

بررسی پراکندگی رامان تحریکی با به کارگیری معادله نسبیته و لاسوف

مریم شریفی و اکبر پروازیان

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان

پست الکترونیکی: m.sharifi@ph.iut.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۱/۲/۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۳/۴/۱۸)

چکیده

در این مقاله پراکندگی رامان پسر و با استفاده از کد و لاسوف یک بعدی مورد مطالعه قرار گرفته است. شرایطی شبیه به آزمایش‌های انجام شده در این زمینه برای بررسی چگونگی تشکیل و رشد پراکندگی رامان مورد استفاده قرار گرفته است. مطالعه تابع توزیع الکترون‌ها، میدان‌های الکتروستاتیکی طولی و الکترومغناطیسی عرضی، و چگالی الکترون‌ها نشان می‌دهد که پراکندگی رامان که به دلیل اثرات جنبشی ایجاد شده با تقویت دامنه میدان الکترونیکی طولی قادر است با به دام انداختن الکترون‌ها در چاه پتانسیل موج آنها را پیش گرم کرده و انرژی آنها را افزایش دهد.

واژه‌های کلیدی: پراکندگی رامان تحریکی، کد و لاسوف، میدان الکترونیکی، میدان الکترومغناطیسی

۱. مقدمه

در حال حاضر امواج رادیویی و لیزر به عنوان محرک انرژی برای گرم کردن پلاسما تا دمای گداخت به کار می‌رود. وقتی یک موج الکترومغناطیسی تکفام پر قدرت (نور لیزر) در پلاسما منتشر می‌شود، اغلب امواجی نظیر موج صوتی یونی (IAW)^۱ یا موج پلاسما الکترونی (EPW)^۲ به وجود خواهد آمد که محرک آن چند پارامتر پلاسمایی مثل چگالی یا دما می‌باشد که خصوصیات پلاسما را مشخص می‌کنند؛ این پدیده‌ها را ناپایداری‌های پارامتری می‌نامند [۱]. ناپایداری‌های پارامتری قادرند به طور مؤثری بهره جذب موج توسط هدف را کاهش

دهند و الکترون‌هایی با انرژی بالا تولید کنند.

۲. پراکندگی رامان تحریکی

کنترل برهم‌کنش‌های پارامتری موج - پلاسما برای تحقق همجوشی لازم است. پراکندگی رامان تحریکی (SRS)^۳ یکی از این برهم‌کنش‌ها و شامل واپاشی تشدید موج الکترومغناطیسی فرودی (EMW) به یک موج پلاسما الکترونی (EPW) و یک موج الکترومغناطیسی پراکنده شده (SRS EMW) است. پراکندگی رامان تحریکی نه تنها باعث کاهش جذب انرژی لیزر توسط سوخت می‌شود، بلکه می‌تواند الکترون‌ها را به دام

۱. Ion Acoustic Wave

۲. Electron Plasma Wave

۳. Stimulated Raman Scattering

پسرو و پیشرو می‌باشد. اگر نور پراکنده شده کاملاً در جهت خلاف موج فرودی منتشر شود، رامن پسرو، عدد موج از رابطه $k^B \approx 2k_0 \left(1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right)$ پیروی می‌کند. در حالی که در پراکنندگی رامن پیشرو عدد موجی برابر با $k^F \approx \frac{\omega_p}{c} = k_p$ خواهیم داشت [۶]. با توجه به اینکه در پلاسماهای فروچگال $k_p \ll k_0$ است، طول موج پلاسما در رامن پسرو به‌طور قابل ملاحظه‌ای از رامن پیشرو کوتاه‌تر است.

برای به‌دست آوردن رابطه پاشندگی در SRS، فرض می‌کنیم پلاسما قبل از ورود لیزر همگن است و چگالی و دمای یکنواختی دارد. در این صورت رابطه پاشندگی در یک بعد به شکل زیر خواهد بود:

$$\omega' - \omega_{pe}' - 2k'v_e' = \frac{k' \omega_{pe}' V_{os}'}{4} \times \left[\frac{1}{D(k - k_0, \omega - \omega_0)} + \frac{1}{D(k + k_0, \omega + \omega_0)} \right] \quad (5)$$

که در آن

$$D(\omega, k) = \omega' - k'c' - \omega_{pe}' \quad (6)$$

در اینجا $V_{os} = eE_0 / m_e \omega_0$ سرعت ارتعاش الکترون‌ها در میدان الکتریکی موج فرودی است (E_0 میدان الکتریکی موج فرودی است). رابطه پاشندگی شرط تطبیق طول موج و فرکانس را برآورده می‌کند. این رابطه می‌تواند چگالی پلاسما و دمای الکترون را در نواحی مختلف برای ناپایداری‌های برهم‌کنش موج - پلاسما تعیین کند [۷].

