

بیست و دومین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و هشتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران ۶ تا ۸ بهمن ماه ۱۳۹۴، دانشگاه یزد



سطح مقطع پراکندگی در حالت دوایستایی و زاویه چرخش فارادی مگنتواپتیکی از یک پلاسمای مغناطیده استوانهای

نعمت اله جعفري ، وحيد فلاحي

گروه فیزیک و مهندسی اپتیک و لیزر، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بناب، ۵۵۵۱۷۶۱۱۶۷، بناب، آذربایجان شرقی، ایران

چکیده – الگوریتم تفاضل متناهی در حوزه زمان (FDTD) برای توافق با موادی با پذیرفتاری و رسانندگی تانسوری که دارای جملات غیرقطری مخالف صفر هستند، بسط و گسترش داده شده است. فرمولبندی FDTD دو بعدی، برای مطالعه و بررسی برهمکنش یک موج تخت در قطبش TE با یک پلاسمای استوانهای مغناطیده با مغناطش محوری که هر دو خاصیت ناهمسانگردی و پاشندگی را توأمان دارد، ارائه شده است. با حل گذرا مسأله در ناحیه میدان دور، سطح مقطع راداری (RCS) در پراکندگی دوایستایی و در نتیجه زاویه چرخش فارادی تعیین میشود. نتایج محاسبات، زاویه چرخش فارادی تا میزان °۱/۴۱۵ برای استوانه مغناطیدهای به شعاع μm ۱/۵۷ از جنس نیکل را نشان میدهد.

کلید واژه- الگوریتم تفاضل متناهی در حوزه زمان، پلاسمای استوانهای مغناطیده، پراکندگی دوایستایی RCS، چرخش فارادی.

Bistatic Scattering Cross Section and Magneto-Optical Faraday Rotation Angle of a Cylindrical Magnetized Plasma

Neamat A. Jafary, Vahid Fallahi

Department of Physics & Optics and Laser Engineering, Faculty of Sciences, University of Bonab, 5551761167 Bonab, East-Azerbaijan, Iran.

Abstract- The finite-difference time-domain (FDTD) algorithm has been extended to accommodate nonzero off-diagonal elements in the permittivity and conductivity tensors. The two dimensional FDTD formulations have been developed to study the TE mode plane wave interaction with longitudinally magnetized cylindrical plasma, which resembles both anisotropic and dispersive medium. The radar cross section (RCS) in bistatic scattering, and consequently the Faraday rotation angle are determined with transient solution of problem in the far field. Simulation results show the Faraday rotation angles of over 1.415° for magnetized cylinder made of Nickel with 1.57 μ m radius.

Keywords: Finite-difference time-domain, Magnetized cylindrical plasma, Bistatic scattering RCS, Faraday rotation.

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

۱– مقدمه

فلزات واسطهٔ مغناطیسی از قبیل نیکل، کبالت، آهن، و غیره به دلیل دارا بودن اثراتی همچون اثر مگنتواپتیکی کر (MOKE) و فارادی توجه بسیاری از دانشمندان را در عرصه پلاسمونیک و نانوفوتونیک به خود جلب نموده است [۲،۱]. با این حال، پژوهشهای صورت گرفته عمدتاً تجربی بوده و فعالیتهای نظری کمتری در این زمینه انجام شده است. یکی از روشهای نظری بکار برده شده روش ماتریس پراکندگی [۳،۴] است که در حوزه فرکانس با داشتن تانسور دىالكتريك بدست آمده توسط روشهاى تجربی جانسون و کریستی (JC) به شبیهسازی اثرات مذکور می پردازد. در شق دیگر، روش تفاضل متناهی در حوزه زمان (FDTD) برای حل گذرا مسأله در محدوده فركانسى مايكروويو و بررسى اثرات مگنتواپتيكى در محیطهای پلاسمایی که در میدان مغناطیسی خارجی واقع شدهاند، نیز مورد استفاده قرار گرفته است [۷–۵]. ناهمسانگرد بودن توابع پذیرفتاری الکتریکی و گذردهی مغناطیسی در پلاسمای مغناطیده شده، دلیل اصلی یدیدار شدن چنین اثراتی است.

