

## بررسی تأثیر میدان مغناطیسی باریک شونده خارجی بر خودکانونگی و شدت انتشار باریکه لیزر گاوسی در پلاسمای همگن

نرگس ساعدجلیل، ساعد جعفری\*؛

دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

دریافت: ۹۷/۱۱/۱۱

پذیرش: ۹۸/۵/۲۷

### چکیده

در این مقاله به بررسی خودکانونگی و شدت باریکه لیزر گاوسی انتشار یافته در پلاسمای همگن در حضور میدان مغناطیسی باریک شونده خارجی می پردازیم. می دانیم که آثار غیرخطی ناشی از برهم کنش لیزر- پلاسما منجر به خودکانونگی باریکه لیزر می شوند. با در نظر گرفتن این آثار غیرخطی، معادله پهنای باریکه لیزر گاوسی در پلاسمای مغناطیده تحت تقریب پیرامحوری محاسبه و حل شده است. نتایج حاصل از روش عددی نشان می دهند که میدان مغناطیسی باریک شونده خارجی، خودکانونگی باریکه لیزر را ارتقا می دهد و باریکه را جایگزین می کند. همچنین تأثیر پارامترهای فرکانس سیکلوترونی، چگالی پلاسما و ضریب باریک شوندگی میدان مغناطیسی بر خودکانونگی لیزر بررسی می شود. علاوه بر این، نتایج بیش تر نشان می دهند که حضور میدان مغناطیسی باریک شونده و همچنین افزایش ضریب باریک شوندگی میدان مغناطیسی باریک شونده، سبب افزایش قابل توجه شدت لیزر می شوند.

واژگان کلیدی: میدان مغناطیسی باریک شونده، خودکانونگی، شدت باریکه لیزر، برهم کنش لیزر-پلاسما

### مقدمه

اثر غیرخطی برهمکنش باریکه لیزر گاوسی با پلاسما به دلیل کاربردهای فراوان در زمینه‌های مختلف از قبیل تولید هارمونیک‌های مرتبه بالا، لیزرهای اشعه ایکس و همجوشی هسته‌ای، مورد توجه دانشمندان و محققان قرار گرفته است [۱-۶]. از آن جا که پلاسما آستانه تخریب بالاتری نسبت به سایر مواد دارد، در سال‌های اخیر از پلاسما به عنوان ماده فعال برای تقویت و فشرده‌سازی لیزر استفاده می شود [۷]. در برهم کنش لیزرهای پر شدت با پلاسما اثرات غیرخطی از قبیل اثر نسبیتی و نیروی پاندروموتیو رخ می دهد [۸-۱۲]. اثر نسبیتی در برهم کنش لیزر- پلاسما در اثر افزایش جرم نسبیتی الکترون‌های پلاسما رخ می دهد. در واقع با بالا رفتن شدت لیزر، سرعت نوسان الکترون‌ها به سرعت نور نزدیک می شود. در این حالت تصحیحات نسبیتی جرم الکترون‌ها باعث کاهش فرکانس مؤثر پلاسما و در نتیجه افزایش ضریب دی‌الکتریک پلاسما در مرکز پرتو نسبت به لبه‌ها خواهد شد. از طرفی افزایش شدت لیزر اثر نیروی پاندروموتیو را پدیدار می کند که باعث کاهش چگالی الکترون‌های پلاسما در ناحیه مرکزی باریکه شده، در نتیجه ضریب شکست ماده افزایش

می‌یابد. بنابراین ماده پلاسما مانند یک لنز مثبت عمل کرده و باریکه لیزر را در یک نقطه کانونی می‌کند و همچنین لیزر در عمق بیش‌تری از پلاسما انتشار یابد.

بررسی‌ها در سال‌های اخیر نشان می‌دهند که پالس لیزر می‌تواند در حضور پلاسمای مغناطیده به دلیل تغییر در اندازه یا جهت میدان مغناطیسی، فشرده شود [۱۳]. علاوه بر این هر نیروی خارجی می‌تواند چگالی و سرعت الکترون‌های پلاسما را تحت تأثیر قرار دهد. بنابراین اعمال میدان مغناطیسی خارجی با تغییر در چگالی و سرعت الکترون‌های پلاسما، رابطه پاشندگی لیزر و همچنین چگالی جریان غیرخطی پلاسما را تصحیح می‌کند. در نتیجه اعمال میدان مغناطیسی خارجی، می‌تواند خودکانونی باریکه لیزر را طی انتشار در محیط پلاسمایی تحت تأثیر قرار دهد.

در این مقاله به بررسی تأثیر میدان مغناطیسی باریک شونده خارجی در بهبود خودکانونی باریکه لیزر در پلاسما می‌پردازیم. همچنین میزان افزایش شدت لیزر را در اثر خودکانونی آن بررسی می‌کنیم. در بخش ۲ به بررسی و آنالیز فرمول‌های حاکم بر مدل خواهیم پرداخت. نتایج حاصل از حل عددی و نتیجه‌گیری به ترتیب در بخش‌های ۳ و ۴ آمده است.

### مدل مورد بررسی در برهم‌کنش لیزر-پلاسما

برای بررسی انتشار لیزر در پلاسما نیاز به معادلات موج داریم که از معادلات ماکسول به دست می‌آیند؛

$$\nabla^2 E - \nabla(\nabla \cdot E) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\epsilon E)}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

حال باریکه لیزر قطبیده با توزیع شدت گاوسی را که در راستای  $z$  در پلاسما منتشر می‌شود در نظر می‌گیریم که دامنه میدان الکتریکی آن به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$E(r, z, \tau) = A(r, z, \tau) \exp \left[ -i \left( \omega \tau - \int_0^z k(z) dz \right) \right], \quad (2)$$

