

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۱/۳۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۰/۷/۹)

مدولاسیون^۴ و شتاب دادن به ذرات در پلاسما ناشی از وجود چنین شرایطی است [۱]. خودکانونی شدن پالس لیزر درون پلاسما همواره یکی از موضوعات جالب برای مطالعه بوده است [۲-۴]. در شدت‌های بسیار زیاد، نیروی اثرگذار^۵ الکترون‌ها را در راستای شعاعی از نواحی پرشدت به نواحی کم شدت می‌راند که منجر به جدایی بار و ایجاد یک میدان بارفضا می‌شود تحت تأثیر چنین فرآیندی انتشار پالس لیزر تغییر می‌کند. در این مقاله ابتدا با در نظر گرفتن نیروی اثرگذار الکترونی، معادله تحول چگالی پلاسما محاسبه می‌شود سپس اثر نسبی (در تقریب نسبی ضعیف)، مربوط به تصحیح جرم الکترون‌ها را در معادله انتشار پالس لیزر درون پلاسما، وارد

بر هم‌کنش لیزر با پلاسما^۱ و بررسی پدیده‌های مربوط به آن سال‌ها است که مورد توجه دانشمندان و محققان قرار دارد و تحقیقات گسترده‌ای در این زمینه انجام شده است. انتشار پالس‌های لیزری با شدت‌های 10^{18} W/cm^2 و یا بیشتر با پلاسما، از این نظر حائز اهمیت است که در چنین شدت‌های بالایی، فشار تابشی پالس لیزر و همچنین اثرهای نسبی مربوط به تغییر جرم الکترون‌هایی که با سرعتی از مرتبه سرعت نور حرکت می‌کنند، بسیار اهمیت دارد. پدیده‌های بسیار زیادی همچون خود-همگرایی^۲، خود-راهنمایی^۳، خود-

۱. Laser-plasma interaction

۲. Self-focusing

۳. Self-guiding

۴. Self-modulation

۵. Ponderomotive force

صوت) کوتاهتر است. همچنین اگر $L \approx R_d$ معرف طول ناحیه برهم کنش لیزر با پلاسما و $R_d = kr_0^2$ طول پراش (طول رایلی) باشد $R_d/c \ll r_0/c_s$ فرض شده است، به طوری که در هنگام عبور بخش کوچکی از پرتو، کانالی که داخل پلاسما ایجاد شده، ایستا در نظر گرفته می‌شود. f پهنای پالس لیزر است و در $z=0$ ، $f(0,t)=1$ وجود پالس لیزر باعث می‌شود تا الکترون‌ها با تکانه $\vec{p} = e\vec{E}/i\omega$ نوسان کنند و پتانسیل نیروی اثرگذار $\vec{F}_p = e\vec{V}\phi_p$ را تولید کنند، که در تقریب نسبیتی ضعیف عبارت است از:

$$\phi_p = -\frac{|p|^2}{2em_e} = -\phi_{p0} \frac{g(t)}{f^2} e^{-r^2/r_0^2} f^2, \quad (3)$$

و $r=0$ بزرگی پتانسیل اثرگذار در $r=0$ $\phi_{p0} = eA_0(0,0)^2/(2m_e\omega^2)$ برای $z=0$ در این مقاله، حالت نسبیتی ضعیف بررسی می‌شود، γ فاکتور تصحیح جرم نسبیتی الکترون در سرعت‌های ارتعاشی بالا و نزدیک به سرعت نور به صورت $\gamma = \sqrt{1 + \frac{P^2}{m^2c^2}}$ فرض می‌شود و شکل نیرو و پتانسیل اثرگذار در حالت نسبیتی در ادامه، به دست می‌آید. معادله حرکت الکترون‌ها با شرط پیمانه لورنتس، $\vec{V} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$ به ترتیب معرف پتانسیل برداری و اسکالر است) به شکل زیر است:

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{V}) \vec{p} = e(\vec{V}\phi + \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{1}{c} \vec{u} \times \vec{V} \times \vec{A}), \quad (4)$$

که \vec{u} سرعت الکترون است. با جایگذاری γ و $\vec{u} = \frac{\vec{p}}{m\gamma}$ استفاده از اتحاد برداری $(\vec{p} \cdot \vec{V}) \vec{p} = \frac{1}{\gamma} \vec{V} |p|^2 - \vec{p} \times (\vec{V} \times \vec{p})$ رابطه زیر به دست می‌آید: $\frac{1}{\gamma m} \vec{V} |p|^2 = mc^2 \vec{V} \gamma$ و با صفر در نظر گرفتن چرخش $\Omega \equiv \vec{V} \times (\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}) = 0$ ، رابطه زیر به دست می‌آید: $\frac{\partial}{\partial t} (\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}) = e\vec{V}\phi + mc^2 \vec{V} \gamma$ راست نیروی اثرگذار \vec{F}_p است. چون پتانسیل اثرگذار در حالت نسبیتی به صورت $\phi_p = -\frac{mc^2}{e} \gamma + cte$ است. تحت تأثیر نیروی

کرده و با در نظر گرفتن این اثر نسبیتی، معادله تحول پهنای پالس لیزر به دست می‌آید. در ادامه با حل عددی معادله تحول پهنای پالس لیزر و با در نظر گرفتن ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم در تقریب نسبیتی ضعیف، پدیده خودکانونی شدن پالس لیزر درون پلاسما بررسی می‌گردد و نتایج و نمودارهای مربوطه ارائه می‌شود.

