بیست و پنجمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و یازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شیراز،
شیراز، ایران.
۹-۱۱ بهمن ۱۳۹۷

بررسی خودهمگرایی باریکه لیزری گاوسی با قطبش دایروی در پلاسمای مغناطیده

رضا خونیکی، رضا فلاح، سیدمحمد خراشادیزاده، علیرضا نیکنام

گروه فیریک دانشگاه بیرجند، بیرجند، ایران

پژوهشکده لیزر-پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

چکیده – در این مقاله پدیده خودهمگرایی یک باریکه لیزری گاوسی با قطبش دایروی راستگرد و چپگرد در پلاسمای مغناطیده در رژیم نسبیتی ضعیف بررسی شده است. برای این هدف، با استفاده از معادلات ماکسول و معادلات حاکم بر پلاسما، معادله غیرخطی که توصیف کننده تحولات دامنه‌ی کند تغییر بدست آمده است. در ادامه تاثیر بزرگی میدان مغناطیسی خارجی بر خودهمگرایی باریکه لیزری با قطبش دایروی راست‌گرد و چپ‌گرد بررسی شده است. نشان داده شده است که اعمال یک میدان مغناطیسی طولی در پلاسما سبب تقویت خودهمگرایی باریکه قطبیده دایروی راستگرد و افزایش واگرایی باریکه قطبیده دایروی چپگرد می‌شود. همچنین نقش شدت و فرکانس باریکه لیزری بر میزان خودهمگرایی باریکه گاوسی در پلاسما نشان داده شده است.

کلید واژه- پلاسما، خودهمگرایی، لکه لیزر، میدان مغناطیسی خارجی، قطبش دایروی

Investigation of self-focusing of Gaussian laser beam with circular polarization in magnetized plasma

Reza Khuniki, Reza Fallah, Seyed Mohammad Khorashadizadeh, Ali reza Niknam

Department of physics, University of Birjand, Birjand, Iran

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the phenomenon of self-focusing of Gaussian laser beam with right and left circular polarization propagating in a magnetized plasma has been investigated in a weakly relativistic regime. For this purpose, using the Maxwell equations and the plasma-governing equations, a nonlinear equation describing changes in the amplitude of the beam is obtained. Then, the effect of external magnetic field on the self-focusing of the beam with the right and left circular polarization is investigated. It is shown that applying a longitudinal magnetic field in the plasma which causes the growth in the self-focusing of the right-circularly polarized beam and increase in the divergence of the left-circularly polarized beam is observed. Also, the role of the beam intensity and frequency on the self-focusing of the Gaussian beam is shown.

Keywords: Plasma, Self-focusing, laser spot, external magnetic field, Circular polarization

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]

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

مقدمه

در برهمکنش لیزر با پلاسما پدیده‌های زیادی از جمله خودهمگرایی باریکه لیزری مشاهده شده است[۲-۱] این پدیده در سال ۱۹۶۲ توسط آسکاریان برای محیط‌های غیرخطی کشف گردد [۳]. خودهمگرایی باریکه لیزری به واسطه تغییر غیرخطی ضریب شکست ناحیه‌ای که باریکه در حال انتشار در آن می‌باشد صورت می گیرد، بدین صورت که ضریب شکست محیط با شدت باریکه افزایش یافته و باعث همگرایی باریکه در پلاسما می گردد. در سال‌های اخیر، پدیده خودهمگرایی باریکه‌های لیزری در پلاسماهای مختلف بررسی شده است[۵-۴]. در این مقاله پدیده خودهمگرایی یک باریکه گاوسی با قطبش دایروی چپگرد و راستگرد در یک پلاسمای مغناطیده در رژیم نسبیتی ضعیف بررسی می‌گردد.