که  $A(r, z, \tau)$  تابع دامنه بر حسب زمان و فضا،  $\omega$  فرکانس پالس لیزر،  $k = (\omega^2 \epsilon_0 / c^2)^{1/2}$  بردار انتشار موج است. در رابطه فوق  $\tau = (t - z/v_g) \omega_p$  می‌باشد که در آن  $z$  مختصه مکانی،  $v_g = c^2 k / \omega$  سرعت گروه و  $\omega_p$  فرکانس پلاسما است که با رابطه  $\omega_p = (4\pi n_e e^2 / m)^{1/2}$  تعریف می‌شود. بر اساس تقریب پیرامجوری،  $A$  به شکل زیر تعریف می‌شود [۱۴]:

$$A(r, z, \tau) = A_0(r, z, \tau) \exp[-ikS(r, z, \tau)]. \quad (3)$$

باریکه لیزر گاوسی الکترون‌های پلاسما را از ناحیه‌ی مرکزی باریکه به دلیل نیروی پاندروموتیو که با رابطه  $F_p = -m_0 n_e c^2 \nabla (\gamma_0 - 1)$  تعریف می‌شود به اطراف می‌راند، در این رابطه  $\gamma_0 = \sqrt{1 + (e^2 / m_0 c \omega)^2 E^* E}$  فاکتور نسبیتی لورنتز،  $m_0$  و  $e$  به ترتیب جرم الکترون و بار الکترون،  $c$  سرعت نور و  $\omega$  فرکانس لیزر است. بنابراین نیروی پاندروموتیو چگالی الکترون‌های پلاسما را تصحیح می‌کند که در نتیجه آن تابع دی الکتریک پلاسما تغییر می‌کند [۱۵]:

$$\epsilon_0 = 1 - \left[ \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \frac{1}{\gamma \left( 1 - \frac{\omega_c}{\omega \gamma} \right)} \right] \quad (۴)$$

با استفاده از معادله (۲) در رابطه (۱) و استفاده از دستگاه مختصات استوانه‌ای برای معادله انتشار موج خواهیم داشت [۱۶ و ۱۷]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\beta}{2k} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + \frac{1}{2k} \left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right] A + \frac{iA}{2k} \frac{\partial k}{\partial z} + \frac{\omega^2}{2kc^2} (\epsilon - \epsilon_0) A = 0, \quad (۵)$$

رابطه (۵) یک معادله دیفرانسیلی است که رفتار باریکه را در محیط غیرخطی پلاسما توصیف می‌کند. از لحاظ فیزیکی، بخش دوم در رابطه (۵) پاشندگی سرعت گروه را نشان می‌دهد و بخش سوم دربردارنده خاصیت پراش است که در واقع ناشی از عملگر لاپلاس شعاعی است؛ از آن جا که واگرایی باریکه لیزر گاوسی از طریق تغییر مجانب شعاع باریکه در امتداد جهت باریکه یا به عبارتی مشتق شعاعی باریکه با توجه به موقعیت محور در میدان در فاصله دور از کمر باریکه تعریف می‌شود قابل توجه است. بخش آخر رابطه خواص غیرخطی ناشی از حرکت نسبیتی الکترون‌ها که در حضور پالس پرشدت لیزر اتفاق می‌افتد را برعهده دارد و مسبب خودکانونی و خودتراکمی پالس لیزر است. اگر بخش غیر خطی بتواند بر اثرات ناشی از واگرایی ذاتی که در انتشار یک پرتو در محیط غیرخطی رخ می‌دهد، غلبه کند شاهد کانونی شدن پرتو خواهیم بود. با جداسازی قسمت‌های موهومی و حقیقی و استفاده از پارامتر  $\beta = \omega_p^2 / \omega^2 \epsilon(z)$  به معادلات زیر می‌رسیم:

$$\begin{aligned} & 2 \frac{\partial S}{\partial z} + \frac{2S}{k} \frac{\partial k}{\partial z} - \beta \left( \frac{\partial S}{\partial \tau} \right)^2 + \frac{1}{k^2 A_0} \left[ \beta \frac{\partial^2 A_0}{\partial \tau^2} + \frac{\partial^2 A_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_0}{\partial r} \right] - \left( \frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 \\ & - \frac{r^2}{r_0^2} \frac{\epsilon_r}{\epsilon_0} - \frac{\tau^2}{\tau_0^2} \frac{\epsilon_\tau}{\epsilon_0} = 0, \end{aligned} \quad (۶)$$

$$2 \frac{\partial A_0}{\partial z} + \frac{A_0}{k} \frac{\partial k}{\partial z} - 2 \frac{\partial A_0}{\partial r} \frac{\partial S}{\partial r} - \frac{A_0}{r} \frac{\partial S}{\partial r} - 2\beta \frac{\partial A_0}{\partial \tau} \frac{\partial S}{\partial \tau} - \beta A_0 \frac{\partial^2 S}{\partial \tau^2} - A_0 \frac{\partial^2 S}{\partial r^2} = 0, \quad (7)$$

که  $A_0$  و  $S$  که به خمیدگی موج مربوط می‌شوند با روابط زیر تعریف می‌شوند [۱۸ و ۱۹]؛

$$S(r, z, \tau) = S_0(z) - \frac{r^2}{2} \frac{1}{f(z)} \frac{df}{dz} - \frac{\tau^2}{2g\beta} \frac{dg}{dz}, \quad (8)$$

$$A_0^2(r, z, \tau) = \frac{A_{00}^2}{f^2(z)g(z)} \exp\left(\frac{-r^2}{f^2(z)r_0^2}\right) \exp\left(\frac{-\tau^2}{g^2(z)\tau_0^2}\right), \quad (9)$$

