

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۱۲/۲۴؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۱/۵/۳۱)

برهم‌کنش لیزر با پلاسما^۱ از جمله پدیده خودکانونی شدن پالس لیزر پرشدت درون پلاسما، سال‌ها است که نظر بسیاری از محققان را به خود جلب کرده است [۱-۹]. در انتشار لیزرهای پرشدت در پلاسما، اثر نسبیته یکی از عوامل خودکانونی شدن پالس لیزر درون پلاسما می‌باشد [۱۰ و ۱۱]. در این فرآیند، ثابت دی‌الکتریک پلاسما تابعی از شدت پالس لیزر می‌باشد، بدین معنی که با افزایش شدت پالس، خاصیت دی‌الکتریک پلاسما روندی افزایشی دارد. در حالت نسبیته تابع دی‌الکتریک پلاسما با رابطه $\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \gamma}$ داده می‌شود که طی چنین فرآیندی پلاسما همچون یک عدسی همگرا باعث

فرکانس نوسانات پلاسما، $\omega_p = (\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e})^{1/2}$ فرکانس لیزر و $\gamma = \sqrt{1 + \frac{P^2}{m^2 c^2}}$ عامل تصحیح جرم نسبیته الکترون‌ها در سرعت‌های ارتعاشی زیاد و نزدیک به سرعت نور است. در این روابط e و m به ترتیب بار و جرم سکون الکترون و n_0 چگالی تعادلی پلاسما است. نیروی اثرگذار که ناشی از تغییرات فضایی شدت لیزر می‌باشد، الکترون‌ها را از نواحی پرشدت لیزر به سمت نواحی کم شدت پالس می‌راند. البته این در شرایطی است که نمایه شدت لیزر، تابعی گاوسی شکل داشته باشد. در اثر این فرآیند، چگالی موضعی الکترون‌ها کاهش و در نتیجه تابع دی‌الکتریک پلاسما افزایش می‌یابد. در

۱. Laser-plasma interaction

یک توزیع شدت گاوسی به شکل زیر است [۱۸ و ۱۹]:

$$|A|^2 = \frac{A_0^2(z,t)h(t)}{f^2(z,t)} e^{-r^2/r_0^2} f^2(z,t) \quad (2)$$

که در آن f و r_0 به ترتیب معرف پهنا و اندازه لکه^۱ پالس لیزر است. وابستگی زمانی شدت به شکل تابع پله‌ای فرض می‌شود. برای $t < 0$ ، $h(t) = 0$ و برای $t > 0$ ، $h(t) = 1$ است. در واقع در لحظه‌ای پالس سوئیچ شده و شروع به حرکت می‌کند. در این مقاله، محاسبات برای $t > 0$ با فرض $h(t) = 1$ انجام شده است. در رابطه (۲) در $z = 0$ ، پهنای باریکه لیزر $f(0,t) = 1$ است. پالس لیزر باعث می‌شود تا الکترون‌ها با تکانه برداری و اسکالر است) به شکل زیر است:

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{p} = e(\nabla \phi + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{a}}{\partial t} - \frac{1}{c} \vec{u} \times \nabla \times \vec{a}) \quad (3)$$

در رابطه فوق \vec{u} سرعت الکترون است. با جایگذاری γ و $\vec{u} = \frac{\vec{p}}{m\gamma}$ با استفاده از اتحاد براداری $(\vec{p} \cdot \nabla) \vec{p} = \frac{1}{2} \nabla |\vec{p}|^2 - \vec{p} \times (\nabla \times \vec{p})$ رابطه $\frac{1}{2m\gamma} \nabla |\vec{p}|^2 = mc^2 \nabla \gamma$ به دست می‌آید. با صفر در نظر گرفتن چرخش $\vec{\nabla} \times (\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{a}) = 0$ ، رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{a}) = e \nabla \phi + mc^2 \nabla \gamma$$

سمت راست نیروی اثرگذار \vec{F}_p است. از آنجا که رابطه بین نیرو و پتانسیل اثرگذار به شکل $\vec{F}_p = e \nabla \phi = -mc^2 \nabla \gamma$ است بنابراین پتانسیل اثرگذار در تقریب نسبیتی ضعیف عبارت است از [۲۰]:

$$\phi_p = -\frac{mc^2}{e} (\gamma - 1) \quad (4)$$

ما در این مقاله به بررسی اثر کانال یونی بر خودکانونی شدن پالس لیزری گاوسی در تقریب نسبیتی ضعیف پرداخته‌ایم. در

