

بررسی انتشار غیرخطی موج دایره‌ای منتشر شده در یک پلاسمای داغ مغناطیده در حضور ویگلر تخت مگنتواستاتیک

مهدی عابدی ورکی و ساعد جعفری

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، رشت

پست الکترونیکی: Sjafari@guilan.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۶/۰۲/۲۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۷/۰۷/۳۰)

چکیده

در این مقاله آثار غیرخطی خودکانونگی و واگرایی قطبش دایره‌ای راستگرد و چپگرد تپ لیزر منتشر شده در یک پلاسمای داغ مغناطیده در حضور ویگلر تخت مگنتواستاتیک به طور نظری مورد بررسی قرار گرفته است. در ابتدا معادله موج غیرخطی توصیف کننده اندازه لکه تپ لیزر برای قطبش‌های راستگرد و چپگرد موج دایره‌ای به دست آمده است. سپس، اثر میدان ویگلری بر روی خودکانونگی تپ لیزر مورد بحث قرار گرفته است. به علاوه، رابطه پاشندگی غیرخطی تپ لیزر با استفاده از معادلات انتقال تکانه، پیوستگی و ماکسول و با در نظر گرفتن اثرات میدان ویگلری محاسبه شد. همچنین تغییرات چگالی زمینه پلاسما با توجه به اندازه لکه لیزر و توان بهنجار تپ لیزر با نظر گرفتن تغییرات میدان ویگلری مورد بررسی قرار گرفت. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که در قطبش راستگرد وقتی اندازه میدان ویگلری افزایش می‌یابد، اندازه لکه تپ لیزر کاهش یافته و باریکه لیزر بیشتر کانونی می‌شود. همچنین در قطبش چپگرد هنگامی که اندازه میدان ویگلری افزایش می‌یابد، متناسب با این افزایش، اندازه لکه تپ لیزر افزایش یافته و باریکه لیزر بیشتر واگرا می‌شود. از طرفی با افزایش بسامد ویگلری، تغییرات توان دارای یک رفتار صعودی است. به علاوه، چگالی زمینه پلاسما با افزایش میدان ویگلری در قطبش‌های چپگرد، افزایش می‌یابد و متناظر با آن در قطبش راستگرد، کاهش می‌یابد.

واژه‌های کلیدی: خودکانونگی، ویگلر تخت مگنتواستاتیک، اندازه لکه تپ لیزر، پلاسمای داغ مغناطیده.

۱. مقدمه

خواص منحصر به فرد آن، توجه بسیاری از دانشمندان به پلاسما معطوف شده است، به طوری که مطالعه برهم‌کنش تپ لیزر با پلاسما و بررسی پدیده‌های منتج شده از آن در سال‌های اخیر در دستور کار محققان و اندیشمندان این حوزه قرار دارد. انتشار تپ لیزر در داخل پلاسما کاربردهای بسیاری در فناوری‌های پیشرفته مانند همجوشی محصورسازی

امروزه با پیشرفت فزاینده مکانیک کوانتومی و جنبه‌های ذره‌ای نور و تولید آینه‌های نسبیتی دانشمندان لیزرهایی را با توان خروجی بهتر و همدوسی بالاتر ساخته‌اند، که این امر موجب گشایش دریچه‌ای نو از سازوکار لیزر با ماده شده است. از سویی با کشف پلاسما به عنوان حالتی از ماده و ویژگی‌ها و

$$B_w = B_w(\hat{e}_y \sin(k_w z)), \quad (1)$$

که B_w و $k_w = 2\pi/\lambda_w$ به ترتیب دامنه و عدد موج میدان ویگری هستند. حال برای این که بتوانیم برهم کنش موج مغناطیسی با پلاسما را توصیف کنیم، از معادلات میدان الکتریکی، ماکسول و چگالی جریان به شرح زیر استفاده می‌کنیم:

$$E = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} - \nabla \phi, \quad (2)$$

$$B = \nabla \times A, \quad (3)$$

$$\nabla \times B = \frac{4\pi}{c} J + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \quad (4)$$

$$J = -n_e e v_e, \quad (5)$$

با تلفیق معادلات (۲) تا (۵)، معادلات بالا می‌تواند به شکل زیر بیان شوند:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \nabla^2 A = \frac{4\pi}{c} J, \quad (6)$$

