

Influence of magnetic field on the radiative heat transfer in system of magneto-optical nanoparticles

Moladad Nikbakht*, Mojde Rezaee, Neda Zolghadri, Alireza Naeimi

Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan, Zanjan, Iran

Received: 09.07.2020 Final revised: 13.01.2021 Accepted: 26.04.2021

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.16789](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16789)

Abstract

We investigate the radiative heat transfer in systems of magneto-optical nanoparticles. The resonance of surface modes due to an external magnetic field results in an anisotropic optical response of these nanoparticles. Using the many-body radiative heat transfer theory, we have investigated the influence of the magnitude and the direction of an external magnetic field on the steady state temperature of system of magneto-optical nanoparticles. Moreover, the influence of configuration symmetry breaking (with change of nanoparticles size) on the net heat exchange and temperatures are investigated in a three-body system and the results are compared to that of symmetrical system. It is shown that the external magnetic field reduces the heat exchange between nanoparticles and effects the nanoparticles steady-state temperatures in the system. This influence is much pronounced if the applied magnetic field is perpendicular to the two-body chain. Moreover, we observe the possibility of circular thermal flow in three-body system in presence of a perpendicular magnetic field. Further investigation shows the pronounced effect of magnetic field on the radiative properties in symmetric than that of the asymmetric structures.

Keywords: Radiative heat transfer, Magneto-optical Materials, Magnetic field

* Corresponding Author: mnik@znu.ac.ir



بررسی اثر شدت و جهت میدان مغناطیسی در انتقال حرارت سامانه‌های نوری مغناطیسی

مولاداد نیکبخت*، مژده رضائی، ندا ذوالقدری، علیرضا نعیمی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه زنجان، زنجان، ایران

دریافت: 1399/04/19 ویرایش نهایی: 1399/10/24 پذیرش: 1400/02/06

Doi link: [10.22055/JRMBS.2021.16789](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16789)

چکیده

در این مقاله به بررسی انتقال حرارت در سامانه‌ای چند ذره‌ای متشکل از مواد نوری مغناطیسی می‌پردازیم. در این دسته از مواد تشدید مدهای سطحی در حضور میدان مغناطیسی خارجی باعث شکست تقارن در سامانه و از بین رفتن همسانگردی پاسخ اپتیکی این نانو ذرات می‌شود. با استفاده از معادلات حاکم بر انتقال حرارت در سامانه‌های بس ذره‌ای، اثر جهت‌گیری نسبی و اندازه میدان خارجی بر دمای تعادلی سامانه‌هایی از نانو ذرات نوری مغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است. علاوه بر این با تغییر اندازه ذرات و شکستن تقارن در هر دو سامانه به مقایسه اختلاف دمای ایجاد شده و شار خالص مبادله شده میان ذرات در سامانه متقارن با نامتقارن پرداخته‌ایم. بررسی‌ها نشان می‌دهند مؤلفه میدان مغناطیسی عمود بر خط واصل نانو ذرات، سهم بیشتری در کاهش تبادل انرژی میان نانو ذرات و لذا تفاوت در دمای تعادلی آنها دارد. در مقابل سهم مؤلفه موازی میدان مغناطیسی در انتقال حرارت میان نانو ذرات و لذا در دمای تعادلی آنها قابل اغماض است. بررسی‌ها نشان می‌دهند که اعمال میدان خارجی در راستای عمود بر صفحه متشکل نانو ذرات منجر به اعمال جریان حرارتی چرخشی در سامانه گردیده و جهت میدان مورد نظر تأثیری مستقیم بر دمای تعادلی نانو ذرات موجود در سامانه می‌گذارد. علاوه بر این مشاهده گردید که تأثیر میدان اعمالی خارجی بر کاهش انتقال حرارت میان ذرات برای سامانه‌های متقارن بیشتر از سامانه‌های نامتقارن بوده است.

کلیدواژگان: انتقال حرارت تابشی، مواد نوری مغناطیسی، میدان مغناطیسی

مقدمه

سؤال‌هایی که در این زمینه وجود داشت جواب داد. در دهه‌های بعد پیشرفت تکنولوژی زمینه ساخت سامانه‌هایی در ابعاد نانو را ایجاد کرد ولی در این سامانه‌ها میزان انتقال حرارت با پیش‌بینی قانون پلانک مغایرت داشت و بار دیگر دانشمندان این حوزه را به تحقیق واداشت که در نهایت این تلاش‌ها منجر به تعریف مفاهیم میدان نزدیک و میدان دور شد. نظریه پلانک میزان انتقال حرارت تابشی را برای محدوده

انرژی گرمایی همواره توسط اجسامی که دمای آنها بالاتر از صفر کلوین است توسط امواج الکترومغناطیسی گسیل می‌شود که از افت و خیز ذرات باردار داخل مواد ناشی می‌شود. در اواخر قرن نوزدهم دانشمندان در صدد فهم انتقال حرارت تابشی بین اجسام برآمدند و در نهایت ماکس پلانک فرمول‌بندی توان تابشی اجسام را در نظریه خود بیان کرد که به