خودکانونی شدن پالس لیزر درون پلاسما می‌شود. رانش الکترون‌ها از نواحی پرشدت به نواحی کم شدت پالس باعث ایجاد یک کانال یونی با شعاع $R \approx \frac{c}{\omega_p}$ در نواحی پرشدت پالس می‌شود. نیروی اثرگذار به واسطه الکترون‌ها به یون‌ها نیز منتقل می‌شود. در رابطه با انتشار پالس لیزر با شدت نسبیتی، کارهای مشابهی با توجه به ناهمگنی پلاسما انجام شده است [۱۲]. همچنین پدیده خودکانونی شدن پالس لیزر پر شدت در پلاسما همگن به طور تحلیلی در مرجع [۱۳] بررسی شده است و به شکل تجربی در مراجع [۱۴-۱۷] مشاهده شده است. در این مقاله ضمن مدل‌سازی این پدیده، نشان می‌دهیم در انتشار پالس لیزر با شدت نسبیتی، اثرهای نسبیتی ناشی از انتشار خود پالس لیزر باعث خودکانونی شدن پالس در پلاسما همگن می‌شود. بدین منظور، ابتدا با در نظر گرفتن نیروی اثرگذار الکترونی، معادله تحول چگالی پلاسما محاسبه می‌شود. در ادامه در تقریب نسبیتی ضعیف تحول پهنای باریکه لیزری با توجه به تصحیح نسبیتی جرم الکترون‌های پلاسما و با در نظر گرفتن اثر کانال یونی ناشی از نیروی اثرگذار بررسی می‌شود. سپس، با حل عددی معادله تحول پهنای باریکه لیزری، نتایج و نمودارهای مربوطه ارائه می‌شود.

یک پلاسما همگن و غیر مغناطیده با چگالی تعادلی n_0 را در نظر بگیرید. انتشار میدان الکتریکی لیزر به شکل زیر فرض می‌شود

$$\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{V}} (\hat{i} + i\hat{j}) A(z,r,t) e^{-i(\omega t - kz)} \quad (1)$$

در رابطه فوق، $A(z,r,t)$ دامنه میدان الکتریکی، z فاصله محوری و r مختصه شعاعی سیستم استوانه‌ای است. ω فرکانس لیزر، ω_p فرکانس نوسانات پلاسما و معادله پاشندگی در پلاسما به شکل $\omega^2 = k^2 c^2 + \frac{\omega_p^2}{\gamma}$ است. وابستگی زمانی فاز موج به شکل ωt است و نشان می‌دهد موج با چه فرکانسی تغییر می‌کند. فرض کنید، برای $z > 0$ پالس لیزر دارای

۱. Spot size

چگالی در امتداد \bar{z} صرف نظر می شود. با استفاده از فرکانس نوسانات پلاسما و با در نظر گرفتن مؤلفه عرضی لاپلاسیان در دستگاه مختصات استوانه‌ای، به شکل $\nabla^2 \approx \nabla_{\perp}^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$ رابطه (۷) به شکل زیر در می آید:

$$n_e = n_0 \left\{ 1 + \frac{c^2}{\omega_p^2} \nabla_{\perp}^2 (\gamma - 1) \right\}. \quad (8)$$

در تقریب نسبتی ضعیف و با استفاده از رابطه (۵)، معادله فوق به صورت زیر بازنویسی می شود:

$$n_e = n_0 \left\{ 1 + \frac{c^2}{\omega_p^2} \nabla_{\perp}^2 \left(\frac{P^2}{2m^2 c^2} \right) \right\}. \quad (9)$$

از آنجا که $\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} = eE$ ، بنابراین $\frac{e^2 |E|^2}{\omega^2} = |p|^2$. از طرفی $|E|^2 = |A|^2$ است که با رابطه (۲) داده می شود. با جاگذاری این روابط، معادله (۹) به شکل زیر در می آید:

$$n_e = n_0 \left\{ 1 + \frac{e^2 A^2}{2m^2 \omega_p^2 \omega^2 f^2} \nabla_{\perp}^2 e^{-r^2/r_0^2} f^2 \right\}. \quad (10)$$

با اعمال مشتقات در رابطه فوق، چگالی الکترونی پلاسما در تقریب نسبتی ضعیف، به شکل زیر به دست می آید:

$$n_e = n_0 \left\{ 1 - \frac{2e^2 A^2}{m^2 \omega_p^2 \omega^2 r_0^2 f^2} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2} \right) \right\}. \quad (11)$$

