



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۷ و ۶ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

برهمکنش لیزر پر شدت با پلاسمای گرم برخوردی با رمپ چگالی

محمد رضا، جعفری میلانی، علیرضا، نیکنام، امیر حسین، فرهد

^۱ پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، ایران،

^۲ پژوهشگاه لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، ایران

چکیده:

در این کار انتشار باریکه لیزری گاوسی در پلاسمای گرم برخوردی با تابع چگالی بالارونده (رمپ) در حضور اثر غیرخطی نیروی پاندرومتیو مورد مطالعه قرار گرفته است. معادلات دیفرانسیل کوپل شده تحول پهنای لکه باریکه (پارامتر پرتو) با استفاده از تقریب WKB و پیرامحوری در رژیم پخش دو قطبی بدست آمده است. این معادلات به صورت عددی حل شده و اثر رمپ چگالی بالارونده، دما و فرکانس برخورد بر خودکانونی پرتو لیزر مورد مطالعه قرار گرفته است. نمودار تغییرات پارامتر پرتو نسبت به مسافت بدون بعد انتشار که تحول چگالی در آن لحاظ شده، رسم شده است. نتایج حل عددی نشان می‌دهد که استفاده از رمپ چگالی بالارونده در این رژیم غیرخطی باعث تقویت (تضعیف) خودکانونی (واکانونی) باریکه شده است. نشان دادیم که فرکانس برخورد ابتدا باعث خودکانونی است ولی به علت تضعیف شدید انرژی لیزر در اثر برخورد، واگرایی باریکه اتفاق می‌افتد. کلید واژه‌ها: برهمکنش لیزر پلاسما،

۱- مقدمه

برهمکنش لیزر پر شدت با پلاسما، پدیده‌های غیرخطی بسیار جالب توجهی را در فیزیک و کاربردهای آن ایجاد کرده است. این برهمکنش می‌تواند منبع فراگیری برای شتابدهی ذراتی مثل الکترون و پروتون، همجوشی هسته‌ای، تولید هارمونیک‌های بالا و لیزر اشعه ایکس باشد [۱، ۲]. در اکثر این کاربردها لازم است که باریکه لیزر چندین برابر طول رایلی در پلاسما منتشر شود، بنابراین چگونگی انتشار و تحول پالس لیزر پر شدت در یک پلاسما ناهمگن (دمایی و چگالی) از اهمیت بالایی برخوردار است [۳]. انتشار باریکه لیزری با شدت بالا در یک پلاسما، به اثرات و پدیده‌های غیرخطی مختلفی منجر می‌شود که علت آن نیروی پاندرومتیو وابسته به باریکه لیزر اثر جرم نسبی می‌باشد. هر یک از این اثرات در نحوه انتشار لیزر در پلاسما تاثیر دارد چرا که این عوامل ثابت دی‌الکتریک (ضریب شکست) پلاسما را تغییر می‌دهند که منجر به کانونی یا واکانونی لیزر در محیط پلاسما می‌شود. در کار قبلی مان [۴ و ۵] نشان دادیم که در یک پلاسما با چگالی ثابت، پرتو لیزر با شدت ثابت، بسته به چگالی اولیه پلاسما، فقط در گستره‌ای از دما متحمل پدیده خودکانونی می‌شود. همچنین دیده شد که در این گستره پدیده خودکانونی در قبال دما رفتاری دوگانه دارد. در واقع در این گستره نقطه‌ای موسوم به نقطه بازگشتی دما مشاهده شد که قبل از این نقطه اثر خودکانونی با افزایش دما تقویت و پس از این نقطه با افزایش دما تضعیف می‌گردد. با توجه به این که در اکثر



بیست و یکمین کنفرانس هشتای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳، دانشگاه اصفهان

موارد برهمکنش لیزر- پلاسما چگالی محیط پلاسما، یکنواخت نیست در این مقاله اثر رمپ چگالی بر پدیده خودکانونی باریکه لیزر در حضور اثرات غیرخطی برخوردی و پاندروموتیو برای پلاسمای گرم برخوردی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است.

