



بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹



کد مقاله : ۳-۱۹۱۷-۱۰-A

شبیه سازی انتشار باریکه لیزر گاوسی در پلاسمای سرد برخوردی با روش تفاضل محدود در حوزه زمان

رضا خونیک، رضا فلاح، حسین دلشاد
گروه فیزیک دانشگاه بیرجند، بیرجند، ایران

چکیده - در این مقاله انتشار باریکه لیزر با پروفایل گاوسی در پلاسمای سرد برخوردی، شبیه سازی و مورد مطالعه قرار می گیرد. با استفاده از معادلات ماکسول و ثابت دی الکتریک پلاسمای سرد برخوردی، رابطه ای برای بردار جابجایی الکتریکی، قطبش و میدان الکتریکی باریکه در پلاسمای بدست می آید. در ادامه با روش تفاضل محدود فضای زمان (FDTD) توزیع میدان های الکتریکی و مغناطیسی باریکه در حین انتشار در پلاسمای به صورت دو بعدی شبیه سازی می شود. نتایج نشان می دهد که در انتشار باریکه گاوسی در پلاسمای به دلیل اثر نیروی پاندرماتیو، خودهمگرایی باریکه صورت گرفته و باریکه به تدریج انرژی از دست می دهد.
کلید واژه - باریکه لیزر، پلاسمای برخوردی، باریکه گاوسی، تفاضل محدود در حوزه زمان، انتشار لیزر، پلاسمای سرد

Simulation of propagation of Gaussian laser beam in a collision cold plasma with FDTD method

Reza Khooniki, Reza Fallah, Hossein Delshad

Department of physics, University of Birjand, Birjand, Iran

Abstract- In this paper the propagation of Gaussian laser beam in a collision cold plasma is simulated and studied. By using the Maxwell's equations and dielectric constant of a collision cold plasma, the relation for the vector of electric displacement, polarization and electric field in the plasma are calculated. Then, by using the FDTD method, the distribution of electric and magnetic fields of the beam are simulated in two dimensions during propagation in plasma. The results show that due to the effect of ponderomotive force on the propagation of the Gaussian beam in the plasma, the beam converges and the beam gradually loses energy.

Keywords: Laser beam, collision plasma, finite difference time domain, laser propagation, cold plasma

پیاده‌سازی روش FDTD

برای پیاده‌سازی روش FDTD جهت شبیه‌سازی برهمکنش، از معادلات ماکسول و رابطه جابجایی الکتریکی استفاده می‌شود:

$$\frac{\partial H_y(z)}{\partial z} = \frac{\partial D_x(z)}{\partial t} \quad (2)$$

$$\mu_0 \frac{\partial H_y(z)}{\partial t} + \frac{\partial E_x(z)}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

$$D_x(\omega) = \varepsilon(\omega) E_x(\omega) \quad (4)$$

در این روابط E_x و H_y مولفه‌های میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی باریکه هستند که عمود بر جهت انتشار می‌باشند. از طرفی رابطه‌ی (۱) را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{v_e(j\omega) + (j\omega)^2} \quad (5)$$

با جایگذاری رابطه بالا در رابطه (۴) داریم:

$$D_x(\omega) = E_x(\omega) + \frac{\omega_{pe}^2}{v_e(j\omega) + (j\omega)^2} E_x(\omega) \quad (6)$$

با توجه به رابطه جابجایی الکتریکی $D_x = \varepsilon_r E_x + S_x$ می‌توان رابطه زیر را برای قطبش S در نظر گرفت

$$S(\omega) = \frac{\omega_{pe}^2}{v_e(j\omega) + (j\omega)^2} E_x(\omega) \quad (7)$$

به منظور شبیه‌سازی انتشار باریکه، باید روابط به حوزه زمانی برده شوند، لذا می‌توان رابطه (۷) را به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$S(\omega) = \frac{(\omega_{pe}\Delta t)^2}{(v_e\Delta t)(j\omega\Delta t) + (j\omega\Delta t)^2} E_x(\omega) \quad (8)$$

حال می‌توان با انجام تبدیل Z بر اساس مدل BT به صورت زیر،

$$j\omega\Delta t \Leftrightarrow 2 \frac{1-Z^{-1}}{1+Z^{-1}} \quad (9)$$

$$E^n \cdot Z^{-1} = E^{n-1} \quad (10)$$

$$S^n \cdot Z^{-1} = S^{n-1} \quad (11)$$

به رابطه ساختمندی پاشندگی در فضای گسسته زمان n به صورت زیر رسید:

$$E^n = \frac{1}{(1+C_1)} (D^n - C_1(2E^{n-1} + E^{n-2}) + C_2S^{n-1} + C_3S^{n-2}) \quad (12)$$