در محاسبات الكترومغناطيسي، روش FDTD يكي از پرکاربردترین روشها به شمار می شود. این تکنیک به دلیل کاربرد آن در حل مسائلی که دارای محیطهای پیچیده و مواد پاشنده هستند، رشد فزایندهای پیدا کرده است. مواد پاشنده، موادی هستند که در آنها تراوایی مغناطیسی، یا گذردهی الکتریکی، یا هر دو تابعیت فركانسى داشته باشند. رفتار الكترومغناطيسي ماکروسکوپیکی بسیاری از مواد دیالکتریک توسط JC جدول بندی، ترسیم و یا به صورت تحلیلی بر حسب کردهی الکتریکی مختلط) داده شده است. در $\epsilon_c(\omega)$ این مقاله، ابتدا الگوریتم FDTD را در یک محیط پلاسمایی مغناطیده، بازنویسی کرده و سپس با ییادہسازی آن که بر پایه تبدیلات Z بنا شدہ به حل گذرا مسأله می پردازیم. در نهایت با بکارگیری روش میدان کل/میدان پراکنده شده (TF/SF) سطح مقطع راداری را در پراکندگی دوایستایی محاسبه و در نتیجه میزان چرخش فارادی را در فرکانسی اپتیکی موردنظر تعیین مي کنيم.

۲- پیادہسازی الگوریتم FDTD در محیطپلاسمایی مغناطیدہ

شکل کلی معادلات ماکسول بهنجار شده در محیطهای پاشنده توسط روابط زیر داده می شوند:

$$\frac{\partial \tilde{\boldsymbol{D}}(t)}{\partial t} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \boldsymbol{\nabla} \times \boldsymbol{H}(t), \tag{1}$$

$$\widetilde{\boldsymbol{D}}(\omega) = \epsilon_r^*(\omega) \cdot \widetilde{\boldsymbol{E}}(\omega), \tag{1}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{H}(t)}{\partial t} = -\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \boldsymbol{\nabla} \times \tilde{\boldsymbol{E}}(t), \tag{(7)}$$

که در آن $\widetilde{D} = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0E}$ و $\widetilde{E} = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0E}$ بردار میدان الکتریکی و جابجایی الکتریکی بهنجار شده است. تانسور دی الکتریک در محیط پلاسمای مغناطیده شده به صورت

$$\tilde{\epsilon}_{\rm eff}^* = \begin{bmatrix} \epsilon_{\rm eff}^{11} & -i\epsilon_{\rm eff}^{12} & 0\\ i\epsilon_{\rm eff}^{12} & \epsilon_{\rm eff}^{11} & 0\\ 0 & 0 & \epsilon_{\rm eff}^{33} \end{bmatrix}$$
 (*)

داده میشود که در آن

$$\epsilon_{\rm eff}^{11} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{(\omega + i\gamma_0)}{\omega^2 + 2i\gamma_0\omega - \gamma_0^2 - \omega_c^2},\tag{\Delta}$$

$$\epsilon_{\rm eff}^{12} = \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{\omega_c}{\omega^2 + 2i\gamma_0\omega - \gamma_0^2 - \omega_c^2},\tag{8}$$

$$\epsilon_{\rm eff}^{33} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{1}{(\omega + i\gamma_0)} \tag{Y}$$

هستند. دلیل ایجاد ناهمسانگردی در تانسور دیالکتریک مواد فرومغناطیسی، وجود مغناطش ذاتی در نمونه است که باعث حرکت تقدیمی الکترونها با فرکانس سیکلوترونی شده و موجب تشکیل پذیرفتاری الکتریکی ناهمسانگرد در ماده میشود. پذیرفتاری مغناطیسی عناصر واسطه عمدتاً در محدودهٔ فرکانسی مایکروویو با شکل خط تشدیدی لورنتسی نمایان میشود. بدلیل فراتر بودن فرکانس در رژیم اپتیکی و همچنین رفتار مجانبی $^{-0}$ برای قسمت حقیقی و $^{-0}$ برای قسمت موهومی از آن صرفنظر شده است.