در رابطه بالا  $A_{00} = 8.65 \times 10^{-10} \lambda (\mu m) I^{1/2} (w / cm^2)$  بزرگی شدت اولیه پالس لیزر است. پارامترهای  $f=f(z)$  و  $g=g(z)$  به ترتیب توابعی هستند که پهن‌شدگی باریکه لیزر و طول پالس لیزر را بر حسب طول بی‌بعد راستای انتشار نشان می‌دهند. با توجه به اینکه این توابع  $f$  و  $g$  تعریف مشخص تحلیلی ندارند و در واقع از جواب‌های معادلات دیفرانسیل (معادلات (۱۵) و (۱۶) در انتهای همین بخش) به دست می‌آیند، رفتار آن‌ها در بخش سوم به طور عددی بررسی می‌شود. به منظور بررسی اثر میدان مغناطیسی بر پهن‌شدگی و طول پالس لیزر فرودی بر پلاسما، یک میدان مغناطیسی باریک‌شونده (میدان مغناطیسی غیریکنواخت محوری) را بر سیستم اعمال می‌کنیم. این میدان مغناطیسی در اصل به صورت معادله زیر بیان می‌شود [۲۰ و ۲۱]،

$$\mathbf{B} = B_0(1 + \delta(z - z_0))\hat{z} - \frac{1}{2}B_0\delta(x\hat{x} + y\hat{y}), \quad z \geq z_0 \quad (10)$$

که در آن  $B_0$  میدان مغناطیسی اولیه در  $z = 0$  و نیز پارامتر  $\delta$  معرف ضریب شیب باریک‌شدگی میدان مغناطیسی است. در رابطه فوق از آن جایی که بخش دوم معرف مولفه شعاعی  $(x\hat{x} + y\hat{y} = r\hat{r})$  تغییرات مکانی میدان مغناطیسی است، می‌توان از این عبارت در مقیاس با مولفه طولی تغییرات میدان مغناطیسی چشم‌پوشی کرد، زیرا هرچقدر که در راستای طولی (که همان راستای انتشار باریکه لیزری در پلاسما است) پیش می‌رویم، میدان مغناطیسی خارجی با قدرت بیش‌تری باریک‌شونده‌تر می‌شود به طوری که تغییرات شعاعی آن قابل اغماض خواهد شد. بنابراین با یک تقریب مناسب، می‌توان میدان مغناطیسی باریک‌شونده خارجی را به صورت محوری یعنی  $\mathbf{B} \approx B_0(1 + \delta z)\hat{z}$  بیان کرد [۲۰-۲۲]. اکنون تابع دی‌الکتریک غیرخطی پلاسما در حضور میدان باریک‌شونده به شکل زیر بازنویسی می‌شود:

$$\varepsilon_0 = 1 - \left[ \frac{\omega_{p0}^2}{\omega^2} \frac{1}{\gamma \left( 1 - \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\omega \gamma} \right)} \right], \quad (11)$$

در رابطه فوق  $\omega_{p0}^2 = 4\pi n_e e^2 / m$ ,  $\omega_c = eB_0 / mc$  به ترتیب فرکانس سیکلوترونی و چگالی الکترونی پلاسما، و  $\gamma = [1 + A^2 (1 - \omega_c / \omega \gamma)]^{-2}$  فاکتور نسبیتی هستند. همچنین تابع دی‌الکتریک پلاسما را با استفاده از تقریب پیرامحوری می‌توان بر حسب  $\tau^2$ ،  $r^2$  به شکل زیر بسط داد [۲۳]:

$$\varepsilon(r, z, \tau) = \varepsilon_0 - \frac{r^2}{r_0^2} \varepsilon_r - \frac{\tau^2}{\tau_0^2} \varepsilon_\tau = \varepsilon_0 + \phi(r, z, t), \quad (12)$$

که در رابطه بالا  $\varepsilon_0$  تابع دی‌الکتریک اولیه پلاسما،  $\varepsilon_r = -\frac{\partial \varepsilon}{\partial |A|^2} \frac{\partial |A|^2}{\partial r^2} r_0^2$  بخش غیرخطی عرضی تابع دی‌الکتریک و

$\varepsilon_\tau = -\frac{\partial \varepsilon}{\partial |A|^2} \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau^2} \tau_0^2$  بخش غیرخطی طولی تابع دی‌الکتریک پلاسما هستند. با انجام محاسبات در پلاسمای

مغناطیده مورد نظر به روابط زیر می‌رسیم:

$$\begin{aligned} \varepsilon_\tau = & \frac{A_{00}^2}{2f^2 g^3} \frac{\omega_{p0}^2}{\gamma^2 \omega^2 \left( 1 - \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\gamma \omega} \right)} \frac{1}{\gamma \left( 1 - \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\gamma \omega} \right)} \times \\ & \left[ 1 + \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\omega \sqrt{1 + \frac{A^2}{f^2 g}}} \left( 2 - \frac{A_{00}^2 / f^2 g}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \right) + 3 \left( \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\omega} \right)^2 \frac{1}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \left( 1 - \frac{A_{00}^2 / f^2 g}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \right) \right]. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_r = & \frac{A_{00}^2}{2f^4 g} \frac{\omega_{p0}^2}{\gamma^2 \omega^2 \left( 1 - \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\gamma \omega} \right)} \frac{1}{\gamma \left( 1 - \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\gamma \omega} \right)} \times \\ & \left[ 1 + \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\omega \sqrt{1 + \frac{A^2}{f^2 g}}} \left( 2 - \frac{A_{00}^2 / f^2 g}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \right) + 3 \left( \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\omega} \right)^2 \frac{1}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \left( 1 - \frac{A_{00}^2 / f^2 g}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \right) \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

با برابر قرار دادن ضرایب  $r^2$  در دو طرف معادله (۵) به معادله پهن‌شدگی باریکه لیزر می‌رسیم. در روابط زیر از پارامترهای بی‌بعد  $\rho = r_0 \omega / c$ ،  $\xi = z \omega / c$ ،  $\tau_p = \tau_0 \omega / c$  که به ترتیب شعاع بی‌بعد اولیه لیزر، طول بی‌بعد انتشار و زمان بی‌بعد هستند، استفاده شده است.

