



بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران.
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹



کد مقاله : ۴-۷-۶۰-۱۰-A

بررسی شکست غیرخطی موج عقبه در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی

امیر چخماچی، الناز خلیل زاده*، محمد جعفر جعفری

سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلازما و گداخت هسته ای

چکیده - در این مقاله شکست غیرخطی موج پلاسمایی تشکیل شده در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هیدروژن با استفاده از کد شبیه سازی ذره در سلول بررسی شده است. به این منظور پالس لیزر به طول ۳۰۰ فمتو ثانیه و با زمان خیزش ۴۰ فمتو ثانیه در نظر گرفته شده است. نتایج حاصل از شبیه سازی نشان می‌دهد شکست موج عقبه پلاسمایی تشکیل شده در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون در مقایسه با پلاسمای ایده ال پیش فرض، سریعتر رخ می‌دهد. این می‌تواند به دلیل ناهمگنی چگالی پلاسمای تشکیل شده در اثر یونیزاسیون باشد که باعث کاهش سرعت فاز موج پلاسمایی شده است.

کلید واژه- برهمکنش لیزر-اتم، موج عقبه، شبیه سازی ذره‌ای، شکست موج

Investigation of nonlinear wake-wavebreaking in the field-ionized plasma

Amir Chakhmachi, ElnazKhalilzadeh*, MahammadJafarJafari

Plasma Physics & Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the nonlinear wave-breaking formed in the field-ionized plasma during interaction of the intense laser pulse with Hydrogen atoms is investigated using particle-in-cell simulation code. For this purpose, a laser pulse with a length of 300 femtoseconds and a rise-time of 40 femtoseconds is considered. The simulation results show that the wave-breaking in the field-ionized plasma occurs faster than the default ideal plasma. This may be due to the density inhomogeneity of the plasma formed by ionization, which reduces the phase velocity of the plasma wave.

Keywords: Laser-Atom Interaction, Wakefield, Particle-in-Cell Simulation, Wave-breaking

۱- مقدمه

پیشرفت‌هایی که امروزه در تولید پالس‌های پر شدت لیزری انجام شده، باعث گردیده تا موضوع برهمکنش لیزر با پلاسما یکی از مسائل اصلی در علم فیزیک شود. در همین زمینه، مساله سازوکار شتاب و انرژی الکترون‌ها به دلیل کاربرد فراوان آن‌ها در حوزه‌های مختلف از جمله گداخت لیزری، مهندسی پزشکی و شتاب دهنده‌های پلاسمایی بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۱-۳]. وقتی پالس لیزری فوق کوتاه با شدت زیاد وارد برهمکنش با پلاسما شود نیروی پاندروموتیو تولید شده باعث ایجاد جدایش بار شده و باعث تحریک موج الکترونی در پشت سر خود می‌شود که اصطلاحاً به آن موج عقبه می‌گویند. به عبارت دیگر لیزر باعث ایجاد موج الکترونی می‌شود که باعث گیراندازی الکترون‌ها در آن می‌شود. در واقع زمانیکه الکترون‌ها به اندازه کافی محکم رانده می‌شوند، امواج پلاسما شکسته شده و جمعیت زیادی از الکترون‌های پس زمینه را که از حرکت آنها پشتیبانی می‌کنند، به دام می‌افتند. سرعت فاز موج پلاسما و آستانه میدان الکتریکی مورد نیاز برای شکستن موج پلاسمایی در بسیاری از مطالعات مربوط به برهمکنش لیزر و پلاسما از اهمیت اساسی برخوردار است [۴ و ۵]. در این مقاله نشان داده می‌شود که با در نظر گرفتن یونیزاسیون میدانی در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هیدروژن، آستانه میدان الکتریکی مورد نیاز برای شکسته شدن موج عقبه به شدت پایین می‌آید. که این مساله می‌تواند به دلیل نوسانات چگالی و ایجاد پلاسمای غیرهمگن در اثر یونیزاسیون میدانی اتم‌های هیدروژن باشد.

