





مطالعه دورنگی خطی نانو ذرات بیضیگون نقره

آتوسا خلیلی زاده۱، ابراهیم مددی۲ و مجتبی نصیری زرندی۱

۱ - زنجان، دانشگاه زنجان، دانشکده علوم

۲- بویین زهرا، مرکز آموزش عالی فنی و مهندسی بویین زهرا، دانشکده علوم مهندسی و فیزیک

چکیده – در این مقاله از روش دو قطبیهای جفت شده برای مطالعه پاسخ مگنتو-اپتیکی نانو ذرات بیضیگون نقره استفاده میکنیم و دورنگی خطی این ذرات را در حضور میدان مغناطیسی استاتیک کوچک مورد بررسی قرار میدهیم. دو رنگی خطی نانو ذره تنها به صورت تحلیلی محاسبه میشود و نشان می دهیم که دیمر این نانو ذرات نیز دو رنگی خطی بروز میدهد. دو رنگی خطی این نانو ذرات به جهت نور فرودی نسبت به امتداد قطر بزرگ بیضیگون و جهت میدان مغناطیسی حساس است.

كليد واژه- بيضي گون، تقريب دوقطبي، دورنگي، سطح مقطع جذب.

Investigation of linear dichroism in spheroidal silver nanoparticles

A. Khalilizadeh1, E. Madadi2, M. Nasiri1

1- Department of Physics, Faculty of Science, University of Zanjan

2- Department of Science Engineering and Physics, Buein Zahra Technical University, Buein Zahra, Qazvin

Abstract- In this paper we apply the coupled dipole method to study the magneto-optical response of silver nanoparticles. We study the linear dichroism of spheroidal nanoparticles in the presence of small static magnetic field. The dichroism of single nanoparticle is calculated analytically. We show that single and dimer of spheroidal nanoparticles exhibit linear dichroism which depends on the direction of incident light with respect to direction major axis of spheroid and the static magnetic field.

Keywords: spheroid, dipole approximation, dichroism, absorption cross section.

۱– مقدمه

کسر انرژی جذب شده توسط ذراتی که تحت تابش الکترومغناطیسی قرار میگیرند با سطح مقطع جذب آنها تعیین می گردد. اهمیت این کمیت بدلیل قابلیت اندازه گیری آن در آزمایشات تجربی است. وقتی نانوذرات فلزهای بیاثر توسط تابش الکترومغناطیس برانگیخته میشوند، نوسان جمعی الکترونهای رسانشی رخ می دهد که منجر به تشدید پلاسمونی و جذب بیشتر در طول موجهای خاصی می شود. در صورتی که نور تابشی دارای قطبش خطی به ذره دستسان بتابد، با توجه به عدم تقارن هندسی سیستم، سطح مقطع جذب برای قطبشهای متعامد خطی نور متفاوت است[1]. این تفاوت دورنگی می باشد. این طیف سنجی دورنگی خطی می باشد. این طیف سنجی در آزمایشگاههای زیستی بسیار پر کاربرد است و برای تعیین جهت گیری ذره مورد مطالعه

۲- مدل ریاضی

هرگاه طول موج نور تابشی از اندازه ذره تحت تابش بسیار بزرگتر باشد می توان از تقریب دوقطبی برای مطالعه بر هم کنش آن با نور استفاده کرد. در این تقریب، هر ذره یک دوقطبی نقطهای درنظر گرفته می شود. اگر ماتریس قطبش پذیری ذره واقع در \vec{r}_i را α بنامیم و ممان دوقطبی آن را با \vec{b} نشان دهیم با توجه به اینکه میدان موضعی در \vec{r}_i ، حاصل برهمنهی میدان تابشی و تمامی میدانهای ثانویه پراکنده شده توسط سایر دوقطبیها هست خواهیم داشت:

$$\vec{d}_i = \varepsilon_m \vec{\alpha} [\vec{E}_{inc}(\vec{r}_i) + \sum_j \vec{G}(\vec{r}_i - \vec{r}_j).\vec{d}_j] \qquad (1)$$

