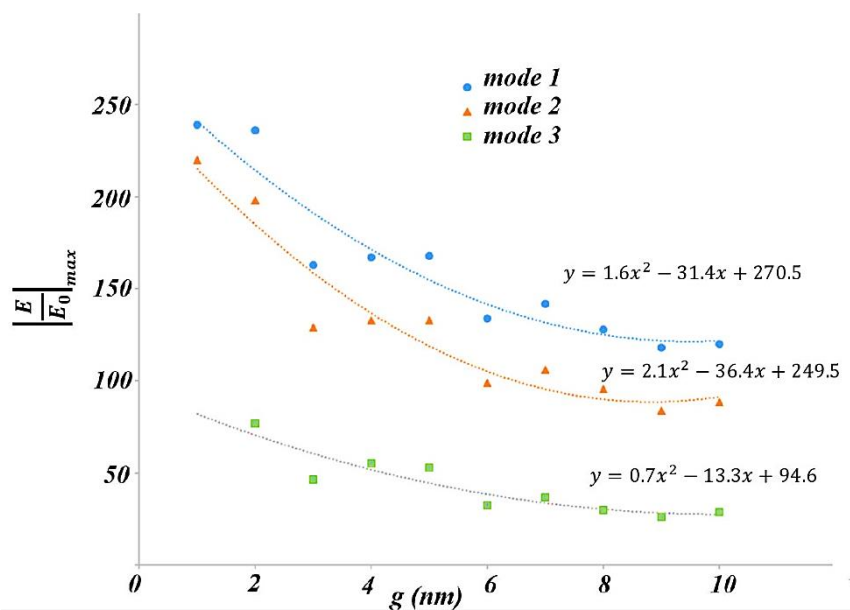
موضعی نسبت به میدان الکتریکی اولیه بیش از ۱۶۳ برابر افزایش یافته است. در شکل ۵ تغییرات بیشینه نسبت میدان الکتریکی موضعی به میدان الکتریکی نور فرودی (ضریب تقویت میدان الکتریکی) برای مدهای اول تا سوم و به ازای مقادیر مختلف شکاف نشان داده شده است. برای هر سه مد پلاسمونی با افزایش شکاف میان دو نانوذره، ضریب تقویت میدان الکتریکی به سرعت افت می‌کند و به مقدار اشباع خود می‌رسد. علاوه بر آن، به ازای هر مقدار دلخواه شکاف، مد اول بیشترین مقدار ضریب تقویت میدان الکتریکی و مد سوم کمترین مقدار را دارد.

از آنجا که مطابق با رابطه (۳) چگالی توان حرارتی درون یک نانوذره با مربع دامنه میدان الکتریکی متناسب است لذا با توجه به شکل ۵ انتظار داریم که مد اول دماهای بالاتری نسبت به مدهای دیگر به وجود بیاورد و در بیشتر شکاف‌ها این گونه هست ولی استثنائاتی وجود دارد. در قسمت داخلی شکل ۶، الگوی نوعی توزیع دما بر روی سطح نانوذرات و محیط اطراف آن نمایش داده شده است. ضمناً تغییرات بیشینه دما بر حسب شکاف میان نانوذرات برای مدهای مختلف در این شکل