یک پلاسمای غیر مغناطیسده متشکل از یون‌های سرد و الکترون‌های گرم در دمای T_e را در نظر بگیرید. چگالی تعادلی n_0 است. انتشار پالس لیزر در پلاسما به شکل زیر فرض می‌شود

$$\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{i} + i\hat{j}) A(z,r,t) e^{-i(\omega t - kz)}. \quad (1)$$

در رابطه فوق، $A(z,r,t)$ دامنه میدان الکتریکی، z فاصله محوری و r مختصه شعاعی سیستم استوانه‌ای می‌باشد. ω فرکانس لیزر، $\omega_p = (\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e})^{1/2}$ فرکانس پلاسما و برابر با $\omega_p = (\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e})^{1/2}$ است که در آن e و m_e به ترتیب بارالکتریکی و جرم الکترون است و معادله پاشندگی در پلاسما به شکل $\omega^2 = k^2 c^2 + \frac{\omega_p^2}{\gamma}$ فرض کنید، برای $z > 0$ پالس

لیزر دارای یک توزیع شدت گاوسی به شکل زیر است [۵]:

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

r_0 اندازه لکه^۱ پالس لیزر است. برای $t < 0$ ، $g(t) = 0$ و برای $t > 0$ ، $g(t) = 1$ است. البته لزومی ندارد که وابستگی زمانی همواره به شکل تابع پله‌ای باشد. محاسبات برای $t > 0$ با فرض $g(t) = 1$ انجام شده است. در انجام محاسبات این فرضیات در نظر گرفته شده است که: زمان خیزش^۲ پالس از زمان پخش^۳ پلاسما یعنی r_0/c_s (r_0 اندازه لکه پالس لیزر و c_s سرعت

۱. Spot size

۲. Rise time

۳. Diffusion

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} N_q + q^2 c_s^2 N_q = \frac{n_e e}{m_i} q^2 \varphi_q, \quad (11)$$

$$\varphi_q = -\varphi_p \frac{g(t) r_0^2 f^2}{f^2} e^{-q^2 r_0^2 f^2 / 4}, \quad (12)$$

φ_q تبدیل تابع هنکل φ_p است. با حل معادله (۱۱)، با استفاده از شرط اولیه $N_q = 0$ در $t = 0$ ، جواب زیر به دست می‌آید:

$$n_s = \frac{n_e e}{m_i c_s} \times \quad (13)$$

$$\int_0^t \int_0^\infty q^2 \varphi_q(z, \tau) \sin[qc_s(t-\tau)] J_0(qr) d\tau dq.$$

در ناحیه پیرامون محوری با بسط تابع $J_0(qr)$ حول $r = 0$ چگالی به شکل زیر به دست می‌آید [۶]:

$$J_n(x) = \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s}{s!(n+s)!} \left(\frac{x}{2}\right)^{n+2s}, \quad (14)$$

$$J_0(qr) = 1 - \left(\frac{q^2 r^2}{4}\right). \quad (15)$$

با جایگذاری رابطه (۱۵) در رابطه (۱۳) معادله زیر به دست می‌آید:

$$n_s = \frac{n_e e}{m_i c_s} \times \int_0^t \int_0^\infty q^2 \varphi_q(z, \tau) \sin[qc_s(t-\tau)] \left(1 - \frac{q^2 r^2}{4}\right) d\tau dq. \quad (16)$$

در ادامه با جایگذاری رابطه زیر در معادله (۱۶) محاسبات دنبال می‌شود:

$$\varphi_q = -\varphi_p \frac{r_0^2}{4} e^{-q^2 r_0^2 f^2 / 4}, \quad (17)$$

$$n_s = -\frac{n_e e \varphi_p r_0^2}{2 m_i c_s} \int_0^t \int_0^\infty q^2 e^{-\frac{q^2 r_0^2 f^2}{4}} \times \sin[qc_s(t-\tau)] d\tau dq + r^2 \left(\frac{n_e e \varphi_p r_0^2}{4 m_i c_s}\right) \int_0^t \int_0^\infty q^2 e^{-\frac{q^2 r_0^2 f^2}{4}} \times \sin[qc_s(t-\tau)] d\tau dq. \quad (18)$$

با فرض:

$$\alpha_j = \frac{n_e e \varphi_p r_0^2}{2 m_i c_s d_j} \int_0^t \int_0^\infty q^{2+j} e^{-q^2 r_0^2 f^2 / 4} \times \sin[qc_s(t-\tau)] d\tau dq, \quad (19)$$

که در آن $d_4 = 4$ ، $d_3 = 1$ و $d_2 = 0$ ، $d_1 = 0$. در این صورت، چگالی به شکل زیر به دست می‌آید:

$$n_s = -\alpha_4 + \alpha_2 r^2. \quad (20)$$

اثرگذار الکترون‌ها در راستای شعاعی با سرعت \vec{v}_s حرکت می‌کنند و اختلال چگالی n_s را ایجاد می‌کنند. در این فرآیند میدان بارفضای قوی $E_r = -\partial\phi/\partial r$ تولید می‌شود و یون‌ها را همراه با الکترون‌ها می‌کشد. با در نظر گرفتن اثر حرارتی برای الکترون‌ها و تقریب شبه خنثی بودن پلاسما، معادله حرکت الکترون‌ها در حالت نسبیتی و یون‌های غیر نسبیتی، به ترتیب به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = e \vec{\nabla} \phi + e \vec{\nabla} \varphi_p - \frac{T_e}{n_e} \vec{\nabla} n_s \quad (5)$$

$$m_i \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = -e \vec{\nabla} \phi \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + n_e \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_s = 0 \quad (7)$$