* نویسنده مسئول: mnik@znu.ac.ir



استفاده شده در این تحقیق نیم-رسانای ایندیوم آنتیمونید (InSb) است. پاسخ اپتیکی این ماده شکل تانسوری دارد و در غیاب میدان مغناطیسی خارجی متقارن و دارای دو مد تشدید فونونی و پلاسمونی است. با این حال در حضور میدان مغناطیسی خارجی، تانسور دی الکتریک شکل نامتقارن به خود می‌گیرد و تبهگنی در مدهای تشدید فونونی و فوتونی شکسته شده و منجر به سه مد فونونی و سه مد پلاسمونی می‌گردد [7]. شکافتگی این مدها به جهت و اندازه میدان اعمالی خارجی بستگی دارد. از آنجایی که انتقال حرارت میان نانوذرات به مدهای تشدید فونونی و فوتونی در آنها وابسته است، اعمال میدان مغناطیسی بر سامانه‌ای از ذرات ایندیوم آنتیمونید تأثیری مستقیم بر انتقال حرارت در این سامانه خواهد داشت. به عبارتی امکان کنترل انتقال حرارت در این سامانه با عامل خارجی (میدان مغناطیسی) صورت می‌پذیرد. این ویژگی منحصر به فرد مواد نوری مغناطیسی زمینه‌ساز ایجاد مقاومت مغناطیسی بزرگ [8] و مشاهده اثر هال حرارتی فوتون [7] و همچنین ساخت دیوهای حرارتی [9] شده است.

در این پژوهش دمای تعادلی و شار تبدلی حرارتی را در سامانه دو ذره‌ای و سه ذره‌ای، مورد مطالعه قرار می‌دهیم، سپس اثر شدت و جهت میدان مغناطیسی را در تغییر دمای تعادلی ذرات و همینطور شار تبدلی بین آنها مورد بررسی قرار می‌دهیم. بدین منظور ابتدا روابط حاکم بر انتقال حرارت تابشی را در ناحیه میدان نزدیک معرفی می‌کنیم و علاوه بر آن با استفاده از معادله انرژی، دمای تعادلی آنها را با استفاده از روش نیوتن محاسبه می‌کنیم.

میدان دور درست پیش‌بینی می‌کرد که در آن ابعاد و فاصله ذرات بسیار بزرگتر از طول موج حرارتی بود ولی در سامانه‌هایی با ابعاد نانو فرض پلانک نقض می‌شد چرا که اندازه اجزای سامانه و فاصله آنها در مقایسه با طول موج حرارتی کوچک بود که این ناحیه محدوده میدان نزدیک نام‌گذاری شد. ادامه این تلاش‌ها منجر به فرمول‌بندی انتقال حرارت تابشی در این محدوده توسط پولدر و ون هوو شد که با مشاهدات تجربی نیز مطابقت داشت [1,2] در محدوده میدان نزدیک تونل‌زنی فوتون‌ها و پراکندگی متوالی امواج الکترومغناطیسی بین اجزای سامانه باعث افزایش میزان انتقال حرارت از پیش‌بینی قانون پلانک شده است. امروزه این حوزه از فیزیک به‌خاطر کاربردهایی که در انتقال انرژی [3]، تصویربرداری [4] و حافظه‌ها [5] و ترانزیستورهای حرارتی [6] داشته، مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته است.

در این حیطه از فیزیک، تأثیر عوامل زیادی مثل فاصله ذرات، شکل، جنس محیط اطراف و جهت‌گیری نسبی در انتقال حرارت تابشی در محدوده میدان نزدیک مورد مطالعه قرار گرفته است [10-14]. در مقابل عواملی هستند که از خارج از سامانه می‌توان به‌کار برد تا ترابرد گرمایی را تحت تأثیر قرار داد. یکی از عوامل خارجی که برای کنترل ترابرد در ساختارها مورد استفاده قرار می‌گیرد، میدان مغناطیسی خارجی است [15]. در این مقاله به کنترل انتقال حرارتی تابشی با استفاده از میدان مغناطیسی ثابت خارجی پرداخته شده است. از این روی از مواد نوری-مغناطیسی استفاده شده است که تحت تأثیر میدان مغناطیسی خارجی تانسور دی الکتریک آنها دستخوش تغییر می‌گردد [17]. ماده

روابط اساسی انتقال حرارت تابشی

و ماتریس‌های \hat{A}_{ij} و \hat{C}_{ij} با روابط زیر تعریف می‌شوند:

$$\hat{A}_{ij} = [1 - k^2 \hat{\alpha} \hat{W}]_{ij}^{-1} \quad 3$$

$$\hat{C}_{ij} = [k^2 \hat{G} \hat{A}]_{ij} \quad 4$$

در این روابط $\hat{1}$ ماتریس واحد دودویی، \hat{G}_{ij} تانسور گرین دودویی و \hat{W}_{ij} ماتریسی برهم‌کنشی است و $k = \frac{\omega}{c}$ بردار موج در خلأ است.

حال برای بررسی تحول زمانی دمای ذرات یک سامانه N ذره‌ای که ذرات در دمای اولیه T_i و مکان r_i هستند و در یک حمام حرارتی در دمای T_b قرار دارند که دمای حمام حرارتی ثابت در نظر گرفته شده است، می‌توان از رابطه زیر بهره برد [11]:

$$\rho_i C_i V_i \frac{dT_i}{dt} = P_i \quad 5$$

در این رابطه سمت راست نشان دهنده شار دریافتی خالص ذره i ام در بازه زمانی dt است و سمت چپ حاکی از تغییرات انرژی درونی در بازه زمانی dt همان ذره با چگالی ρ_i ، ظرفیت گرمایی C_i و حجم V_i است. برای یک ذره در سامانه بس‌ذره‌ای که در یک حمام حرارتی قرار دارد، این توان خالص دریافتی را می‌توان به شکل زیر نوشت [10]:

$$P_i = F_i + \sum_{j \neq i} F_{i,j} + \sum_{j \neq i} F_{i,j}^b \quad 6$$

که در این رابطه

$$F_i = \text{Im} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\pi} \varepsilon_0 \text{Tr}[\hat{A}_{ii} \text{Im}(\chi_i) \hat{C}_{ii}^\dagger] \theta(\omega, T_i), \quad \text{الف} \quad 7$$

$$F_{i,j} = \text{Im} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\pi} \varepsilon_0 \text{Tr}[\hat{A}_{ij} \text{Im}(\chi_j) \hat{C}_{ij}^\dagger] \theta(\omega, T_j), \quad \text{ب} \quad 7$$

$$F_{i,j}^b = \text{Im} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\pi} \left(\frac{k^2}{\varepsilon_0}\right) \text{Tr}[\hat{B}_{ij} \text{Im}(\hat{G}_{jj}) \hat{D}_{ij}^\dagger] \theta(\omega, T_b) \quad \text{ج} \quad 7$$