۲- یونیزاسیون میدانی

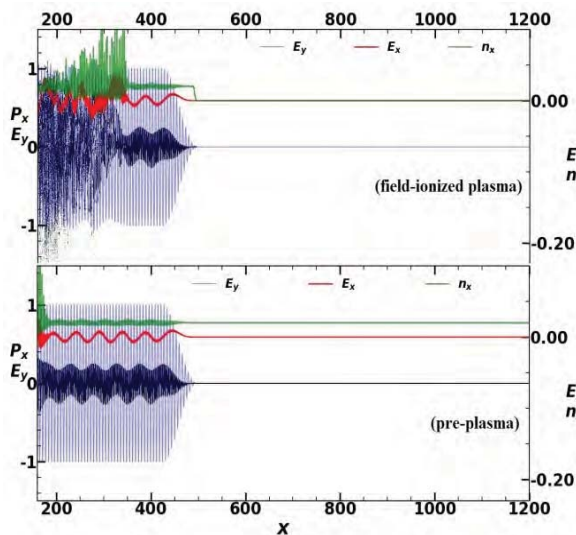
امروزه از پالس‌های پرشدت لیزری برای کاربردهای مختلف انتشار پالس لیزر در گاز، استفاده می‌شود. سازوکار

واقعی یونیزاسیون با پارامتر کلیدش $\gamma = \omega_L \sqrt{2I_p} / E$ (I_p) ، ω_L و E به ترتیب، پتانسیل یونیزاسیون اتمی، فرکانس و دامنه میدان لیزر می‌باشند) تعیین می‌گردد [۶]. هنگامیکه $\gamma \ll 1$ ، یونیزاسیون از نوع میدان اپتیکی (OFI) می‌باشد. این یونیزاسیون میدان اپتیکی می‌تواند در دو سازوکار مختلف یونیزاسیون حذف سد (BSI) و یونیزاسیون تونل‌زنی (TI) رخ دهد [۶]. در توضیح این نوع یونیزاسیون باید گفت الکترون در داخل چاه پتانسیل اتمی غیر اختلالی و بر روی سطح انرژی I_p قرار می‌گیرد. با توجه به این که فرکانس گذار اتمی، بسیار کمتر از فرکانس لیزر است، میدان الکتریکی لیزر، به طور معمول ثابت در نظر گرفته می‌شود. میدان لیزر اعمالی، پتانسیل اتمی چاه را از شکل طبیعی خارج کرده و سد پتانسیلی که الکترون در اتم یا یون می‌بیند، را پایین می‌آورد. در نتیجه الکترون از ساختار اتمی خارج می‌شود. وقتی میدان به اندازه کافی قوی باشد، سد پتانسیل زیر سطح انرژی الکترون قرار گرفته و الکترون را آزاد می‌کند. در شرایط یکه افت سد پتانسیل کولنی امکانپذیر نباشد، برای آزاد کردن الکترون، احتمال تونل‌زنی کوانتومی وجود دارد. این فرآیند تونل‌زنی یونیزاسیون نامیده می‌شود. نظریه ای که امروزه از آن استفاده می‌شود بر اساس کار آموسوسف، دلونوکریف می‌باشد که به عنوان نظریه که به عنوان نظریه ADK شناخته می‌شوند [۷].

۳- شبیه‌سازی مساله و نتایج آن

برای جلوگیری از تکرار شدن پارامترهای شبیه‌سازی در تمام این بخش، این پارامترها قبل از ارائه نتایج شبیه‌سازی بیان می‌شوند. شبیه‌سازی‌ها با استفاده از کد شبیه‌سازی اسماییلی [۸] که تک بعدی در مکان و سه بعدی در سرعت می‌باشد، انجام شده است. در شبیه‌سازی‌های انجام شده، پالس لیزر دارای طول موج $\lambda = 1 \mu m$ و دامنه میدان

یابد، شکستن موج می‌تواند در سطح پایین تر از آستانه میدان لازم برای شکست موج که در رابطه (۲) معرفی شده است رخ دهد. در بسیاری از مطالعات مربوط به برهم کنش پالس قوی لیزر با پلاسما، به دلیل اینکه در ابتدای پالس لیزر قبل از رسیدن بخش اصلی پالس، یونیزاسیون اتفاق می‌افتد، مرحله یونیزاسیون و تشکیل پلاسما در نظر گرفته نمی‌شود. در حالی که در این بررسی‌ها، نشان داده شده است که اثرات پیش پالس و انرژی که صرف یونیزاسیون میدانی می‌شود، نیز می‌تواند بر روی شدت انتشار پالس اصلی، تاثیرگذار باشد. بنابراین برای مشخص شدن اثر یونیزاسیون و نوسانات چگالی، بر روی شکست موج عقبه پلاسمایی تشکیل شده، نمودارهای مربوط به تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها برای پالس [۴۰، ۲۲۰، ۴۰] در شکل ۱ و ۲ به ترتیب برای زمان انتشار (الف) ۱۸۰ فمتو ثانیه و (ب) ۵۵۰ فمتو ثانیه رسم شده‌اند. نکته قابل توجهی که از شکل ۱ مشاهده می‌شود، شکستن سریع موج پلاسما در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون در