۲- معادلات اساسی

فرض می‌کنیم باریکه لیزر گاوسی به طور عمودی بر یک بره پلاسمای نیمه بی‌نهایت چگالی اولیه n_{e0} فرود می‌آید. برای بررسی انتشار باریکه لیزر گاوسی در پلاسمای گرم دستگاه مختصات استوانه‌ای را انتخاب می‌کنیم طوری که محور Z در جهت انتشار باشد. نیروی پاندروموتیو لیزر $F_p = -n_e e^2 / 2m_e (\omega^2 + v^2) \nabla E^2$ ، الکترون‌ها را بصورت شعاعی به بیرون از ناحیه‌ای که شدت لیزر (محور انتشار) زیاد است می‌راند و توزیع اولیه چگالی الکترون-ها را از حالت اولیه خود خارج می‌کند. به علت اینرسی بالای یون‌ها، نیروی اثرگذار وارد بر آن‌ها بسیار ناچیز فرض می‌شود. از معادله تکانه در حالت مانا، توزیع چگالی تغییریافته الکترون‌ها با معادله زیر داده می‌شود

$$n_e = n_{e0} \exp\left(-\frac{e^2 |\bar{E}|^2}{m \omega^2 T_e}\right) \quad (1)$$

که در آن ω, E, T_e, e به ترتیب بار، دمای الکترون، میدان و فرکانس لیزر و v فرکانس برخورد است. از طرفی تابع دی‌الکتریک در یک پلاسمای گرم برخوردی به صورت زیر است:

$$\varepsilon \approx 1 - \frac{\Omega^2}{1 - i v_e / \omega} \frac{n_e}{n_{e0}} - \frac{T_e \Omega^2}{m c^2 (1 - i v_e / \omega)^3} \frac{n_e}{n_{e0}} + \frac{T_e \Omega^4}{m c^2 (1 - i v_e / \omega)^4} \frac{n_e}{n_{e0}} \quad (2)$$

$\Omega = \omega_p^2 / \omega^2$ با جایگذاری چگالی از معادله (۱) در (۲) تابع دی‌الکتریک در یک پلاسمای گرم برخوردی بطور کامل بدست می‌آید. به منظور بررسی انتشار و تحول اندازه لکه باریکه گاوسی در پلاسما لازم است معادله موج حل شود. میدان الکتریکی لیزر را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\vec{E}(r, z) = \vec{A}(r, z) \exp i(\omega t - kz) \quad (3)$$

می‌توان دامنه مختلط $A(r, z)$ میدان را به صورت زیر نوشت:

$$\vec{A} = \vec{A}_0(r, z) \exp[-ikS(r, z)] \quad (4)$$

S ، تابع آیکونال نام دارد. به علت مختلط بودن ثابت دی‌الکتریک، تابع آیکونال مختلط، بصورت $S(r, z) = S_r(r, z) + iS_i(r, z)$ تعریف می‌کنیم و قسمت‌های حقیقی و موهومی آن را در تقریب پیرامحوری، حول r تا مرتبه دوم بسط تیلور می‌دهیم:



بیست و یکمین کنفرانس هشتاد و یکم ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳، دانشگاه اصفهان

$$S_r(r, z) = \frac{r^2}{2} \beta_r(z) + \varphi_r(z) \quad (5)$$

$$S_i(r, z) = \frac{r^2}{2} \beta_i(z) + \varphi_i(z),$$

که $\beta_i(z), \varphi_i(z), \varphi_r(z), \beta_r(z) = (r^2/2) df/dz$ توابع محوری هستند که بیانگر تغییرات فاز باریکه و اتلاف است. زیرنویس‌های r, i به ترتیب معرف حقیقی و موهومی است. در نتیجه انتخاب آیکنونال مختلط $S^{(r,z)}$ ، خواهیم داشت: $EE^* = A_0^2(r, z) \exp[2k(z)S_i(r, z)]$. برای پرتوهای با توزیع گاوسی، در تقریب پیرامحوری، ثابت دی-الکتریک را می‌توان حول r تا مرتبه دوم بسط تیلورداد:

$$\varepsilon(r, z) = \varepsilon_0(z) + r^2 \varepsilon_2(z) = \varepsilon_{r0}(z) + i \varepsilon_{i0}(z) + r^2 (\varepsilon_{r2}(z) + i \varepsilon_{i2}(z)) \quad (6)$$

$$= [\varepsilon_{r0}(z) + r^2 \varepsilon_{r2}(z)] + i [\varepsilon_{i0}(z) + r^2 \varepsilon_{i2}(z)],$$