چگالی الکترونی به صورت مجموع چگالی تعادلی پلاسما و چگالی اختلالی ناشی از وجود نیروی اثرگذار، به شکل $n_e = n_0 + n_s$ فرض می شود. با این فرض و با توجه به رابطه (۱۱)، چگالی اختلالی را می توان به شکل زیر در نظر گرفت:

$$n_s = -\frac{2e^2 A^2 n_0}{m^2 \omega_p^2 \omega^2 r_0^2 f^2} + \frac{2e^2 A^2 n_0}{m^2 \omega_p^2 \omega^2 r_0^2 f^2} r^2. \quad (12)$$

رابطه فوق را می توان به شکل زیر نوشت:

$$n_s = (-\alpha_0 + \alpha_1 \frac{r^2}{r_0^2}) n_0, \quad (13)$$

که در آن ضرایب α_0 و α_1 با روابط زیر داده می شوند.

$$\alpha_0 = \frac{2e^2 A^2}{m^2 \omega_p^2 \omega^2 r_0^2 f^2}, \quad (14)$$

$$\alpha_1 = \frac{2e^2 A^2}{m^2 \omega_p^2 \omega^2 r_0^2 f^2}. \quad (15)$$

از آنجا که نواحی نزدیک به محور انتشار بررسی شده، فاصله r

این تقریب γ عامل تصحیح جرم نسبیتی الکترون در سرعت های ارتعاشی بالا و نزدیک به سرعت نور به صورت زیر فرض می شود:

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{P^2}{m^2 c^2}} \rightarrow \gamma \approx 1 + \frac{P^2}{2m^2 c^2}. \quad (5)$$

نیروی اثرگذار در جلوی پالس لیزر دارای یک مؤلفه محوری و یک مؤلفه شعاعی است. الکترونی هایی که در راستای z شتاب می گیرند، باعث به وجود آمدن جریان الکتریکی و به دنبال آن ایجاد میدان مغناطیسی سمتی B_{θ} می شوند. مؤلفه شعاعی نیروی اثرگذار الکترون ها را در راستای شعاعی از نواحی پرشدت به نواحی کم شدت پالس لیزر می راند که این رانش در مقیاس زمانی به اندازه دوره تناوب نوسانات پلاسما ω_p^{-1} صورت می گیرد. در این فرآیند، میدان بارفضای قوی $\vec{E}_s = -\nabla \phi_s$ تولید می شود. در این رانش، یونها نیز به طور غیر مستقیم به واسطه الکترون ها از نیروی اثرگذار تأثیر می پذیرند. در واقع میدان بارفضای تولید شده، یونها را همراه با الکترون ها می کشد. با استفاده از معادله پواسون^۱، چگالی الکترون به شکل زیر است:

$$\nabla^2 \phi_s = 4\pi e (n_e - n_0). \quad (6)$$

در رابطه فوق، ϕ_s پتانسیل ناشی از میدان بارفضای \vec{E}_s ، n_e چگالی الکترون و n_0 چگالی تعادلی پلاسما است. با استفاده از تقریب شبه ایستا^۲، $\vec{F}_p = -e\vec{E}_s = 0 \rightarrow \phi_s = -\phi_p$ ، بنابراین $\phi_s = \frac{mc^2}{e} (\gamma - 1)$. با به کارگیری این رابطه، معادله (۶) به شکل زیر در می آید:

$$n_e = n_0 + \frac{1}{4\pi e} \frac{mc^2}{e} \nabla^2 (\gamma - 1). \quad (7)$$

$L \approx R_D$ معرف طول ناحیه برهم کنش لیزر با پلاسما و $R_d = kr_0^2$ طول پراش پالس یا همان طول رایلی است، که در این شرایط، $R_D/c \ll r_0/c_s$ فرض شده است. در این شرایط، هنگام عبور بخش کوچکی از پرتو، کانال ایجاد شده داخل پلاسما، ایستا فرض می شود. بنابراین در معادله (۷) طی عبور پالس، از تغییر

۱. Poisson's equation

۲. Quasi-steady-state

بخش حقیقی:

$$\begin{aligned} \sqrt{k} \frac{\partial s}{\partial z} + \left(\frac{\partial s}{\partial r}\right)^2 &= \frac{1}{A_0} \nabla_{\perp}^2 A_0 \\ &+ \frac{\omega_p^2}{c^2} (\alpha_0 - \alpha_r \frac{r^2}{r_0^2}) + \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{e^2}{2m^2 c^2 \omega^2} A_0^2. \end{aligned} \quad (20)$$