از طرفی با توجه به معادله حرکت سیالی نسبیتی برای الکترون‌ها و با در نظر گرفتن اثرات میدان ویگری داریم [۶]:

$$\frac{\partial p_e}{\partial t} + (v_e \cdot \nabla) p_e = -e[E + \frac{1}{c} v_e \times (B_w)] - \frac{1}{n_e} \nabla p, \quad (7)$$

که در این رابطه p_e و p به ترتیب اندازه حرکت الکترون‌ها و فشار هستند. از تلفیق معادلات (۲) و (۳) و (۷) خواهیم داشت:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_e}{\partial t} + \frac{1}{\gamma_e m_e} (p_e \cdot \nabla) p_e = & \frac{e}{c} \frac{\partial A}{\partial t} + e \nabla \phi + \frac{e}{\gamma_e m_e} [(p_e \cdot \nabla) A \\ & - p_e \cdot (\nabla A)] - \frac{\omega_w}{\gamma_e} p_e \times (\hat{e}_y \sin(k_w z)) - k_B T_e \nabla \ln n_e, \end{aligned} \quad (8)$$

که $\omega_w = eB_w/m_e c$ بسامد سیکلوترونی الکترون در میدان ویگری، k_B ثابت بولتزمن، T_e دمای الکترون، n_e چگالی

الکترون، m_e جرم سکون الکترون و $\gamma_e = \sqrt{1 + p_e^2/m_e^2 c^2}$ عامل نسبیتی لورنتس برای الکترون است. همچنین پتانسیل برداری

برای یک موج دایروی قطبیده به شرح زیر توصیف می‌شود [۷]:

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{A}(z, t) (\hat{e}_x + i\sigma \hat{e}_y) \exp(-i\omega t + ik_z z) + c.c., \quad (9)$$

در این رابطه $\tilde{A}(z, t)$ پوش تب (که به طور کلی تابع مختلطی از فضا است)، ω بسامد و k_z عدد موج است. همچنین $\sigma = \pm 1$ به ترتیب نماینگر حالت موج دایروی راستگرد و چپگرد است. با جایگزین کردن رابطه (۹) در (۸) خواهیم داشت [۸]:

لختی [۱]، تولید هماهنگ‌های مرتبه بالاتر [۲] و لیزرهای پرتوی ایکس دارد [۳]. به علاوه برهم کنش تب لیزر با شدت‌های 10^{17} W/cm^2 یا بالاتر با پلاسما از این حیث حائز اهمیت است که در چنین شدت‌های بالایی، فشار تابشی تب لیزر و همچنین اثرهای نسبیتی مربوط به تغییر جرم الکترونی‌هایی که با سرعتی از مرتبه نور حرکت می‌کنند سبب پیدایش پدیده‌های غیرخطی مانند پراکندگی بریلیون، پراکندگی رامان، رشته‌سازی لیزر، خودکانونگی، خود مدولاسیون و غیره می‌شود [۴]. در واقع خودکانونگی یک پدیده اپتیکی است که در نتیجه تغییرات شدت وابسته به ضریب شکست رخ می‌دهد. در شدت‌های بسیار زیاد، نیروی اثرگذار الکترون‌ها را در راستای شعاعی از نواحی پرشدت به نواحی کم‌شدت می‌راند که منجر به جدایی بار و ایجاد یک میدان بار-فضا می‌شود، تحت تأثیر چنین فرآیندی انتشار تب لیزر تغییر می‌کند.

در این مقاله، معادلات موج غیرخطی و روابط بنیادی در رژیم نسبیتی ضعیف برای یک پلاسما داغ مغناطیده به دست خواهد آمد. سپس معادلات حاکم بر اندازه لکه تب لیزر با روش بسط وابسته به منبع^۱ (SDE) برای خودکانونگی موج الکترومغناطیسی و رابطه پاشندگی غیرخطی با در نظر گرفتن میدان ویگری به دست خواهد آمد. سرانجام نتایج عددی برای واکاوی ویژگی‌های خودکانونگی موج دایروی، تغییرات چگالی پلاسما زمینه، خودکانونگی و توان بهنجار تب لیزر در پلاسما داغ مغناطیده در حضور ویگلر تخت در قالب نمودارها، ارائه و مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