$$\varepsilon_0 \frac{d^2 f}{d\xi^2} = \frac{1}{\rho^4 f^3} - \frac{f}{\rho^2} \frac{A_{00}^2}{2f^4 g} \frac{\omega_{p0}^2}{\gamma^2 \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_c (1 + \delta \xi)}{\gamma \omega}\right)} \frac{1}{\gamma \left(1 - \frac{\omega_c (1 + \delta \xi)}{\gamma \omega}\right)} \times$$

$$\left[ 1 + \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\omega \sqrt{1 + \frac{A^2}{f^2 g}}} \left( 2 - \frac{A_{00}^2 / f^2 g}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \right) + 3 \left( \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\omega} \right)^2 \frac{1}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \left( 1 - \frac{A_{00}^2 / f^2 g}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \right) \right] \quad (15)$$

$$- \frac{1}{2} \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial \xi} \frac{\partial f}{\partial \xi},$$

$$\varepsilon_0 \frac{d^2 g}{d\xi^2} = \frac{\beta}{\tau_p^4 g^3} - \frac{\beta g}{\tau_p^2} \frac{A_{00}^2}{2f^2 g^3} \frac{\omega_{p0}^2}{\gamma^2 \omega^2 \left(1 - \frac{\omega_c (1 + \delta \xi)}{\gamma \omega}\right)} \frac{(1 + k \xi)}{\gamma \left(1 - \frac{\omega_c (1 + \delta \xi)}{\gamma \omega}\right)} \times$$

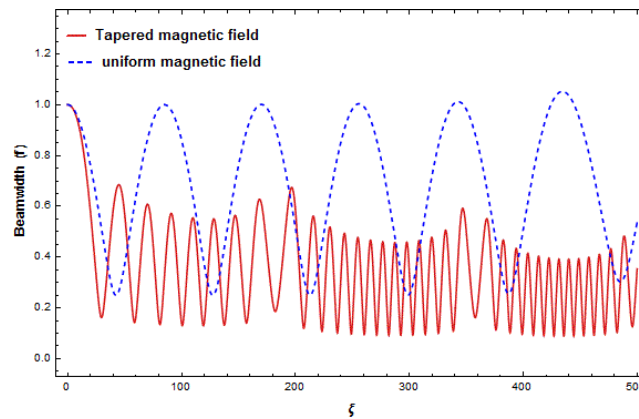
$$\left[ 1 + \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\omega \sqrt{1 + \frac{A^2}{f^2 g}}} \left( 2 - \frac{A_{00}^2 / f^2 g}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \right) + 3 \left( \frac{\omega_c (1 + \delta z)}{\omega} \right)^2 \frac{1}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \left( 1 - \frac{A_{00}^2 / f^2 g}{1 + A_{00}^2 / f^2 g} \right) \right] \quad (16)$$

$$- \frac{1}{2} \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial \xi} \frac{\partial g}{\partial \xi}.$$

### تحلیل نتایج حاصل از حل عددی

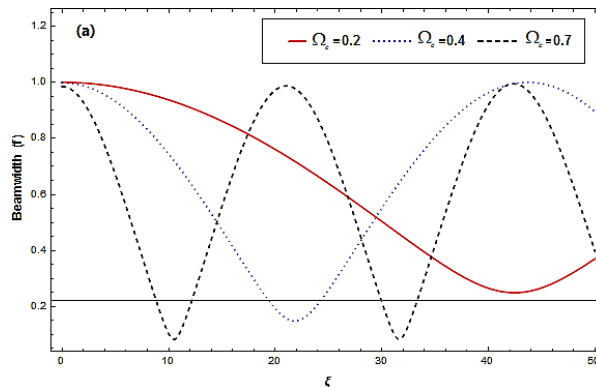
برای آنالیز فضا-زمانی انتشار پالس لیزر گاوسی تحت میدان مغناطیسی خارجی، نیاز به حل معادلات (۱۵) و (۱۶) داریم. برای حل معادلات از روش عددی رانگ-کوتای مرتبه‌ی چهار استفاده می‌کنیم. شرایط مرزی حاکم بر محاسبات به صورت  $f(z) = g(z) = 1$  و  $(dg/dz) = (df/dz) = 0$  در  $z=0$  می‌باشند. معادله (۱۵) خودکانونگی و واگرایی

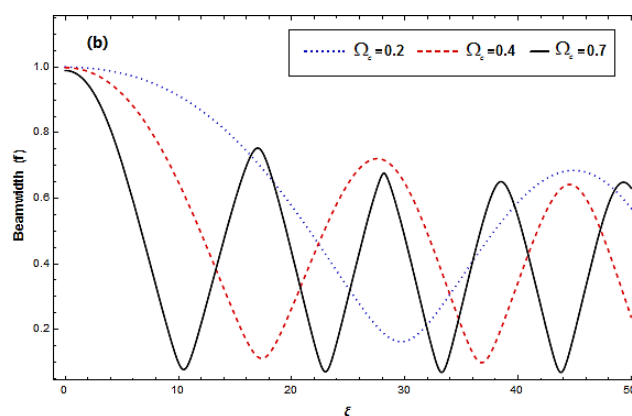
پالس لیزر در پلاسما را مشخص می‌کند. در این معادله، بخش اول در سمت راست بیانگر شکست موج است، در حالی که بخش دوم معادله اثرات ناشی از خودکانونی پرتو را بر عهده دارد. پارامترهای پلاسما و لیزر استفاده شده در محاسبات؛  $I \approx 10^{17} \text{ W/cm}^2$ ،  $\Omega_p^2 = \omega_p^2 / \omega^2$ ،  $A_{00}^2 = 0.3$ ،  $\Omega_c^2 = \omega_c^2 / \omega^2$  و  $\tau = 50$  هستند. در شکل ۱ نمودار پهنای باریکه لیزر بر حسب تابعی از طول انتشار  $\xi$  در دو حالت مختلف رسم شده‌اند. با توجه به شکل‌ها دیده می‌شود که میدان مغناطیسی سبب کانونی شدن باریکه لیزر می‌شود. اما در حضور میدان مغناطیسی باریک‌شونده، نقاط بیشینه پارامتر پهنای باریکه لیزر ( $f$ ) نسبت به حالت میدان مغناطیسی یکنواخت افت بیش‌تری دارد. در نتیجه پهنای باریکه کوچک‌تر خواهد بود و از لحاظ مکانی تمرکز بیش‌تری را خواهد داشت.