در ناحیه پیرامحوری، با جاگذاری $s = \psi(z) + \beta \frac{r^2}{\gamma}$ و با اعمال مشتقات، رابطه (۱۹) به شکل زیر در می آید:

$$\frac{\beta}{f^2} - \frac{\beta}{f^2} r^2 - \frac{k}{f^2} \frac{\partial f}{\partial z} + \frac{k}{f^2} \frac{\partial f}{\partial z} r^2 = 0. \quad (21)$$

با برابر قرار دادن ضرایب توان‌های مختلف r در معادله فوق، رابطه زیر به دست می آید:

$$\beta = \frac{k}{f} \frac{\partial f}{\partial z}, \quad (22)$$

با جایگزین کردن β ، رابطه مربوط به s به شکل زیر بازنویسی می شود:

$$s = \psi(z) + \beta \frac{r^2}{\gamma} = \psi(z) + \frac{k}{f} \frac{\partial f}{\partial z} \frac{r^2}{\gamma}. \quad (23)$$

با اعمال مشتقات و با فرض $A_0(z, t) = A_0'$ ، رابطه (۲۰) به شکل زیر در می آید:

$$\begin{aligned} \sqrt{k} \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{k^2}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} r^2 &= -\frac{2}{r_0^2 f^2} + \frac{1}{r_0^2 f^2} r^2 \\ &+ \frac{\omega_p^2}{c^2} \alpha_0 - \frac{\omega_p^2}{c^2} \alpha_r \frac{r^2}{r_0^2} \\ &+ \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{e^2}{2m^2 c^2 \omega^2} \frac{A_0'^2}{f^2} e^{-r^2/r_0^2} f^2. \end{aligned} \quad (24)$$

در ادامه جهت به دست آوردن معادله تحول پهنای پالس لیزر در تقریب نسبیتی ضعیف، در رابطه (۲۴) از بسط

$$e^{-r^2/r_0^2} f^2 = 1 - \frac{r^2}{r_0^2} f^2$$

در نظر گرفتن ضرایب r^2 ، رابطه بازنویسی می شود. در نتیجه معادله خودکانونی شدن پالس لیزری گاوسی در تقریب نسبیتی ضعیف و با در نظر گرفتن فاکتور تصحیح جرم نسبیتی به شکل زیر به دست می آید:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \left(\frac{1}{R_D} - \frac{e^2 \omega_p^2 A_0'^2}{2m^2 c^2 \omega^2 \epsilon_0 r_0^2} \right) \frac{1}{f^2} - \frac{\omega_p^2}{\epsilon_0 \omega^2 r_0^2} \alpha_r f. \quad (25)$$

که محاسبات در مورد آن صادق است، نباید به طول موج نزدیک باشد یعنی $r < \lambda$ است. در این محاسبات، در تقریب نسبیتی ضعیف، وابستگی چگالی به فاصله از محور انتشار به دست آمده و همان طور که رابطه (۱۳) نشان می دهد، در تقریب پیرامحوری چگالی اختلالی n_s وابسته به r^2 یعنی وابسته به توان دوم فاصله از محور انتشار است.

در حالت نسبیتی معادله انتشار لیزر با فرض پیمانه کولن $\vec{\nabla} \cdot \vec{a} = 0$ عبارت است از:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{a} = \frac{\omega_p^2 n_e}{c^2 \gamma n_0} \vec{a} \quad (16)$$

در رابطه فوق، به جای تغییرات زمانی چگالی جریان از رابطه $\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = -\frac{ne}{m\gamma} \frac{\partial \vec{p}}{\partial t}$ استفاده شده است. از آنجا که $\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = e\vec{E}$ ، بنابراین $\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = -\frac{ne^2}{m\gamma} \vec{E}$ خواهد شد. چگالی به صورت $n_e = n_0 + n_s$ در معادله (۱۶) جاگذاری می شود. در تقریب نسبیتی ضعیف، معادله انتشار پالس لیزر درون پلاسمای غیر مغناطیسه بر حسب میدان الکتریکی با رابطه زیر داده می شود:

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E} - \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(1 + \frac{n_s}{n_0} - \frac{P^2}{2m^2 c^2} \right) \vec{E} = 0. \quad (17)$$

در تقریب شبه ایستا، با فرض $\partial A / \partial z \ll kA$ و استفاده از رابطه (۱۳) معادله انتشار لیزر به شکل زیر در می آید:

$$\begin{aligned} \sqrt{k} \frac{\partial A}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 A + \frac{\omega_p^2}{c^2} (\alpha_0 - \alpha_r \frac{r^2}{r_0^2}) A \\ + \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{e^2}{2m^2 c^2 \omega^2} |A|^2 A = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

با جانشانی $A(r, z) = A_0(r, z) e^{is(r, z)}$ و محاسبه مشتقات، با تفکیک معادله فوق به دو بخش موهومی و حقیقی روابط زیر به دست می آید:

$$k \frac{\partial A_0}{\partial z} + \frac{\partial s}{\partial r} \frac{\partial A_0}{\partial r} + A_0 \nabla_{\perp}^2 s = 0, \quad (19)$$

ارتعاشی زیاد و نزدیک به سرعت نور است. جمله سوم اثر کانال یونی را نشان می‌دهد در واقع این اثر ناشی از نیروی اثر گذار و رانش الکترون‌ها توسط این نیرو است.