با استفاده از نظریه پیچش میتوان تبدیل
$$Z$$
 بردار
جابجایی میدان الکتریکی را بصورت زیر نوشت:
 $ilde{m{D}}(Z) = \Delta t \cdot \epsilon_r^*(Z) \cdot ilde{m{E}}(Z),$ (۸)

با جایگذاری رابطه تبدیل یافته $arepsilon_r(Z)$ در معادله اخیر، برای مؤلفه x بردار جابجایی خواهیم داشت

$$\begin{split} \widetilde{D}_{x}(Z) &= \widetilde{E}_{x}(Z) + \frac{\omega_{p}^{2}}{\omega_{c}} Z^{-1}S_{1}(Z) \\ &+ \frac{\omega_{p}^{2} \gamma_{0} \Delta t}{\omega_{c}} Z^{-1}I_{1}(Z) \\ &+ \omega_{p}^{2} \Delta t Z^{-1}I_{2}(Z), \end{split} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \sum_{\lambda \in c_{1}} \widetilde{I}_{2}(Z) \cdot S_{1}(Z) \cdot S_{1}(Z) \end{split}$$

$$\begin{split} S_1(Z) &= e^{-\gamma_0 \Delta t} \sin(\omega_c \Delta t) \tilde{E}_x(Z) \Delta t \\ &+ 2 e^{-\gamma_0 \Delta t} \cos(\omega_c \Delta t) Z^{-1} S_1(Z) \\ &- e^{-2\gamma_0 \Delta t} Z^{-2} S_1(Z) \end{split} \tag{1}$$

$$I_1(Z) = Z^{-1}I_1(Z) + S_1(Z)$$
(11)

$$I_2(Z) = Z^{-1}I_2(Z) + S_2(Z)$$
(17)

داده میشوند. در تبدیلات Z در هر لحظه از اندیس زمانی داده میشوند. در تبدیلات Z در هر لحظه از اندیس زمانی قبل n n (n مبارت $\Psi^{-1}Z$ مقدار Ψ را در دو گام زمانی قبل Tقبل T (n - 2) و عبارت Ψ^{-2} مقدار Ψ را در دو گام زمانی \tilde{E}_x قبل T (Z) مشابه \tilde{E}_x (Z) مشابه \tilde{E}_x (Z) مشابه \tilde{E}_x (Z) \tilde{E}_x (Z) مشابه \tilde{E}_x (Z) است با این تفاوت که در آن $\sqrt{\tilde{H}}$ جایگزین χ \tilde{E}_x میشود. برای محاسبه مؤلفه (Z) گافی است که در میشود. برای محاسبه مؤلفه (Z) کافی است که در عبارت بالا تبدیلات $\tilde{E}_x \to \tilde{E}_x$ و معادلات تفاضلی عبارت بالا تبدیلات \tilde{E}_x (Z) معادلات و معادلات تفاضلی بدست آمده توسط الگوریتم Yee برای قطبش TE میتوان مؤلفه های میدان را در هر دو ناحیه میدان کل (TF) و میدان پراکنده شده (SF) بدست آورد.

۳- بکارگیری روش TF/SF برای محاسبه سطح مقطع پراکندگی

فرمول بندی TF/SF براساس خصوصیت خطی بودن معادلات ماکسول استوار است. در کل، بکارگیری این روش در فضای شبکه Yee [۸]، محیط جهامها ته را به دو روش در فضای شبکه Yee [۸]، محیط محامها ته را به دو روش در فضای شبکه Yee [۸]، محیط محامها ته را به دو روش در فضای شبکه ناحیه داخلی $\frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac$

که در آن E_{inc} و H_{inc} مولفههای موج فرودی بوده و E_{scat} و H_{scat} میدانهای پراکندهشده توسط ساختار هستند. در ناحیه بیرونی که میدان پراکندهشده نام دارد،

تنها میدان پراکنده شده در آن انتشار مییابد. همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، جهت جلوگیری از بازتاب امواج در لبه های ناحیه شبیه سازی، پیرامون ناحیه میدان پراکنده شده، لایه های کاملاً تطبیق شده (PML) تعبیه شده است.