شکل ۱: پارامتر  $f$  بر حسب تابعی از طول انتشار به ازای  $\Omega_p^2 = 0.4$ ،  $\delta = 0.05$ ،  $\Omega_c = 0.2$ ،  $\rho_0 = 10$ ،  $A_{00}^2 = 0.3$ .

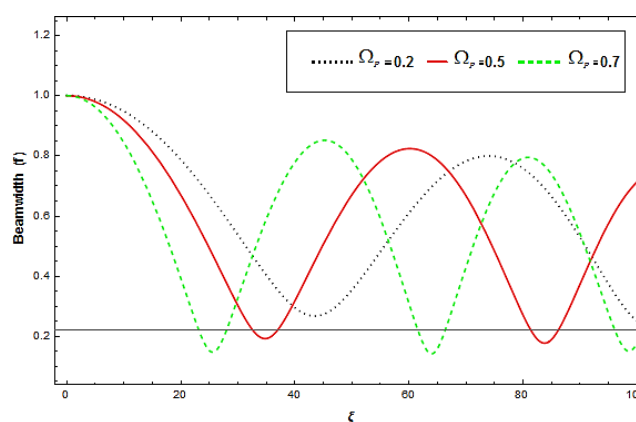
در شکل‌های ۲(a) و ۲(b) به ترتیب پهنای باریکه لیزر بر حسب تابعی از طول انتشار در دو حالت میدان مغناطیسی یکنواخت و میدان مغناطیسی باریک‌شونده به ازای مقادیر مختلف فرکانس سیکلوترون بی بعد  $\Omega_c = 0.2, 0.4, 0.7$ ، به تصویر کشیده شده‌اند. مشاهده می‌شود که افزایش فرکانس سیکلوترون سبب افزایش خودکانونی در باریکه لیزر طی انتشار در پلاسما می‌شود. اما نکته قابل توجه که از مقایسه دو شکل به دست می‌آید تأثیر میدان مغناطیسی باریک‌شونده در بهبود خودکانونگی است. همان‌طور که ملاحظه می‌شود در حضور میدان مغناطیسی باریک‌شونده نقاط تابع  $f$  کاهش یافته و همچنین در طول کم‌تری از انتشار لیزر در محیط پلاسما تمرکز مکانی پرتو افزایش می‌یابد.





شکل ۲: پارامتر  $f$  بر حسب تابعی از طول انتشار برای مقادیر مختلف فرکانس سیکلوترون  $\Omega_c = 0.2, 0.4, 0.7$ ،  
(a) میدان مغناطیسی یکنواخت، (b) میدان مغناطیسی باریک‌شونده، به ازای  $\delta = 0.05$ ،  $\rho_0 = 10$ ،  $A_{00}^2 = 0.3$ ،  
 $\Omega_p^2 = 0.4$

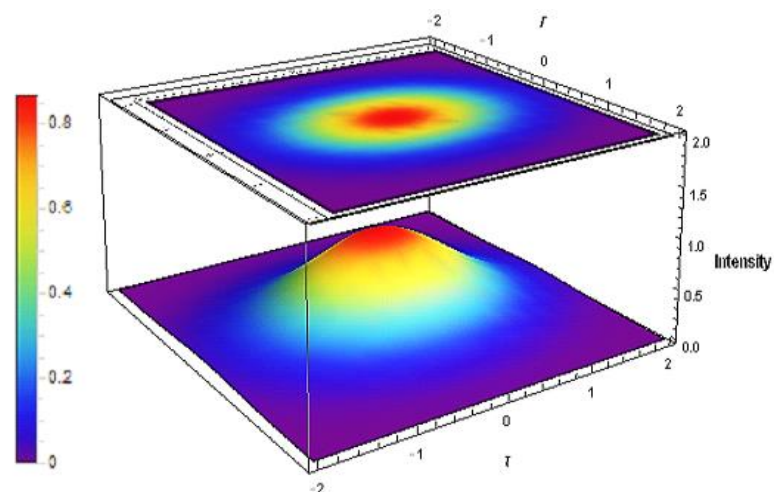
در شکل ۳ پهنای باریکه لیزر گاوسی بر حسب تابعی از طول انتشار به ازای مقادیر مختلف چگالی الکترون‌های پلاسما در حضور میدان مغناطیسی باریک‌شونده، رسم شده است. با توجه به شکل نتیجه گرفته می‌شود که افزایش چگالی الکترون‌های پلاسما از واگرایی پارامتر  $f$  کاسته و سبب کانونی شدن باریکه لیزر می‌شود که این مسأله به دلیل افزایش مقدار بخش غیرخطی معادله (۱۵) می‌باشد.



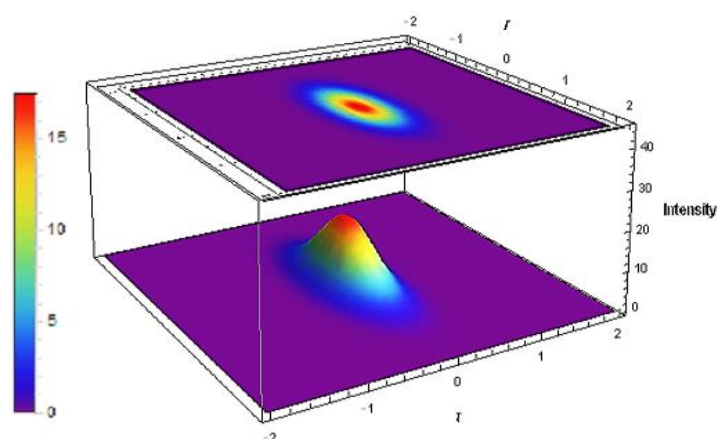
شکل ۳: پارامتر  $f$  بر حسب تابعی از طول انتشار برای مقادیر مختلف فرکانس پلاسما  $\Omega_p = 0.2, 0.5, 0.7$ ، به ازای  
 $\delta = 0.05$ ،  $\Omega_c = 0.2$ ،  $\rho_0 = 10$ ،  $A_{00}^2 = 0.3$