که $\varepsilon_0(z) = [\varepsilon(r, z)]_{r=0}$ با جایگذاری میدان E در معادله موج و بکارگیری معادلات (۶ تا ۲) در آن، با جداسازی

قسمتهای موهومی و حقیقی معادله و همچنین با تعریف کمیت‌های بدون بعد

$$\xi = \frac{zc}{r_0^2 \omega}, \quad \rho = \frac{r_0 \omega}{c}, \quad \beta = \beta_i r_0^2 k, \quad \phi = \varphi_i \frac{\omega}{c}. \quad (7)$$

و برای راحتی در نوشتار $P_0 = e^2 A_{00}^2 / m \omega T_e$ ، $a = \omega_{p0}^2 / (\omega^2 + v_e^2)$ ، $b = \exp(-P_0 / f^2 \exp(2k \varphi_i))$ ، $1/F^2 = 1/f^2 - \beta$ ، $\beta = k r_0^2 \beta_i$ و $v = v_e / \omega$ ، $\alpha = T_e / mc^2$ ، پارامتر پرتو موثر است، معادلات انتشار کوپل شده

باریکه لیزر گاوسی در پلاسمای گرم حاصل می‌شود:

$$2 \frac{\varepsilon_{r0}(z)}{\rho_0^2} \frac{d\phi}{d\xi} = -abv \left[1 + \frac{3\alpha(1-v^2)}{(1+v^2)^2} - \frac{4\alpha(1-v^2)ab}{(1+v^2)^2} \right], \quad (8)$$

$$\sqrt{\varepsilon_{r0}} \left(\frac{d\beta}{d\xi} + 2 \frac{\beta}{f} \frac{df}{d\xi} \right) = ab \rho_0^2 v \left[1 + \frac{3\alpha(1-v^2)}{(1+v^2)^2} - \frac{8\alpha(1-v^2)ab}{(1+v^2)^2} \right] \quad (9)$$

$$\times \frac{P_0}{f^2} \left(\beta - \frac{1}{f^2} \right) \exp(2\sqrt{\varepsilon_{r0}} \phi),$$

$$\varepsilon_{r0} \frac{1}{f} \frac{d^2 f}{d\xi^2} = \left(\beta - \frac{1}{f^2} \right)^2 + ab \rho_0^2 \left[1 + \frac{\alpha(1-3v^2)}{(1+v^2)^2} - \frac{2\alpha(1-6v^2)ab}{(1+v^2)^2} \right] \quad (10)$$

$$\times \frac{P_0}{f^2} \left(\beta - \frac{1}{f^2} \right) \exp(2\sqrt{\varepsilon_{r0}} \phi),$$

۳- نتایج

معادلات فوق به دما، چگالی الکترون و پارامترهای فضایی انتشار بستگی دارد. این معادلات کوپل شده به روش عددی و با شرایط اولیه $f = 1, f' = 0, \beta = 0, \phi = 0$ در $\xi = 0$ حل شدند و تغییرات پارامتر پرتو F (که بیانگر



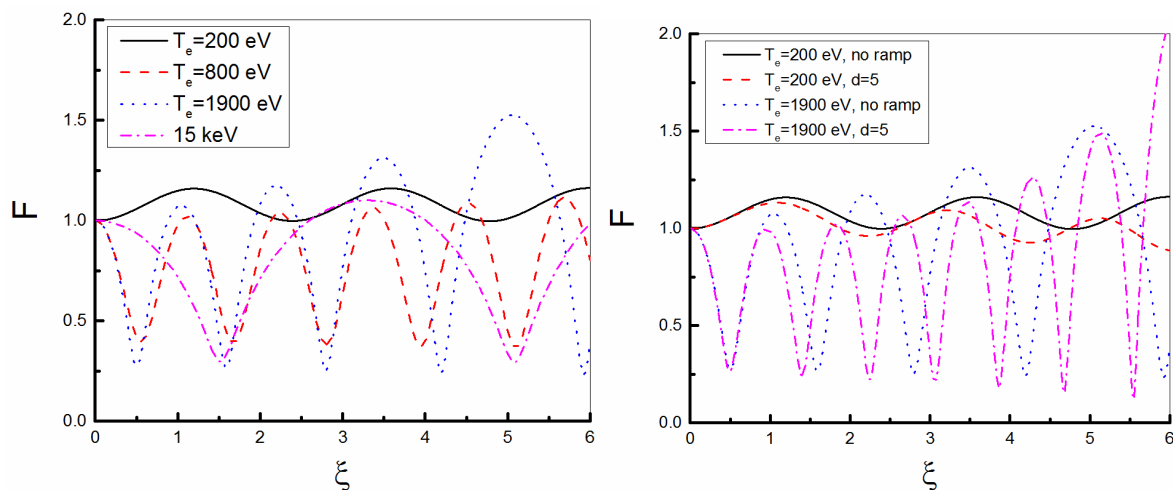
بیست و یکمین کنفرانس هشتای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