برای محاسبه انتقال حرارت تابشی در سامانه‌هایی با ابعاد نانو می‌توان از نظریه افت و خیز-اتلاف استفاده کرد. در این نظریه، تابش هر نانوذره با امواج الکترومغناطیس ساطع شده از آن ذره به واسطه افت و خیزهای چگالی بار آن تقریب زده می‌شود. در پایین‌ترین مرتبه از این تقریب، تنها تابش ناشی از دوقطبی‌های الکتریکی افت و خیز کننده در ذره لحاظ می‌گردند. لذا هر ذره با یک دوقطبی افت و خیز کننده در مرکز جرم هر نانوذره تقریب زده می‌شود و تبادل انرژی میان این دوقطبی‌ها به عنوان انتقال حرارت تحت بررسی قرار می‌گیرد. از این روی بایستی ذرات با ابعاد نانومتری استفاده شوند. علاوه بر این در مبحث انتقال حرارت تابشی، انتقال حرارت میدان نزدیک پیش‌بینی‌های پلانک را نقض می‌کند و در این مقاله نیز چون علاقمند به کنترل حرارت تابشی در این رژیم هستیم، فاصله میان نانوذرات را کمتر از 10 میکرون که تقریباً معادل با طول موج حرارتی در دمای 300 کلوین است در نظر گرفته‌ایم. با داشتن این فرض و استفاده از قضیه افت و خیز-اتلاف [2] برای شار تبدالی بین ذرات i و j یک سامانه‌ای متشکل از N نانوذره، خواهیم داشت [3]:

$$H_{ij} = \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \tau_{ij} [\theta(\omega, T_i) - \theta(\omega, T_j)] \quad 1$$

$$\theta(\omega, T_j) = \hbar \omega [\exp(\frac{\hbar \omega}{K_B T_j}) - 1]^{-1} \quad \text{که انرژی}$$

نوسانگر پلانک را در دمای T در تعادل حرارتی نشان می‌دهد و $\tau_{12}(\omega, H)$ ضریب انتقال حرارت است و طبق رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$\tau_{ij}(\omega, T) = 2 \text{Im} \text{Tr}[\hat{A}_{ij} \text{Im} \hat{\chi}_i \hat{C}_{ij}^\dagger] \quad 2$$

دامنه میدان الکتریکی موج الکترومغناطیس به صورت
 $E(t) = \text{Re}[E(\omega)\exp(-i\omega t)]$ باشد. معادله حرکت الکترون به صورت زیر خواهد بود:

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} = -m_e \gamma \frac{dx}{dt} - e \left(E(t) + \frac{1}{c} \frac{dx}{dt} \times B \right) \quad 8$$

که γ ، m_e و $-e < 0$ معرف بردار مکان، ثابت واهلش، جرم مؤثر و بار الکترون است. قطبش محیط را نیز در این مدل می توان به صورت $P(t) = -en_e x(\omega)$ نوشت که n_e تعداد الکترون های رسانش در واحد حجم است. با استفاده از تبدیل فوریه برای بردار مکان داریم $x(t) = \text{Re}[x(\omega)\exp(-i\omega t)]$ در ادامه می توان نوشت $P(\omega) = -en_e x(\omega) = \chi(\omega)E(\omega)$ سپس معادله 7 را حل می کنیم که برای میدان های مغناطیسی ضعیف فرکانس سیکلوترونی برابر $\omega_e = \frac{eB}{m_e c}$ است. در ادامه این روش می توان تانسور پذیرفتاری $\chi(\omega)$ و تانسور گذردهی $\varepsilon(\omega) = I + 4\pi\chi(\omega)$ را نیز به دست آورد که به صورت زیر خواهد بود:

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}(\omega) & iG\omega_e b_z & -iG\omega_e b_y \\ -iG\omega_e b_z & \varepsilon_{yy}(\omega) & iG\omega_e b_x \\ iG\omega_e b_y & -iG\omega_e b_x & \varepsilon_{zz}(\omega) \end{pmatrix}, \quad 9$$

که

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\gamma\omega), \quad 10 \text{ الف}$$

$$G = \omega_p^2 / (\omega^2 + i\gamma\omega)^2 \quad 10 \text{ ب}$$

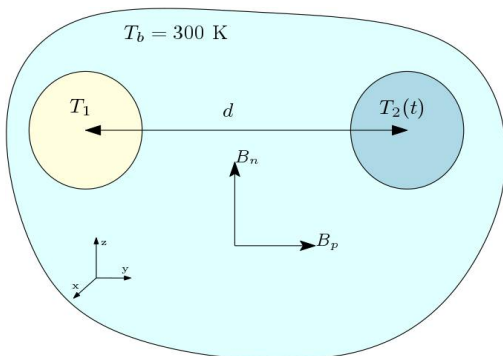
$$\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e} \quad 10 \text{ ج}$$