در شکل‌های ۴ و ۵ تغییرات توزیع شدت لیزر به ترتیب در دو حالت میدان مغناطیسی یکنواخت و میدان مغناطیسی باریک‌شونده در یک طول مشخص از انتشار رسم شده‌اند. در حالت میدان مغناطیسی باریک‌شونده در مقایسه با میدان مغناطیسی یکنواخت در پلاسمای همگن اثر خم‌شدگی لبه‌های پالس بیش‌تر شده به‌طوری که در نهایت تمام پالس گاوسی در مرکز و لبه‌ها دارای یک شدت می‌شوند. این مسأله تمرکز هرچه بیش‌تر از لحاظ عرضی و طولی را نشان می‌دهد. علاوه بر این اعمال میدان مغناطیسی باریک‌شونده در پلاسما، در مقایسه با حالت میدان مغناطیسی یکنواخت تأثیر بیش‌تری را بر افزایش شدت لیزر دارد.



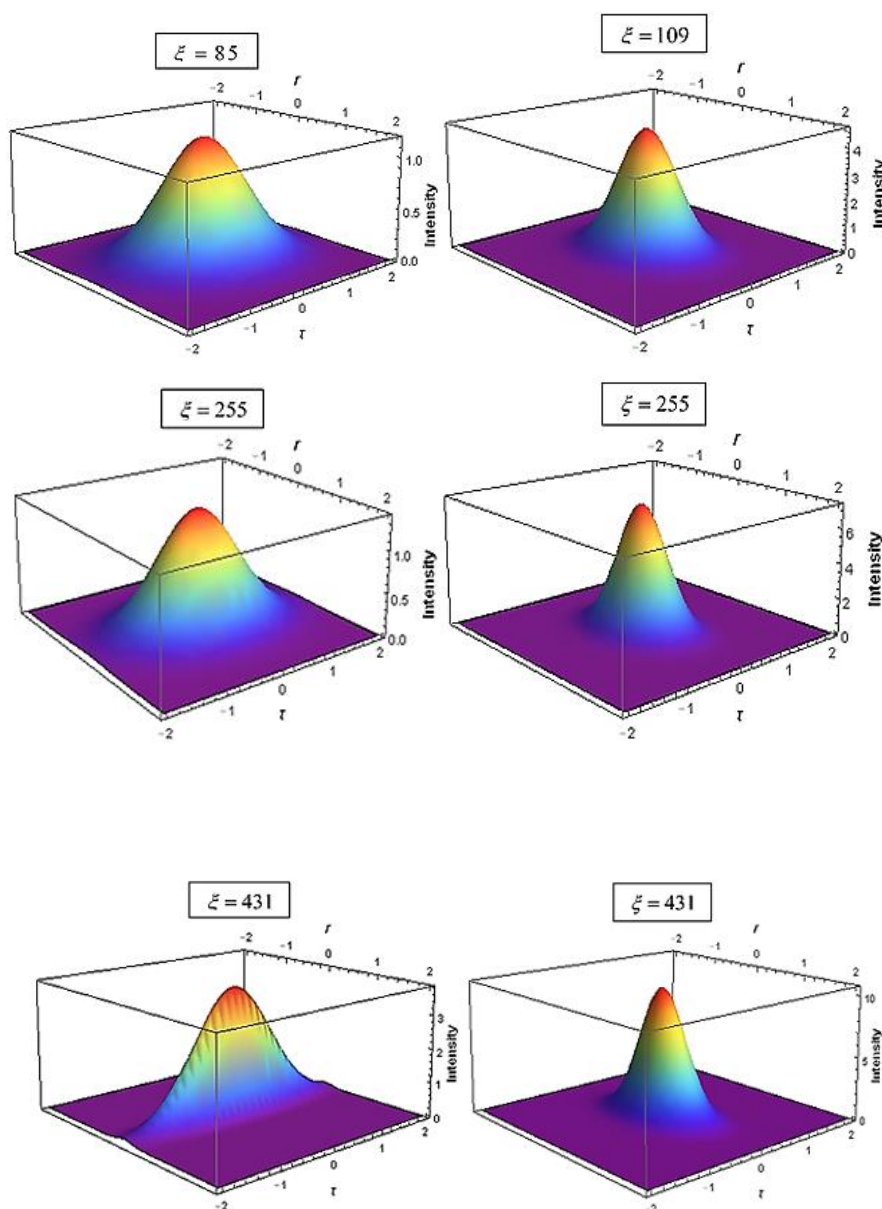


شکل ۴: نمودار فضا-زمانی توزیع شدت باریکه لیزر گاوسی در حالت میدان مغناطیسی یکنواخت.



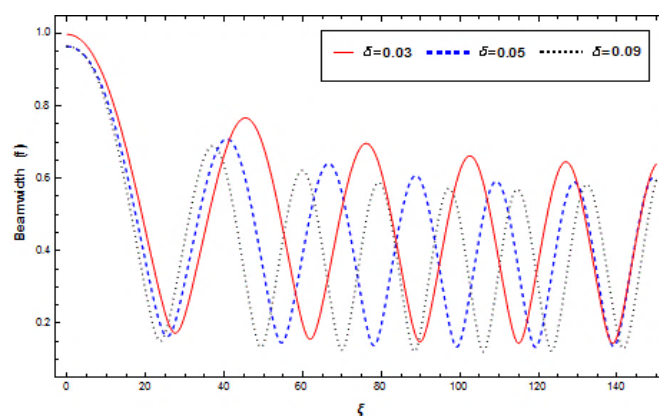
شکل ۵: نمودار فضا-زمانی توزیع شدت باریکه لیزر گاوسی در حالت میدان مغناطیسی باریک شونده.