همان طور که میدانید روش FDTD یک روش میدان نزدیک است، در حالیکه ما به دنبال خواصی همچون سطح



شکل ۱: ایجاد یک سطح بسته (پروب) حول جسم در ناحیه میدان پراکنده جهت بدست آوردن میدان پراکنده با ذخیره سازی مقادیر آن در نقاط روی سطح، پیکانهای آبی نشاندهنده موج تخت اولیه هستند

مقطع پراکندگی هستیم که این خاصیت تنها در میدان دور قابل حصول است. خوشبختانه با استفاده از تبدیلات میدان نزدیک به دور (NTFF) میتوان میدانهای الکتریکی در فواصل دور از ساختار ($\lambda/2D^2 < r$) را توسط انتگرالگیری مسیری چگالی جریان بدست آمده در میدان نزدیک بدست آورد، که در آن D ابعاد ساختار پراکنده شده در محل پروب و استفاده از تبدیلات NTFF میتوان سطح مقطع پراکندگی را توسط رابطه زیر به دست آورد:

بایستی توجه داشت که میدانهای بکار رفته در عبارت بالا همان میدان در ناحیه دور از ساختار است. نکته دیگر این که با فرض قرار گیری ساختار در یک محیط Etotal = Einc H_{Escat}^{i} , مکان قرار گیری پروب نسبت به ساختا $H_{total}^{i} = H_{inc}^{i} + H_{scat}$, مکان قرار گیری پروب نسبت به ساختا خوندان مهم نیست، تنها باید در ناحیه میدان پراکنده شده باشد.

FDTD نتایج شبیهسازی شده توسط روش FDTD

در این بخش، به بررسی انتشار موج تراهرتز در مد TE با طول موج $\lambda = 1/\Delta \gamma \mu n$ از یک استوانه فلزی از جنس نیکل به شعاع λ که در راستای محور استوانه مغناطیده شده است، میپردازیم. در شبیهسازی FDTD، پارامتر سده است، میپردازیم. در شبیهسازی FDTD، پارامتر eV، بوده و در هر طول موج تعداد ۶۰ نقطه انتخاب شده است. فرکانس مربوط به نور فرودی (eV انتخاب شده است. فرکانس مربوط به نور فرودی (kw eV) کمتر از فرکانس پلاسما نیکل hw_p = 9/۳۴ eV برابر با کدر خواهد بود. فرکانس سیکلوترونی برای نیکل برابر میرای نیکل برای نور فرودی ایک الکترونها $hw_c = 1/2$ است الکترونها hv = 7/2 eV



شکل ۲: میدانهای کل و پراکنده شده از یک پلاسمای استوانهای مغناطیده به شعاع *۸* در قطبش TE

[۹]. ابعاد شبکهبندی فضایی برای شبیهسازی برهم کنش موج تخت با پلاسمای استوانه ی مغناطیده برابر ۱۱ \times ۱۱ μ m² بوده که از هر طرف حاشیههایی به اندازه μ m ۱/۸ برای فضای پراکنده شده در نظر گرفته شده است. شکل ۲ میدانهای کل و پراکنده شده از یک پلاسمای مغناطیده به شعاع λ در قطبش TE را نشان میدهد. همان طور که مشاهده می کنید، میدانهای داخلی پلاسمای مغناطیده به علت نوسانات سطحی میدانها بر روی استوانه و تشدیدهای داخلی دارای تغییرات شدیدی هستند. عدم تقارن میدان در صفحه تغییرات شدیدی هستند. عدم تقارن میدان در مفحه عند قطری تانسور دی الکتریکی y بواسطه مؤلفه غیر قطری تانسور دی الکتریک مختلط است. به عبارت دیگر، لوب اصلی (Main lobe) میدان پراکنده شده تحت