که m_i جرم یون است. با در نظر گرفتن فاکتور نسبیتی γ و تصحیح جرم نسبیتی الکترون‌ها رابطه (۵) در واقع به شکل $m \gamma \frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = e \vec{\nabla} (\phi + \varphi_p) - \frac{T_e}{n_e} \vec{\nabla} n_s$ است. از ترکیب این معادلات با هم و استفاده از رابطه (۶) با فرض اینکه در حالت نسبیتی ضعیف هنوز $p \ll m_i v_s$ و در نتیجه جمله اینرسی الکترون‌ها در برابر یون‌ها بسیار کوچکتر است، معادله زیر برای تحول چگالی به دست می‌آید:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} n_s - c_s^2 \nabla^2 n_s = -\frac{n_e e}{m_i} \nabla^2 \varphi_p, \quad (8)$$

که $c_s = (T_e/m_i)^{1/2}$ و $\nabla^2 \cong \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$ سرعت صوت در محیط است. همان‌طور که اشاره شد، طول پراش پالس (طول رایلی) $R_d = kr^2$ است و اگر $R_d/c \ll r_0/c_s$ باشد، آنگاه در معادله بالا در طی عبور پالس، از تغییر چگالی در امتداد z صرف نظر می‌شود. تبدیل تابع هنکل و معکوس این تبدیل به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$n_s(r, z, t) = \int_0^\infty J_0(qr) N_q(z, t) q dq, \quad (9)$$

$$N_q(z, t) = \int_0^\infty J_0(qr) n_s(r, z, t) r dr. \quad (10)$$

با این تعریف معادله (۸) به شکل زیر در می‌آید:

چون نواحی نزدیک به محور انتشار بررسی شده، در این نواحی فاصله r که محاسبات در مورد آن صادق است، نباید به طول موج نزدیک باشد یعنی $r < \lambda$ است. در محاسبات فوق، وابستگی چگالی به فاصله از محور انتشار به دست آمده و مشخص شد چگالی n_s وابسته به r^2 است.

به دست می آید [۶]. مقادیر A_s^2 و S را در معادله (۲۴) جایگذاری کرده و با بسط $e^{-r^2/r_0^2 f^2} = 1 - \frac{r^2}{r_0^2 f^2}$ حول r های کوچک، از برابری ضرایب r^2 در دو طرف معادله، رابطه زیر به دست می آید:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \left(\frac{1}{R_D^2} - \frac{\omega_p^2 a_0^2 e^2}{2 \epsilon_0 \omega^2 r_0^2 m^2 c^2} \right) \frac{1}{f^3} - \frac{\omega_p^2}{n_0 \epsilon_0 \omega^2} \alpha_r f. \quad (25)$$

در حالت نسبیته معادله انتشار لیزر با فرض پیمانه کولمب $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ عبارت است از:

در معادله بالا 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 کرده ایم. از آن جا که $\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = e\vec{E}$ بنابراین

خواهد شد. چگالی را به صورت جمع چگالی تعادلی و اختلالی $n = n_0 + n_s$ در نظر می گیریم. در تقریب نسبیته ضعیف $\gamma = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m_e^2 c^2}} \approx 1 + \frac{p^2}{2m_e^2 c^2}$ و $|p|^2 = \frac{e^2 |E|^2}{\omega^2}$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} = \frac{1}{f^3} - 2\alpha_{NL} \left(\frac{v_{th}}{c} \right)^2 \frac{1}{f} - \frac{f}{2} \alpha_{NL} I, \quad (26)$$

در رابطه فوق:

$$\alpha_{NL} = \left(\frac{\omega_p r_0}{2c} \right)^2 \frac{v_0^2}{v_{th}^2}, \quad (27)$$

$$I = \int_0^\eta dy \int_0^\infty x^2 dx e^{-x^2 f^2 / 4} \sin[x(\eta - y)] \quad (28)$$

$$= \frac{\Lambda}{f^2} - \int_0^\infty x^2 \cos(\eta x) \text{Exp} \left(-\frac{x^2 f^2}{4} \right) dx,$$

سرعت حرارت الکترون ها و اندازه سرعت ارتعاش آنها در $r=0$ و $z=0$ ، $v_0 = eA_0/m_e \omega$ است. جمله اول در سمت راست رابطه (۲۶) 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 نسبیته جرم و جمله سوم ضریب شکست غیرخطی است.

روش های متعددی برای حل معادلات دیفرانسیل با شرایط اولیه وجود دارد که در اینجا برای حل عددی معادله (۲۶)، از روش رونگ کو تا مرتبه چهار با شرایط مرزی $f(0, t) = 1$

در حالت نسبیته معادله انتشار لیزر با فرض پیمانه کولمب $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$ عبارت است از:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{A} = \frac{\omega_p^2 n}{c^2 \gamma n_0} \vec{A}. \quad (21)$$

در معادله بالا 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 کرده ایم. از آن جا که $\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} = e\vec{E}$ بنابراین

خواهد شد. چگالی را به صورت جمع چگالی تعادلی و اختلالی $n = n_0 + n_s$ در نظر می گیریم. در تقریب نسبیته ضعیف $\gamma = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m_e^2 c^2}} \approx 1 + \frac{p^2}{2m_e^2 c^2}$ و $|p|^2 = \frac{e^2 |E|^2}{\omega^2}$