در شکل ۶ و ۷ نمودارهای توزیع گاوسی شدت لیزر در دو حالت میدان مغناطیسی یکنواخت و میدان مغناطیسی باریک شونده به ازای طول‌های مختلفی از انتشار لیزر در پلاسما رسم شده‌اند. همان طور که مشاهده می‌شود هر چه عمق نفوذ لیزر در پلاسما افزایش پیدا کند بر قدرت کانونگی شدن و همین‌طور شدت پرتو لیزر افزوده می‌شود. با این حال افزایش شدت لیزر در حالتی که از میدان مغناطیسی باریک شونده استفاده می‌شود؛ بیش‌تر است، که این مسأله تأثیر قدرت میدان مغناطیسی باریک شونده را در دستیابی به لیزرهای با شدت بالا نشان می‌دهد.



شکل ۶: توزیع گاوسی شدت لیزر به ازای مقادیر مختلفی از طول انتشار در حالت میدان مغناطیسی باریک‌شونده.  
شکل ۷: توزیع گاوسی شدت لیزر به ازای مقادیر مختلفی از طول انتشار در حالت میدان مغناطیسی یکنواخت.

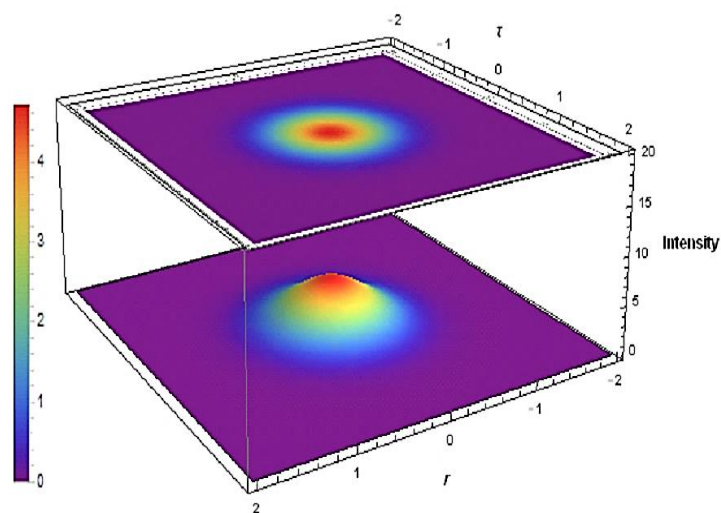
شکل ۸ نمودار پهنای باریکه لیزر بر حسب تابعی از طول انتشار به ازای مقادیر مختلف ضریب شیب  $\delta$  نمایش می‌دهد همان طور که ملاحظه می‌شود افزایش ضریب  $\delta$  سبب می‌شود که نقاط بیشینه تابع  $f$  کاهش یافته و همچنین در طول کم‌تری از انتشار لیزر در پلاسما به تمرکز بهتری دست یابیم. در واقع افزایش ضریب  $\delta$  سبب افزایش باریک‌شوندگی و افزایش قدرت میدان مغناطیسی می‌شود، در نتیجه خودکانونگی در این حالت افزایش می‌یابد.



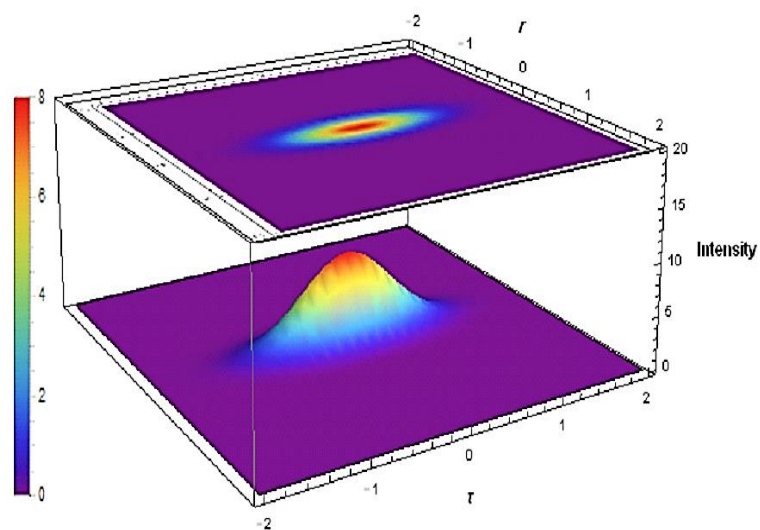
شکل ۸: پارامتر  $f$  بر حسب تابعی از طول انتشار به ازای مقادیر مختلف ضریب شیب  $\delta = 0.03, 0.05, 0.09$ ، زمانی

$$A_{00}^2 = 0.3, \rho_0 = 10, \Omega_c = 0.2, \Omega_p = 0.4 \text{ که}$$

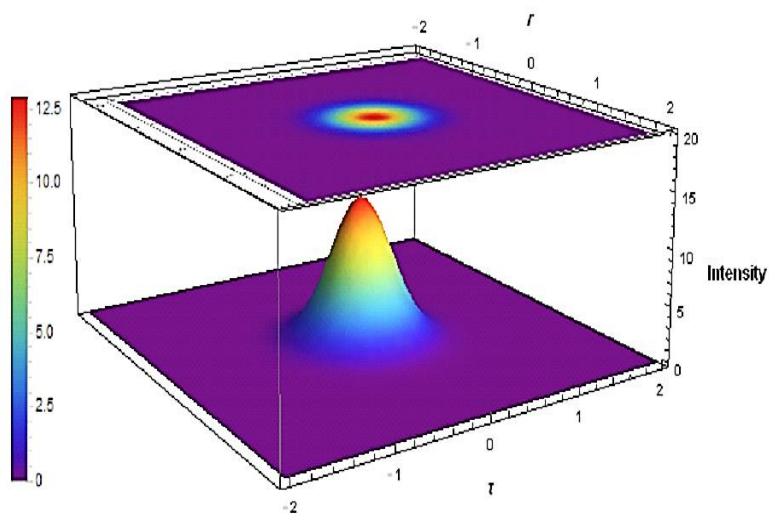
شکل‌های ۹ تا ۱۱ توزیع گوسی و نمودار فضا-زمانی باریکه لیزر به ازای مقادیر مختلف ضریب شیب میدان مغناطیسی باریک‌شونده نشان می‌دهند. در شکل ۹ شدت لیزر برای مقدار  $\delta = 0.03$  رسم شده است. در این حالت پالس لیزر تمرکز کم‌تری نسبت به مقدار  $\delta = 0.05, 0.09$  (مطابق شکل ۱۱ و ۱۰) دارد. بنابراین مشاهده می‌شود که با افزایش مقادیر  $\delta$  باریکه لیزر گاوسی علاوه بر این که متمرکزتر می‌شود، مقدار شدت آن نیز افزایش می‌یابد.