شکل ۱: تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها در زمان ۱۸۰ فمتو ثانیه

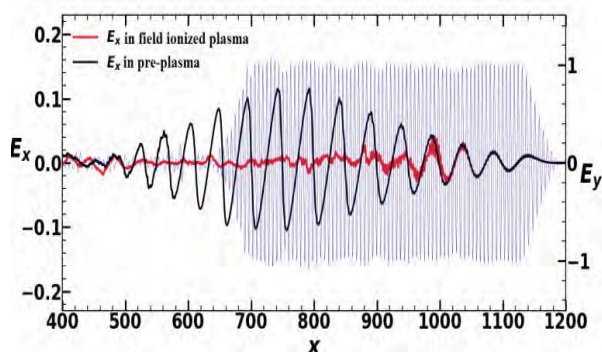
الکتریکی بی‌بعد شده $a_0 = 1$ است که $10^{18} \times 1.37 / I \lambda_{\mu}^2 \square a_0^2$ می‌باشد. برای تمامی نتایج شبیه‌سازی، پلاسما با پروفایل اولیه پله‌ای و چگالی $n = 0.02 n_{cr}$ در محدوده $x = [85 - 220] \mu m$ در نظر گرفته شده است. برای داشتن وضوح و دقت قابل قبول در شبیه‌سازی، در هر طول موج لیزر، ۲۷۰۰۰ سلول شبیه‌سازی که داخل هرکدام ۴۸ ابر ذره وجود دارد قرار دارد. طول مکانی هر سلول شبیه‌سازی در حدود $DX / \lambda_D \approx 0.01$ می‌باشد. شکل پالس لیزر به صورت دوزنقه‌ای بوده که تابعیت سینوسی دارد. در واقع پالس از سه قسمت خیزش، مسطح و نزول تشکیل شده است. برای شرایط $a_0 \ll 1$ ، شرط رخ دادن شکست موج، برابر بودن سرعت فاز موج با سرعت گروه پالس است. در رژیم غیرخطی، رابطه زیر برای انتشار پالس لیزر در یک پلاسمای یکنواخت و کم چگال (چگالی‌های کمتر از چگالی بحرانی) در نظر گرفته شده است [۹].

$$v_{ph}|_{wake} \square v_{gr}|_{pulse} = c(1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2)^{1/2} = c(1 - n_0 / n_{cr})^{1/2} \quad (1)$$

در واقع هر وقت شرایط بالا مهیا شود موج پلاسمایی می‌شکند. در این صورت مقدار میدان الکتریکی موج پلاسمایی به عنوان آستانه مورد نیاز برای شکست موج معرفی می‌شود. مقدار این آستانه

$$E_{wb} = \sqrt{2} (\gamma_{ph} - 1)^{1/2} E_0 \quad (2)$$

می‌باشد که در آن $\gamma_{ph} = (1 - (v_{ph} / c)^2)^{-1/2}$ است [۱۰]. البته در رژیم غیرخطی، شرودر و همکارانش نشان داده‌اند که رابطه (۲)، رابطه تقریباً ضعیفی است [۱۱]. آنها دریافته‌اند که سرعت فاز موج پلاسمای غیرخطی تحت تأثیر عوامل مختلف تکامل پالس مانند کاهش پالس، شیب دار شدن پالس و تغییر مکان قرمز پالس است. بنابراین از آنجا که سرعت فاز توسط اثرات تکامل پالس کاهش می‌-