۲. تحلیل روابط فیزیکی مدل

در این قسمت توجه خود را به یک موج الکترومغناطیسی قطبیده دایروی، تحت رژیم نسبیتی ضعیف که در یک پلاسما داغ مغناطیده در حضور میدان مغناطیسی حاصل از یک ویگلر تخت، منتشر می‌شود معطوف می‌کنیم. از طرفی میدان مغناطیسی حاصل از این ویگلر در یک بعد را به صورت زیر می‌توان در نظر گرفت [۵]:

۱. Source Dependent Expansion (SDE)

$\left(|\bar{A}|^2, |\bar{P}_e|^2 \right) \ll 1$ و $\gamma_e \approx 1 + \frac{1}{2} |\bar{P}_e|^2$ هستند، چگالی جریان می‌تواند به شکل ساده زیر تبدیل شود:

$$\frac{-\nu\pi J}{c} \approx \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(\frac{A}{(\gamma_e - \alpha\sigma(\hat{e}_y \sin(k_w z)))} \right) \exp \left(-\Gamma \frac{|\bar{A}|^2}{2(1 - \alpha\sigma(\hat{e}_y \sin(k_w z)))} \right), \quad (17)$$

با استفاده از روابط (۶)، (۸) و (۱۷) خواهیم داشت:

$$\frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial z^2} - \nu i \omega_s \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} - \nu i c^2 k_s \frac{\partial \bar{A}}{\partial z} + \left[-\omega_s^2 + k_s^2 c^2 + \frac{\omega_p^2}{c^2 (\gamma_e - \alpha\sigma(\hat{e}_y \sin(k_w z)))} \right] \bar{A} = 0, \quad (18)$$

$$\exp \left(-\frac{\Gamma |\bar{A}|^2}{2(1 - \alpha\sigma(\hat{e}_y \sin(k_w z)))} \right) \bar{A} = 0,$$

در این رابطه جمله قرار گرفته در درون کروشه، نمایانگر رابطه پاشندگی غیرخطی است. اگر از برهم‌کنش پلاسمای با موج الکترومغناطیسی مثلاً وقتی که \bar{A} ثابت است، صرف نظر کنیم داریم:

$$D_{NL} = \left(k_s^2 - \frac{\omega_s^2}{c^2} \right) + \frac{\omega_p^2}{c^2 (\gamma_e - \alpha\sigma(\hat{e}_y \sin(k_w z)))} \exp \left(-\frac{\Gamma |\bar{A}|^2}{2(1 - \alpha\sigma(\hat{e}_y \sin(k_w z)))} \right), \quad (19)$$

که در این رابطه D_{NL} پاشندگی غیرخطی برای پلاسمای داغ مغناطیده در حضور ویگلر تخت است. اگر رابطه (۱۹) را در محدوده خطی بررسی کنیم، این رابطه به پاشندگی خطی برای موج دایروی قطبیده راستگرد و چپگرد در پلاسمای داغ مغناطیده منجر می‌شود [۱۰]:

$$k_s = \frac{\omega_s}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_s(\omega_s - \sigma\omega_c)}}, \quad (20)$$

حال اگر جمله غیرخطی رابطه (۱۸) را با توجه به بردار پتانسیل بهنجار بسط دهیم، رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi(r, z) = k_p^2 \left[\frac{c^2}{\omega_p^2} \left(k_s^2 - \frac{\omega_s^2}{c^2} \right) + \frac{\omega_s}{\omega_s - \sigma\omega_w(\hat{e}_y \sin(k_w z))} - |\psi|^2 H \right] \psi(r, z) = 0, \quad (21)$$

$$\bar{P}_e = \frac{\bar{A}}{1 - \frac{\alpha\sigma(\sin(k_w z))}{\gamma_e}}, \quad (10)$$

اگر رابطه (۱۰) با معادله تعادل الکترون-تکانه برای بسامدهای پایین مزدوج شود داریم [۹]:

$$[\nabla(\Phi - \beta_e(\gamma_e + \frac{\alpha\sigma}{2\gamma_e})) - \nabla \ln(\frac{n_e}{n_{e0}})] \cdot (\hat{e}_y \sin(k_w z)) = 0 \quad (11)$$