چون رشد رامن پیشرو به پلاسما با چگالی بالا و زمانی طولانی نیاز دارد معمولاً در آزمایش‌ها کمتر مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین با توجه به رابطه پاشندگی SRS شرط تطابق تشدیدی فرکانس و بردار موج در حالت رامن پیشرو برآورده نمی‌شود [۲].

۳. مدل فیزیکی

در این قسمت نمایی کلی از کد و لاسوف ارائه می‌شود. کد نسبیتی و یک بعدی (در جهت x) و لاسوف برای به‌دست آوردن سرعت‌ها و چگالی‌های جریان در جهت عرضی (y) مورد

انداخته، شتاب دهد و از این طریق دمای پلاسما را افزایش دهد. در SRS شرط تطبیق فرکانس و بردار موج با استفاده از بقای انرژی و تکانه حاصل می‌شود:

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{epw} \quad (1)$$

$$k_0 = k_s + k_{epw} \quad (2)$$

ω و k به ترتیب نشان‌دهنده عدد موج و فرکانس هستند؛ اندیس‌های s و w نیز به ترتیب مربوط به موج فرودی و موج پراکنده شده است. موج پلاسما الکترونی که در فرآیند SRS وجود دارد همان موج لانگمیر با فرکانس بالاست. معادله پاشندگی این مد به‌طور تقریبی از رابطه بوهم-گروس به‌دست می‌آید:

$$\omega_{epw}' \approx \omega_{pe}' + 2k_{epw}' v_e' \quad (3)$$

فرکانس الکترونی پلاسما $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / \epsilon_0 m}$ و سرعت گرمایی الکترون است [۲، ۳، ۴]. $v_e = \sqrt{kT_e / m_e}$

بسته به جهت نور پراکنده شده (به عقب یا جلو) دو نوع پراکنندگی رامن خواهیم داشت. اگر نور پراکنده شده در جهت پرتو فرودی باشد، پراکنندگی رامن پیشرو (F-SRS) و در غیر این صورت پراکنندگی رامن پسرو (B-SRS) خواهیم داشت. آهنگ رشد رامن پسرو بزرگ ولی طول برهم‌کنش آن کوچک است. این نوع پراکنندگی در لایه‌های ابتدای پلاسما و زود اتفاق می‌افتد؛ در حالی که رامن پیشرو در لایه‌های داخلی‌تر پلاسما و پس از گذشت زمان بیشتری حادث می‌شود. در حالت رامن پسرو قسمتی از انرژی لیزر توسط موج الکترومغناطیسی پراکنده شده به بیرون حمل می‌شود، به‌طوری‌که نمی‌توان از آن برای گرم کردن هدف استفاده کرد، بنابراین کارایی لیزر کاهش می‌یابد [۵].

چون در پلاسماهای سرد پراکنندگی رامن در چگالی‌های کمتر از $n_c / 4$ ($n_c = \epsilon_0 m_e \omega^2 / e^2$) چگالی بحرانی است) اتفاق می‌افتد شرط تطابق بردار موج در چگالی‌های خیلی کمتر از $n_c / 4$ برای موج پراکنده شده به‌صورت

$$k^{B,F} \approx \frac{\omega_0}{c} \pm \frac{\omega_0}{c} \left(1 - \sqrt{\frac{n_e}{n_c}}\right) \quad (4)$$

خواهد بود. علامت‌های مثبت و منفی به ترتیب مربوط به رامن

۱. Forward Stimulated Raman Scattering

۲. Backward Stimulated Raman Scattering

بازتاب در مرز سمت راست ($E^-(x=L)=0$) به پلاسما اعمال می‌کنیم [۸]. الکترون‌ها و یون‌ها با تابع توزیع مربوط به خودشان بیان می‌شوند:

$$f_s(p_{sx}, p_{sy}, x, t) = \delta(p_{sy} + qA_y) F_s(x, p_{sx}, t), \quad (11)$$

در اینجا $P_y = p_y + qA_y$ تکانه کانونیک در جهت y است. این معادله نشان می‌دهد که حرکت طولی از معادله نسبیتی ولاسوف برای $F(x, p_x, t)$ پیروی می‌کند:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{p_x}{m\gamma} \frac{\partial F}{\partial x} + q(E_x + u_y B_z) \frac{\partial F}{\partial p_x} = 0, \quad (12)$$