شکل ۹: نمودار فضا-زمانی توزیع شدت باریکه لیزر گاوسی در حالت میدان مغناطیسی باریک‌شونده و چگالی همگن به ازای  $\delta = 0.03$ .



شکل ۱۰: نمودار فضا-زمانی توزیع شدت باریکه لیزر گاوسی در حالت میدان مغناطیسی باریک‌شونده و چگالی همگن  $\delta = 0.05$ .



شکل ۱۱: نمودار فضا-زمانی توزیع شدت باریکه لیزر گاوسی در حالت میدان مغناطیسی باریک‌شونده و چگالی همگن  $\delta = 0.09$ .

## نتیجه گیری

در این بررسی با استفاده از تقریب پیرامحوری و در مختصات استوانه‌ای به بررسی خودکانونگی انتشار باریکه لیزر گاوسی در پلاسما پرداخته شد. با اعمال میدان مغناطیسی باریک‌شونده به نتایج خوبی در زمینه تمرکز فضا - زمانی لیزر در پلاسما دست یافتیم. با استفاده از نتایج حاصل از حل عددی نشان داده شد که میدان مغناطیسی باریک‌شونده سبب کاهش قابل توجه پهنای باریکه پرتو لیزری می‌شود. علاوه بر این ملاحظه شد که افزایش چگالی الکترون‌های پلاسما و فرکانس سیکلوترونی موجب افزایش خودکانونگی باریکه لیزر می‌شود. با توجه به نتایج به دست آمده از بررسی‌های مربوط به شدت باریکه لیزر، می‌توان دریافت که میدان مغناطیسی باریک‌شونده در مقایسه با میدان مغناطیسی یکنواخت سبب افزایش قابل توجه شدت لیزر می‌شود، که می‌توان از آن در تولید لیزر پالس کوتاه با شدت‌های بالا سود جست. همچنین پهنای باریکه لیزر در اثر افزایش ضریب شیب میدان مغناطیسی باریک‌شونده کاهش می‌یابد و در حالی که شدت آن افزایش پیدا می‌کند. در واقع به کار بستن میدان‌های مغناطیسی باریک‌شونده در برهم‌کنش لیزر- پلاسما مسیری را به سوی توسعه لیزرهای پرتوان با قابلیت دستیابی به شدت بالاتر و خودکانونگی در فاصله‌های کوتاه‌تر در حین انتشارش در پلاسما، باز خواهد کرد.

## منابع

1. J. Faure, V. Malka, J.R. Marques, P.G. David, and F. Amiranoff, *Phys. Plasmas*. **23** (2002) 065230.
2. S.Jafari, M.Nilkar, And A. Ghasemizad and H. Mehdian, *Phys. Plasmas*. **21** (2014) 104503.
3. S.Jafari, *Laser Phys. Lett.* **12** (2015) 1075002.
4. M. Sedaghat, M. Ettehad-Abari, B. Shokri, and M. Ghorbanalilu, *Phys. Plasmas* **22** (2015) 033114.
5. S Corde et al, *Plasma Phys. Control. Fusion* **54** (2012) 124023.
6. M.abedi-varaki and s.jafari, *phys.plasma* **24**, 082309(2017)
7. G. A. Mourou, T. Tajima, and S. V. Bulanov, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 309.
8. H.shivani and s.jafari, *J.synchrotron Rad.* **25**, 316 (2018)
9. M. Malekshahi, D.Dorranian, H.R.Askari. *Optics Communications*, **332** (2014) 227.
10. M. D. Feit, A. M. Komashko, and A. M. Rubenchik. *Physica D*, **152** ( 2001) 705.
11. O. Shorokhov, A. Pukhov, and I. Kostyukov, *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 265002.

12. M.Abedi-varaki and S.Jafari, JOSA B, **35**(5), 1162 (2018)
13. S. A. Akhmanov, A. P. Sukhorukov, and R. V. Khokhlov, Phys. Usp. **10** (1968) 609.
14. M.S. Sodha, A.K. Ghatak, V.K. Tripathi, Prog. Opt. **13** (1976) 169.
15. B. K. Pandey and V. K. Tripathi, Phys. Scr. **79**, (2009)025101
16. Sh. Eliezer, *Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, Institute of Physics Publishing (2002).
17. Singh. K.Walia. Appl Phys B **101** (2010) 617.
18. H. A. Salih, R. P. Sharma, and M. Rafat, Phys. Plasmas **11** (2004) 3186.
19. S. D. Patil, M. V. Takale, and T. S. Gill, Eur. Phys. J. D **69** (2015) 163.
20. H. Saberi and B. Maraghechi, Phys. Plasmas **22**, (2015) 033115.
21. Shi-Chang Zhang, Xiao-Ping Liang, Yao-Wu Liu, and Jian-Bo Jin, IEEE. **27** (1999) 2.
22. H. P. freund and T. M. Antonsen, principles of free-electron lasers, Champan & Hall (1996).
23. S.A. Akhmanov, A.P. Sukhorukov, R.V. Khokhlov, Phys. Usp. **10** (1968) 609.