که عبارت $\vec{G}(\vec{r}_i - \vec{r}_j).\vec{d}_j$ نشان دهنده میدان تابشی از دوقطبی است که توسط ذره j ام در مکان ذره iام تولید میشود و $\vec{G}(\vec{r}_i - \vec{r}_j)$ با رابطه زیر بدست میآید:

$$G_{\alpha\beta}(\vec{r}_{ij}) = [(1 - ik | \vec{r}_{ij} |)(\frac{3(\vec{r}_{ij})_{\alpha}(\vec{r}_{ij})_{\beta} - | \vec{r}_{ij} |^{2} \delta_{\alpha\beta}}{\varepsilon_{m} | \vec{r}_{ij} |^{5}}) + k^{2}(\frac{| \vec{r}_{ij} |^{2} \delta_{\alpha\beta} - (\vec{r}_{ij})_{\alpha}(\vec{r}_{ij})_{\beta}}{\varepsilon_{m} | \vec{r}_{ij} |^{3}})]e^{ik|\vec{r}_{ij}|}$$

که k عدد موج در محیط است. lpha و eta مختصههای دکارتی هستند[3].

۲-۱- تانسور قطبش یک نانوذره

برای الکترونی که تحت میدان پایای مغناطیسی $\vec{B} = B(b_x, b_y, b_z)$ و میدان نوسانی الکتریکی $\vec{B} = B(b_x, b_y, b_z)$ و میدان نوسانی الکتریکی حرکت الکترون را حل می کنیم. در این مقاله کلیه محاسبات در دستگاه cgs انجام شده است. برای میدان مغناطیسی کمتر از یک تسلا، فرکانس سیکلوترونی مغناطیسی کمتر از فرکانس نور فرودی بسیار کوچکتر است. بنابراین تانسور ضریب دی الکتریک توده ماده تا مرتبه اول ω_c / ω به صورت زیر به دست می آید:

 $\varepsilon(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}(\omega) & iG\omega_c b_z & -iG\omega_c b_y \\ -iG\omega_c b_z & \varepsilon_{xx}(\omega) & iG\omega_c b_x \\ iG\omega_c b_y & -iG\omega_c b_x & \varepsilon_{xx}(\omega) \end{pmatrix}$ (°)

$$G = \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\Gamma)}$$
 ، $\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\Gamma\omega)}$ ، $\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\Gamma\omega)}$ فركانس پلاسمونی e ، $\varepsilon_{xx}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\Gamma\omega)}$ فركانس پلاسمونی e ، $\varepsilon_{xx}(\omega) = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ ، جرم الكترون فركانس پلاسمونی n_e ، جگالی الكترونهای رسانش n_e ، m_e ، $m_$

$$\ddot{\alpha}_{j} = \frac{a^{2}b}{3} \frac{\ddot{\varepsilon} - \varepsilon_{m}\vec{I}}{\varepsilon_{m}\vec{I} + (\ddot{\varepsilon} - \varepsilon_{m}\vec{I})L_{j}}, j = 1,2$$
^(*)

که در آن $\ddot{m{ au}}$ و $_m$ ضریب دیالکتریک ذره و محیط و $\ddot{m{ au}}$ ماتریس واحد است و همچنین L_1 و L_2 به صورت : $\ddot{m{
m I}}$

$$L_{1} = (\frac{a^{2}b}{2})\int_{0}^{\infty} \frac{dq}{(b^{2}+q)f(q)}$$

سرانجام با استفاده از رابطه زیر میتوان سطح مقطع جذب
باریکه فرودی توسط ذره را محاسبه کرد[۶]:
$$\sigma = \frac{4\pi\omega}{\varepsilon_m^{3/2}c |\vec{E}|^2} \operatorname{Im} \sum_i \vec{P}_i^+ \vec{\alpha}_L^{-1} \vec{P}_i \qquad (1\cdot)$$

دورنگی خطی در حقیقت تفاوت سطح مقطع جذب نور با دو قطبش خطی عمود بر هم است که طبق رابطه زیر:

$$\sigma_{LD} = \sigma_{\theta} - \sigma_{\phi} \tag{11}$$

بدست میآید.