است. در تقریب شبه ایستا و با فرض $\partial A / \partial z \ll kA$ معادله انتشار لیزر به شکل زیر در می آید:

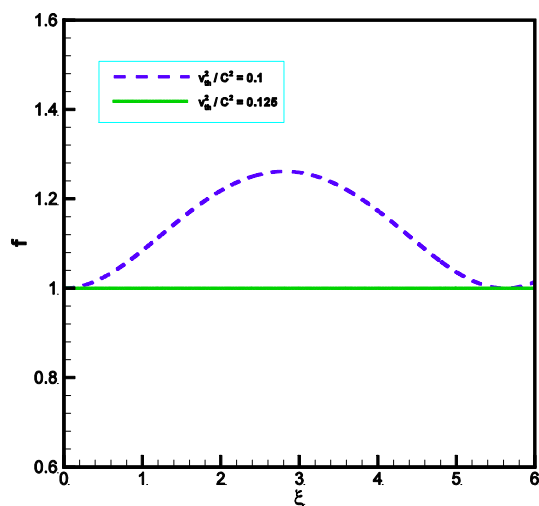
$$ik \frac{\partial A}{\partial z} + \nabla_\perp^2 A + \frac{\omega_p^2}{n_0 c^2} (\alpha_0 - \alpha_r r^2) A + \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{e^2}{2m_e^2 c^2 \omega^2} |A|^2 A = 0. \quad (22)$$

در اینجا ∇_\perp^2 مشتق گیری نسبت به مختصه r را نشان می دهد. با جانشانی $A = A_0 e^{iS}$ و تقسیم معادله فوق به دو بخش حقیقی و موهومی روابط زیر به دست می آید:

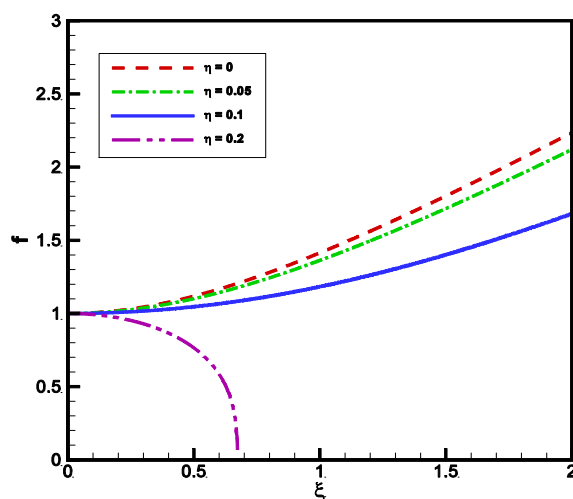
$$k \frac{\partial A_0^2}{\partial z} + \frac{\partial S}{\partial r} \frac{\partial A_0^2}{\partial r} + A_0^2 \nabla_\perp^2 S = 0, \quad (23)$$

$$2k \frac{\partial S}{\partial z} + \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 = \frac{1}{A_0} \nabla_\perp^2 A_0 + \frac{\omega_p^2 (\alpha_0 - \alpha_r r^2)}{n_0 c^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{e^2}{2m_e^2 c^2 \omega^2} A_0^2. \quad (24)$$

در ناحیه پیرامحوری به جای A_0^2 از رابطه (۲) استفاده شده است. با جایگذاری بسط $s = \psi(z) + \beta \frac{r^2}{2}$ در معادله (۲۳)،



شکل ۲. تغییر پهنای لیزر برای $\eta = 0$ با $\alpha_{NL} = 4$.



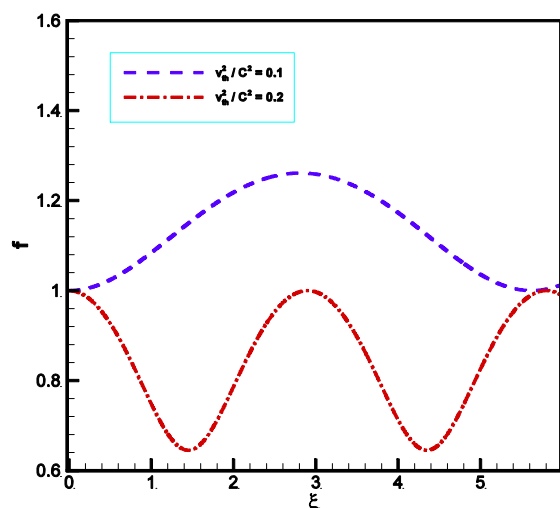
شکل ۱. تغییر پهنای لیزر برای مقادیر مختلف η .

مقدار η ، اثر ضریب شکست غیر خطی بر واگرایی ناشی از پراش غلبه می‌کند در نتیجه پهنای پالس لیزر کوچک شده و پدیده خود کانونی شدن اتفاق می‌افتد. در ادامه با در نظر گرفتن اثر تصحیح جرم نسبیتی الکترون‌ها در تقریب نسبیتی ضعیف، تحول پهنای پالس لیزر بررسی می‌شود. همان‌طور که اشاره شد ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم متناسب با نسبت سرعت حرارتی الکترون‌ها به سرعت نور است، بسته به اینکه ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم $(\frac{v_{th}}{c})^2$ و در واقع دمای ذرات چقدر باشد، رفتارهای متفاوتی مشاهده می‌شود. اگر برای این ضریب مقدار کوچک غیر صفری در نظر گرفته شود، تحول پهنای پالس لیزر به ازای $\eta = 0$ ، به شکل ۲ خواهد بود.