معادلات اساسی و دینامیک غیرخطی انتشار لیزر

فرض می شود یک موج الکترومغناطیسی قطبیده دایروی در راستای محور z در یک پلاسمای سرد کم چگال در حضور میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت $B_s\hat{k}$ منتشر می‌شود. میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی به صورت زیر درنظر گرفته می‌شود:

$$\overrightarrow{E_L} = Re\{(\hat{\imath} + i\delta\hat{\jmath})E_0\, exp[\, i(kz - \omega t)]\} \qquad (۱)$$

که E_0، ω و k به ترتیب دامنه، فرکانس و عدد موج و $\delta = -1, +1$ به ترتیب بر موج قطبیده دایروی راستگرد و چپگرد دلالت دارد. معادله حرکت نسبیتی الکترون در پلاسمای مغناطیده به صورت زیر بیان می‌شود

$$\frac{\partial}{\partial t}(\gamma\vec{v}) = -\frac{e}{m_e}[\,\overrightarrow{E_L} + \vec{v} \times (\overrightarrow{B_L} + \overrightarrow{B_s})]\,) \qquad (۲)$$

که در این رابطه $\overrightarrow{E_L}$ و $\overrightarrow{B_L}$ به ترتیب میدان الکتریکی و مغناطیسی موج الکترومغناطیسی، $\vec{v}$ سرعت الکترون و فاکتور نسبیتی لورنتس $\gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{\frac{-1}{2}}$ می‌باشد. با فرض اینکه دامنه میدان لیزر در طول یک تناوب زمانی لیزر زیاد تغییر نکند (تقریب پالس پهن) می توان نیروی اثرگذار را کوچک در نظر گرفت. لذا سرعت الکترون به صورت زیر محاسبه می‌شود

$$\overrightarrow{v_\perp} = Re\{-\frac{ieE_0(\hat{\imath} + i\delta\hat{\jmath})}{m_e(\gamma\omega - \delta\omega_c)}\, exp[\, i(kz - \omega t)]\} \qquad (۳)$$

که در محاسبات $v \cong v_\perp$ در نظر گرفته شده است. بنابراین می‌توان فاکتور نسبیتی لورنتس را به صورت زیر نوشت

$$\gamma = \sqrt{1 + a^2\varphi^2} \qquad (۴)$$

که در آن $a = \frac{eE_0}{m_e\omega c}$ و $\varphi = (1 - \delta\frac{\omega_c}{\gamma\omega})^{-1}$ می‌باشد. از طرفی معادله موج غیرهمگن به صورت زیر بیان می‌شود

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\overrightarrow{E_L} = -\mu_0\frac{\partial\overrightarrow{J_\perp}}{\partial t} \qquad (۵)$$

که در آن $\overrightarrow{J_\perp} = -n_e e\overrightarrow{v_\perp}$ است. با جایگذاری چگالی جریان در معادله موج بالا، می‌توان آن را برای دامنه بدون بعد لیزری (a) به صورت بازنویسی کرد:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)a(r,z)\, exp[\, i(kz - \omega t)] = \frac{k_p^2 n_e\varphi\, a(r,z)}{\gamma}\, exp[\, i(kz - \omega t)] \qquad (۶)$$

در رابطه بالا $k_p = {}^{\omega_p}/_{c}$ و $\omega_p^2 = \frac{e^2 n_0}{m_e\epsilon_0}$ است. به منظور بررسی خودهمگرایی باریکه لیزری و تغییرات لکه لیزری در حین انتشار در پلاسمای مغناطیده، روش بسط مستقل چشمه‌ای[۶] مورد استفاده قرار می‌گیرد. لذا یک مد گاوسی شکل با دامنه بدون بعد زیر

$$a(r,z) = a_0\, exp\left[\, i\left(\frac{kr^2}{2R(z)} - \theta(z)\right) - \frac{r^2}{f^2}\right] \qquad (۷)$$

درنظرگرفته می‌شودکه f، $\theta(z)$ و $R(z)$ به ترتیب شعاع لکه لیزری، فاز و شعاع انحنای باریکه لیزری می باشند. با جایگذاری رابطه‌ی (۷) در رابطه‌ی (۶) وانجام محاسبات با فرض اینکه $\frac{\partial^2}{\partial z^2} \ll 2k\frac{\partial}{\partial z}$ و اعمال تغییر متغیرهای $z=z$ و $\xi = z - v_g t$، نهایتا رابطه زیر بدست می‌آید