هستند. در این روابط F_i توان از دست رفته در هر نانوذر به واسطه تابش آن است. علاوه بر این $F_{i,j}$ توان خالص مبادله شده بین ذره i و ذره j است و $F_{i,j}^b$ توان خالص دریافتی ذره i از حمام است. از آنجایی که در این مقاله تنها سهم انتقال حرارت به شیوه تابش مد نظر است، محیط اطراف نانوذرات خلأ در نظر گرفته شده است. با این حال بررسی ها نشان می دهند که محیط هایی با گذردهی بالاتر، ضریب انتقال حرارت میان نانوذرات را افزایش می دهند و دلیل این امر نیز انتقال فرکانس تشدید فونونی و پلاسمونی نانوذرات به فرکانس های پایین تر است که سهم بالاتری در انتقال حرارت دارند. محاسبه تحول زمانی دمای نانوذرات سامانه مستلزم حل عددی معادله 5 با شیوه های رایجی همچون رانگ کوتا است. با این حال از آنجایی که در این مقاله به بررسی حالت های مانای دمایی برای نانوذرات پرداخته شده است، از روش نیوتون برای محاسبه دماهای تعادلی در حالت مانای سامانه استفاده شده است. بدین منظور، توان کل اتلاف شده روی نانوذرات از معادله 6 محاسبه و دماهای تعادلی از حل دستگاه معادلات $\frac{dT_i}{dt} = 0$ در معادله 5 به دست آمده اند.

تانسور گذردهی مواد نوری مغناطیسی

در این بخش برای بررسی سامانه هایی شامل مواد نوری مغناطیسی، تانسور گذردهی آنها را در حضور میدان مغناطیسی خارجی $\mathbf{B} = B(b_x, b_y, b_z)$ معرفی می کنیم. برای توضیح پاسخ مواد مغناطیسی نوری می توان از مدل الکترون آزاد درود استفاده کرد، بر اساس این مدل برای الکترونی که در حضور میدان مغناطیسی \mathbf{B} قرار دارد و وابستگی زمانی

دارند و دمای ذره در مبدأ برابر مقدار ثابت 350 کلوین و دمای اولیه ذره دوم برابر 300 کلوین در نظر گرفته شده است. این سامانه در یک حمام حرارتی خارجی در دمای ثابت 300 کلوین قرار دارد. در سامانه متقارن، شعاع نانوذرات یکسان و برابر با 100 نانومتر فرض شده است. این سامانه تحت یک میدان مغناطیسی ثابت خارجی در دو حالت موازی با خط واصل نانوذرات B_p ، و عمود بر خط واصل نانوذرات B_n قرار گرفته است و توان مبادله شده میان دو نانوذره و دمای تعادلی



نانوذره دوم حساب شده اند.

شکل 1. یک سامانه دو ذره‌ای که ذرات با شعاع R_i روی یک خط قرار دارند. دمای ذره اول در 350K ثابت است و دمای اولیه ذرات 2 برابر 300K در نظر گرفته شده است. همچنین سامانه در یک حمام حرارتی در دمای 300K قرار دارد و $d=500\text{nm}$ است. مختصات ذره اول $(x,y,z)=(0,0,0)$ و برای ذره دوم $(x,y,z)=(0,500,0)\text{nm}$ است.

این کمیت ها برای سامانه نامتقارن (که شعاع ذره دوم برابر 50 نانومتر لحاظ شده) نیز تکرار گردیده و نتایج در شکل 2 ارایه شده است.

مطابق شکل 2 الف مشاهده می‌گردد که اندازه میدان مغناطیسی موازی با خط واصل نانوذرات تأثیر ناچیزی در دمای تعادلی نانوذره دوم داشته است. عدم وابستگی توان مبادله شده میان دو نانوذره در حضور میدان مغناطیسی موازی در شکل 2 ب گواهی بر این امر است

فرکانس پلاسمونی است. با این اوصاف برای نانوذره‌های کروی یکسان با شعاع r تانسور قطبش پذیری را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\alpha(\omega) = r^3 (\epsilon - \epsilon_m I) (\epsilon + 2\epsilon_m I)^{-1} \quad 11$$

که ϵ_m ثابت دی‌الکتریک محیط همگنی است که سامانه در آن قرار دارد و I معرف ماتریس واحد است. در نهایت برای تانسور قطبش پذیری خواهیم داشت:

$$\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} \alpha_{xx}(\omega) & -F\omega_c b_z & F\omega_c b_y \\ F\omega_c b_z & \alpha_{yy}(\omega) & -F\omega_c b_x \\ -F\omega_c b_y & F\omega_c b_x & \alpha_{yy}(\omega) \end{pmatrix} \quad 12$$

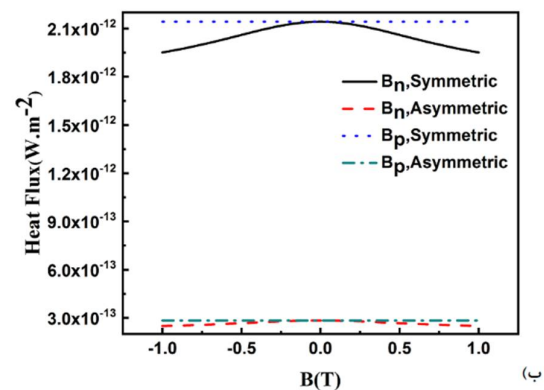
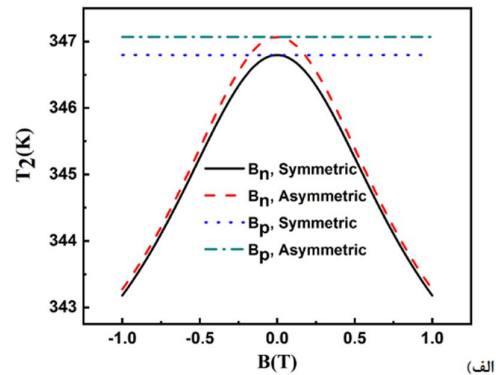
$$F = -3iR^3 \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma\omega)^2} \frac{\epsilon_m}{(\epsilon_{xx} + 2\epsilon_m)^2} \quad 13$$