در این بخش، معادله تحول پهنای باریکه لیزر درون پلازما، یعنی معادله (۲۹)، با شرایط مرزی $f(0, t) = 1$ و

$$\left. \frac{\partial f(z, t)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$$

به صورت عددی حل شده است. نمودار

تحول پهنای پالس لیزر f ، بر حسب $\xi = z/R_d$ رسم شده

$$A = \left(\frac{c}{\omega_p r_0} \right)^2 = \left(\frac{R}{r_0} \right)^2$$

است. در این معادله، جمله

نسبت شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر را نشان

می‌دهد که شعاع کانال یونی از مرتبه $R \approx \frac{c}{\omega_p}$ است. با استفاده

$$A = \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 = 0.4$$

از رابطه (۲۹)، تحول پهنای پالس لیزر برای

ثابت و به ازای α_{NL} های مختلف، در شکل ۱ نشان داده شده

است. در این شکل، تحول پهنای پالس لیزر برای شدت‌های

مختلف پالس لیزری در حالتی بررسی می‌شود که مربع نسبت

شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر مقداری ثابت است.

بسته به اینکه مقدار ضریب شکست غیرخطی و در واقع شدت

پالس لیزر چقدر باشد، رفتارهای متفاوتی مشاهده می‌شود

(ضریب شکست غیرخطی با مربع سرعت ارتعاش الکترون‌ها و

در نتیجه با مربع دامنه و در واقع با شدت پالس لیزر متناسب

است).

در شکل ۱، $A = \left(\frac{R}{r_0} \right)^2 = 0.4$ و مقادیر ضریب شکست

غیرخطی به شرح زیر است:

$$\alpha_{NL} = 0$$

نمودار نقطه چین:

$$\alpha_{NL} = 0.16$$

نمودار خط پر:

$$\alpha_{NL} = 0.192$$

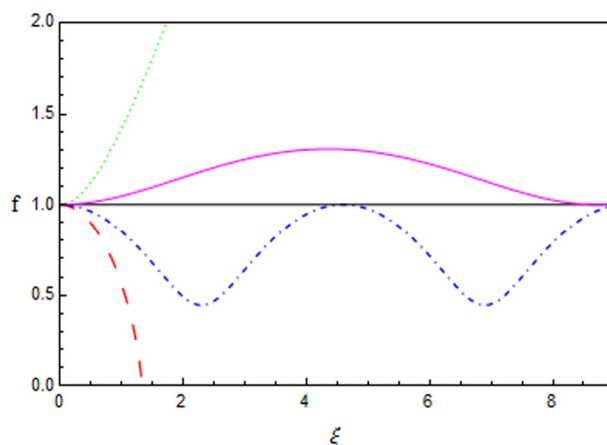
خط افقی:

$$\alpha_{NL} = 0.24$$

نمودار خط-نقطه:

$$\alpha_{NL} = 0.36$$

نمودار خط چین:



شکل ۱. تحول پهنای لیزر برای شدت‌های مختلف پالس لیزر.

در رابطه فوق، ضریب α_p را می‌توان به شکل

$$\alpha_p = \frac{v_e^2 A^2}{m^2 \omega_p^2 \omega^2 r_0^2 f^2}$$

در نظر گرفت. به منظور به دست آوردن

شکل مناسب‌تری از معادله فوق، متغیر بدون بعد ξ به شکل

$$\xi = z/R_d$$

در نظر گرفته می‌شود. با جایگذاری این متغیر در

رابطه (۲۵)، معادله تحول پهنای پالس لیزر یا به عبارتی، معادله

خودکانونی شدن پالس لیزری درون پلازما در تقریب نسبیتی

ضعیف، به شکل زیر در می‌آید:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} = \frac{1}{f^3} - \frac{e^2 \omega_p^2 A^2 R_D^2}{2m^2 c^2 \omega^2 \varepsilon_0 r_0^2} \frac{1}{f} - \frac{\omega_p^2 R_D^2}{\varepsilon_0 \omega^2 r_0^2} \alpha_p f, \quad (26)$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} = \frac{1}{f^3} - 2\alpha_{NL} \frac{1}{f} - \frac{\omega_p^2 r_0^2}{c^2} \alpha_p f, \quad (27)$$