که $\bar{A} = Ae/m_e c^2$ ، $\Phi = e\phi/k_B T_e$ ، $v_{Te}^2 = k_B T/m_e$ و $\bar{P}_e = p_e/m_e c$ به ترتیب الکترون-تکانه بهنجار، بردار پتانسیل بهنجار، پتانسیل نرده‌ای بهنجار و مربع سرعت گرمایی هستند. همچنین $\beta_e = c^2/v_{Te}^2$ و $\alpha = \omega_w/\omega_s$ ، $b_w = eB_w/m_e c^2 k_w$ پارامترهای بی‌بعد هستند. رابطه (۱۱) می‌تواند به شکل زیر بازنویسی شود:

$$n_e = n_{e0} \exp \left\{ \Phi - \beta_e \left[\gamma_e - 1 - \frac{\alpha\sigma |\bar{P}_e|^2}{2\gamma_e^2} \right] \right\}, \quad (12)$$

حال برای یون‌ها خواهیم داشت:

$$n_i = n_{i0} \exp(-\eta\Phi), \quad (13)$$

که $\eta = T_e/T_i$ نسبت دمای الکترون به دمای یون است. توجه به این که در حالت تعادل $n_{e0} \approx n_{i0}$ و با جایگزینی معادله (۱۲) در (۱۳) داریم:

$$n_e = n_{e0} \exp \left[-\Gamma \left(\gamma_e - 1 - \frac{\alpha\sigma |\bar{P}_e|^2}{2\gamma_e^2} \right) \right], \quad (14)$$

که $\Gamma = \beta_e/(1+\eta)^{-1}$ با استفاده از معادله (۱۰) و $p = \gamma_e m_e v_e$ برای سرعت الکترون‌ها خواهیم داشت:

$$v_e = \frac{eA}{m_e c (\gamma_e - \alpha\sigma(\hat{e}_y \sin(k_w z)))}, \quad (15)$$

از آنجایی که چگالی جریان $J = n_e e v_e$ و همچنین با ترکیب روابط (۱۴) و (۱۵) برای چگالی جریان غیرخطی به دست می‌آید:

$$\frac{-\nu\pi J}{c} = \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(\frac{A}{(\gamma_e - \alpha\sigma(\hat{e}_y \sin(k_w z)))} \right) \exp \left(-\Gamma \left(\gamma_e - 1 - \frac{\alpha\sigma |\bar{P}_e|^2}{2\gamma_e^2} \right) \right), \quad (16)$$

که $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ بسامد پلاسمای است. همچنین باید خاطر نشان کرد که در رژیم نسبیستی ضعیف وقتی

که این رابطه معادله موج^۱ در حضور ویگلر تخت مگنتواستاتیک است. در این رابطه $\psi = e\tilde{A}/m_e c^2$ و $k_p^2 = 4\pi m_e e^2 / m_e c^2$ به ترتیب، دامنه بهنجار بردار پتانسیل و عدد موج پلاسما هستند. به علاوه جمله غیرخطی رابطه بالا می‌تواند به شکل زیر ارائه شود:

$$H = \frac{\omega_e^2}{2(\omega_e - \sigma\omega_w(\hat{e}_y \sin(k_w z)))^2} + \frac{\omega_e^2 \beta_e}{2(\omega_e - \sigma\omega_w(\hat{e}_y \sin(k_w z)))^2 (1+\eta)} \quad (22)$$

که $\beta_e = \frac{c^2}{v_{Te}^2}$ جمله اول رابطه (۲۲) برای پلاسما سرد قبلاً در غیاب میدان ویگلری به دست آورده شده است [۱۱].

۳. تحلیل اندازه لکه تب لیزر

برای تحلیل اندازه لکه باریکه لیزر از روش (SDE) برای تحلیل خودکانونگی موج الکترومغناطیسی استفاده می‌کنیم. در واقع با استفاده از این روش دامنه لیزر را به صورت یک سری از مدهای لاگر-گوسین به صورت زیر بسط می‌دهیم [۱۲]:

$$\psi(r, z) = \sum_m \hat{\psi}_m L_m(\chi) \exp\left(\frac{-(1-i\alpha_s)\chi}{2}\right), \quad (23)$$

$$m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

که $\hat{\psi}_m$ دامنه مختلط، $\chi = 2r^2/r_s^2$ ، اندازه لکه، $\alpha_s(z) = kr_s^2/2R_c$ ، مرتبط با شعاع انحنای جلو موج و

$$\frac{\partial^2 r_s}{\partial z^2} = \frac{4}{k_p^2 r_s^2} \left(1 - \frac{k_p^2 \psi_0^2 r_s^2 H}{8} \right), \quad (24)$$