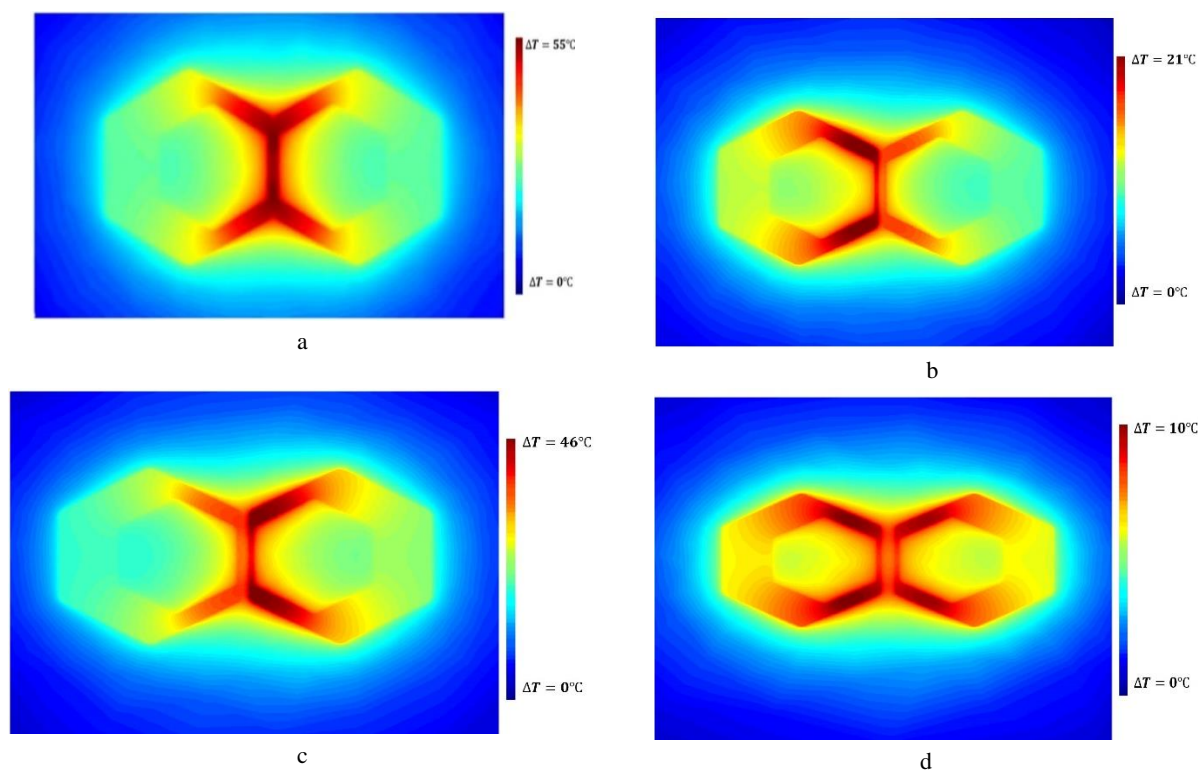
دو قطبی‌های P_1 و P_2 ، 180° درجه تغییر پیدا کرده است و علاوه بر آن یک دو قطبی دیگر (P_3) به وجود آمده است. بنابراین این مد را باید ناشی از برهمکنش دو قطبی - چهار قطبی در نظر گرفت. در شکل ۳-۵ شاهد ظهور دو قطبی‌های P_4 و P_5 هستیم که به صورت هم‌فاز هستند. علاوه بر آن دو قطبی‌های P_1 و P_2 به صورت هم‌فاز با یکدیگر و با اختلاف فاز 180° درجه نسبت به P_4 و P_5 نوسان می‌کنند. در نتیجه مد سوم ناشی از برهمکنش دو قطبی - دو قطبی خواهد بود. به هر حال در تمامی مدها وجود دو قطبی P_1 که در ناحیه شکاف میان دو نانوذره واقع شده است حضور دارد. از آنجا که فاصله میان بارهای مخالف این دو قطبی بسیار اندک است لذا انتظار داریم که بیشینه شدت میدان الکتریکی در محل این دو قطبی (ناحیه میان شکاف) به وجود بیاید. در شکل ۴ الگوی توزیع میدان الکتریکی نوعی نانوذرات برای مد اول به ازای $g = 3 \text{ nm}$ نشان داده شده است. چنان که انتظار داریم یک لکه داغ^۱ ناشی از دو قطبی P_1 در شکاف میان دو نانوذره شکل گرفته است.