که ضرایب C_1 ، C_2 و C_3 به صورت زیر در نظر گرفته می‌شوند:

مقدمه

روش تفاضل محدود حوزه زمان که به روش FDTD معروف است به عنوان یک ابزار اصلی در محاسبات برای حل مسائلی که در آن امواج الکترومغناطیس با ساختار مواد در ارتباط اند، به کار گرفته می‌شود [۱]. FDTD یک روش بسیار قدرتمند در حوزه الکتروپدینامیک محاسباتی است و به علت حوزه زمانی بودن این روش، به طور مستقیم می‌توان جواب پاسخ ضربه سیستم را به دست آورد، بعلاوه در مقایسه با بقیه روش‌های عددی ساده تر و کارآمدتر می‌باشد [۲]. در این مقاله، با استفاده از روش FDTD، انتشار باریکه لیزر با نمایه گاوسی در یک پلاسمای سرد غیرمغناطیسه برخوردی شبیه سازی شده است.

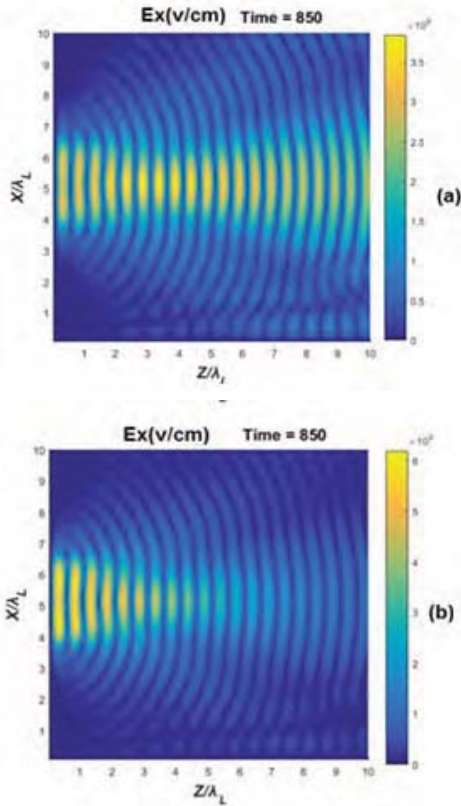
مدل فیزیکی

چگونگی انتشار باریکه لیزر در محیط پلاسمای بستگی به پارامترهایی نظیر چگالی الکترونی پلاسمای، فرکانس لیزر، فرکانس برخورد و حضور میدان‌های خارجی در پلاسمای دارد. پلاسمای یک محیط دی الکتریک است که همه پارامترهای ذکر شده، در ثابت دی الکتریک پلاسمای ظاهر می‌شوند. برای لیزر یا موج الکترومغناطیسی فرکانس پایین، ثابت دی الکتریک پلاسمای در حالت غیرمغناطیسه با مدل دروده بیان می‌شود [۳]. لذا برای بررسی انتشار لیزر در پلاسمای پلاسمایی که در نظر می‌گیریم باید چگالی بالا داشته باشد. برای یک پلاسمای سرد غیرمغناطیسه برخوردی، ثابت دی الکتریک محیط به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - iv_e)} \right) \quad (1)$$

که ω فرکانس لیزر، ω_{pe} فرکانس الکترونی پلاسمای و v_e فرکانس برخورد می‌باشد. در حالت واقعی پلاسمای ممکن است بین دیواره‌ها محدود شده باشد و دارای پارامترهایی متغیر با زمان یا مکان باشد. فرض می‌شود یک باریکه لیزری قطبیده با فرکانس زاویه‌ای ω در جهت Z در پلاسمای منتشر می‌شود. همچنین فرض می‌شود فرکانس باریکه گاوسی خیلی بیشتر از فرکانس یونی پلاسمای است تا بتوان یون‌ها را ساکن در نظر گرفت.

