بررسی تشکیل موج عقبه در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با گاز

الناز خلیل‌زاده، محمد جعفر جعفری^{*}، زهره دهقانی، سمیه رضائی

پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۱۴۳۹۹-۵۱۱۱۳، تهران-ایران

*Email: mhjafari@aeoi.org.ir

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۹/۲/۹ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۹/۴/۲۵

چکیده

در این پژوهش، شکل‌گیری موج عقبه در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با گاز با استفاده از نتایج کد شبیه‌سازی PIC به‌همراه یونیزاسیون بررسی شده و نتایج با حالتی که پالس لیزر در پلاسمای پیش‌فرض منتشر می‌شود، مقایسه شده است. نتایج نشان می‌دهند که برخلاف نتایج قبلی که به دلیل ایجاد نوسانات چگالی هنگام یونیزاسیون، به راه‌اندازی قوی ناپایداری رامان رو به جلو و به دنبال آن به مدوله شدن قوی پالس لیزر اشاره کرده بودند، اندازه میدان عقبه تولیدی در حالت انتشار پالس لیزر در گاز نسبت به پلاسما، به شدت به شیب پالس لیزر وابسته است. علاوه بر آن برای پالس‌هایی با شیب تند، این دو مقدار تقریباً یکسان هستند. این در حالی است که برای پالس‌هایی با شیب ملایم‌تر، میدان عقبه در پلاسما دارای مقادیر بزرگ‌تری بوده و برای پالس‌های با شیب کم‌تر، دامنه میدان عقبه در گاز بزرگ‌تر می‌باشد.

کلیدواژه‌ها: موج عقبه، برهم‌کنش لیزر پلاسما، زمان خیزش پالس لیزر، ناپایداری رامان

Investigation of the wakefield generation in the interaction of the intense laser pulse with gas

E. Khalilzadeh, M.J. Jafari*, Z. Dehghany, S. Rezaei

Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOL, P.O. Box: 14399-51113, Tehran, Iran

Research Article

Received 28.4.2020, Accepted 15.7.2020

Abstract

In the present work, the formation of the wakefield during the interaction of intense laser pulse with a gas medium has been investigated by using PIC simulation code, including the ionization process. The results have been compared with those corresponding to the case of the pre-formed plasma medium. Although in previously published works, the strong launch of forwarding Raman's instability was shown to be as a result of plasma density fluctuations during ionization and the subsequent strong laser pulse modulation, our results indicate that the wakefield amplitude in gas in comparison with plasma considerably depends on the laser pulse shape. For laser pulse with a high slope, the amplitude of the wake electric field is quite the same in gas and plasma mediums. However, as the slope of the laser pulse decreases (soft slope), the wakefield is generated with a larger amplitude in the plasma. A further decrease in the laser pulse slope leads to a larger wake electric field in gas than in a plasma environment.

Keywords: Wake field, Laser-plasma interaction, Pulse rise time, Raman instability

۱. مقدمه

پیشرفت‌های زیادی که در یک دهه گذشته در زمینه ساخت پالس‌های لیزری فمتوثانیه صورت گرفته است، باعث شده انتشار این پالس‌ها در گازها، کاربردهای مختلفی در بسیاری از حوزه‌ها از جمله، کانال لیزر پلاسما [۱]، تولید هارمونیک [۲]، لیزرهای پرتو ایکس [۳]، گداخت لیزری [۴-۵] و شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی [۶] داشته باشد. یکی از چندین روشی که برای شتاب‌دهی به ذرات استفاده می‌شود، شتاب‌دهی با استفاده از میدان عقبه لیزر در اثر خود مدوله شدن پالس لیزر^۱ (SM-LWFA) است که در آن، پالس لیزر طولانی (در مقایسه با طول موج پلاسما) مدوله شده و موج پلاسما با دامنه بزرگ (میدان عقبه) و با سرعت فاز نزدیک به سرعت نور تولید می‌کند [۷-۸]. این پالس می‌تواند برای سرعت دادن به ذرات باردار تا انرژی‌های بالا مورد استفاده قرار گیرد. با انتشار پالس لیزر در گاز، میدان‌های پالس می‌توانند از طریق تونل‌زنی کوانتومی الکترون‌ها، اتم‌های خنثی را یونیزه کنند، که این امر باعث تغییر کامل دینامیک میدان عقبه پلاسما خواهد شد.