در این رابطه r_s رابطه میانه باریکه^۲ است. حل معادله دیفرانسیل بالا منجر به روابط زیر می‌شود:

$$\frac{r_s}{r_0} = 1 + \left(1 - \frac{P}{P_c} \right) \frac{Z}{Z_R}, \quad (25)$$

$$\frac{P}{P_c} = \frac{k_p^2 \psi_0^2 r_s^2}{8} \left[\frac{\omega_e^2}{2(\omega_e - \sigma\omega_w(\hat{e}_y \sin(k_w z)))^2} + \frac{\omega_e^2 \beta_e}{2(\omega_e - \sigma\omega_w(\hat{e}_y \sin(k_w z)))^2 (1+\eta)} \right], \quad (26)$$

که P/P_c توان بهنجار لیزر، $Z_R = k_p r_s^2/2$ نمایانگر طول رایلی است. رابطه (۲۵) در غیاب میدان مغناطیسی ($\omega \rightarrow 0$) کاهش می‌یابد و اندازه لکه برای پرتو لیزر منتشر شده در یک پلاسما مغناطیده به دست خواهد آمد [۱۳]. اگر رابطه (۲۶) را در رابطه (۲۵) جایگزین کنیم خواهیم داشت:

$$n_e = \frac{2c^2 m_e \left[\left(1 - \frac{r_s}{r_0} \right) \frac{Z_R}{Z} + 1 \right]}{\pi e^2 \psi_0^2 r_s^2 \left(\frac{\omega_e^2}{2(\omega_e - \sigma\omega_w(\hat{e}_y \sin(k_w z)))^2} + \frac{\omega_e^2 \beta_e}{2(\omega_e - \sigma\omega_w(\hat{e}_y \sin(k_w z)))^2 (1+\eta)} \right)} \quad (27)$$

در ابتدا فرض می‌کنیم یک لیزر نئودیمیوم یاگ^۳ با بسامد $\omega = 1.788 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ و شدت $I \approx 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ($\psi_0 = 0.2$) و میانه باریکه $r_s = 10 \text{ } \mu\text{m}$ در حضور ویگلر تخت با پلاسما داغ مغناطیده برخورد می‌کند. در این قسمت برهم کنش تب لیزر با پلاسما داغ مغناطیده در حضور میدان ویگلری، و اثرات آن بر چگالی زمینه پلاسما، خودکانونگی و اندازه لکه تب لیزر را مورد مطالعه و بررسی قرار می‌دهیم.

رابطه بالا نمایانگر چگالی متغیر پلاسما برای خودکانونگی غیرخطی امواج الکترومغناطیسی در پلاسما داغ مغناطیده و در حضور یک ویگلر تخت مگنتواستاتیک است.

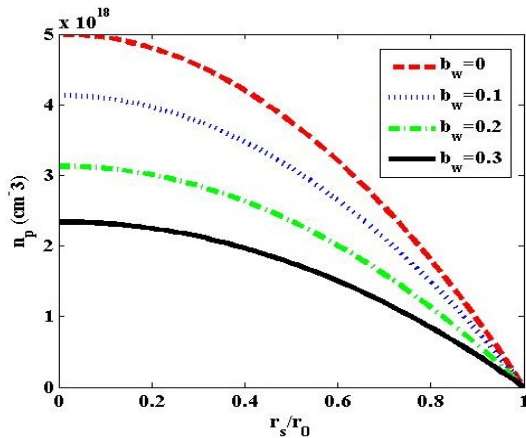
۴. بحث‌ها و نتایج عددی

در این قسمت تحلیل‌های عددی اندازه لکه لیزر ارائه می‌شود.