γ_s فاکتور تصحیح جرم نسبیتی است. چون حرکت عرضی مؤثر ذرات در مقایسه با سرعت گرمایی کند است، می‌توان آن را با معادله حرکت سیالی برای سرعت میانگین عرضی $u_y = -qA/m$ توصیف کرد. بنابراین γ_s را می‌توان به صورت زیر تقریب زد:

$$\gamma_s = \sqrt{1 + \frac{p_{sx}^2 + p_{sy}^2}{m_s^2 c^2}} \approx \sqrt{1 + \frac{p_{sx}^2}{m_s^2 c^2}}. \quad (13)$$

چگالی الکترون‌ها و یون‌ها را نیز می‌توان از انتگرال‌گیری تابع توزیع آنها در فضای تکانه به دست آورد [۲]:

$$n_s = \int F_s dp_{sx}. \quad (14)$$

۴. روش‌های عددی

در این کد همه معادلات دیفرانسیل از روش مشخصه‌ای حل می‌شوند. تابع توزیع با استفاده از روش گام‌های جزئی جلو برده می‌شود. نیروها در زمان‌های میانی ($t + dt/2$) با توجه به میدان‌های الکترومغناطیسی در آن زمان‌ها اعمال می‌شوند. ابتدا تابع توزیع از t تا $t + dt^-$ از طریق معادله ولاسوف بدون نیرو

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{p_x}{m\gamma} \frac{\partial F}{\partial x} = 0, \quad (15)$$

رشد داده می‌شود، چگالی جریان جدید $\rho(t + dt)$ محاسبه می‌شود و متوسط آن $\rho(t + dt/2)$ در معادله پواسون قرار می‌گیرد تا $E_x(t + dt/2)$ محاسبه شود. E^\pm با $J_y = 0$ از زمان t تا $t + dt^-$ محاسبه شده و سپس $J_y(t + dt)$ به صورت یک تابع دلتا برای انتقال E^\pm از $t + dt^-$ تا $t + dt$ اعمال

استفاده قرار گرفته است. الکترون‌ها و یون‌ها هر دو متحرک هستند، ولی به دلیل سنگینی یون‌ها و در نتیجه حرکت کمتر آنها، گام زمانی الکترون‌ها و یون‌ها متفاوت است.

تغییرات فضایی میدان‌ها در امتداد عدد موج لیزر $\vec{k}_0 = k_x \hat{x}$ مجاز است و فرض می‌کنیم میدان‌ها در جهت Z و Y بدون تغییر هستند. پلاسما در جهت X محدود شده و مرزها در $x=0$ و $x=L$ قرار دارند. وجود دو صفحه جاذب در مرزها باعث می‌شود ذراتی که احتمال خروج از سیستم را دارند روی صفحات جمع شوند و پیشروی بیشتری نداشته باشند.

مؤلفه‌های میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به ترتیب به صورت $\vec{E} = (E_x, E_y, 0)$ و $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ در نظر گرفته شده‌اند [۸]. E_x میدان الکتروستاتیکی طولی است که از حل معادله پواسون

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (7)$$

حاصل می‌شود. با استفاده از تقریب الکتروستاتیک $E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$ ، معادله پواسون به رابطه

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{e}{\epsilon_0} [n_i(x, t) - n_e(x, t)] = 0. \quad (8)$$

تبدیل می‌شود [۲]. E_y و B_z از جریان‌های پلاسما و لیزر به دست می‌آیند. لیزر از سمت چپ ($x \leq 0$) به عنوان یک موج الکترومغناطیسی (k_x, E_y, B_z) به پلاسما وارد می‌شود. میدان‌های عرضی به صورت $E^\pm = E_y \pm cB_z$ نشان داده می‌شوند. علامت مثبت و منفی به ترتیب مربوط به میدان پیشرو (پیشروی به سمت راست) و پسرو (پیشروی به سمت چپ) می‌باشد [۹]. با استفاده از معادلات ماکسول می‌توان معادله فرارفت این میدان‌ها را به دست آورد:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} \pm c \frac{\partial}{\partial x} \right) E^\pm = -J_y / \epsilon_0. \quad (9)$$

چگالی جریان از رابطه زیر به دست می‌آید [۲]:

$$J_y = e [n_i(x, t) u_{iy} - n_e(x, t) u_{ey}]. \quad (10)$$

میدان‌های لیزر در فضای آزاد به صورت $E^\pm = E_0 \sin(k_x x - \omega t)$ و $E^- = 0$ بیان می‌شوند. در اینجا لیزر را با قرار دادن $E^+(x=0) = E_0 \sin(\omega t)$ و فرض عدم

$$f(p) \sim \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{v}{v_e} - \varepsilon \cos(k_{epw} x) \right)^2 \right], \quad (17)$$

ε مقدار اختلال است که با نوسان چگالی پلاسما هم‌ارز است.