کمیت F وقتی $\text{Re}(\epsilon_{xx} + 2\epsilon_m) = \pm \text{Im}(\epsilon_{xx})$ برقرار باشد، چشمگیر خواهد بود و بسامدهای به دست آمده از آن به بسامد پلاسمون‌های سطحی که از رابطه $\text{Re}(\epsilon_{xx} + 2\epsilon_m) = 0$ به دست می‌آید، نزدیک هستند. چنانچه که در ماتریس رابطه 11 مشاهده می‌کنیم، عناصر غیرقطری ماتریس قطبش پذیری مواد نوری مغناطیسی به میدان مغناطیسی وابسته است که نشان از تغییر انتقال حرارت تابشی سامانه‌های شامل این مواد در حضور میدان مغناطیسی و همینطور وابستگی آن به جهت میدان مغناطیسی دارد [15].

بحث و بررسی

سامانه اولیه مورد بررسی که در شکل 1 مشاهده می‌کنیم شامل 2 ذره کروی یکسان از جنس ماده نوری مغناطیسی ایندیم آنتیمونید (InSb) نوع B است [16]. این ذرات در فاصله 500 نانومتری از یکدیگر قرار

مشاهده می‌شود، تضعیف تبادل حرارت میان نانوذرات در میدان‌های بزرگ عمودی سبب کاهش دمای تعادلی نانوذره دوم در هر دو سامانه متقارن و نامتقارن گردیده است. کم بودن دمای تعادلی ذره دوم در میدان‌های ضعیف خارجی در قیاس با سامانه نامتقارن در شکل 2 الف گواه این امر است که میدان مغناطیسی عمودی سهمی بیشتری در کاهش برهم‌کنش میان نانوذرات در سامانه متقارن دارد. نکته قابل توجه در شکل 2 زوج بودن توان مبادله شده و همچنین پروفایل دمایی ذره دوم برحسب میدان مغناطیسی است. این امر حاکی از آن است که دمای تعادلی ذره دوم فقط به شدت میدان مغناطیسی بستگی دارد و به مثبت یا منفی بودن میدان مغناطیسی، در هر دو حالت عمود و موازی وابسته نیست. مقایسه شار حرارتی مبادله شده میان نانوذرات برای دو وضعیت موازی و عمودی میدان مغناطیسی نشان می‌دهد که برای سامانه متقارن این شار نسبت به سامانه نامتقارن تا یک مرتبه بزرگتر است. دلیل این اتفاق را باید در وابستگی تانسور قطبش پذیری به شعاع ذره جستجو کرد، که با نصف شدن شعاع انتظار می‌رود به میزان $\frac{1}{8}$ کاهش یابد. به منظور بررسی تأثیر میدان مغناطیسی در شار مبادله شده میان نانوذرات و دمای تعادلی اجزای سامانه سامانه‌ای با عدم تقارن هندسی، چیدمان نانوذرات مطابق شکل 3 مورد استفاده قرار گرفته است.



که دمای نهایی نانوذره دوم صرفاً متأثر از ابعاد دو نانوذره، فاصله d ، دمای ذره اول و دمای حمام است.

شکل 2. برای سامانه معرفی شده در شکل 1، وقتی ذرات سامانه یکسان هستند (Symmetric) و وقتی شعاع ذره دوم 50nm است (Asymmetric) الف: دمای تعادلی و ب: شار خالص دریافتی ذره دوم بر حسب شدت میدان مغناطیسی موازی (P) و عمود بر (n) خط واصل ذرات محاسبه شده است.

برای سامانه متقارن در قیاس با سامانه نامتقارن، دمای نهایی نانوذره دوم نزدیکتر به دمای نانوذره اول است و دلیل این امر بالاتر بودن مبادله حرارت میان دو نانوذره در وضعیت متقارن است. در مقابل، میدان مغناطیسی عمود بر خط واصل نانوذرات نقشی غالب در مبادله حرارت میان نانوذرات و دمای تعادلی ذره دوم دارد.

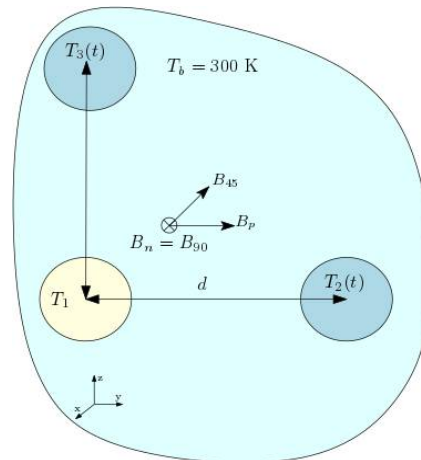
کاهش انتقال حرارت میان نانوذرات مطابق با شکل 2 ب سبب کاهش وابستگی دمای نهایی نانوذره دوم به نانوذره اول می‌گردد. همان‌طور که در شکل 2 الف

نانوذرات مورد بررسی قرار گرفته است. میدان مغناطیسی درونسو معادل با $B_n > 0$ و میدان مغناطیسی برونسو معادل با $B_n < 0$ هستند.