این نکته بسیار حائز اهمیت است که میدان الکتریکی

۱. Hot spot



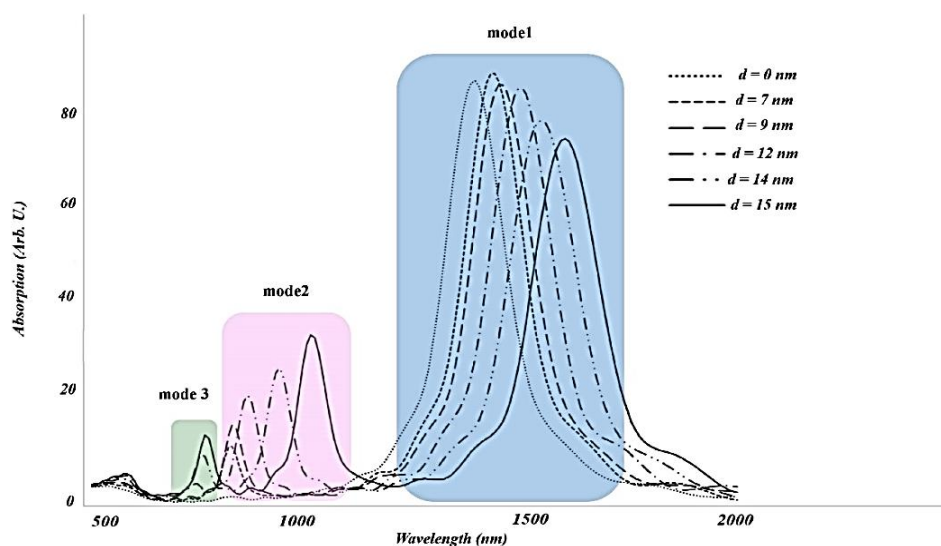
شکل ۵. تغییرات بیشینه نسبت میدان الکتریکی موضعی به میدان الکتریکی نور فرودی برای مدهای اول تا سوم به ازای مقادیر مختلف شکاف.



شکل ۶. الگوی توزیع دما مربوط به فاصله مختلف شکاف. (a) مربوط به شکاف $g = 1 \text{ nm}$ با بیشترین تغییر دما 55°C ، (b) مربوط به شکاف 3 nm

$g = 5 \text{ nm}$ با بیشترین تغییر دما 46°C ، (c) مربوط به شکاف 15 nm با بیشترین تغییر دما

10°C .



شکل ۷. سطح مقطع جذب نوعی نانوذرات به ازای مقادیر مختلف فاصله میان مرکز حفره و نانوذره.

نشان می‌دهد. چنان که مشاهده می‌شود برای مقادیر کوچک d تنها دو مد پلاسمونی در طیف جذب وجود دارد، اما به ازای فاصله $d \geq 9 \text{ nm}$ به دلیل عدم تقارن در شکل، شاهد بروز مد سوم پلاسمونی هستیم. به هر حال به ازای تمامی مقادیر d ، مد اول بیشترین مقدار جذب را داشته و با افزایش مقدار d از ارتفاع آن کاسته می‌شود. ضمناً پهنای قله مد اول پلاسمونی تغییر قابل توجهی با افزایش مقدار d نشان نمی‌دهد.

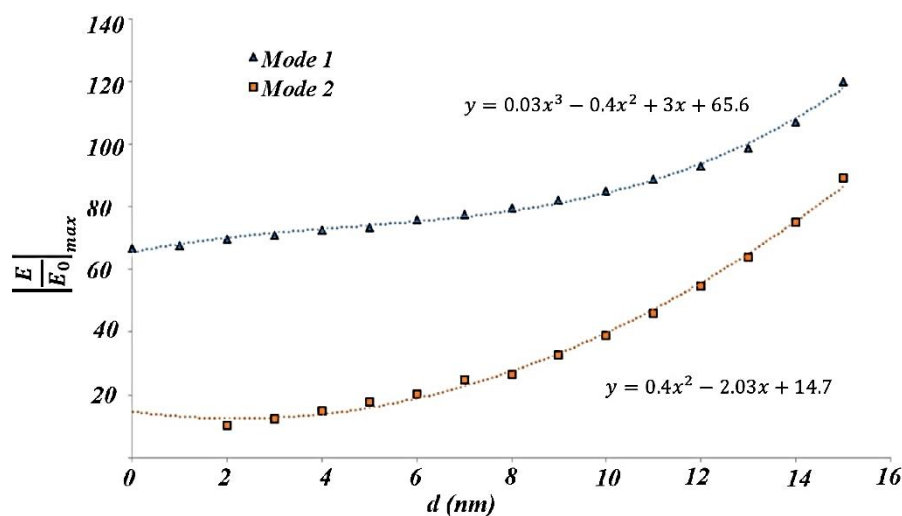
در شکل ۸ تغییرات بیشینه نسبت میدان الکتریکی موضعی به میدان الکتریکی نور فرودی (ضریب تقویت میدان الکتریکی) برای مدهای اول و دوم به ازای مقادیر مختلف فاصله مرکز حفره از مرکز نانوذره نشان داده شده است. برای هر دو مد پلاسمونی با افزایش فاصله، ضریب تقویت میدان الکتریکی به علت افزایش عدم تقارن افزایش پیدا می‌کند. علاوه بر آن به ازای هر مقدار دلخواه، مد اول مقدار ضریب تقویت میدان الکتریکی بیشتر نسبت به مد دوم دارد.