تغییرات اندازه پهنای باریکه است) بدست آمد. همچنین در این کار رمپ چگالی پلاسما، یک تابع افزایشی با مکان (Z) به صورت زیر در نظر گرفته شده است:

$$n_e = n_{e0} \left(1 + \tan\left(\frac{z}{Rd}\right) \right). \quad (11)$$

R طول رایلی و d ثابتی است که شیب رمپ را تعیین می‌کند. در شکل (۱) اثر دمای پلاسما روی خودکانونی باریکه برای پلاسما بدون رمپ چگالی نشان داده شده است. در این شکل تغییرات اندازه لکه باریکه (پارامتر پرتو) f بر حسب طول بهنجار انتشار برای مقادیر مختلف دمای پلاسما با شرایط اولیه $I = 4.6 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ و $\Omega = 0.45$ رسم شده است. از روی شکل (۱) دیده می‌شود که دما مشخصه‌های انتشار پرتو را تغییر داده است. در دمای 200 eV باریکه در رژیم واگرایی نوسانی ($F > 1$) منتشر می‌شود. با افزایش دما تا 1900 eV دامنه نوسانی کم شده ($F < 1$) و باریکه در رژیم خودکانونی نوسانی منتشر می‌شود؛ در نتیجه خودکانونی باریکه تقویت شده است. همچنین فرکانس نوسانات f افزایش یافته و لذا خودکانونی در مقادیر کوچکتر ξ رخ داده است. اما با افزایش دمای الکترون از 1900 eV تا 15 keV خودکانونی تضعیف شده است. حال با بکارگیری معادله (۱۱) و با در نظر گرفتن دماهای اولیه مذکور، اثر رمپ چگالی را بر اندازه لکه لیزر بررسی می‌کنیم. شکل (۲) تغییرات اندازه لکه باریکه F برای دو حالت رمپ چگالی بدون رمپ را نشان می‌دهد پر واضح است که رمپ چگالی در پلاسما باعث افزایش (کاهش) قدرت خودکانونی (واکانونی) شده است. یعنی افزایش تدریجی چگالی پلاسما در طول انتشار منجر به کاهش دامنه نوسان شده است یا به عبارتی تقویت خودکانونی باریکه اتفاق افتاده است. همچنین از روی شکل پیداست که افزایش چگالی پلاسما باعث شده خودکانونی در مقیاس کوچکتر ξ اتفاق بیفتد.



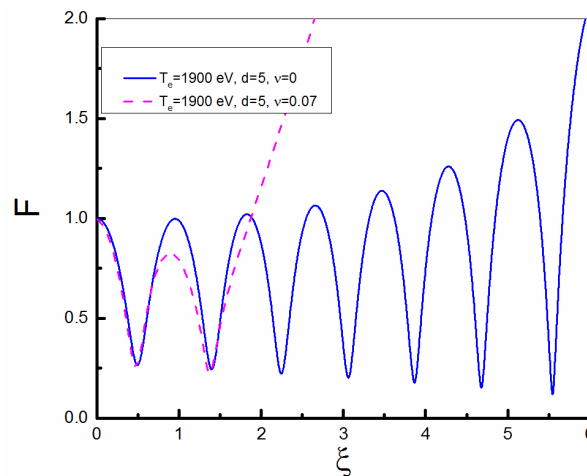
شکل ۲- مقایسه تحول اندازه لکه باریکه لیزری در طول انتشار شکل ۱- تحول اندازه لکه باریکه لیزری در طول انتشار در پلاسما در پلاسما بدون رمپ چگالی و با رمپ چگالی (با شیب d). بدون رمپ چگالی برای دماهای الکترونی مختلف.