۶. تجزیه و تحلیل نتایج حاصل از شبیه‌سازی

برای نشان دادن وقوع پراکندگی رامان پسر و در سیستم عددی تحلیل فوریه میدان الکتریکی طولی و میدان‌های الکترومغناطیسی پسر و پیشرو در سیستم انجام گرفته است. میدان‌های الکتریکی و الکترومغناطیسی و طیف فوریه آنها در زمانی که لیزر به‌طور کامل در سیستم منتشر می‌شود، یعنی زمان پایان شبیه‌سازی در $t = 198/99 \omega_{pe}^{-1}$ در شکل ۱ رسم شده است. پیک لیزر، رامان پسر و موج پلاسما الکترونی به‌ترتیب در $k_s = 4/362$ ، $k_e = 5/492$ و $k_{epw} = 9/893$ قابل مشاهده است. این نتایج به‌طور کامل با مقادیر قابل انتظار از شرایط تشدید همخوانی دارد.

در زمان $t = 49/35 \omega_{pe}^{-1}$ لیزر تا مکان $x = 49/35 c \omega_{pe}^{-1}$ منتشر شده است. هم‌زمان با انتشار لیزر در پلاسما رامان پسر باعث تقویت دامنه میدان طولی می‌شود، و بنابراین تابع توزیع الکترون از حالت ماکسولی اولیه منحرف می‌شود. برای نشان دادن این انحراف، متوسط فضایی تابع توزیع الکترون در ناحیه‌ای برابر با سه طول موج پلاسما محاسبه شده است. چون تفاوت بین تابع توزیع مختل شده با حالت ماکسولی اولیه ناچیز است (شکل ۲)، انحراف تابع توزیع از حالت ماکسولی (δf) در شکل ۳ رسم شده است. این انحراف از حالت ماکسولی که به مقدار بیشینه تابع توزیع در زمان مربوطه نرمال شده است باز توزیع ذرات را از انرژی‌های پایین به انرژی‌های بالاتر نشان می‌دهد. میانگین‌گیری از تابع توزیع در فضای فاز و کم کردن توزیع ماکسولی اولیه از آن، ساختاری بیم‌گونه با چگالی خیلی پایین را در سرعت‌های بیشتر از سرعت فاز موج پلاسما الکترونی ($v_{\phi}^{epw} \approx 0/113$) آشکار می‌کند. این ساختار حاصل پراکندگی از موج الکتروستاتیک صوتی الکترونی است. این در حالی است که ساختار دیگری با چگالی نسبتاً بیشتر در سرعت‌های کمتر از سرعت فاز موج

می‌شود. سرانجام نیروی تقریبی در $t + dt/2$ برای انتقال F از $t + dt^-$ تا $t + dt^+$ در فضای تکانه با استفاده از معادله

$$\frac{\partial F}{\partial t} + q(E_x + u_y B_z) \frac{\partial F}{\partial p_x} = 0, \quad (16)$$

برآورد می‌شود [۱۰].

۵. شبیه‌سازی پراکندگی رامان با استفاده از کد ولاسوف

شبیه‌سازی عددی پراکندگی رامان تحریکی توسط کد نسبیتی ولاسوف یک بعدی در شرایط عددی شبیه به آزمایش‌های SHS [۳] انجام شده است. لیزری با طول موج $\lambda_e = 527 \text{ nm}$ و شدت $I_e = 2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ در پلاسما الکترون-پروتون با طول $75 \mu\text{m}$ (طول سیستم $L = 164/5$) تابانیده می‌شود. در ابتدا پلاسما توزیعی ماکسولی با دمای الکترون $T_e = 350 \text{ eV}$ ، دمای یون $T_i = 100 \text{ eV}$ و چگالی $n_e = n_i = 0/32 n_c$ دارد، و به‌جز در لبه‌ها که چگالی صفر می‌شود همگن است.

برای سادگی در محاسبات همه پارامترهای موجود در کد بدون بعد شده‌اند. فرکانس‌ها برحسب فرکانس پلاسما الکترون ω_{pe} ، اعداد موج برحسب عدد موج پلاسما در فضای آزاد $k_{pe} = \omega_{pe} / c$ (سرعت نور است)، زمان برحسب عکس فرکانس پلاسما الکترون ω_{pe}^{-1} ، تکانه برحسب $m_e c$ ، و میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی برحسب $\omega_{pe} m_e c / e$ بیان می‌شوند.