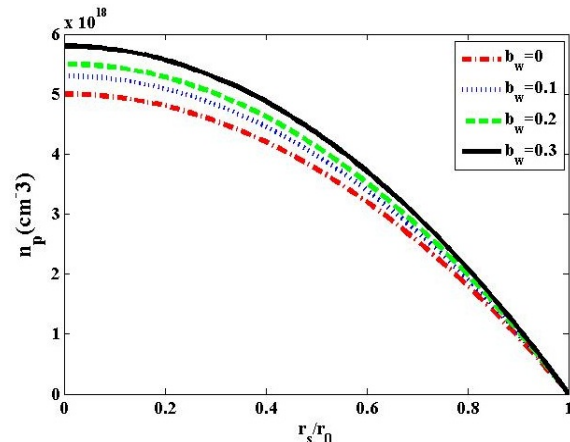
۱. Wave equation

۲. Beam waist

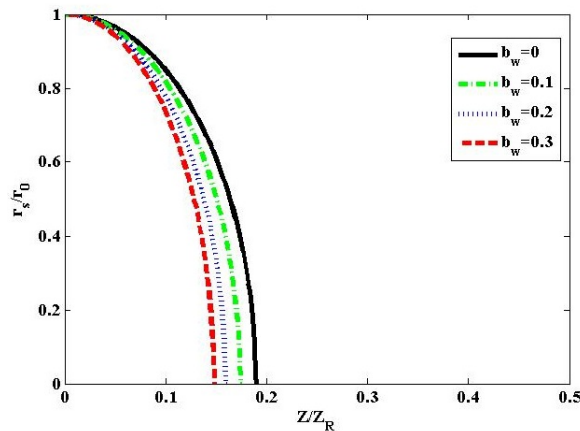
۳. Nd:YAG



شکل ۲. توزیع چگالی پلاسمای داغ مغناطیسه، با توجه به تغییرات اندازه لکه بهنجار r_s/r_0 برای قطبش راستگرد در دمای $T_e = 25 \text{ keV}$ وقتی که $\eta = T_e/T_i = 5$ و $(b_w = 0, 0.1, 0.2, 0.3)$.



شکل ۱. توزیع چگالی پلاسمای داغ مغناطیسه، با توجه به تغییرات اندازه لکه بهنجار r_s/r_0 برای قطبش چپگرد در دمای $T_e = 25 \text{ keV}$ وقتی که $\eta = T_e/T_i = 5$ و $(b_w = 0, 0.1, 0.2, 0.3)$ است.

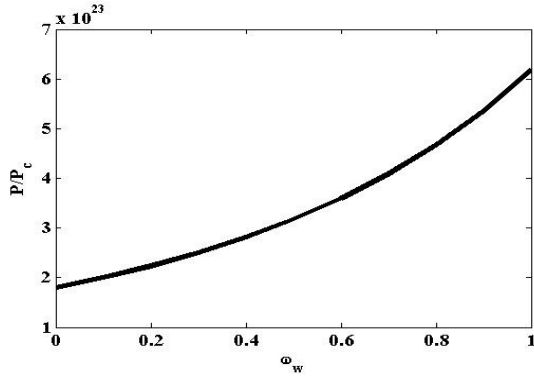


شکل ۳. تغییرات اندازه لکه تپ لیزر بهنجار r_s/r_0 با توجه به تغییرات فاصله انتشار بهنجار Z/Z_R برای قطبش راستگرد در دمای $T_e = 25 \text{ keV}$ با $\eta = T_e/T_i = 5$ و $(b_w = 0, 0.1, 0.2, 0.3)$.

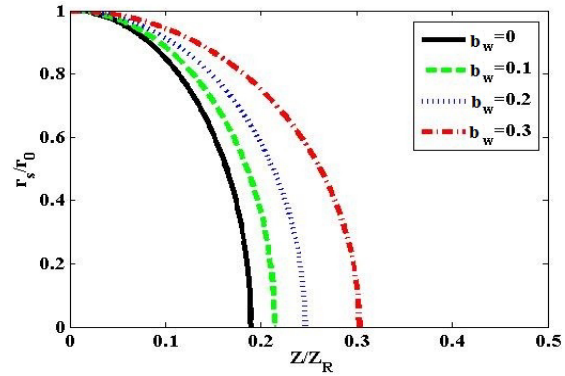
شکل ۳ تغییرات اندازه لکه تپ لیزر بهنجار r_s/r_0 با توجه به تغییرات فاصله انتشار بهنجار Z/Z_R برای قطبش راستگرد در دمای $T_e = 25 \text{ keV}$ با $\eta = T_e/T_i = 5$ را نشان می‌دهد. همان طور که دیده می‌شود اندازه لکه لیزر با افزایش میدان ویگلری، کاهش می‌یابد و باریکه لیزر بیشتر کانونی می‌شود. به علاوه از شکل ۳، این طور استنباط می‌شود که در قطبش راستگرد افزایش میدان ویگلری منجر به افزایش کیفیت خودکانونی می‌شود.