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{4}{kf^3}\left(1 - \frac{\omega_p^2}{16c^2}f_\circ^2 a_\circ^2\varphi_0^4\right) \qquad (۸)$$

که $a_\circ$ دامنه‌ی بدون بعد باریکه لیزری و $f_\circ$ شعاع لکه لیزری در ابتدای برهمکنش می‌باشد. در رژیم نسبیتی ضعیف، فاکتور نسبیتی لورنتس $\gamma \approx 1$ است لذا در رابطه‌ی بالا $\varphi_\circ = (1 - \frac{\omega}{\omega_c})^{-1}$ درنظر گرفته شده

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

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]

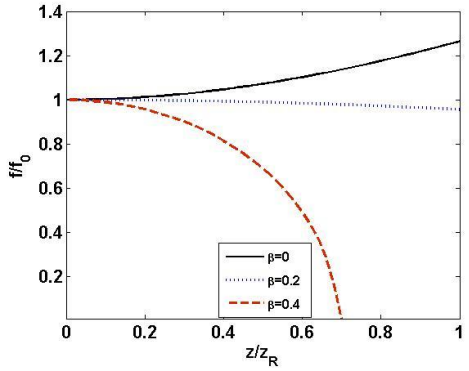
است. با حل معادله (۸)، می‌توان رابطه‌ی زیر را برای تغییرات لکه لیزری در حین انتشار در پلاسمای مغناطیده محاسبه کرد

$$f_s^2 = f_0^2\{1 + \left[1 - \frac{p}{p_c}\right] z^2 / z_R^2\} \qquad (۹)$$

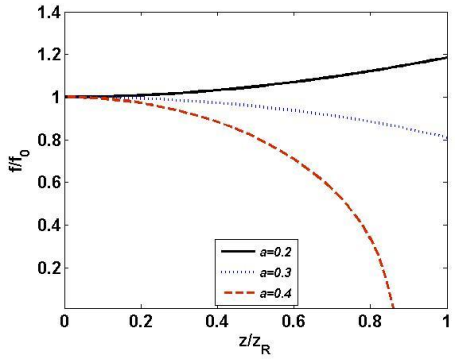
که $z_R = \frac{k f_0^2}{2}$ طول رایلی، $p_c = 1.74 \times 10^{10}(\frac{\omega}{\omega_p \varphi_\circ^2})^2$ توان بحرانی برای خودهمگرایی باریکه لیزری در پلاسما و $p/p_c = \frac{\omega_p^2}{16c^2} f_\circ^2 a_s^2 \varphi_0^4$ می‌باشد. رابطه‌ی بالا به وضوح نقش پارامترهایی نظیر فرکانس، شدت و نوع قطبش باریکه لیزری، چگالی الکترونی پلاسما و بزرگی میدان مغناطیسی خارجی بر خودهمگرایی باریکه لیزری را نشان می‌دهد.