شکل ۹ تغییرات بیشینه دما بر حسب فاصله میان مرکز حفره و نانوذره برای مدهای مختلف را نمایش می‌دهد. در خصوص مد اول، بیشینه تغییرات دما هنگامی که حفره‌ها دقیقاً در وسط نانوذرات قرار دارند ($d = 0 \text{ nm}$) مقدار نسبتاً بالایی ($\Delta T_{\max} = 138 \text{ }^\circ\text{C}$) دارد. با افزایش مقدار d ، پس از کمی

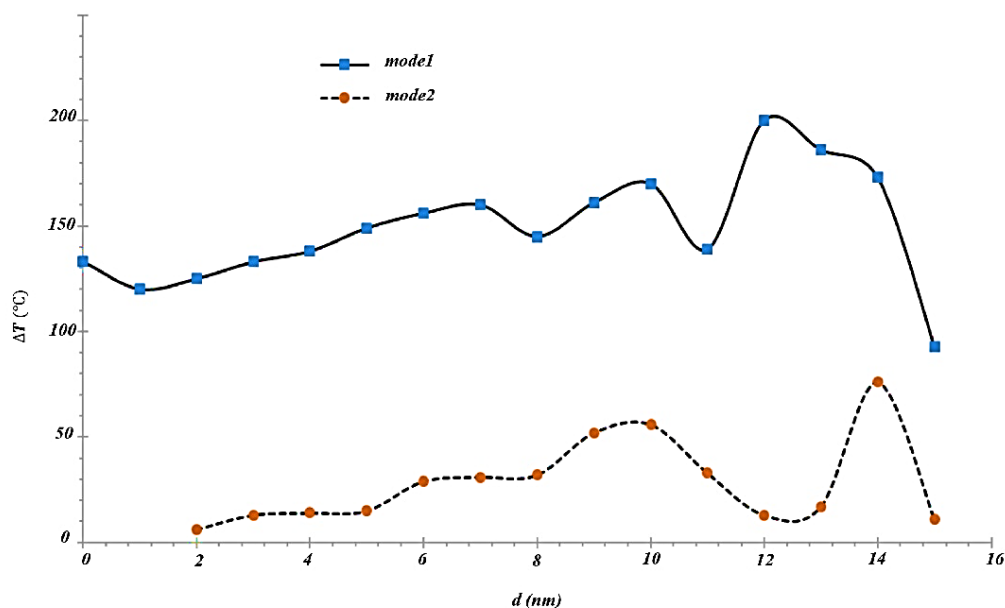
نمایش داده شده است. بیشترین افزایش دما (55 درجه سانتیگراد) مربوط به مد اول بوده که این امر ناشی از بزرگ‌تر بودن قله جذب تشدید پلاسمونی این مد در مقایسه با مدهای دوم و سوم است. ضمناً به دلیل قرار گرفتن این مد در طول موج‌های بلندتر (ناحیه فروقرمز) شاهد دماهای بیشتر در مقایسه با سایر مدها هستیم.