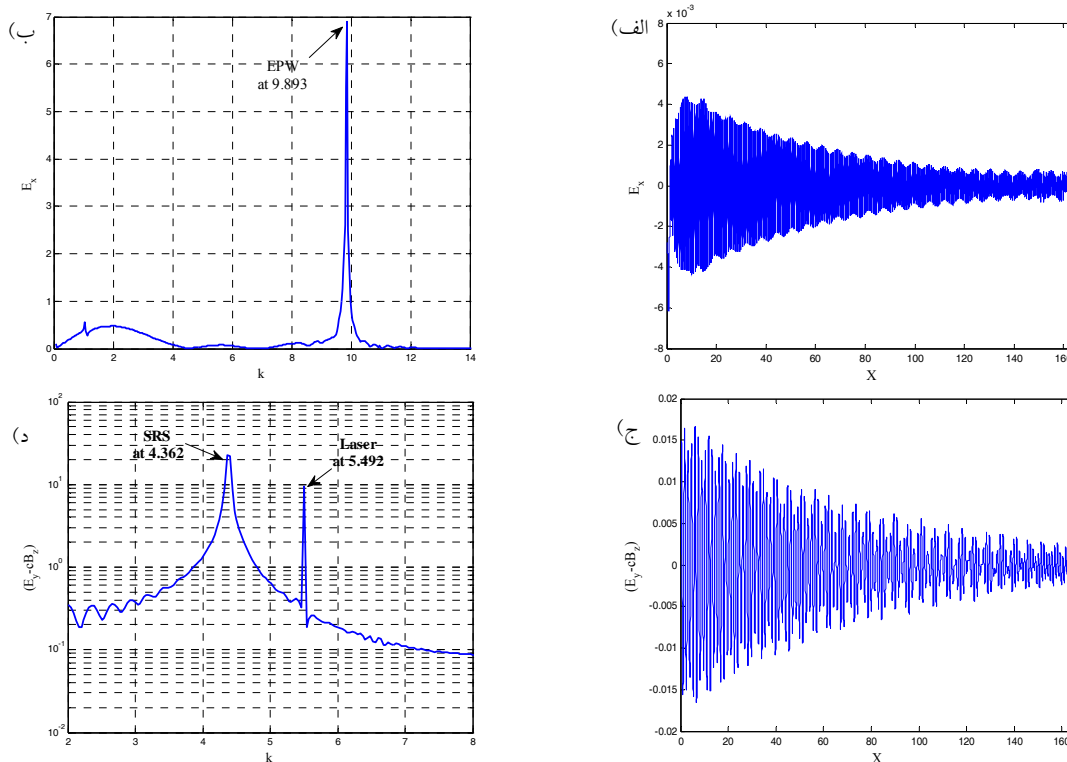
برای پارامترهای مورد استفاده نتایج مورد انتظار از شبیه‌سازی به‌صورت زیر است:

$$\omega_e = 5/59, \quad \omega_s = 4/477, \quad \omega_{epw} = 1/113$$

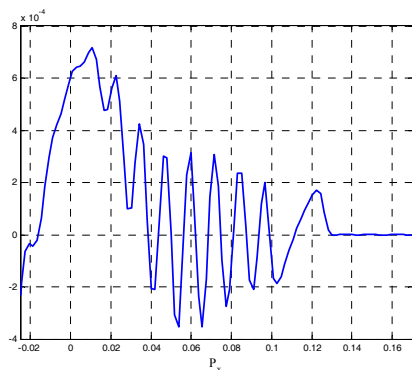
$$k_e = 5/50, \quad |k_s| = 4/364, \quad k_{epw} = 9/864$$

این نکته قابل ذکر است که عدد موج رامان پسر و در جهت منفی محور x ها است، با این حال تبدیل فوریه میدان‌ها تنها مقدار عدد موج را تعیین می‌کنند و جهت مشخص نیست.

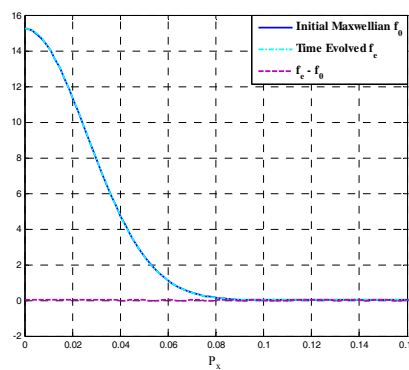
چون کد ولاسوف بدون اختلال در نظر گرفته شده است [۱۱]، لازم است که یک اختلال سینوسی کوچک را به تابع توزیع اولیه الکترون‌ها در فضای تکانه اضافه کنیم، یعنی



شکل ۱. (الف) وابستگی مکانی میدان الکتروستاتیکی طولی و (ب) طیف فوریه آن در زمان $t = 198/99 \omega_{pe}^{-1}$ (ج) وابستگی مکانی میدان الکترومغناطیسی عرضی و (د) طیف فوریه آن در زمان $t = 198/99 \omega_{pe}^{-1}$.