۳- نتايج

در این بخش نتایج دورنگی خطی، مربوط به تک ذره کروی و بیضی گون نقره به همراه دیمر ذرات کروی و بیضی گون، ارایه می گردد. ضرایب شکست نقره از مرجع [۷] استخراج شدهاند. نیم محور بزرگ ذرات مورد بررسی 25nm، نیم محور کوچک آنها 11.6nm و شعاع کره هم حجم 15nm است. در تمام نمودارهای ارایه شده، طیف دورنگی خطی به مساحت دایره ای به شعاع برابر با نیم محور بزرگ بیضی گون بهنجار شده است. میدان مغناطیسی استاتیک در همه نمودارها به اندازه 8000 Gauss و در جهت محور z در نظر گرفته شده است.



شکل ۱: نمودار دو رنگی خطی تک ذره بیضی گون و کروی برای تابش فرودی در جهات مختلف. خطوط پر نمودار دو رنگی تک ذره کروی و خطوط خط چین دو رنگی ذره بیضی گون را نشان می دهد.

شکل ۱ نشان می دهد که یک ذره کروی در حضور میدان مغناطیسی استاتیک که تحت تابش نور قطبیده خطی است از خود دورنگی خطی نشان نمی دهد و به سبب تقارن هندسی، چرخش در بوجود آمدن دورنگی خطی تاثیر ندارد. اما ذره بیضی گون در همین شرایط از خود دورنگی نشان می دهد. نمودارهای مربوط به دورنگی تک

$$L_{2} = \left(\frac{a^{2}b}{2}\right) \int_{0}^{\infty} \frac{dq}{(a^{2}+q)f(q)}$$
 (1)

است. در ضمن $f(q) = (a^2 + q)\sqrt{b^2 + q}$ است. برای اینکه بتوانیم این روابط را برای نانو ذرات استفاده نماییم، از تصحیح زیر استفاده می شود:

$$\Gamma = \Gamma_{bulk} + \frac{v_f}{L_{eff}} \tag{9}$$

که در آن L_{eff} ، طول پویش آزاد میانگین است که از رابطه $L_{eff} = 4V/S$ بدست میآید، که در آن V حجم ذره S و مساحت سطح ذره مورد بررسی است[۵]. با استفاده از رابطه (۴) و تقریب تا مرتبه اول ω_c / ω قطبش پذیری به صورت رابطه زیر ساده می شود:

$$\alpha_{j}(\omega) = \frac{a^{2}b}{3} \begin{pmatrix} \alpha_{jxx} & i\omega_{c}b_{z}F_{j} & -i\omega_{c}b_{y}F_{j} \\ -i\omega_{c}b_{z}F_{j} & \alpha_{jxx} & i\omega_{c}b_{x}F_{j} \\ i\omega_{c}b_{y}F_{j} & -i\omega_{c}b_{x}F_{j} & \alpha_{jxx} \end{pmatrix}$$
(Y)

که $\alpha_{jxx} = \frac{\varepsilon_{xx} - \varepsilon_m}{\varepsilon_m + (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_m)L_j}$, j = 1,2 و $F_j = \frac{\varepsilon_m G}{[\varepsilon_m + (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_m)L_j]^2}$ است. به این دلیل که $F_j = \frac{\varepsilon_m G}{[\varepsilon_m + (\varepsilon_{xx} - \varepsilon_m)L_j]^2}$ مولفههای قطری قطبش پذیری در دستگاه متصل به ذره در حضور میدان مغناطیسی خود ماتریس مرتبه ۳ هستند قطبش پذیری نهایی طبق رابطه زیر بیان می شود:

$$\vec{P} = \varepsilon_m \alpha_1 (\vec{E}.\hat{e}_x) \hat{e}_x + \varepsilon_m \alpha_1 (\vec{E}.\hat{e}_y) \hat{e}_y + \varepsilon_m \alpha_3 (\vec{E}.\hat{e}_z) \hat{e}_z$$
 (A)

اکنون می توانیم با استفاده از ماتریس دوران، قطبش پذیری ذره از دستگاه متصل به ذره را با رابطه $\ddot{\alpha}_L = R\ddot{\alpha}_P R^{-1}$ به دستگاه آزمایشگاه منتقل نماییم، که ماتریس دوران R به صورت زیر می باشد:

$$R = \begin{pmatrix} \cos\theta\cos\varphi & -\sin\varphi & \sin\theta\cos\varphi\\ \cos\theta\sin\varphi & \cos\varphi & \sin\theta\sin\varphi\\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix}$$
(9)