در بسیاری از مطالعات مربوط به برهم‌کنش پالس قوی لیزر (پالس‌های کوتاه نانو و پیکوثانیه) با پلاسما، به دلیل این که در ابتدای پالس لیزر^۲ و قبل از رسیدن بخش اصلی پالس^۳ یونیزاسیون اتفاق می‌افتد، مرحله یونیزاسیون و تشکیل پلاسما به واسطه برخورد لیزر با ماده جامد یا گاز در نظر گرفته نمی‌شود [۹]. در حالی که در این بررسی‌ها، نشان داده شده است که اثرات پیش پالس و انرژی که صرف یونیزاسیون میدانی^۴ می‌شود نیز می‌تواند بر روی شدت انتشار پالس اصلی تأثیرگذار باشد.

ویژگی میدان‌های عقبه، که توسط پالس‌های لیزر در پلاسماهای یونیزه شده با میدان لیزر تولید شده‌اند، به صورت تحلیلی و عددی در پژوهش‌های قبلی مورد بررسی قرار گرفته است [۱۰-۱۴]. در یکی از این مطالعات، موری^۵ و کاتسولاس^۶ نشان دادند که هنگام انتشار پالس لیزر در گاز، به دلیل یونیزاسیون، ویژگی دی‌الکتریک محیط ثابت نبوده و به زمان وابسته است [۱۰]. در این حالت در جبهه یونیزاسیون نیرویی بر روی محیط اعمال می‌شود که باعث برانگیختگی میدان عقبه قوی‌تر شده و می‌تواند باعث رشد ناپایداری رامن رو به جلو گردد. اندریو و همکاران نیز با کمک مدل‌های تحلیلی و

شبیه‌سازی عددی یک‌بعدی نتیجه گرفتند که وقتی لیزر محیط گازی را یونیزه می‌کند، نیروی پاندرماتیو^۷ و میدان عقبه طولی در این محیط، بسیار قوی‌تر از نیروهای موجود در پلاسما از پیش آماده شده می‌باشند [۱۱]. علاوه بر این پژوهش‌ها، تحریک امواج پلاسما به دلیل نیروی پاندرماتیو ناشی از وابستگی به زمان خاصیت دی‌الکتریک محیط و نیروی ناشی از ایجاد شیب تند در شدت پالس توسط گوردون مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که این امواج پلاسما سازوکار مهمی برای شروع^۸ پراکندگی رامن رو به جلو، حتی در رژیم‌هایی که جبهه یونیزاسیون در ابتدای پالس ظاهر می‌شود، به شمار می‌آیند [۱۲]. در پژوهشی دیگر، با استفاده از شبیه‌سازی‌های سه‌بعدی با لیزر CO₂، نقش یونیزاسیون در ویژگی‌های میدان‌های عقبه القایی مورد بررسی قرار گرفت که با در نظر گرفتن یونیزاسیون، دامنه میدان عقبه در حدود ۵۰٪ بالاتر از زمانی که پلاسما در نظر گرفته می‌شود، به دست می‌آید [۱۳].

زمانی که شدت پالس لیزر بزرگ باشد (در محدوده نسبیتی)، میدان عقبه برای شتاب‌گیری الکترون‌ها اهمیت خاص دارد. در محدوده غیرنسبیتی با استفاده از معادلات سیالی می‌توان میدان عقبه را مورد مطالعه قرار داد. ولی در محدوده نسبیتی، معادلات سیالی تحت شرایط خاص (با در نظر گرفتن فرض‌های اساسی که از دقت نتایج به دست آمده می‌کاهد) استفاده می‌شوند. امروزه با توجه به غیرخطی بودن برهم‌کنش پلاسما با لیزرهای کوتاه و پرشدت، استفاده از کدهای PIC روش مطالعه دقیق بر روی پلاسماست.