همان‌طور که در شکل 4 الف مشاهده می‌شود مثبت یا منفی بودن میدان مغناطیسی تعیین‌کننده مثبت یا منفی بودن اختلاف دماست. به بیان دیگر جهت میدان مغناطیسی عمودی نقش تعیین‌کننده‌ای در دمای نهایی 2 و 3 دارد. اعمال میدان مغناطیسی درونسو سبب القای

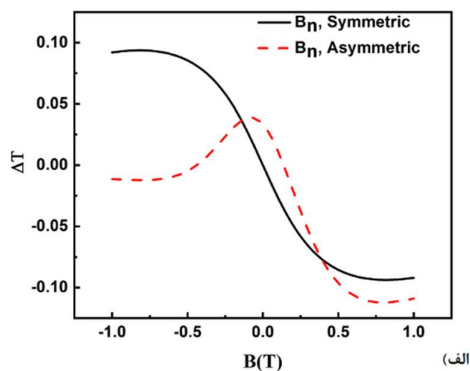
یک جریان حرارتی ساعتگرد و اعمال میدان مغناطیسی برونسو سبب القای یک جریان حرارتی پادساعتگرد می‌شود. برای سامانه متقارن، جریان حرارتی ساعتگرد ناشی از $B_n > 0$ سبب بالاتر رفتن دمای تعادلی ذره سوم در مقایسه با ذره دوم و لذا منفی شدن ΔT گردیده است. در مقابل جریان برونسو سبب افزایش شار انرژی از ذره اول به دوم و لذا بالاتر رفتن دمای ذره دوم و مثبت شدن ΔT گردیده است. پروفایل دمایی در سامانه متقارن تابع فردی برحسب میدان مغناطیسی است و در غیاب میدان مغناطیسی، دمای ذرات دوم و سوم یکسان هستند. این قاعده در سامانه با ذرات نامتقارن به هم ریخته است به گونه‌ای که اعمال میدان برونسو با بالاتر رفتن دمای ذره سوم و لذا منفی شدن ΔT همراه بوده است. بیشترین اختلاف دما بین ذرات در سامانه نامتقارن برای میدان صفر و میدان‌های بزرگ درونسو است.

در گام بعدی در شکل 4 ب میدان مغناطیسی خارجی در راستای نیم‌ساز زاویه قائمه مثلث اعمال می‌شود، به طوری که زاویه بین میدان مغناطیسی و خط واصل ذرات 1-2 و 1-3 درجه باشد. برای سامانه با اجزای

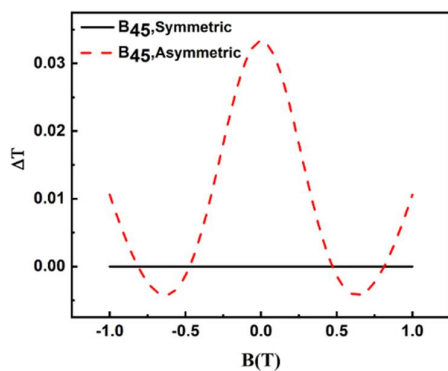


شکل 3. یک سامانه سه‌ذره‌ای که ذرات با شعاع R_i در رأس‌های یک مثلث قائم‌الزاویه متساوی الساقین قرار دارند. دمای ذره اول در 350K ثابت است و سامانه در یک حمام حرارتی در دمای 300K قرار دارند. مختصات ذره اول برابر $(y,z)=(0,0)$ و برای ذره دوم $(y,z)=(500,0)$ nm و برای ذره سوم $(y,z)=(0,500)$ nm است.

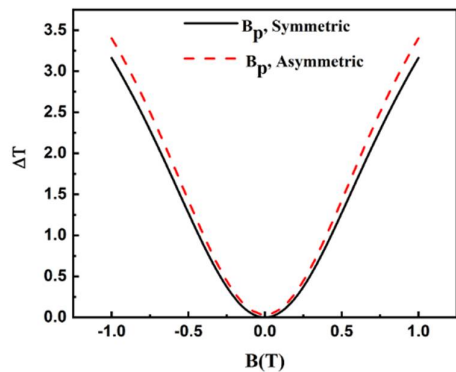
این سامانه متشکل از سه ذره با شعاع R_i و دمای T_i در رأس‌های یک مثلث قائم‌الزاویه متساوی الساقین است. ذرات در مختصات $(0,0,0)$ ، $(0,0,d)$ و $(0,d,0)$ قرار دارند و $d = 500$ nm است. مشابه سامانه دو ذره‌ای برای حالت متقارن (Symmetric) شعاع هر سه ذره یکسان و برابر 100 نانومتر است. علاوه بر این، شعاع ذره دوم در سامانه نامتقارن (Asymmetric) برابر 50 نانومتر در نظر گرفته شده است. همچنین در این سامانه دمای ذره‌ای که در مبدأ قرار دارد مقدار ثابت 350 کلوین فرض شده است و اختلاف دمای تعادلی ذرات دوم و سوم در حضور دمای حمام حرارتی در دمای 300 کلوین محاسبه شده است. برای بررسی بهتر دمای تعادلی ذرات سامانه در حضور میدان مغناطیسی، اختلاف بین دمای تعادل ذرات 2 و 3 ($\Delta T = T_2 - T_3$) برحسب میدان مغناطیسی در سه جهت مختلف، برای سامانه متقارن و نامتقارن مورد مطالعه قرار می‌دهیم. در ابتدا تأثیر میدان خارجی عمود بر صفحه



(الف)



(ب)



(ج)

متقارن، میدان مغناطیسی تأثیر یکسانی بر برهم‌کنش نانوذرۀ اول با دو نانو ذره دیگر داشته و لذا دمای تعادلی ذرات دوم و سوم همواره یکسان و مستقل از اندازه میدان مغناطیسی بوده است. این امر منجر به صفر شدن ΔT گردیده است. چنانچه در شکل 4ب می‌بینیم، کاهش شعاع ذره دوم از 100 نانومتر به 50 نانومتر در سامانه نامتقارن باعث ایجاد اختلاف دما بین ذرات شده است. علاوه بر این مشاهده می‌شود که پروفایل دمایی در هر دو سامانه متقارن و نامتقارن، تابع زوجی از میدان مغناطیسی است.