و
$$heta$$
 و $arphi$ به ترتیب زوایای قطبی و سمتی ذره هستند

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت <u>WWW.OpSi.ir</u>قابل دسترسی باشد

ذره بیضی گون شامل دو اکسترمم مثبت و منفی است. با تغییر زاویه بردار موج نور تابشی، محل دو اکسترمم ثابت باقی میماند اما دامنه آن تغییر مییابد، به طوریکه در وضعیت تابش عمود یا $\vec{E} = 0$ بیشترین دامنه را داریم و با کاهش زاویه تابش، دامنه نمودار دورنگی نیز کاهش مییابد. در زاویه صفر (تابش موازی قطر بزرگ بیضی گون) دورنگی از بین می رود.



شکل ۱: دورنگی خطی دیمر بیضیگون و کروی برای چرخشهای مختلف ذره دوم بر روی محور y.

شکل ۲ نشان میدهد که دورنگی برای یک دیمر ذرات کروی در طول موجهای کوتاهتری نسبت به دیمر ذرات بیضی گون رخ میدهد. نمودار دورنگی خطی برای ذرات بیضی گون، دو اکسترمم مثبت و منفی دارد. با چرخش یکی از ذرات دیمر به روی محور χ ، دامنه برای بخش منفی نمودار و محل کمینه تقریبا ثابت میماند اما بخش مییبت نمودار با افزایش زاویه از صفر تا 00^{9} کاهش دامنه مییابد و محل بیشینه نیز اندکی به سمت طول موجهای بلندتر جابجا میشود. شکل ۳ نشان میدهد که وقتی شعاع بزرگ هر دو ذره بیضی گون روی محور دیمر بوده و نمی شود (شکلی). اما اگر در همین وضعیت دیمر، بردار موج عمود بر محور دیمر باشد، شاهد دورنگی با دو اکسترمم مثبت و منفی خواهیم بود (شکل ۵).



شکل ۲: نمودار دورنگی خطی دیمر نانو ذرات بیضیگون برای جهتگیریهای مختلف ذرات و جهتهای تابش مختلف.

وضعیتی که شعاع بزرگ یک ذره و شعاع کوچک ذره دیگر بر محور دیمر قرار بگیرد و بردار موج موازی محور دیمر بتابد، نمودار دورنگی کمی پیچیدهتر شده و چهار اکسترمم خواهد داشت (شکل d).

به طور خلاصه این مطالعه نشان میدهد تک ذره بیضی گون به دلیل عدم تقارن هندسی دورنگی خطی دارد. دورنگی خطی تک ذره و دیمر ذرات بیضی گون به جهت تابش باریکه فرودی و جهت گیری این نانو ذرات نسبت به میدان مغناطیس بستگی دارد.

مراجع

- [1] C. Bohren, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, p.130-157, Wiley, 1998.
- [2] B. M. Bulheller, A. Rodger, J.D. Hirst, "Circular and linear dichroism of proteins", Phys.Chem, Vol. 9, No. 17 pp. 2020–2035, 2007.
- [3] S. Pakdel, M. Miri, "Faraday rotation and circular dichroism spectra of gold and silver nanoparticle aggregates", Phys. Rev. B., Vol. 86, No. 23, pp. 1-10, 2012.
- [4] A. H. Sihvola, "Dielectric polarizability of a sphere with arbitrary anisotropy", Opt. Lett., Vol. 19, No. 7, pp. 430-432, 1994.
- [5] A. Coronado, G. C. Schatz, "Surface plasmon broadening for arbitrary shape nanoparticles: A geometrical probability approach", J. Chem. Phys., Vol. 119, No. 7, pp. 3926-3924, 2003.
- [6] A. Mohammad, M. Miri, "Magnetic linear and circular dichroism of planar sets of hollow silver nanoparticles: engineering the spectra by hollow size", JOSA B., Vol. 33, Issue 4, pp. 711-719, 2016.
- [7] P. B. Johnson, R. W. Christy, "Optical Constants of the Noble Metals", Phys. Rev. B., Vol. 6, No. 12, pp. 4370-4379, 1972.