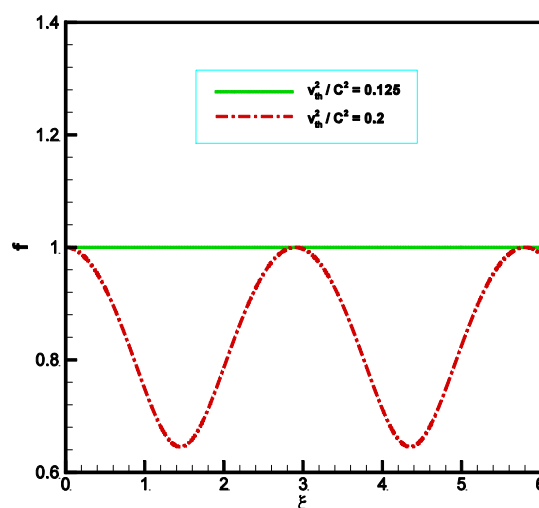
با فرض مقدار کوچک $(\frac{v_{th}}{c})^2 = 0.1$ برای ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم، همان‌طور که در منحنی خط چین شکل ۲ مشاهده می‌شود در ابتدا چون نسبت $(\frac{v_{th}}{c})^2$ کوچک است و به دلیل وجود پراش، پهنای پالس شروع به افزایش می‌کند، اما مقداری که پالس جلوتر می‌رود اثر تصحیح جرم متناسب با اثر پراش افزایش 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. نمودار (—) در شکل ۲ رفتار جالبی را نشان می‌دهد. اگر ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم افزایش یابد، در مقدار حدی

استفاده شده است. در این بخش نمودارهای $\left. \frac{\partial f(z,t)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$ مربوط به تحول پهنای پالس لیزر f ، بر حسب $\zeta = \frac{z}{R_d}$ رسم شده است. در این نمودارها، در هر لحظه، η نشان دهنده نسبت فاصله‌ای است که چگالی پلاسما در آن‌جا تغییر پیدا کرده به اندازه لکه روشن لیزر و رابطه آن به شکل $\eta = \frac{IC_s}{r_0}$ است. از طرفی، ضریب تصحیح نسبیتی جرم در معادله (۲۶) برابر $(\frac{v_{th}}{c})^2$ است. در واقع این ضریب با مربع نسبت سرعت حرارتی الکترون‌ها به سرعت نور متناسب است. هنگامی که این ضریب صفر در نظر گرفته شود، به ازای η های مختلف تحول پهنای پالس لیزر در شکل ۱ نشان داده شده است.

شکل فوق به ازای α_{NL} ثابت و برای $\alpha_{NL} = 4$ رسم شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود در حالت $\eta = 0$ یعنی یک پالس بسیار پهن، به دلیل وجود پراش، پالس شروع به باز شدن می‌کند و f پهنای پالس لیزر بیشتر می‌شود. در واقع پالس پراشیده شده و شعاع آن شروع به افزایش می‌کند. در این حالت خودکانونی شدن اتفاق نمی‌افتد. اگر برای η مقدار کوچک غیر صفری در نظر گرفته شود، به تدریج اثر ضریب شکست غیر خطی خود را نشان می‌دهد. با افزایش مقدار η اثر ضریب شکست غیر خطی نیز بیشتر و بیشتر می‌شود اما اثر غالب هنوز واگرایی ناشی از پراش است، تا اینکه از جایی به بعد با افزایش



شکل ۴: تغییر پهنای لیزر برای $\eta = 0$ با $\alpha_{NL} = 4$



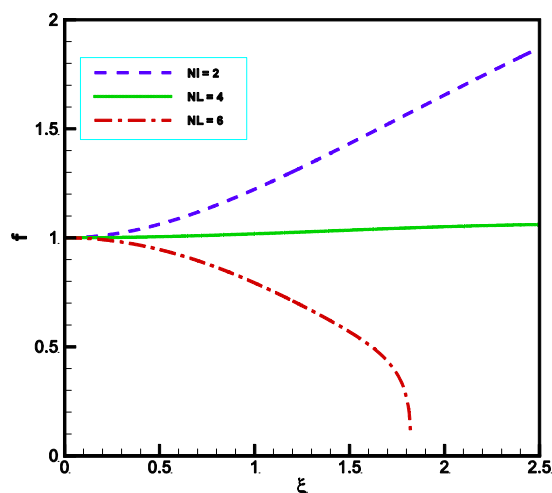
شکل ۳: تغییر پهنای لیزر برای $\eta = 0$ با $\alpha_{NL} = 4$

شکل ۴ به نوعی تحول پهنای پالس لیزری با در نظر گرفتن دو مقدار متفاوت برای ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم را نشان می‌دهد. در واقع دو رفتار مختلف مشاهده شده، مربوط به ذرات در دو دمای متفاوت است. در ابتدا که ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم و در واقع دمای ذرات کمتر است، اثر پراش غالب است و باعث افزایش پهنای پالس می‌شود سپس اثر نسبیتی بر اثر پراش غلبه کرده و با کوچک کردن پهنای پالس آن را کانونی می‌کند با تکرار این روند پهنای پالس رفتاری نوسانی دارد اما با افزایش دمای ذرات در نمودار (-.-) ابتدا اثر نسبیتی باعث کاهش پهنای پالس و خود کانونی شدن آن می‌شود و سپس اثر پراش غلبه کرده و باعث باز شدن پالس و در واقع افزایش پهنای پالس می‌شود به این ترتیب در این جا هم پهنای پالس رفتاری نوسانی دارد. بنابراین افزایش ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم و در واقع افزایش دمای ذرات باعث می‌شود رفتار نوسانی پهنای پالس در این دو حالت معکوس باشد بدین معنی که در نمودار (-.-.-)، در شکل ۴، پالس ابتدا باز شده و سپس خود کانونی می‌شود اما در نمودار (-.-) پالس ابتدا خود کانونی شده و سپس باز می‌شود.