شکل ۱ نشان‌دهنده، توزیع چگالی پلاسمای داغ مغناطیسه، با توجه به تغییرات اندازه لکه بهنجار r_s/r_0 برای قطبش چپگرد در دمای $T_e = 25 \text{ keV}$ وقتی که $\eta = T_e/T_i = 5$ و $(b_w = 0, 0.1, 0.2, 0.3)$ است. همان طور که مشاهده می‌شود، برای قطبش چپگرد وقتی میدان ویگلری در حال افزایش است، متناسب با این افزایش، اندازه لکه تپ لیزر افزایش یافته و باریکه لیزر بیشتر واگرا می‌شود. به علاوه چگالی زمینه پلاسمای با افزایش میدان ویگلری نیز افزایش می‌یابد. بنابراین می‌توان گفت میدان ویگلری با محصورسازی ذرات پلاسمای در قطبش چپگرد سبب افزایش چگالی پلاسمای شده است.

در شکل ۲، توزیع چگالی پلاسمای داغ مغناطیسه، با توجه به تغییرات اندازه لکه بهنجار r_s/r_0 برای قطبش راستگرد در دمای $T_e = 25 \text{ keV}$ وقتی که $\eta = T_e/T_i = 5$ و $(b_w = 0, 0.1, 0.2, 0.3)$ است. مطابق با نمودار بالا، برای قطبش راستگرد وقتی میدان ویگلری در حال افزایش است، اندازه لکه تپ لیزر کاهش یافته و باریکه لیزر بیشتر همگرا می‌شود. همچنین باید خاطر نشان کرد، چگالی موضعی زمینه پلاسمای با افزایش میدان ویگلری در این حالت کاهش یافته است. بنابراین با توجه به شکل ۱، می‌توان عنوان کرد که اثر میدان ویگلری بر چگالی پلاسمای نسبت به حالتی که میدان ویگلری در نظر گرفته نشده، برای قطبش راستگرد دارای یک روند نزولی است.



شکل ۵. تغییرات توان لیزر بهنجار با توجه به تغییرات بسامد ویگلری برای قطبش راستگرد.



شکل ۴. تغییرات اندازه لکه تپ لیزر بهنجار r_s/r_0 با توجه به تغییرات فاصله انتشار بهنجار Z/Z_R برای قطبش چپگرد در دمای دمای $T_e = 25 \text{ keV}$ با $(b_w = 0, 0.1, 0.2, 0.3)$ و $\eta = T_e/T_i = 5$.

توان لیزر از طریق کاهش انرژی ذرات تشکیل دهنده پلاسما و سرد کردن آن تأمین می‌شود. از سوئی به نظر می‌رسد که به واسطه حضور میدان ویگلری، عدد موج ویگلر با عدد موج تپ لیزر عبوری ترکیب می‌شود و یک موج پاندروموتیو^۱ (زنشی) را در پلاسما ایجاد می‌کند که این موج به واسطه ایجاد اثرات غیرخطی باعث مدوله شدن تپ لیزر می‌شود. در حقیقت این اثر می‌تواند به نوعی سبب تقویت توان لیزری شود.

۵. نتیجه‌گیری

در این مقاله به بررسی آثار غیرخطی خودکانونگی و واگرایی قطبش دایره‌ای راستگرد و چپگرد تپ لیزر منتشر شده در یک پلاسما داغ مغناطیسه در حضور ویگلرتخت مگنتواستاتیک پرداخته شد. تغییرات چگالی زمینه پلاسما با توجه به اندازه لکه لیزر و توان بهنجار تپ لیزر با نظر گرفتن تغییرات میدان ویگلری مورد مطالعه قرار گرفت. همان طور که دیده شد در قطبش راستگرد وقتی اندازه میدان ویگلری افزایش یافت، اندازه لکه تپ لیزر کاهش یافته و باریکه لیزر بیشتر کانونی شد. و برعکس در قطبش چپگرد هنگامی که اندازه میدان ویگلری در حال افزایش است، متناسب با این افزایش، اندازه لکه تپ لیزر افزایش می‌یابد و باریکه لیزر بیشتر واگرا می‌شود. در واقع اثر چرخش فارادی یعنی چرخش صفحه قطبش موج