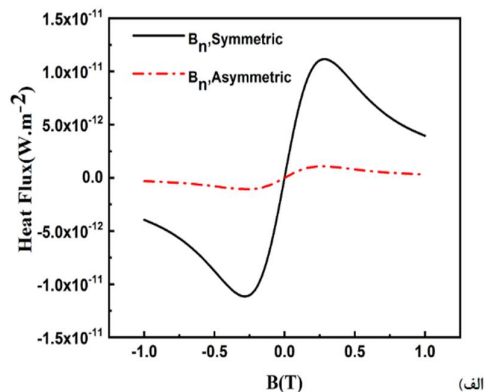
نتایج مربوط به اعمال میدان مغناطیسی به موازات خط واصل ذرات 1-2 در شکل 4ج آمده است. همان‌گونه که مشاهده می‌شود نمودارها در هر دو سامانه متقارن و نامتقارن زوج هستند. علاوه بر این اعمال میدان خارجی در این امتداد سبب اختلاف بیشتری میان دمای ذرات دوم و سوم گردیده است. با این وجود این تأثیر در دو سامانه متقارن و نامتقارن تفاوت چندانی با یکدیگر با یکدیگر ندارند. در حقیقت چون میدان مغناطیسی بر خط واصل ذرات 1-3 عمود است سبب کاهش دمای ذره سوم می‌شود و با افزایش شدت میدان مغناطیسی، دمای ذره سوم کمتر می‌شود و به دنبال آن اختلاف دما افزایش می‌یابد و این اختلاف دما نیز، فقط به شدت میدان مغناطیسی بستگی دارد.

شکل 4. اختلاف دمای تعادلی ذرات 2 و 3 برای سامانه معرفی شده در شکل 3. وقتی شعاع ذرات سامانه یکسان و برابر 100 نانومتر هستند (Symmetric) و وقتی شعاع ذره دوم برابر 50 نانومتر است (Asymmetric). اختلاف دمای تعادل ذره دوم و سوم وقتی الف) میدان مغناطیسی عمود بر صفحه نانوذرته است ب) میدان در امتداد نیمساز (زاویه 45 درجه نسبت به خط واصل ذرات اول و دوم) و ج) میدان به موازات خط واصل ذره اول و دوم است.

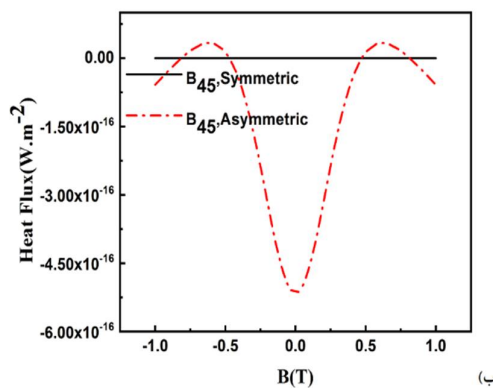
است، نشان از وابستگی جهت شار تعادلی بین ذرات 2 و 3 به راستای میدان دارد. مشاهده می‌شود که برای میدان مغناطیسی درونسو (معادل با $B_n > 0$) شار حرارتی ساعتگرد در سامانه با شار مثبت (شار از 3 به 2) و برای میدان مغناطیسی برونسو شار پادساعتگرد با شار خالص منفی (شار از 2 به 3) همراه است. این وابستگی برای سامانه نامتقارن نیز وجود دارد اما این شار تا یک مرتبه نسبت به سامانه متقارن کاهش یافته است. شکل 5ب شار تعادلی بین ذرات 2 و 3 متناسب با وضعیت معرفی شده در شکل 4ب است. همان‌طور که از پروفایل دمایی نیز انتظار می‌رود در این حالت برای سامانه متقارن شار تعادلی بین ذرات 2 و 3 صفر است، اما این شار برای سامانه نامتقارن بین ذرات 2 و 3 دیده می‌شود که به دلیل دمای بالاتر ذره دوم در غیاب میدان مغناطیسی جهت شار از 2 به 3 است که افزایش شدت میدان مغناطیسی باعث کاهش میزان این شار و حتی تغییر جهت آن شده است. در شکل 5ج میدان مغناطیسی در امتداد خط واصل ذرات 1-2 است و نمودار شار تابع زوجی از میدان مغناطیسی است و جهت شار همواره از 2 به 3 است، برای سامانه نامتقارن نیز کاهش میزان شار تعادلی از وابستگی تانسور قطبش پذیری ماده به شعاع ذره تأثیر می‌گیرد.

نتیجه‌گیری

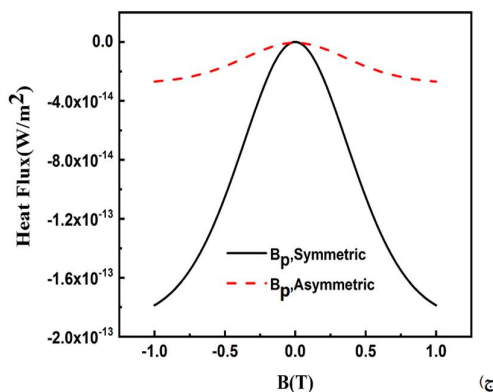
در این مقاله شار مبادله‌ای و دمای تعادلی ذرات 2 سامانه شامل مواد نوری مغناطیسی در حضور میدان مغناطیسی خارجی مطالعه شد. در سامانه دو ذره‌ای دیدیم میدان مغناطیسی وقتی عمود بر جهت انتشار حرارت است نقش بازدارنده دارد. به‌عباتی عدم تقارن



الف)



ب)



ج)

شکل 5. شار مبادله شده میان ذرات 2 و 3 برای سامانه معرفی شده در شکل 3، وقتی ذرات سامانه یکسان هستند (Symmetric) و وقتی شعاع ذره دوم 50nm است (Asymmetric). الف: میدان مغناطیسی عمود بر صفحه نانوذرات است ب: میدان در امتداد نیمساز (زاویه 45 درجه نسبت به خط واصل ذرات اول و دوم) و ج: میدان به موازات خط واصل ذره اول و دوم است.