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۶ و ۷ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

علت رفتارهای مذکور از روی تابع دی‌الکتریک (معادله ۱۱) قابل توضیح است. با افزایش چگالی الکترونی پلاسما غیرخطیت تابع دی‌الکتریک زیاد می‌شود نتیجه آن، ازدیاد ثابت دی‌الکتریک (ضریب شکست) است. بنابراین اگر باریکه ابتدا در رژیم خودکانونی باشد به قدرت خودکانونی شدن باریکه افزوده و اگر باریکه ابتدا در رژیم واکانونی باشد واگرایی پرتو کم می‌شود. حال اثر فرکانس برخورد را بر اندازه لکه لیزر مورد ارزیابی قرار می‌دهیم. تغییرات پارامتر پرتو F بر حسب طول انتشار بهنجار L_c برای دو مقدار مختلف فرکانس برخورد ($\nu = 0, 0.07$)، در شکل (۳) نشان داده شده است.



شکل ۳- مقایسه تحول اندازه لکه باریکه لیزری در طول انتشار در پلاسما در فرکانس‌های برخوردی مختلف.

دید می‌شود وقتی فرکانس برخورد صفر می‌باشد ($\nu = 0$) باریکه لیزر در طول انتشار در پلاسما، به علت ناوردایی انرژی و اثرات غیرخطی حاکم بر مساله و رمپ چگالی، خودکانونی (رژیم نوسانی) شده است. اما با در نظر گرفتن فرکانس برخورد ν ، ابتدا باریکه، خودکانونی نوسانی ($F < 1$) است و سپس ناگهانی اندازه پهنای پرتو F زیاد و بطور پیوسته باریکه واگرا می‌شود و در نتیجه شدت لیزر در اثر واگرایی و جذب آن به سمت صفر میل می‌کند. افزایش فرکانس برخورد ν از نفوذ بیشتر باریکه به داخل پلاسما جلوگیری می‌کند که این امر در سیستم‌هایی که نیاز به انتشار پرتو در مسافت‌های طولانی دارند مناسب نیست.

۴- نتیجه گیری

خودکانونی باریکه با افزایش دما رفتاری دوگانه داشت. نشان دادیم که در یک پلاسما با چگالی ثابت، پرتو لیزر با شدت معین، فقط در گستره‌ای از دما متحمل پدیده خودکانونی می‌شود. تاثیر رمپ چگالی بالارونده بر انتشار باریکه گاوسی در پلاسما با احتساب اثر غیرخطی پاندرمووتیو مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد استفاده از پلاسما با رمپ چگالی بالارونده می‌تواند پدیده خودکانونی باریکه را تحت تاثیر قرار دهد و به قدرت آن بی‌افزاید و باریکه در طی انتشار در مقایسه با چگالی ثابت و همگن کانونی می‌شود. مشاهده شد که فرکانس برخورد ابتدا باعث خودکانونی است ولی به علت تضعیف شدید انرژی، واگرایی باریکه اتفاق می‌افتاد. نتایج این کار نشان داد که



بیست و یکمین کنفرانس هسته‌ای ایران

۷ و ۸ اسفند ماه ۱۳۹۳ دانشگاه اصفهان

ریمپ چگالی بالارونده می‌تواند انرژی الکترون را در طول انتشار باریکه لیزر در مقایسه با حالت یکنواخت چگالی زیاد کند.

مراجع

1. H.Hora, "Laser fusion with nonlinear force driven plasmablocks: thresholds and dielectric effects. Laser Part. Beams 27,(2009) 207-222
2. P.ZHANG, J.T.HE, D.B.CHEN, Z.H.LI, Y.ZHANG, W. LAN "X-ray emission from ultra intense-ultra short laser irradiation." Phys. Rev. E 57(1998), 3746-3752.
3. W.B.Mori,C.Joshi,J.M.Dawson and D.W.Forslund; "Evolution of self-focusing of intense electromagnetic waves in plasma."; Phys.Rev.Lett60, (1988) 1298-1301.
4. M. R. J. Milani A. R. Niknam, B. Bokaei " Temperature Effect on Self-Focusing and Defocusing of Gaussian Laser Beam Propagation through Plasma in Weakly Relativistic Regime" Plasma Science, IEEE Transactions on Volume:42, 2014
5. M. R. J. Milani A. R. Niknam , A. Farahbod, " Ponderomotive self-focusing of Gaussian laser beam in warm collisional plasma" Physics of Plasmas, 21, 063107 (2014);