همان طور که از شکل ۴ استنباط می‌شود، کیفیت خودکانونگی به ازای مقادیر مختلف میدان ویگلری، برای قطبش چپگرد کاهش می‌یابد. در حقیقت، در قطبش چپگرد افزایش میدان ویگلری و به همراه آن افزایش اندازه لکه تپ لیزر، سبب افزایش واگرایی و کاهش خودکانونگی می‌شود. لازم به ذکر است که از شکل‌های ۳ و ۴ این طور استنباط می‌شود که اندازه لکه در فاصله قبل از طول رایلی یک روند کاهشی را در هنگام عبور از پلاسمای مغناطیسه (در حضور میدان ویگلری) نشان می‌دهد. در واقع اندازه لکه در بعد از ورود تپ فرودی لیزر به پلاسما به صورت r_s/r_0 است و این در حالی است که در قبل از برهم‌کنش لیزر با پلاسمای مغناطیسه r_s/r_0 بوده است. به عبارت دیگر حضور پلاسمای مغناطیسه منجر به کاهش اندازه لکه شده است. از طرفی در فاصله‌های بیشتر از طول رایلی (Z/Z_R)، از روابط (۲۵) و (۲۶) فهمیده می‌شود که $P \ll P_c$ و در نتیجه تپ لیزر از همگرایی خارج می‌شود و واگرا می‌شود.

شکل ۵، تغییرات توان بهنجار لیزر با توجه به تغییرات بسامد ویگلری برای قطبش راستگرد به ازای $\eta = T_e/T_i = 5$ را نشان می‌دهد. از نمودار بالا دیده می‌شود که با افزایش بسامد ویگلری، تغییرات توان بهنجار دارای یک رفتار صعودی است. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که با افزایش میدان ویگلری توان لیزر نیز افزایش یافته است. در واقع انرژی لازم برای افزایش

۱. Ponderomotive

همچنین، چگالی زمینه پلازما با افزایش میدان ویگنری در قطبش‌های چپگرد و راستگرد به ترتیب دارای رفتار افزایشی و کاهش‌ی است.

الکترومغناطیسی منتشر شده در درون پلازما سبب می‌شود در قطبش چپگرد شاهد رفتاری کاملاً معکوس نسبت به قطبش راستگرد موج الکترومغناطیسی باشیم. از سویی با افزایش بسامد ویگنری، تغییرات توان دارای یک رفتار صعودی است.

مراجع

- Scientific Bulletin, Series A- Applied Mathematics and Physics* **80** (2018) 289.
8. NN Rao, P Shukla, and M Yu, *Physics of Fluids* **27** (1984) 2664.
 9. P Shukla, R Bharuthram, and N Tsintsadze, *Physica Scripta* **38** (1988) 578.
 10. N A Krall, A W Trivelpiece, and R A Gross, *American Journal of Physics* **41** (1973) 1380.
 11. P Jha, R K Mishra, A K Upadhyay, and G Raj, *Physics of Plasmas* **14** (2007) 114504.
 12. M Abedi-Varaki and S Jafari, *Physics of Plasmas* **24** (2017) 082309.
 13. E Esarey, P Sprangle, J Krall, and A Ting, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33** (1997) 1879.
 1. M Borghesi, A Mackinnon, R Gaillard, O Willi, A Pukhov, and J Meyer-ter-Vehn, *Physical Review Letters* **80** (1998) 5137.
 2. M Abedi-Varaki and S Jafari, *The European Physical Journal Plus* **133** (2018) 137.
 3. N Burnett and P B Corkum, *Journal of the Optical Society of America B* **6** (1989) 1195.
 4. M Abedi-Varaki, *Modern Physics Letters B* **32** (2018) 1850225.
 5. M Abedi-Varaki, *Physics of Plasmas* **25** (2018) 023109.
 6. M Abedi-Varaki and S Jafari, *Journal of the Optical Society of America B* **35** (2018) 1165.
 7. M Abedi-Varaki, *University Politehnica of Bucharest*