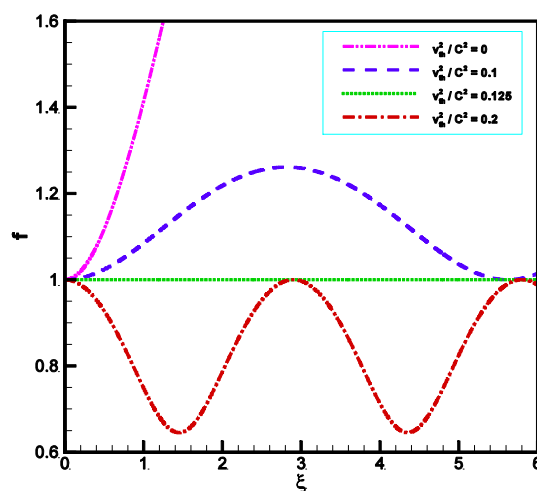
در ادامه به منظور درک بهتر نتایج، در نمایی کلی تحول پهنای پالس لیزری در دو حالت غیر نسبیتی و نسبیتی و در

$(\frac{v_{th}}{c})^2 = 0.125$ ، اثر تصحیح جرم دقیقاً اثر مربوط به پراش را خنثی می‌کند، به همین دلیل پهنای پالس لیزر بدون تغییر بوده و در واقع پالس بدون تغییر دامنه منتشر می‌شود. خنثی شدن اثر مربوط به پراش توسط اثر تصحیح جرم و در نتیجه انتشار پالس لیزر بدون تغییر دامنه معرف وقوع پدیده خودراهنمایی^۱ در این حالت است. تغییر پهنای پالس برای مقادیر بزرگتر از مقدار حدی و به ازای $(\frac{v_{th}}{c})^2 = 0.2$ در نمودار (-.-.-) مشاهده می‌شود. در این حالت اثر نسبیتی $(\frac{v_{th}}{c})^2$ ، به اندازه کافی بزرگ است، طوری که در ابتدا پالس را فشرده می‌کند. حین کوچک شدن پهنای پالس لیزر به دلیل اثر نسبیتی، به همان نسبت هم اثر مربوط به 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 سپس بزرگ می‌شود بدین معنی که در ابتدا اثر نسبیتی غلبه دارد و سپس با غالب شدن اثر پراش، پهنای پالس افزایش می‌یابد. با تکرار این روند پهنای پالس رفتاری نوسانی از خود نشان می‌دهد.

۱. Self guiding



شکل ۶: تغییر پهنای لیزر برای $\eta = 0$ با $\alpha_{NL} = 4$.



شکل ۵: تغییر پهنای لیزر برای $\eta = 0$ با $\alpha_{NL} = 4$.

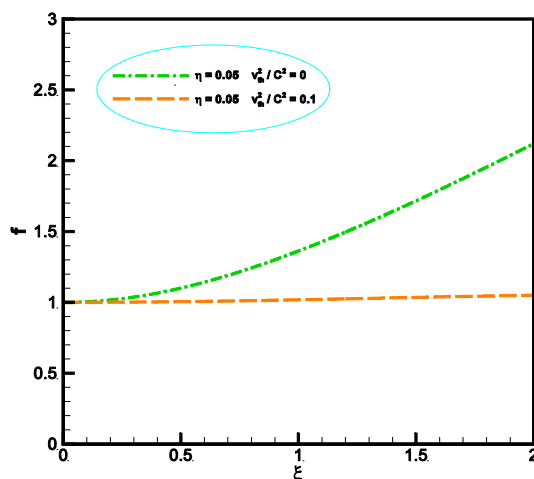
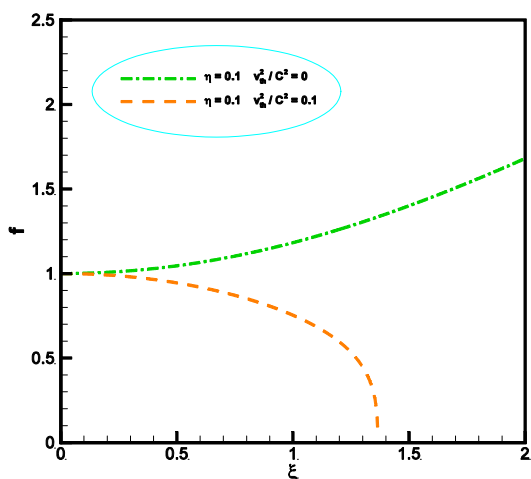
شکل ۶: تغییر پهنای لیزر برای $\eta = 0$ با $\alpha_{NL} = 4$. نشان داده شده است. چون $\alpha_{NL} \propto \left(\frac{v_0}{v_{th}}\right)^2$ است بنابراین افزایش مقدار α_{NL} در واقع به معنی افزایش سرعت ارتعاش الکترون-هاست. همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود در حالت نسبیتی با فرض $\eta = 0.05$ ، در ابتدا پهنای پالس به دلیل وجود پراش در حال بزرگ شدن است، با افزایش سرعت ارتعاش الکترون‌ها هنگامی که $\alpha_{NL} = 4$ پالس بدون تغییر دامنه منتشر می‌شود و در واقع پدیده خود راهنمایی روی می‌دهد. افزایش سرعت الکترون‌ها موقعی که $\alpha_{NL} = 8$ است به کوچک شدن پهنای پالس و در نتیجه کانونی شدن آن می‌انجامد. بنابراین افزایش ضریب غیر خطی α_{NL} و در واقع افزایش سرعت ارتعاش الکترون‌ها به خودکانونی شدن پالس کمک می‌کند.