در شکل ۶ الگوی توزیع دمای مربوط به مد اول پلاسمونی نانوفریم‌ها برای برخی از فاصله‌های شکاف نمایش داده شده است. در تمامی حالات، دما در ناحیه میان دو نانوذره بیشتر از سایر نقاط است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که بیشترین مقدار افزایش دما مربوط به شکاف $g = 1 \text{ nm}$ بوده که برابر $\Delta T = 55 \text{ }^\circ\text{C}$ است. از طرف دیگر کمترین مقدار افزایش دما مربوط به شکاف $g = 10 \text{ nm}$ بوده که برابر $\Delta T = 10 \text{ }^\circ\text{C}$ است. لازم به ذکر است که بیشترین مقدار افزایش دما رفتار منظمی با تغییرات شکاف نشان نمی‌دهد.

یکی دیگر از پارامترهای تأثیر گذار بر روی خواص ترموپلاسمونیک نانوفریم‌ها، فاصله میان مرکز حفره با مرکز نانوذره (d) است. شکل ۷ تغییرات سطح مقطع جذب نانوذرات را به ازای مقادیر مختلف فاصله میان مرکز حفره و نانوذره (d) موج تشدید پلاسمونی مربوط به تمامی مدها جابه‌جایی قرمز



شکل ۸. تغییرات بیشینه نسبت میدان الکتریکی موضعی به میدان الکتریکی نور فرودی برای مدهای اول و دوم به ازای مقادیر مختلف فاصله مرکز حفره با مرکز نانوذره (d).



شکل ۹. تغییرات بیشینه دما بر حسب فاصله میان مرکز حفره و نانوذره برای مدهای اول و دوم.

میان دو نانوذره، میزان نوری که در این ناحیه جذب می‌شود کاهش یافته و عملاً دما کاهش نسبی پیدا می‌کند. لازم به ذکر است که با کاهش مساحت ناحیه ذکر شده در بالا، میدان الکتریکی موضعی افزایش می‌یابد؛ چنان که در شکل ۸ مشاهده کردیم. این دو عامل به طور معکوس با یکدیگر عمل می‌کنند،

کاهش دما به علت هیبریداسون و تشکیل مد دوم، به طور کلی تا فاصله $d = 10 \text{ nm}$ تغییرات دما افزایشی است. با افزایش این فاصله تا $d = 12 \text{ nm}$ اگرچه ارتفاع قله جذب کاهش می‌یابد (شکل ۷) اما به دلیل کوچک‌تر شدن مساحت ناحیه میان لبه خارجی حفره و لبه داخلی نانوذره در مجاورت شکاف

تشدید پلاسمونی در ناحیه فروقزمز منجر به افزایش شدید دمای موضعی می‌شود، لذا در این تحقیق جفت نانوذرات شش گوشه طلا مورد بررسی قرار گرفت. توزیع چگالی بار و میدان الکتریکی بر روی سطح و در مجاورت نانوفریم‌ها محاسبه شد. نتایج به دست آمده حاکی از افزایش شدید نسبت میدان الکتریکی موضعی به میدان الکتریکی نور فرودی (در حدود ۱۶۳ برابر) و لذا افزایش بیش از ۲۶۰۰۰ برابری شدت نور فرودی است. این امر منجر به افزایش شدید دما بر روی سطح نانوذرات شد که امکان استفاده عملی از این نانوذرات را در حوزه‌های مختلفی از علوم نشان می‌دهد. بررسی تأثیر شکاف بر روی خواص پلاسمونی نشان می‌دهد که با افزایش شکاف، تمامی مدهای پلاسمونی جابه‌جایی آبی نشان می‌دهند. از طرف دیگر با کاهش شکاف، میدان الکتریکی موضعی به شدت افزایش می‌یابد که تأثیر به‌سزایی بر روی دمای سطحی نانوذرات خواهد داشت. با تغییر فاصله میان مرکز حفره و مرکز نانوذرات (نامتقارن تر شدن شکل هر نانوذره) بیشینه نسبت میدان الکتریکی موضعی به میدان الکتریکی نور فرودی برای مدهای اول و دوم به صورت توان دوم افزایش می‌یابد. در نهایت بیشترین تغییر دما به ازای $d = 14 \text{ nm}$ و در حدود $\Delta T_{\text{max}} \sim 200^\circ \text{C}$ به دست آمد.