در این مقاله تلاش شده است با استفاده از نتایج کد شبیه‌سازی PIC، که شامل یونیزاسیون میدانی نیز می‌شود، میدان عقبه تولید شده هنگام انتشار پالس لیزر درون هیدروژن گازی بررسی شده و با حالت انتشار پالس لیزر در پلاسما زیرچگال مقایسه گردد. برای این منظور ۴ پالس لیزر به طول ۳۰۰ فمتوثانیه، و با چهار زمان خیزش متفاوت ۳۰، ۴۵، ۶۰ و ۷۵ فمتوثانیه به صورت نمونه انتخاب شده‌اند. میدان الکتريکی بی‌بعد پالس لیزر $a=1$ (معادل با شدت لیزری حدود $I \sim 10^{18} \text{ W/cm}^2$) بوده و چگالی گاز $n = 0.1 n_{cr}$ (که در آن n_{cr} چگالی بحرانی است) می‌باشد. چگالی بحرانی برای طول موج یک میکرومتر استفاده شده در این مسئله معادل $1.1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ است که در نتیجه محدوده چگالی استفاده شده در این کار حدود $1.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ و در ناحیه زیر چگال

1. Self-Modulated Laser Wake Field Accelerator
2. Pre-Pulse
3. Main Pulse
4. Field- Ionization
5. Mori
6. Katsouleas

7. Ponderomotive

8. Seeding

بخش استفاده خواهد شد) می‌باشند. هنگامی که مقدار پارامتر کلدیش بزرگ باشد، $\gamma \gg 1$ ، سازوکار یونیزاسیونی که بر فرایند چیره است، یونیزاسیون چند فوتونی و برای $\gamma < 1$ ، یونیزاسیون میدان اپتیکی^۱ (OFI) می‌باشد. یونیزاسیون میدان اپتیکی می‌تواند در دو سازوکار مختلف یونیزاسیون حذف سد^۲ (BSI) و یونیزاسیون تونل زنی^۳ (TI) رخ دهد [۱۶]. در توضیح این نوع یونیزاسیون باید گفت الکترون در داخل چاه پتانسیل اتمی غیراختلالی 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 به‌طور معمول ثابت می‌ماند. 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 و 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 شرایطی که افت سد پتانسیل کولنی امکان‌پذیر نباشد، برای آزاد کردن الکترون، احتمال تونل‌زنی کوانتومی وجود دارد. این فرایند تونل‌زنی یونیزاسیون نامیده می‌شود. اگرچه تاکنون بررسی‌های مختلفی برای محاسبه احتمال یونیزاسیون انجام شده است [۱۷-۲۰]، اما تئوری که به‌صورت تجربی و به‌صورت گسترده مورد بررسی قرار گرفته به نظریه ADK^۴، که نام آن از سر حروف اول پدیدآورندگان ساخته شده، معروف است [۲۰]. با در نظر گرفتن میدان خارجی به فرم

$$E = E_0 \cos(\omega t) \hat{y} \quad (3)$$

احتمال تونل‌زنی الکترونی که در پتانسیل کولنی مجموعه‌ای از اتم/یون، با مدل ADK داده می‌شود، به شرح زیر است:

$$W = C_{n^*l}^* f(l, m) I_p \left(\frac{\gamma E}{\pi (\gamma I_p)^{\gamma/2}} \right)^{\gamma/2} \left[\frac{\gamma}{E} (\gamma I_p)^{\gamma/2} \right]^{\gamma n^* - |m| - 1} \exp \left(-\frac{\gamma}{\gamma E} (\gamma I_p)^{\gamma/2} \right) \\ f(l, m) = \frac{(\gamma l + 1)(l + |m|)!}{\gamma^{|m|} (|m|)! (l - |m|)!} \\ C_{n^*l}^* = \left(\frac{\gamma e}{n^*} \right)^{n^*} \frac{1}{(\gamma \pi n^*)^{\gamma/2}} \quad (4)$$

می‌باشد. نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهد برخلاف مطالعات پیشین [۱۰-۱۳]، که در آن‌ها به دلیل نوسانات چگالی در اثر یونیزاسیون به قوی‌تر شدن ناپایداری رامان رو به جلو و افزایش دامنه میدان عقبه اشاره شده است، اندازه میدان عقبه تولید شده به‌شدت به میزان شیب پالس لیزر بستگی دارد. به‌طوری‌که برای شیب‌های تند (در این جا ۳۰ فمتو ثانیه)، دامنه میدان عقبه تولید شده در حالت انتشار پالس لیزر در گاز و پلاسما تقریباً یکسان هستند. این در حالی است که برای شیب ملایم‌تر (با زمان خیزش ۴۵ فمتو ثانیه)، دامنه میدان عقبه تولید شده در حالت پلاسما بزرگ‌تر می‌باشد. تنها برای شیب‌های طولانی‌تر ۶۰ و ۷۵ فمتو ثانیه، دامنه میدان عقبه تولید شده در حالت گاز بزرگ‌تر از پلاسما است.