در ادامه مقایسه دو حالت غیر نسبیتی و نسبیتی در تقریب نسبیتی ضعیف، برای مقادیر متفاوت η در نمودارهایی نشان داده شده است.

مقایسه دو نمودار شکل ۷ نشان می‌دهد، در نظر گرفتن اثر تصحیح جرم نسبیتی الکترون‌ها حتی اگر مقدار آن ناچیز باشد، باعث می‌شود پالس لیزر که در حالت غیر نسبیتی به دلیل واگرایی ناشی از پراش در حال باز شدن و پهنای آن در حال افزایش است، بدون تغییر دامنه منتشر شود (پدیده خود راهنمایی).

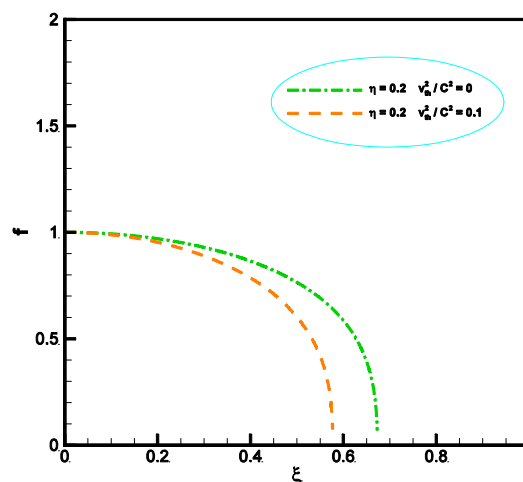
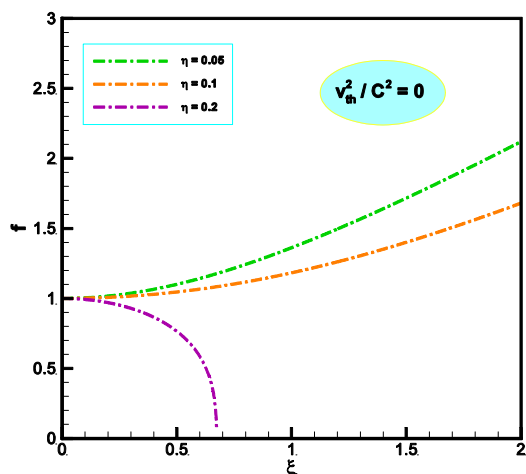
تقریب نسبیتی ضعیف با هم مقایسه شده است. نمودار (-.-.-) مربوط به زمانی است که اثر تصحیح جرم نسبیتی هنوز در نظر گرفته نشده است و در واقع مربوط به حالت غیرنسبیتی است. و سه نمودار دیگر مربوط به حالت نسبیتی و به ازای $\left(\frac{v_{th}}{c}\right)^2$ های مختلف رسم شده است.

همان‌طور که در شکل فوق مشاهده می‌شود، در حالتی که $\eta = 0$ یعنی یک پالس بسیار پهن، اگر ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم برابر صفر فرض شود، مشاهده می‌شود که پالس پراشیده شده و شعاع آن شروع به افزایش می‌کند. اما اگر مقدار کوچک غیر صفری برای ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم در نظر گرفته شود، مشاهده می‌شود که پهنای پالس یک رفتار نوسانی از خود نشان می‌دهد. ابتدا به دلیل وجود پراش، پهنای پالس شروع به زیاد شدن می‌کند اما اثر کانونی کننده تصحیح جرم هم متناسب با آن افزایش پیدا می‌کند. بنابراین در یک نقطه این اثر غالب شده و پهنای شروع به کم شدن می‌کند. با تکرار این رفتار، پهنای پالس شروع به نوسان کردن می‌کند. در مقدار حدی $\left(\frac{v_{th}}{c}\right)^2 = \frac{1}{8}$ اثرهای مربوط به پراش و تصحیح جرم یکدیگر را خنثی کرده و پالس بدون تغییر دامنه منتشر می‌شود (پدیده خود راهنمایی). برای مقادیر بیشتر از این حد دوباره رفتار نوسانی مشاهده می‌شود، اما به ترتیب معکوس. در شکل ۶ تحول پهنای پالس لیزر با تغییر مقدار α_{NL} به ازای



شکل ۸. مقایسه تحول پهنای لیزر برای $(\frac{v_{th}}{c})^2 = 0,01$ با فرض $\alpha_{NL} = 4$ و $\eta = 0,1$.

شکل ۷. مقایسه تحول پهنای لیزر برای $(\frac{v_{th}}{c})^2 = 0,01$ با فرض $\alpha_{NL} = 4$ و $\eta = 0,05$.