بحث عددی

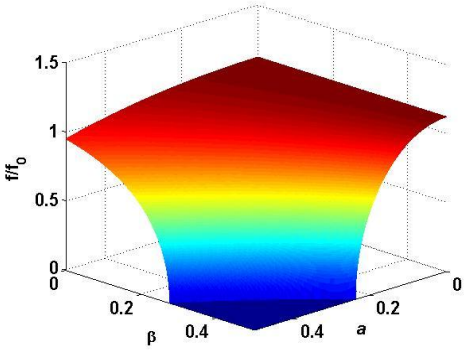
برای بررسی خودهمگرایی باریکه گاوسی با قطبش دایروی راستگرد و چپگرد در پلاسمای مغناطیده و مشاهده میزان تاثیر پارامترهای ذکر شده در بالا، فرض می‌شود باریکه خروجی یک لیزر *Nd:YAG* با طول موج *1064 nm*، دامنه‌ی بی بعد $a_0 = 0.27$ و شعاع لکه $r_0 = 15\mu m$ در پلاسمایی سرد با فرکانس نوسانی $\omega_p = 0.1\ \omega$ در حضور یک میدان مغناطیسی خارجی با مشخصه $\beta = \frac{\omega_c}{\omega} = 0.2$ منتشر می‌شود. لذا در شکل‌های (۱) و (۲)، تغییرات شعاع لکه لیزری قطبیده دایروی راستگرد ($\frac{f}{f_\circ}$) بر حسب طول بی بعد $\frac{z}{z_R}$ به ترتیب برای میدان های مغناطیسی ($\omega_c \boldsymbol{\alpha} B_s$) و شدت‌های لیزری ($a\ \alpha\ E_\circ^2$) مختلف نشان داده شده است. شکل۱ نشان می‌دهد در غیاب میدان مغناطیسی خارجی، باریکه لیزری در هنگام انتشار در پلاسما واگرا می‌شود، اما اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی طولی، سبب خودهمگرایی باریکه در پلاسما شده اگر فرکانس سیکلوترونی از مرتبه بزرگی فرکانس باریکه لیزری باشد. از شکل ۲ مشاهده می‌شود که افزایش شدت یا دامنه میدان الکتریکی لیزر باعث می‌شود خودهمگرایی باریکه در پلاسمای مغناطیده تقویت شود. برای مشاهده بهتر تاثیر پارامترهای ذکر شده، در شکل ۳ تغییرات لکه لیزری بر حسب a و β رسم شده است. از بررسی این شکل، تاثیر و نقش مهم میدان مغناطیسی اعمالی و شدت باریکه با قطبش دایروی راستگرد در بروز خودهمگرایی باریکه مشاهده شده و همان نتایج گرفته شده از شکل‌های ۱ و۲ برای انتشار باریکه لیزری دیده می‌شود.



شکل۱: تغییرات شعاع لکه ($\frac{f}{f_\circ}$) باریکه لیزری قطبیده دایروی راستگرد ($\delta\delta = 1$) بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای $a = 0.27$ و $\beta = 0, 0.2,\ 0.4$



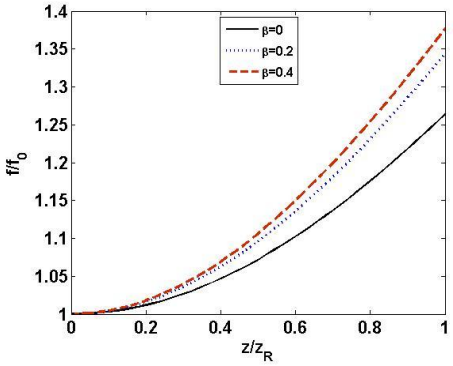
شکل۲: تغییرات شعاع لکه ($\frac{f}{f_\circ}$) باریکه لیزری قطبیده دایروی راستگرد بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای $\beta = 0.2$ و $a = 0.2, 0.3, 0.4$



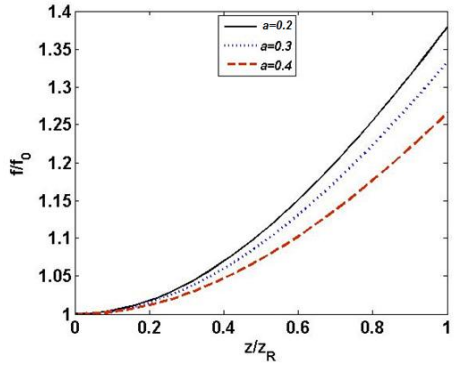
شکل۳: تغییرات شعاع لکه ($\frac{f}{f_\circ}$) باریکه قطبیده دایروی راستگرد بر حسب a و β برای $\frac{z}{z_R} = 0.5$.