در مقاله حاضر، بعد از بیان مقدمه و مروری بر کارهای انجام شده در بخش اول، تئوری یونیزاسیون میدانی در بخش دوم بیان شده است. در بخش سوم نتایج شبیه‌سازی و بحث درباره آن‌ها، انجام شده است. در نهایت، نتیجه‌گیری نهایی مقاله در بخش ۴ آورده شده است.

۲. تئوری یونیزاسیون مسئله

امروزه از پالس‌های لیزری قوی برای کاربردهای متنوع انتشار پالس لیزر در گاز استفاده می‌شود. میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی این پالس‌ها، بزرگ هستند. مرتبه شدت این پالس‌ها، به‌روشنی قابل مقایسه با قدرت‌های میدان اتمی داخلی است. برای اولین مدار بور اتم هیدروژن، شدت پالس را می‌توان به‌صورت زیر تخمین زد [۱۵]:

$$I_{atomic} = \frac{c E_a^2}{4\pi} \approx 3.4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2 \quad (1)$$

که در آن E_a میدان اتمی است. این شدت به‌عنوان آستانه یونیزاسیون در نظر گرفته می‌شود، و هر لیزر با شدت $I > I_a$ می‌تواند اتم‌ها را فوراً یونیزه کند. به‌طور دقیق‌تر، سازوکار یونیزاسیون به شدت وابسته است. سازوکار واقعی یونیزاسیون با پارامتر γ ، که پارامتر کلدیش نامیده می‌شود، تعیین می‌گردد [۱۷]:

$$\gamma = \frac{\omega_L \sqrt{\gamma I_p}}{E}, \quad (2)$$

که در آن ω_L ، I_p و E به ترتیب پتانسیل یونیزاسیون اتمی، فرکانس و دامنه میدان لیزر (واحدهای اتمی در سراسر این

1. Optical Field Ionization

2. Barrier Suppression Ionization

3. Tunneling Ionization

4. Ammosov, Delone and Krainov

در شبیه‌سازی‌های انجام شده، پالس لیزر دارای طول موج $\lambda = 1 \mu\text{m}$ و دامنه میدان الکتریکی بی‌بعد شده $a_0 = 1$ است، که $a_0^2 \approx I \lambda_\mu^2 / 1.37 \times 10^{18}$ می‌باشد. برای تمامی نتایج شبیه‌سازی، پلاسما با پروفایل اولیه پله‌ای و چگالی $n = 0.1 n_{cr}$ در محدوده $x = [200 - 1400] \mu\text{m}$ در نظر گرفته شده است. برای دستیابی به وضوح و دقت قابل قبول در شبیه‌سازی، در هر طول موج لیزر، ۲۷۰۰۰ سلول شبیه‌سازی، که داخل هر کدام ۴۸ ابر ذره وجود دارد، قرار دارد. طول مکانی هر سلول شبیه‌سازی در حدود $0.1 \lambda_D / DX$ 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. این پالس‌ها به گونه‌ای انتخاب شده‌اند که طول آن‌ها بزرگ‌تر از طول موج پلاسما تشکیل شده باشد تا بتوانند نوسانات کامل پلاسما را تحت پوشش قرار دهند. در تمام این کار، مقادیر، موقعیت (x) ، اندازه حرکت‌های طولی (P_x) ، میدان الکتریکی طولی (E_x) و پتانسیل برداری عرضی (a_y) به ترتیب به $\lambda m_e c$ ، $\omega_e m_e c / q_e$ ، $q_e / m_e c^2$ و $m_e c^2$ نرمالیزه می‌شوند (q_e) و ω_e به ترتیب نماد بار الکترونی و فرکانس لیزر می‌باشند).