در رابطه فوق:

$$\alpha_{NL} = \left(\frac{\omega_p r_0}{\gamma c} \right)^2 \frac{v_e^2}{c^2}, \quad (28)$$

و $r = 0$ و $z = 0$ است. با جاگذاری α_p معادله خودکانونی شدن پالس

لیزری درون پلازما به شکل زیر در می‌آید:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} = \frac{1}{f^3} - 2\alpha_{NL} \frac{1}{f} - 8\alpha_{NL} \frac{c^2}{\omega_p^2 r_0^2} \frac{1}{f^3}. \quad (29)$$

جمله اول در سمت راست رابطه (۲۹) واگرایی ناشی از پراش

است که مقدار آن در محاسبات عددی تأثیر زیادی روی طول

خودکانونی شدن و حتی پهنای پالس لیزر دارد، جمله دوم

مربوط به تصحیح نسبیتی جرم الکترون‌ها در سرعت‌های

می‌شود. با تکرار این روند پهنای پالس رفتاری نوسانی از خود نشان می‌دهد. با این تفاوت که رفتار نوسانی در این حالت، عکس رفتار نوسانی در شدت‌های کمتر است. بدین معنی که در شدت‌های کمتر، پهنای پالس لیزر ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد اما در شدت‌های بالاتر پهنای پالس لیزر ابتدا کاهش و سپس افزایش می‌یابد. پهنای پالس لیزر برای ضریب شکست غیر خطی کمتر از $\alpha_{NL} = 0.312$ رفتار نوسانی دارد تا اینکه با افزایش ضریب شکست غیر خطی برای $\alpha_{NL} = 0.36$ تحول پهنای پالس مطابق نمودار خط چین در شکل ۱ است. در این حالت شدت پالس لیزر به اندازه‌ای است که در همان ابتدا پالس را فشرده کرده و آن را کانونی می‌کند. بنابراین با ثابت در نظر گرفتن مربع نسبت شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر، افزایش ضریب شکست غیر خطی و در واقع افزایش دامنه و در نتیجه افزایش شدت پالس لیزر به خودکانونی شدن پالس لیزر درون پلاسما کمک می‌کند. برای مقدار ثابت $\alpha_{NL} = 0.1$ و به

ازای $A = \left(\frac{c}{\omega_p r_0} \right)^2$ های مختلف، تحول پهنای پالس لیزر و اثر کانال یونی بر خودکانونی شدن پالس لیزر درون پلاسما بررسی می‌شود.

در شکل ۲ داریم $\alpha_{NL} = 0.1$ و مربع نسبت شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر به شرح زیر است:

$$\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 = 0.9 \text{ نمودار نقطه چین:}$$

$$\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 = 1 \text{ خط افقی:}$$

$$\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 = 1.23 \text{ نمودار خط چین:}$$

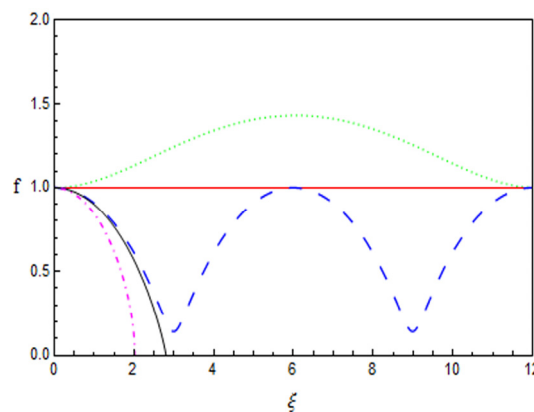
$$\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 = 1.25 \text{ نمودار خط پر:}$$

$$\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 = 1.375 \text{ نمودار خط-نقطه:}$$