زاویه غیرصفر نسبت به صفحه x = 0 منتشر می شود. مقدار این زاویه را که زاویه چرخش فارادی نام دارد، می توان با محاسبه سطح مقطع پراکندگی بر حسب زاویه دید ناظر (ϕ) تعیین نمود. توجه داشته باشید که در سیستمهای دوبعدی، سطح مقطع پراکندگی همان پهنای پراکندگی است. در شکل ۳، میزان چرخش فارادی برای موج اولیه به میزان ۱/۴۱۵ درجه هنگام عبور از استوانه پلاسمای مغناطیده بدست آمده است.

۵- نتیجه گیری

در این مقاله، روش محاسباتی FDTD بر پایه تبدیلات Z برای شبیه سازی یک محیط پلاسمای مغناطیده ناهمسانگرد بکار گرفته شد. فرمولبندی FDTD دوبعدی برای پراکندگی الکترومغناطیسی از یک پلاسمای استوانه ای مغناطیده حاصل گردید. سطح مقطع راداری در



شکل ۳: نمودار قطبی پهنای پراکندگی بر حسب زاویه. چرخش فارادی ۱/۴۱۵° در عبور موج از پلاسمای مغناطیده استوانهای بدست میآید.

پراکندگی دوایستایی از یک استوانه به شعاع k بدست آمد. نتایج شبیهسازی نشان داد که یک پلاسمای استوانهای مغناطیده در راستای محوری میتواند باعث انحراف لوب اصلی میدان پراکنده شده و نتیجتاً چرخش فارادی در منحنی سطح مقطع راداری شود.

مراجع

- G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín, and M. U. González, Magnetoplasmonics: Combining Magnetic and Plasmonic Functionalities, Adv. Opt. Mater. 1 (2013)10– 35.
- [2] E. Melander, E. Östman, J. Keller, J. Schmidt, E. Th. Papaioannou, V. Kapaklis, U. B. Arnalds, B. Caballero, A. García-Martín, J. C. Cuevas, and B. Hjörvarsson, *Influence* of the magnetic field on the plasmonic properties of transparent Ni anti-dot arrays, Appl. Phys. Lett. 101 (2012) 063107.

- [3] A. García-Martín, G. Armelles, and S. Pereira, Light transport in photonic crystals composed of magnetooptically active materials, Phys. Rev. B 71 (2005) 205116.
- [4] B. Caballero, A. García-Martín, and J. C. Cuevas, Generalized scattering-matrix approach for magnetooptics in periodically patterned multilayer systems, Phys. Rev. B 85 (2012) 245103.
- [5] Sh. J. Huang, and F. Li, FDTD simulation of electromagnetic propagation in magnetized plasma using Z transforms, Int. J. Infrared Milli. Waves 25 (2004) 815–825.
- [6] F. Hunsberger, R. Luebbers, and K. Kuru, Finite-Difference Time-Domain Analysis of Gyrotropic Media-I: Magnetized Plasma, IEEE Trans. Antennas. Propag. 40 (1992) 1489–1495.
- [7] L. Bo, J. Lin, G. Ben-Qing, A novel solution for magnetized plasma simulation using the FDTD method, IEEE Antennas Prop. 2A (2005) 106–109.
- [8] A. Taflove, and S. C. Hagness, Computational Electromagnetics: Finite-Difference Time-Domain Method, 3rd. Ed. Norwood, MA: Artech House, 2005.
- [٩] مینا طباخیان نائینی، وحید فلاحی، مطالعه و بررسی چرخش

کرِ مگنتواپتیکی فیلم نازک نیکل با مغناطش عمود بر صفحه با استفاده از روش FDTD بر پایه تبدیل 2، بیست و یکمین

کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران به همراه هفتمین کنفرانس

مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، ص. ۱۲۸۰ – ۱۲۷۷، ۲۳ تا ۲۵ دیماه ۱۳۹۳ ، دانشگاه شهید بهشتی.