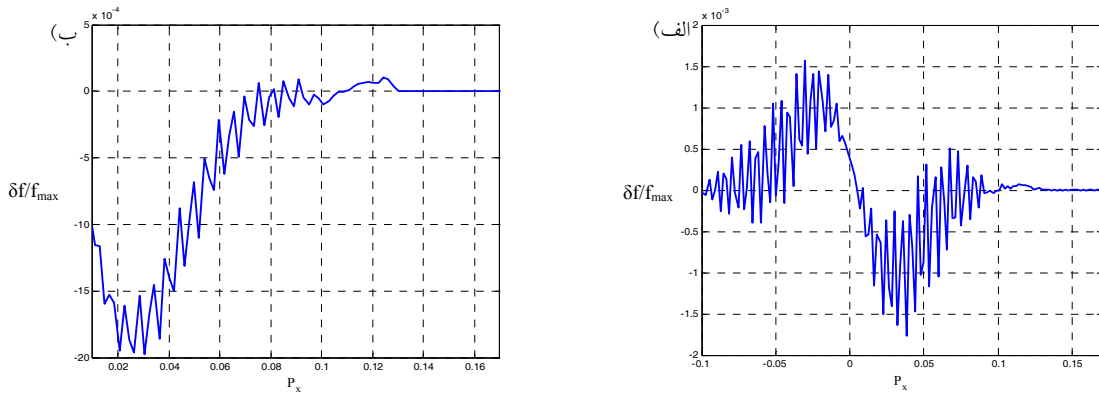
شکل ۳. انحراف تابع توزیع الکترون در زمان $t = 49/35 \omega_{pe}^{-1}$ از حالت ماکسولی اولیه.



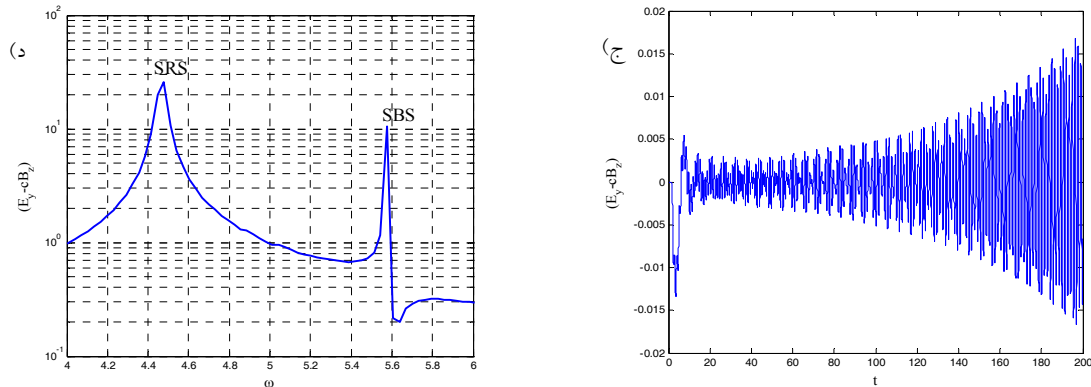
شکل ۲. متوسط مکانی تابع توزیع الکترون در زمان $t = 49/35 \omega_{pe}^{-1}$.

ساختار بیم گونه با چگالی و سرعتی کمتر از سرعت فاز پراکندگی رامان حاصل از موج پلاسما الکترونی تقریب زد. تغییرات میدان الکترومغناطیسی پسرو در مرز سمت چپی پلاسما برحسب زمان، و تبدیل فوریه آن در شکل ۵ رسم شده است. بررسی طیف فرکانس این میدان نشان‌دهنده پراکندگی

پلاسما الکترونی ایجاد شده که ناشی از پراکندگی رامان است. بررسی متوسط تابع توزیع در زمان‌های مختلف، شکل ۴، نشان می‌دهد توزیع الکترون‌ها با گذشت زمان کم‌کم از حالت ماکسولی منحرف می‌شود. اما می‌توان آن را با یک توزیع ماکسولی با چگالی کمتر نسبت به توزیع ماکسولی اولیه و یک



شکل ۴. انحراف تابع توزیع الکترون از حالت ماکسولی در زمان (الف) $t = 115/15 \omega_{pe}^{-1}$ و (ب) $t = 198/99 \omega_{pe}^{-1}$.