می‌شود و مقدار بیشینه میدان الکتریکی باریکه $E_x = 3.5 \times 10^9 (V/cm)$ می‌باشد. شکل (۱) (b) مربوط به انتشار باریکه لیزر گاوسیدر پلاسما سرد برخوردی است. مشاهده می‌شود باریکه گاوسی داخل پلاسما همگرا شده و این به دلیل تغییر چگالی الکترونی پلاسما توسط نیروی پاندرماتیو بوده و باریکه در حین انتشار میرا و طول نفوذی حدود $z = 6\lambda_L$ را دارد. مقدار بیشینه میدان الکتریکی در پلاسما $E_x = 5.5 \times 10^9 (V/cm)$ می‌باشد که این نشان می‌دهد باریکه در حین انتشار در پلاسما دچار خودهمگرایی می‌شود. نیروی پاندرماتیو باریکه بر الکترون‌های پلاسما اثر کرده و باعث می‌شود الکترون‌ها از ناحیه پرشدت خارج شده و پلاسما همچون عدسی محدب رفتار کند. همچنین از این شکل مشاهده می‌شود که باریکه با انتشار در پلاسما برخوردی به دلیل تابش ترمزی معکوسمیرا شده و انرژی آن توسط الکترون‌های پلاسما جذب می‌شود که با نتایج گزارش شده در این زمینه در توافق می‌باشد [۵].



شکل ۱: چگونگی توزیع مولفه ی میدانی E_x . (a) مربوط به فضای آزاد. (b) داخل پلاسما.

$$C_1 = \frac{(\omega_{pe}\Delta t)^2}{(2\nu_e\Delta t+4)} \quad (13)$$

$$C_2 = \frac{-8}{(2\nu_e\Delta t+4)} \quad (14)$$

$$C_3 = \frac{-2\nu_e\Delta t+4}{(2\nu_e\Delta t+4)} \quad (15)$$

برای شبیه سازی انتشار باریکه در پلاسما، توزیع میدان باریکه گاوسی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود.

$$E(r,z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{r^2}{w(z)^2}\right) \exp\left(-i\left(kz + \frac{kr^2}{2q(z)} - \varphi(z)\right)\right) \quad (16)$$

که r ، فاصله شعاعی از محور مرکز پرتو، E_0 اندازه دامنه و $w(z)$ کمر باریکه در محل z است که در رابطه‌ی کمر باریکه به صورت زیر بیان می‌شود:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_R}\right)^2} \quad (17)$$

که در رابطه بالا w_0 کمینه مقدار کمر باریکه، $Z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ طول ریلی، $q(z) = z + iZ_R$ پارامتر مختلط پرتو، $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ عدد موج و $\varphi(z) = \tan^{-1}\left(\frac{z}{Z_R}\right)$ فاز طولی می‌باشد. در شبیه سازی دو بعدی FDTD بر پایه مدل تبدیل دوسویه، باریکه لیزری گاوسی توسط منبع TF/SF (Total Field/Scattering Field) با پارامترهای $\lambda = 351nm$ ، $E_0 = 3.5 \times 10^{11} (V/m)$ و $w_0 = 2\lambda$ در پلاسما منتشر می‌شود. در این شبیه سازی مد الکترومغناطیسی را TE در نظر می‌گیریم و پارامترها و خصوصیات پلاسما به کار گرفته شده در شبیه‌سازی حالت یک بعدی را در نظر می‌گیریم. مساحت کل فضای شبیه سازی را شامل 200×200 سلول در نظر می‌گیریم.

با استفاده از روش تکرار مولفه‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی با کمک رابطه‌ی بالا و معادلات ماکسول بدست می‌آیند. شکل (۱) چگونگی توزیع میدان الکتریکی باریکه گاوسی E_x در صفحه $x-z$ را برای دو محیط فضای آزاد و پلاسما نشان می‌دهد. شکل (۱) (a) مربوط به حالتی است که انتشار دو بعدی باریکه لیزری گاوسی در فضای آزاد را تا گام زمانی 850 نشان می‌دهد، همانطور که انتظار داشتیم باریکه بدون هیچ تغییری در توزیع میدان با یک واگرایی اندک منتشر