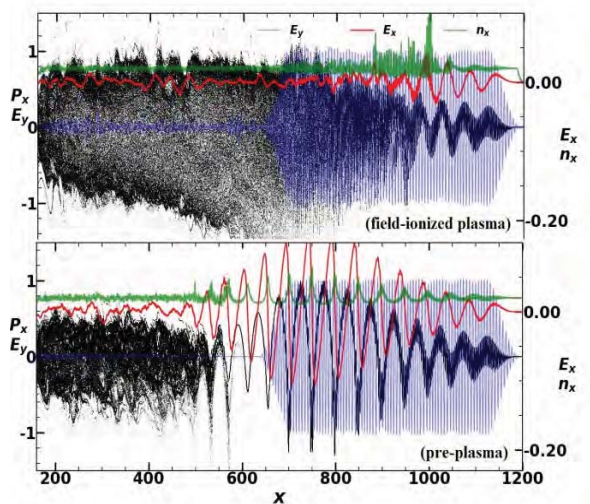


شکل ۳: نمودار میدان الکتریکی موج عقبه تشکیل شده در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون و پلاسمای پیش فرض در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه

که در پلاسمای پیش فرض نیز شکست موج رخ داده است. تفاوت بین سازوکارهای رخ داده در این دو محیط در این دو شکل کاملاً مشهود است. برای مشاهده اختلاف بین موج پلاسمایی تشکیل شده در این دو محیط در شکل ۳، میدان الکتریکی برای پلاسمای حاصل از یونیزاسیون و پلاسمای پیش فرض برای داده های شکل ۲ نشان داده شده است.

۴- مرجع ها

- [1] S. Zhang and S. X. Hu, Phys. Rev. Lett. **125**, 105001 (2020).
- [2] L. A. Gizzi, et al., Phys. Rev. Research **2**, 033451 (2020).
- [3] R. Royle, Y. Sentoku, R. C. Mancini, I. Paraschiv and T. Johzaki, Phys. Rev. E **95**, 063203 (2017).
- [4] A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **30**, 915 (1956).
- [5] C. D. Decker and W. B. Mori, Phys. Rev. Lett. **72**, 490 (1994).
- [6] D. Baue, Physical Review A **55**, 2180(1997).
- [7] M. V. Ammosov, N. S. Delone, and V. P. Kraino, Soviet Physics JETP **64**, 1191 (1987).
- [8] J. Derouillat, et al. Comput. Phys. Commun. **222**, 351 (2018).
- [9] E. Esarey and M. Pilloff, Phys. Plasmas **2**, 1432 (1995).
- [10] C. B. Schroeder, E. Esarey and B. A. Shadwick, Phys. Rev. E **72**, R055401 (2005).
- [11] C. B. Schroeder, C. Benedetti, E. Esarey and W. P. Leemans, Phys. Rev. Lett. **106**, 135002 (2011).
- [12] S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro and J. Sakai, Phys. Rev. E **58**, R5257 (1998).



شکل ۲: تکانه الکترون ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون ها در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه

مقایسه با پلاسمای پیش فرض است. در زمان ۱۸۰ فمتو ثانیه شاهد شکست موج و به هم ریختگی فضای فاز در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون می باشیم در حالیکه در پلاسمای پیش فرض در این زمان اتفاق خاصی رخ نداده است. این مساله می تواند به دلیل کاهش سرعت فاز موج پلاسمایی در این شرایط باشد. در پلاسمای ناهمگن (این پلاسمادر اینجا به دلیل یونیزاسیون تشکیل می شود) عدد موج لانگمیر از طریق رابطه $\partial_x k = -\partial_x \omega$ به زمان بستگی دارد [۱۲]. در نتیجه، طول موج لانگمیر نسبتی به زمان بستگی دارد و زمانیکه از مرتبه دامنه سرعت الکترون ها شود، شروع به شکستن می کند. حتی اگر دامنه موج اولیه، زیر آستانه شکست موج معرفی شده در رابطه (۲) باشد. این سازوکار، به عنوان شکست غیر خطی موج پلاسمایی نامیده می شود. به عبارت دیگر می توان گفت با توجه به یونیزاسیون میدانی گاز هیدروژن، فاکتورهای تکاملی پالس نقشی اساسی در کاهش سرعت فاز موج و ایجاد شکست سریع دارند که این مساله در توافق کامل با نتایج پیشین بدست آمده می باشد [۱۱]. با افزایش زمان انتشار پالس لیزر به ۵۵۰ فمتو ثانیه، مشاهده می شود