شکل ۵. (الف) میدان الکترومغناطیسی پسر و در مرز سمت چپی پلاسما بر حسب زمان (ب) تبدیل فوریه میدان الکترومغناطیسی پسر و در مرز سمت چپی پلاسما.

زمان $t = 115/15 \omega_{pe}^{-1}$ افزایش چگالی در ناحیه ابتدایی پلاسما دیده می‌شود که با گذشت زمان در $t = 180/95 \omega_{pe}^{-1}$ این میزان شدت بیشتری یافته است. این افزایش چگالی ناشی از به دام افتادن ذرات در پتانسیل موج حاصل از پراکندگی رامان پسر و است. با گذشت زمان در اثر تقویت شدت موج طولی ذرات بیشتری به دام می‌افتند که باعث افزایش چگالی الکترون‌ها در آن منطقه می‌شود.

۷. نتیجه‌گیری

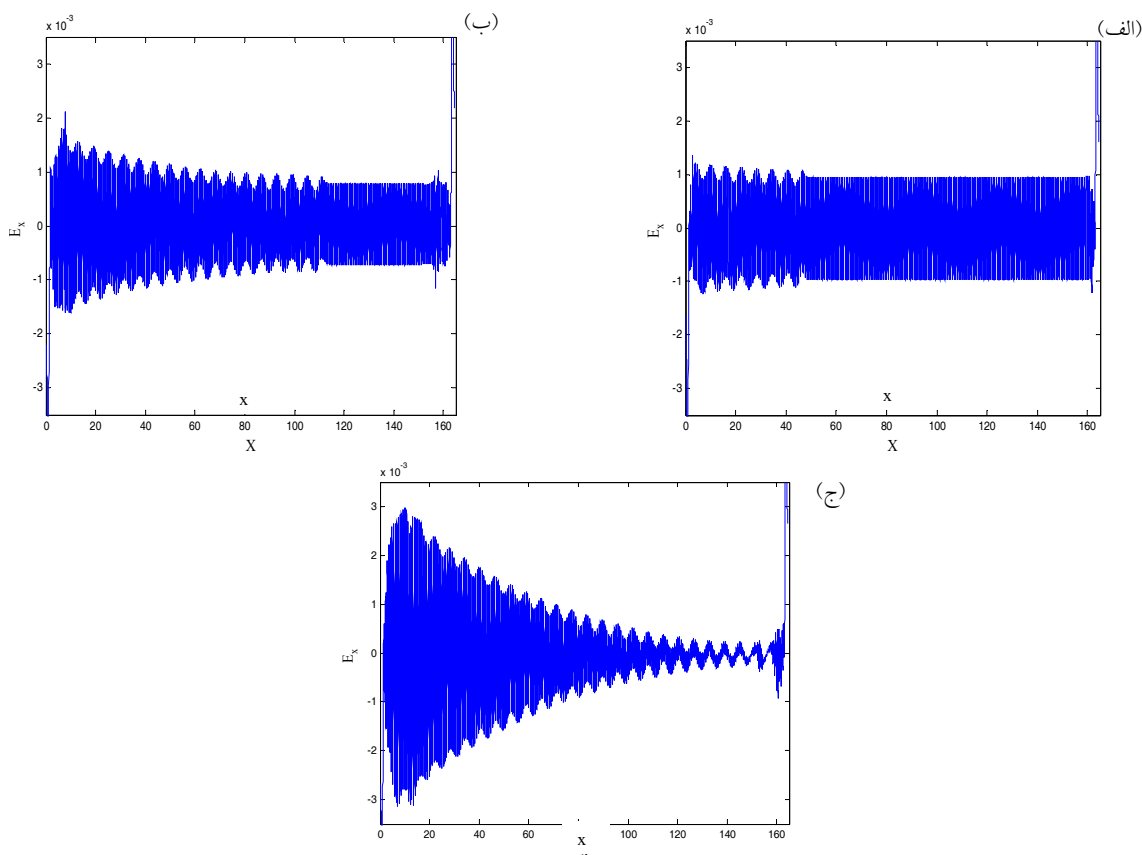
با ورود پالس لیزر به محیط پلاسما پراکندگی رامان پسر و در فرکانس و طول موج مورد انتظار از شرایط تشدید اتفاق می‌افتد. تقویت میدان طولی در اثر این ناپایداری تابع توزیع الکترون‌ها را از حالت ماکسولی اولیه خارج کرده و باعث

رامان تحریکی در فرکانس $\omega_s = 4/477$ است. قله بعدی که به‌خاطر وجود یونها ایجاد شده نشان‌دهنده پراکندگی بریلوئن (SBS)^۱ از موج صوتی یونی است.