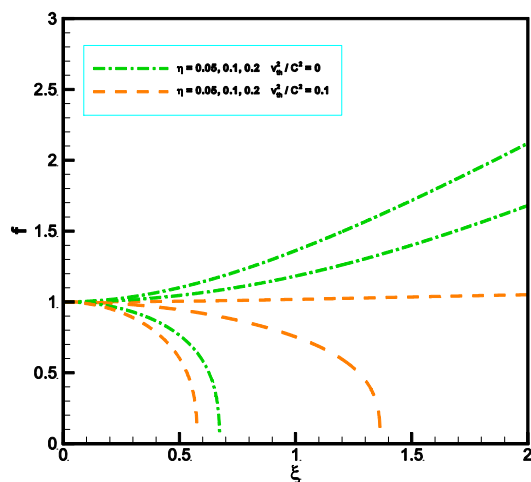


شکل ۹. مقایسه تحول پهنای لیزر برای $(\frac{v_{th}}{c})^2 = 0,01$ با فرض $\alpha_{NL} = 4$ و $\eta = 0,2$ با فرض $v_{th}^2/C^2 = 0$.

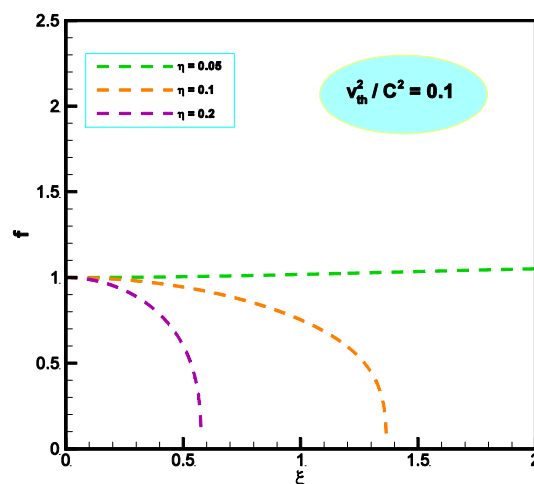
شکل ۱۰. تغییر پهنای لیزر بدون در نظر گرفتن اثر تصحیح جرم نسبیتی الکترون‌ها با فرض $\alpha_{NL} = 4$ و $\eta = 0,2$.

شکل ۹ به خوبی نشان می‌دهد اگر η به اندازه کافی بزرگ و در واقع اندازه لکه لیزر به اندازه کافی کوچک باشد، پهنای پالس در هر دو حالت غیر نسبیتی و در تقریب نسبیتی ضعیف تقریباً رفتار مشابهی دارد. در واقع در این حالت اثر تصحیح جرم در تقریب نسبیتی ضعیف کاهش یافته و نقش مهمی را ایفا نمی‌کند و عملاً ضریب شکست غیر خطی، اثر غالب است. در شکل‌های ۱۰ و ۱۱، با فرض $\alpha_{NL} = 4$ اندازه لکه روشن لیزر کاهش یافته است. همان‌طور که مشاهده می‌شود در همه موارد، اثر نسبیتی به خود کانونی شدن پالس کمک می‌کند.

در این حالت مقدار کمی اندازه لکه لیزر کاهش یافته است، همان‌طور که شکل بوضوح نشان می‌دهد، پالس لیزر در حالت غیر نسبیتی در حال باز شدن و پهنای آن در حال افزایش است در نتیجه در این حالت پالس در فاصله‌های دور کانونی می‌شود. تحت اثر تصحیح جرم نسبیتی الکترون‌ها، پالس فشرده شده، پهنای آن کاهش می‌یابد در نتیجه پالس در فاصله‌های خیلی نزدیک‌تر خود کانونی می‌شود، در واقع در حالت نسبیتی خود کانونی شدن از همان ابتدا خود را نشان می‌دهد.



شکل ۱۲. تغییر پهنای لیزر برای مقادیر $\eta = 0.05, 0.1, 0.2$ با فرض $(\frac{v_{th}}{c})^2 = 0.1$



شکل ۱۱. تغییر پهنای لیزر با فرض $\eta = 0.05, 0.1, 0.2$

گاوسی شکل درون پلاسما کمک می‌کند. بنابراین اثرهای مربوط به تصحیح جرم نسبیتی الکترون‌ها و در واقع در نظر گرفتن ضریب جمله تصحیح نسبیتی جرم که متناسب با مربع سرعت حرارتی الکترون‌ها است، به خود کانونی شدن پالس لیزری گاوسی شکل درون پلاسما کمک می‌کند.

با کاهش بیشتر اندازه لکه لیزر، اثر تغییر جرم در تقریب نسبیتی ضعیف کاهش پیدا کرده و عملاً ضریب شکست غیر خطی، اثر غالب در این حالت است. در نمایی کلی این نتیجه در شکل ۱۲ نشان داده شده است. همان‌طور که در شکل به‌وضوح مشاهده می‌شود، در همه موارد اثر تصحیح جرم نسبیتی به خودکانونی شدن پالس لیزری

30 (1987) 526.

5. S K Akhmanov, A P Sukhorukov, and R V Khokhlov, *Sov. Phys. Usp.* **10** (1968) 609.
6. R Bharuthram, J Parashar, and V K Tripathi, *Physics of Plasmas* **6** (1999) 1611.

1. D J Umstadter, *Phys. D: Appl. Phys.* **36** (2003) 151.
2. A G Litvak, *Sov. Phys. JETP*, P **30** (1970) 344.
3. C S Liu and V K Tripathi, "Interaction of Electromagnetic Waves with Electron beam and Plasmas", World Scientific, Singapore (1994) P **88**.
4. G Z Sun, E Ott, Y C Lee, and P Guzdar, *Phys. Fluids*