همان‌طور که شکل ۲ نشان می‌دهد، هنگامی که پالس لیزری به

اگر این ضریب صفر فرض شود، تحول پهنای پالس لیزر به شکل نمودار نقطه چین خواهد بود. در این حالت به دلیل وجود پراش، پالس شروع به باز شدن می‌کند و پهنای پالس لیزر بزرگتر می‌شود. اگر برای این ضریب مقدار کوچک غیر صفری در نظر گرفته شود، تحول پهنای پالس لیزر در شکل ۱ نشان داده شده است. در این حالت اثر مربوط به تصحیح جرم نسبیتی و اثر کانال یونی نیز به تدریج خود را نشان می‌دهند. با فرض اینکه مربع نسبت شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر مقداری ثابت است، تأثیر ضریب شکست غیر خطی و در واقع تأثیر شدت پالس لیزر بر تحول پهنای پالس بررسی می‌شود. همان‌طور که شکل ۱ نشان می‌دهد، بسته به اینکه شدت پالس لیزر چقدر باشد، پهنای پالس رفتارهای متفاوتی دارد. نمودار خط پر در شکل ۱ برای مقدار $\alpha_{NL} = 0.16$ رسم شده است. در این حالت، در ابتدا چون $\alpha_{NL} = 0.16$ کوچک است، به دلیل وجود پراش، پهنای پالس شروع به افزایش می‌کند، اما مقداری که پالس جلوتر می‌رود اثر مربوط به تصحیح جرم متناسب با اثر پراش افزایش می‌یابد. بنابراین در یک نقطه این اثر غالب شده و پهنای پالس شروع به کم شدن می‌کند. با تکرار این رفتار پهنای پالس شروع به نوسان کردن می‌کند. اگر ضریب شکست غیر خطی و در واقع شدت پالس لیزر مقدار کمی افزایش یابد در $\alpha_{NL} = 0.192$ همان‌طور که خط افقی در شکل ۱ نشان می‌دهد، پهنای پالس لیزر بدون تغییر بوده و در واقع پالس بدون تغییر دامنه منتشر می‌شود. تغییر پهنای پالس برای مقادیر ضریب شکست بیشتر مثلاً برای $\alpha_{NL} = 0.24$ در نمودار خط-نقطه در شکل ۱ قابل مشاهده است. در این حالت ضریب شکست غیر خطی و در واقع شدت پالس لیزر به اندازه کافی بزرگ است، طوری که در ابتدا پالس را فشرده می‌کند. حین کوچک شدن پهنای پالس لیزر، پراش بزرگتر می‌شود. هرچه پالس فشرده‌تر می‌شود، اثر مربوط به پراش بزرگ و بزرگتر می‌شود تا اینکه از نقطه‌ای به بعد اثر پراش غلبه کرده و پهنای پالس لیزر شروع به افزایش می‌کند. در واقع تحول پهنای پالس لیزر طوری است که در ابتدا پهنای کوچک و سپس بزرگ

اگر این ضریب باز هم افزایش یابد، پالس لیزر که در شعاع-های بزرگتر رفتاری نوسانی داشت، کانونی می‌شود. با افزایش این نسبت، پهنای پالس رفتار مشابهی در دو نمودار خط پر و خط-نقطه در شکل ۲ ارائه می‌دهد. تفاوت دو نمودار در این است که به ازای یک ضریب شکست غیر خطی خاص، افزایش مربع نسبت شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر باعث می‌شود پالس لیزر در فاصله نزدیکتر کانونی شود. بنابراین افزایش این نسبت به خودکانونی شدن پالس لیزر درون پلاسما کمک می‌کند. همان طور که اشاره شد شعاع کانال یونی از مرتبه $R \approx \frac{c}{\omega_p}$ است. شکل ۲ به وضوح نشان می‌دهد که به ازای یک ضریب شکست غیر خطی ثابت، برای $A = \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 < 1$ ، یا به عبارتی هنگامی که شعاع کانال یونی کوچکتر از اندازه لکه روشن لیزر باشد، پالس رفتاری نوسانی دارد و پهنای آن در ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. برای $A = \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 \equiv 1$ ، یعنی برای شعاعی از مرتبه اندازه لکه روشن لیزر، پهنای پالس بدون تغییر است و برای $A = \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 > 1$ ، یا به عبارتی هنگامی که شعاع کانال یونی بزرگتر از اندازه لکه روشن لیزر باشد، رفتار نوسانی پهنای پالس به صورت معکوس است. بدین معنی که اثر کانال یونی باعث کاهش پهنای پالس می‌شود. برای مقادیر بزرگتر این نسبت، پالس لیزر درون پلاسما کانونی می‌شود. در واقع اثر کانال یونی و افزایش مربع نسبت شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر به خودکانونی شدن پالس لیزر درون پلاسما کمک می‌کند. در این مقاله نشان داده‌ایم در انتشار پالس لیزر پرشدت در پلاسما همگن، اثرهای نسبیتی ناشی از پالس لیزری پرشدت که خود را از طریق نیروی اثرگذار نشان می‌دهد باعث تغییر چگالی محیط و خودکانونی شدن پالس لیزر می‌شود. با ثابت در نظر گرفتن مربع نسبت شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر، افزایش ضریب شکست غیر خطی و در واقع افزایش دامنه و در نتیجه افزایش شدت



شکل ۲. تحول پهنای لیزر برای نسبت‌های مختلف شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر.