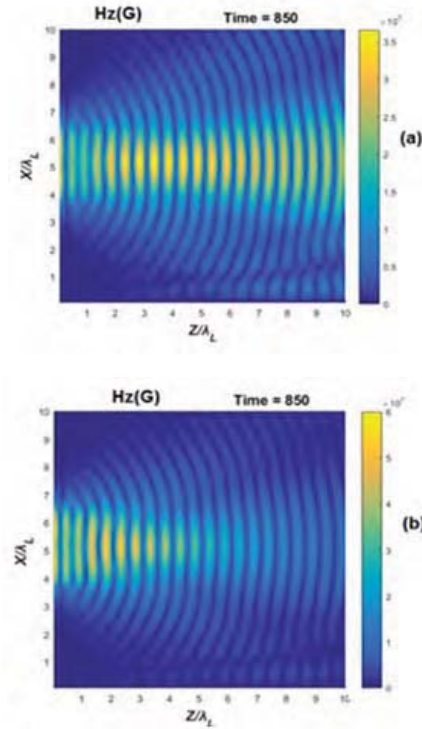
در شکل (۲) توزیع مولفه Z میدان مغناطیسی H_z تا گام زمانی 850° شبیه‌سازی شده است. شکل (۲)(a) برای انتشار باریکه در فضای آزاد و شکل (۲)(b) انتشار باریکه در پلاسما را نشان می‌دهد. از بررسی این شکل مشاهده می‌شود که مولفه طولی میدان مغناطیسی همانند میدان الکتریکی در حین انتشار دچار همگرایی شده و مقدار بیشینه این مولفه میدان در پلاسما حدود $H_z = 60MG$ می‌باشد. همچنین می‌شود باریکه در طولی به اندازه 6λ در پلاسما نفوذ می‌کند. شکل (۳) چگونگی تغییرات مولفه Y میدان مغناطیسی H_y را تا گام زمانی 850° نشان می‌دهد. همانند حالت قبل، شبیه‌سازی تغییرات این مولفه میدان در فضای آزاد و پلاسما انجام شده است. در این شکل واگرایی مولفه عرضی میدان مغناطیسی در پلاسما و فضای آزاد به خوبی مشاهده می‌شود.

نتیجه‌گیری

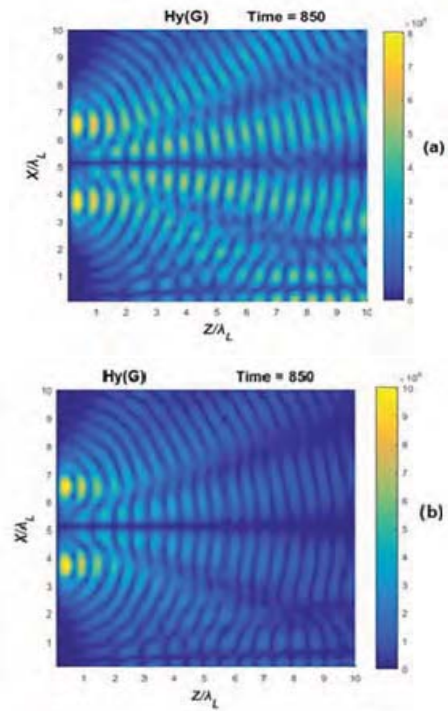
در این مقاله، با استفاده از روش تفاضل محدود در حوزه زمان و مدل تبدیل دو سوپه، انتشار دو بعدی باریکه لیزری گاوسی در فضای آزاد و یک پلاسمای سرد برخوردی بررسی و توزیع میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در این دو محیط شبیه‌سازی شد. از آنجا که نیروی پاندرماتیو سبب می‌شود الکترون‌ها از ناحیه‌ی با شدت بالا دور شوند و در نتیجه‌ی آن میدان‌های الکترومغناطیسی و توزیع چگالی الکترونی در پلاسما تغییر می‌کنند. شبیه‌سازی توزیع میدان الکتریکی در پلاسما به روشنی نشان می‌دهد که پرتوهای گاوسی در حین انتشار در پلاسما همگرا شده و به تدریج در پلاسما میرا می‌شوند.

مرجع‌ها

- [1] A. Taflove, and S. C. Hagness, [Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method], 2nd ed. Artech House, Norwood (2000).
- [2] W. H. Weedon and C. M. Rappaport, *IEEE Trans. Antenna Propag.*, 45 (3) (1997) pp. 401–410.
- [3] M. Wang, M. Yu, Z. Xu, G. Li, B. Jiang, J. Xu., *IEEE Trans. Plasma Sci.* 43 (2015) 4182–4186.
- [4] D. E. Merewether, R. Fisher, and F. W. Smith, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 27, No. 6, pp. 1829–1833, 1980.
- [5] Z. Lin, X. Chen, P. Ding, W. Qiu, and J. Pu, *Opt. Express*, vol. 25, No. 7, pp. 8440–8449, 2017.



شکل ۲: چگونگی توزیع مولفه H_z ی میدانی H_z . (a)، مربوط به فضای آزاد. (b)، داخل پلاسما.



شکل ۳: چگونگی توزیع مولفه H_y ی میدانی H_y . (a)، مربوط به فضای آزاد. (b)، داخل پلاسما.