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

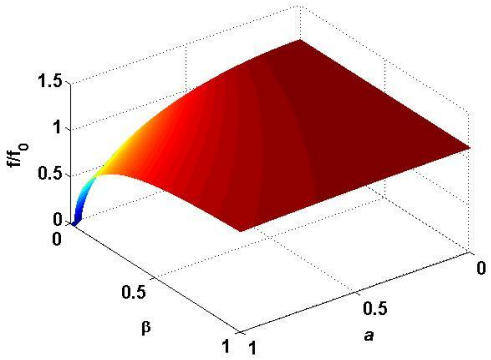
[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]



شکل۴: تغییرات شعاع لکه $\frac{f}{f_o}$ باریکه لیزری قطبیده دایروی چپگرد $(\delta = -1)$ بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای $a = 0.27$ و $\beta\beta = 0, 0.2, 0.4$



شکل۵: تغییرات شعاع لکه $(\frac{f}{f_o})$ برای باریکه لیزری قطبیده دایروی چپگرد بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای $\beta = 0.2$ و $a = 0.2, 0.3, 0.4$.



شکل۶: تغییرات شعاع لکه $\frac{f}{f_o}$ برای باریکه لیزری قطبیده دایروی چپگرد بر حسب a و β برای $\frac{z}{z_R} = 0.5$.

در شکل‌های (۴) و (۵)، تغییرات لکه لیزری قطبیده دایروی چپگرد $(\frac{f}{f_o})$ بر حسب $\frac{z}{z_R}$ برای میدان‌های مغناطیسی(β) و دامنه‌های بدون بعد لیزری(a) مختلف رسم شده است. از بررسی شکل ۴ مشاهده می‌شود که برخلاف باریکه قطبیده راستگرد، اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی طولی در پلاسما سبب افزایش واگرایی باریکه قطبیده چپگرد در حین انتشار می‌شود. دلیل این رفتار را می‌توان در عبارت سمت راست رابطه (۶) جستجو کرد که نشان می‌دهد با افزایش میدان مغناطیسی خارجی در پلاسما، برای باریکه لیزری قطبیده چپگرد، نیروی غیرخطی تاثیرگذار در بروز خودهمگرایی کاهش می‌یابد. شکل ۵ نشان می‌دهد که افزایش دامنه بی بعد لیزری سبب کاهش واگرایی این باریکه هنگام انتشار در پلاسما می‌شود. از طرفی شکل ۶ نیز به وضوح، میزان تاثیرگذاری میدان مغناطیسی خارجی و شدت باریکه لیزری در بروز خودهمگرایی این باریکه قطبیده را در حین انتشار در پلاسما را نشان می‌دهد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، خودهمگرایی باریکه لیزری گاوسی با قطبش دایروی راستگرد و چپگرد در یک پلاسمای سرد مغناطیده بررسی و نقش پارامترهای تاثیرگذار مورد بحث قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهند اعمال یک میدان مغناطیسی طولی قوی سبب خود همگرایی قابل توجه باریکه لیزری قطبیده راستگرد شده درحالیکه برای باریکه قطبیده چپگرد، افزایش واگرایی باریکه در پلاسمای مغناطیده مشاهده می‌شود. در ضمن افزایش شدت باریکه لیزری نیز خودهمگرایی را برای هر دو باریکه قطبیده راستگرد و چپگرد تقویت می‌کند.

مرجع‌ها

[1] H. Hora, 2000. Laser Plasma Physics: Forces and the nonlinearity principle. SPIE Press, p.217.
[2] S. D. Patil and M. V. Takale, Laser Phys. Lett. 10, (2013) 115402.
[3] G.A. Askaryan,. Soviet Physics. J. Exp. Theo. Phys. **15** (1962) 1088-1090.
[4] M. S. Sodha, S. K. Mishra, and S. K. Agarwal, *Phys. Plasmas* **14** *(2007)* 112302.
[5] M. R. Jafari Milani, A. R. Niknam, A. H. Farahbod, *Phys. Plasmas*, vol. 21, (2014) 063107.
[6] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, and A. Ting. *IEEE. Journal of Quantom Electron* **33**, No. 11 (1997) 1879-1914.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.
[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]