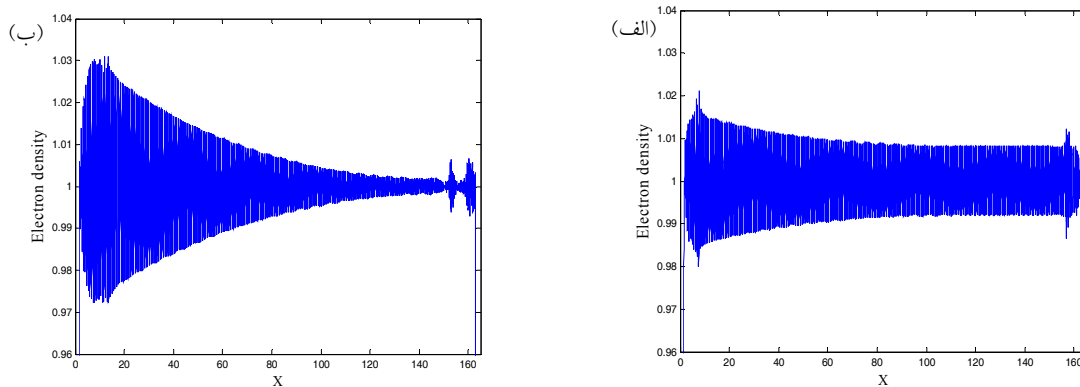
با انتشار لیزر در پلاسما، شکل‌گیری پراکندگی رامان تحریکی باعث تقویت دامنه میدان طولی می‌شود. افزایش دامنه میدان الکتریکی را می‌توان با بررسی شدت میدان طولی در زمان‌های مختلف مشاهده کرد (شکل ۶). همان‌طور که مشاهده می‌شود وجود پراکندگی رامان تغییر شکلی در ابتدای پالس ایجاد می‌کند که با گذشت زمان بیشتر و بیشتر می‌شود. رشد دامنه میدان طولی در شکل ۶ کاملاً مشهود است.

شکل ۷ پروفایل چگالی را نشان می‌دهد که با گذشت زمان به‌خاطر وجود پراکندگی رامان پسر و دچار تحول شده است. در

۱. Stimulated Brillouin Scattering



شکل ۶. شدت میدان الکتریکی طولی در زمانهای (الف) $t = 49/35 \omega_{pe}^{-1}$ (ب) $t = 115/15 \omega_{pe}^{-1}$ (ج) $t = 180/95 \omega_{pe}^{-1}$.



شکل ۷. پروفایل چگالی الکترون‌ها در زمانهای (الف) $t = 115/15 \omega_{pe}^{-1}$ و (ب) $t = 180/95 \omega_{pe}^{-1}$.

دامنه میدان طولی در اثر پراکندگی رامان پسر و همچنین با به دام انداختن الکترون‌ها در چاه پتانسیل موج حاصل از پراکندگی باعث افزایش چگالی الکترون‌ها در نواحی ابتدایی پلاسما، افزایش انرژی آنها و پیش گرم شدن آنها می‌شود.

بازتوزیع ذرات از انرژی‌های پایین به انرژی‌های بالاتر می‌شود. این توزیع جدید را می‌توان با یک توزیع ماکسولی با چگالی کمتر نسبت به توزیع اولیه و یک ساختار بیم‌گونه با چگالی و سرعتی کمتر از سرعت فاز پراکندگی رامان تقریب زد. رشد

مراجع

7. F Valentini, *Phys. Plasmas* **13** (2006) 052303.
8. D J Strozzi, M M Shoucri, and A Bers, *Comput. Phys. Commun.* **164** (2004) 156.
9. D J Strozzi, M M Shoucri, A Bers, E A Williams, and A B Langdon, *J. Plasma Phys.* **72** (2006) 1299.
10. A Ghizzo, et al., *J. Comp. Phys.* **90** (1990) 431.
11. P Bertrand et al., *Phys. Fluids B* **2** (1990) 1028.
1. K Niu; “*Nuclear Fusion*”, Tokyo Institute of Technology (1989).
2. D J Strozzi, E A Williams, and A B Langdon, *Phys. Plasma* **14** (2007) 13104.
3. D S Montgomery, *Phys. Plasma* **9** (2002) 2311.
4. D S Montgomery, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 15001.
5. J D Lindl, *Phys. Plasmas* **2** (1995) 3933.
6. C Lihua and C Tieqiang, *Plasma Sci. Tech.* **9**, 4 (2007) 422.