به گونه‌ای که کاهش مساحت منجر به کاهش نور دریافتی در این ناحیه شده و لذا باعث کاهش دما می‌شود در حالی که افزایش میدان الکتریکی منجر به افزایش دما می‌شود. در نتیجه رقابت این دو عامل، در کنار ظهور چندقطبی‌های الکتریکی مختلف مانند آنچه در شکل ۳ دیدیم ناشی از عدم تقارن به وجود آمده در شکل، شاهد رفتار نامنظم در شکل ۹ برای مقادیر بزرگ d هستیم.

به هر حال بیشترین تغییر دما مربوط به $d = 14 \text{ nm}$ بوده و برابر $\Delta T_{\text{max}} = 201^\circ \text{C}$ است. نکته قابل توجه این است که همواره مد اول دمای بیشتری نسبت به مد دوم دارد که این امر ناشی از ارتفاع بیشتر قله جذب مد اول نسبت به مد دوم است.

۴. نتیجه‌گیری

در مقاله حاضر خواص پلاسمونیک و ترموپلاسمونیک جفت نانوذرات با شکل هندسی شش گوشه که حفره ای نامتقارن در میان آنها دارد (نانوفریم) مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد که به دلیل نامتقارن بودن شکل نانوفریم‌ها، شاهد برانگیخته شدن مدهای مختلف چندقطبی الکتریکی در ناحیه مرئی و فروقزمز نزدیک هستیم. از آنجا که عواملی چون دارا بودن گوشه‌ها و لبه‌های تیز در ریخت‌شناسی نانوذرات، قرارگیری نانوذرات در مجاورت یکدیگر و وقوع قله جذب

مراجع

1. G Baffou, "Thermoplasmonics", Cambridge University Press (2017).
2. C Noguez, *The Journal of Physical Chemistry C* **111**, **10** (2007) 3806.
3. G Baffou, F Cichos, and R Quidant, *Nature Materials* **19**, **9** (2020) 946.
4. G Baffou, R Quidant, and C Girard, *Applied Physics Letters* **94**, **15** (2009) 153109.
5. A O Govorov and H H Richardson, *Nano Today* **2**, **1** (2007) 30.
6. T Brick, *PhD Thesis*, Imperial College London (2019).
7. S Linic, P Christopher, and D B Ingram, *Nature Materials* **10**, **12** (2011) 911.
8. H H Richardson, *et al.*, *Nano Letters* **9**, **3** (2009) 1139.
9. L Cognet, *et al.*, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **100**, **20** (2003) 11350.
10. G S Assanov, *et al.*, *The European Physical Journal Special Topics* **222**, **10** (2013) 2697.
11. L R Hirsch, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **100**, **23** (2003) 13549.
12. J M Stern, *et al.*, *The Journal of Urology* **179**, **2** (2008) 748.
13. T. J. Harris and A A C Kim. U.S. Patent 9,421,259, issued August 23, 2016.
14. D Y Paithankar, *et al.*, *Journal of Investigative Dermatology* **135**, **7** (2015) 1727.
15. F Chen, N Alemu, and R L Johnston, *AIP Advances* **1**, **3** (2011) 032134.
16. V Thakore, *et al.*, *Advanced Theory and Simulations* **2**, **1** (2019) 1800100.

17. C F Bohren and D R Huffman, “*Absorption and scattering of light by small particles*”, John Wiley & Sons (2008).
18. P k Jain, *et al.*, *The Journal of Physical Chemistry B* **110**, **14** (2006) 7238.
19. G Baffou and R Quidant, *Laser & Photonics Reviews* **7**, **2** (2013) 171.
20. J S Donner, “*Thermo-plasmonics: controlling and probing temperature on the nanometer scale*”, Ph.D. Thesis, Universitat Politecnica de Catalunya(2014).
21. L K Khorashad, *et al.*, *arXiv preprint arXiv:1604.03585* (2016).