پلاسما تابیده می‌شود به ازای یک ضریب شکست غیر خطی خاص، بسته به اینکه مربع نسبت شعاع کانال یونی به اندازه لکه روشن لیزر چقدر باشد پهنای پالس رفتارهای متفاوتی ارائه می‌دهد. اگر این ضریب $A = \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 = 0.9$ فرض شود، تحول پهنای پالس لیزر به صورت نمودار نقطه چین در شکل ۲ خواهد بود. در این حالت به دلیل وجود پراش، پالس شروع به باز شدن می‌کند تا اینکه از جایی به بعد اثر کانال یونی باعث کاهش پهنای پالس می‌شود و با تکرار این روند پهنای پالس رفتار نوسانی دارد. اگر این ضریب افزایش یابد، برای $A = \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 = 1$ ، همان طور که خط افقی در شکل ۲ نشان می‌دهد، پهنای پالس لیزر بدون تغییر بوده و در واقع پالس بدون تغییر دامنه منتشر می‌شود. در این حالت شعاع کانال یونی از مرتبه اندازه لکه روشن لیزر است. تغییر پهنای پالس برای مقادیر بزرگتر این ضریب در سه نمودار دیگر شکل ۲ نشان داده شده است. برای مقدار $A = \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 = 1.23$ اثر کانال یونی طوری است که در ابتدا پهنای پالس را کاهش داده و سپس با بزرگ شدن اثر پراش پهنای پالس افزایش می‌یابد. در این حالت نیز پهنای پالس رفتار نوسانی دارد، اما نسبت به حالت $A = \left(\frac{R}{r_0}\right)^2 = 0.9$ به طور معکوس است.

روشن لیزر منجر به داشتن رفتارهای خودکانونی متفاوتی برای پالس لیزری در پلاسما خواهد شد.

پالس لیزر به خودکانونی شدن پالس لیزر درون پلاسما کمک می‌کند. همچنین به ازای یک ضریب شکست غیر خطی خاص، انتخاب صحیح نسبت شعاع کانال یونی به اندازه لکه

12. H S Brandi *et al.*, *Laser Physics* **3** (1993) 2.
13. E Esarey, P Sprangle, J Krall, and A Ting, *IEEE J. Quantum Electron* **33** (1997) 1879.
14. J Faure *et al.*, *Phys. Plasmas* **9** (2002) 756.
15. P Sprangle, C H Tang, and E Esarey, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **15** (1987) 145.
16. R Fedosejevs, X F Wang, and G D Tsakiris. *Phys. Rev. E* **56** (1997) 4615.
17. Habara, K Adumi, T Yabuuchi, T Nakamura, Z L Chen, M Kashihara, R Kodama, K Kondo, G R Kumar, L A Lei, T Matsuoka, K Mima, and K A Tanaka. *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 095004.
18. S K Akhmanov, A P Sukhorukov, and R V Khokhlov, *Sov. Phys. Usp.* **10** (1968) 609.
19. V K Tripathi, T Taguchi, and C S Liu, *Phys. Plasmas* **12** (2005) 043106.
20. V B Pathaka and V K Tripathi, *Phys. Plasmas* **13** (2006) 082105.
1. H Hora, *J. Opt. Soc. Am.* **65** (1975) 882.
2. D A Jones, E L Kane, P Lalousis, P Wiles, and H Hora, *Phys. Fluids* **25** (1982) 2295.
3. W B Mori, C Joshi, J M Dawson, D W Forslund, and J M Kindel, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 1298.
4. X L Chen and R N Sudan, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 2082.
5. G Mourou and D Umstadter, *Phys. Fluids* **4** (1992) 2315.
6. M D Perry and G Mourou, *Science* **264** (1994) 917.
7. D N Gupta, M S Hur, I Hwang, and H Suk, *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) 081505.
8. P Jha, N Wadhvani, A K Upadhyaya, and G Raj, *Phys. Plasmas* **11** (2004) 3259.
9. M Habibi and F Ghamari, *Phys. Plasmas* **18** (2011) 103107.
10. M D Feit, *Physica D* **152-153** (2001) 705-713.
11. Piero Chessa *et al.*, *Phys. of Plasmas* **5** (1998) 9.

Archive of SID