در انتها نیز در شکل 5 به مطالعه شار مبادله شده بین ذرات 2 و 3 در سامانه سه‌ذره‌ای می‌پردازیم. در شکل 5الف که میدان مغناطیسی عمود بر صفحه ذرات

[3] S. Basu, Z.M. Zhang, C.J. Fu, Review of near field thermal radiation and its application to energy conversion, *International Journal of Energy Research*, **33** (2009) 1203-1232. <https://doi.org/10.1002/er.1607>

[4] A. Kittel, W. Müller-Hirsch, J. Parisi, S.A. Biehs, D. Reddig, M. Holthaus, Near-field heat transfer in a scanning thermal microscope, *Physical review letters*, **95** (2005), 224301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.224301>

[5] V. Kubyskyi, S.A. Biehs, P. Ben-Abdallah. Radiative bistability and thermal memory, *Physical review letters* **113** (2014) 074301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.074301>

[6] P. Ben-Abdallah, S.A. Biehs. Near-field thermal transistor, *Physical review letters* **112** (2014) 044301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.044301>

[7] P. Ben-Abdallah, Photon thermal hall effect, *Physical review letters* **116** (2016) 084301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.084301>

[8] I. Latella, P. Ben-Abdallah. Giant thermal magnetoresistance in plasmonic structures, *Physical review letters*, **118** (2017) 173902. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.173902>

[9] A. Ott. Radiative thermal diode driven by nonreciprocal surface waves, *Applied Physics Letters*, **114** (2019) 163105. <https://doi.org/10.1063/1.5093626>

[10] M. Nikbakht. Radiative heat transfer in anisotropic many-body systems: Tuning and enhancement, *Journal of Applied Physics*,

در این سامانه سهم کمتری در کاهش برهم‌کنش حرارتی نانوذرات داشته و منجر به افزایش دمای تعادلی ذره دوم شده است. علاوه بر آن در سامانه سه‌ذره‌ای جهت شار تعادلی به جهت میدان مغناطیسی بستگی دارد. همچنین در سامانه سه‌ذره‌ای وضعیتی در حضور میدان مغناطیسی بررسی شد که در حالت تعادل شاری بین ذرات وجود نداشت و حالت سوم مربوط به میدان مغناطیسی موازی خط وصل ذرات 1 و 2 بود در این حالت حضور میدان با کاهش دمای ذره سوم سبب ایجاد شار تعادلی از 2 به 3 شده است و این شار تعادلی فقط به شدت میدان مغناطیسی بستگی دارد. وقتی تقارن سامانه سه‌ذره‌ای را با کاهش شعاع ذره دوم از بین می‌بریم مشاهده می‌کنیم در حالت اول اختلاف دما کاهش یافته و همچنین تقارن پروفایل دمایی از بین رفته است و به دنبال آن شار تبدیلی بین ذرات 2 و 3 کاهش می‌یابد؛ در حالت دوم عدم تقارن منجر به ایجاد اختلاف دما بین ذرات و جاری شدن شار حرارتی بین آنها می‌شود و در حالت سوم اختلاف دما افزایش یافته است و شار تبدیلی بین دو ذره کاهش یافته است.

مرجع‌ها

[1] J.B. Pendry, Radiative exchange of heat between nanostructures, *Journal of Physics: Condensed Matter*, **11** (199) 6621-6. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/11/35/301>

[2] D.V. Polder, M. Van Hove, Theory of radiative heat transfer between closely spaced bodies, *Physical Review B* **4** (1971) 3303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.4.3303>

116 (2014) 094307.
<https://doi.org/10.1063/1.4894622>

[11] A. Narayanaswamy, S. Shen, G. Chen, Near-field radiative heat transfer between a sphere and a substrate, *Physical Review B* **78** (2008) 115303.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.115303>

[12] S. Basu, M. Francoeur, Near-field radiative transfer based thermal rectification using doped silicon, *Applied Physics Letters* **98** (2011) 113106.
<https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3567026>

[13] H. Iizuka, S.H. Fan, Rectification of evanescent heat transfer between dielectric-coated and uncoated silicon carbide plates, *Journal of Applied Physics* **112** (2012) 024304.
<https://doi.org/10.1063/1.4737465>

[14] R. Messina. Fluctuation-electrodynamics theory and dynamics of heat transfer in systems of multiple dipoles, *Physical Review. B.* **88** (2013): 104307.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.104307>

[15] S. Pakdel, M. Miri. Faraday rotation and circular dichroism spectra of gold and silver nanoparticle aggregates, *Physical Review B* **86** (2012): 235445.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.235445>

[16] F. Khoeini, L. Esmaili, Effects of electric and magnetic fields on electronic properties of stanene nanoribbons, *Journal of Research on many-body systems* **9** 2 (2019) 61-69.
https://jrmb.scu.ac.ir/article_14835.html

[17] A. Ott, R. Messina, P. Ben-Abdallah, S. A. Biehs, Magnetothermoplasmonics: from theory to applications, *Journal of Photonics for Energy* **9** (2019) 032711.
<http://dx.doi.org/10.1117/1.JPE.9.032711>