برای نشان دادن چگونگی تشکیل میدان عقبه، چهار پالس با طول ۳۰۰ فمتوثانیه و زمان‌های خیزش متفاوت انتخاب می‌گردند. نتایج شبیه‌سازی در شکل‌های ۲ تا ۵ به ترتیب برای پالس‌های (۳۰، ۲۴۰، ۳۰، ۴۵)، فمتوثانیه، (۴۵، ۲۱۰، ۴۵) فمتوثانیه، (۶۰، ۱۸۰، ۶۰) فمتوثانیه و (۷۵، ۱۵۰، ۷۵) فمتوثانیه، در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه نشان داده شده است. هر شکل از سه منحنی تشکیل شده است: منحنی (الف) اندازه حرکت (P_x) و میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_x) در گاز، منحنی (ب) اندازه حرکت (P_x) و میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_y) در پلاسما و منحنی (ج)، میدان عقبه تولید شده در گاز و پلاسما را نشان می‌دهند. همان‌طور که پیش از این نیز اشاره شد، میدان الکتریکی استفاده شده در کد، به کمیت $\omega_e m_e c / q_e$ بهنجار شده که معادل $3.214 \times 10^2 \text{ GV/m}$ است. در نتیجه با توجه به مقادیر میدان الکتریکی طولی در نمودار، میدان عقبه تولید شده از مرتبه چند ده گیگا ولت بر متر می‌باشد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، اگرچه طول پالس لیزر (۳۰۰ فمتوثانیه) و دیگر پارامترهای پلاسما و پالس لیزر برای هر چهار حالت یکسان است، اما ویژگی‌های میدان‌های عقبه تولیدی در گاز و پلاسما متفاوت می‌باشند. در توصیف نتایج به دست آمده، باید به این نکته نیز توجه داشت که

در این روابط، n^* عدد کوانتومی اصلی مؤثر است و m و e به ترتیب عددهای کوانتومی مداری، مغناطیسی و عدد اوپلر می‌باشند.

۳. شبیه‌سازی مسئله و بررسی نتایج به دست آمده

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^۱ [۲۱] که تک‌بعدی در مکان و سه‌بعدی در سرعت می‌باشد، انجام شده است. در ادامه، معادلات اصلی و حاکم در روش شبیه‌سازی PIC بیان شده است. همان‌طور که در شکل ۱ مشخص است، محاسبات در این کد در ۴ مرحله انجام می‌شود: (۱) انتگرال‌گیری از معادله حرکت $d\vec{v}/dt = q/m(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ که در آن $\vec{v}$ سرعت، و $\vec{E}$ و $\vec{B}$ به ترتیب میدان الکتریکی و میدان مغناطیسی موجود در پلاسما، q و m به ترتیب جرم و بار ذرات می‌باشد.

(۲) درونیابی بار و جریان در نقاط شبکه

(۳) محاسبه میدان‌ها در نقاط شبکه با استفاده از معادلات ماکسول زیر:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \epsilon \pi \vec{j} - c \vec{\nabla} \times \vec{B} \\ \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= c \vec{\nabla} \times \vec{E} \end{aligned} \quad (5)$$

(۴) درونیابی میدان‌ها در مکان ذرات

در هر بازه زمانی انتخاب شده، این فرایند و حلقه ادامه می‌یابد.

شکل ۱. مراحل محاسباتی کد PIC.

شکل ۳. (الف) منحنی بالا: اندازه حرکت (P_x)، منحنی پایین: میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_x) در گاز، (ب) منحنی بالا: اندازه حرکت (P_x)، منحنی پایین: میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_x) در پلاسما و (ج) میدان عقبه تولید شده در گاز و پلاسما برای پالس لیزر (۴۵، ۲۱۰، ۴۵) فمتوثانیه در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه.

از سوی دیگر دو سازوکار مختلف، که در آن‌ها یونیزاسیون باعث نوسان چگالی می‌شود نیز وجود دارد: اول تولید نیروی پاندرموتیو به دلیل وابسته به زمان بودن خاصیت دی‌الکتریک محیط (به‌هنگام یونیزاسیون به دلیل تغییر چگالی، خاصیت دی‌الکتریک محیط ثابت نمی‌باشد) و دوم نیروی ناشی از تغییرات شیب^۲ در اثر یونیزاسیون است. به عبارت دیگر پلاسما به عنوان محیط پاشنده عمل می‌کند. در واقع با توجه به تک بعدی در نظر گرفتن مسئله، تمام اتفاقات مهم در این پژوهش ناشی از تولید تابش رامان (که دقیقاً به دلیل پاشنده

زمانی که مسئله انتشار پالس لیزر به صورت یک بعدی در نظر گرفته می‌شود و از پدیده‌هایی چون خود تمرکزی^۱ و رشته رشته شدن صرف نظر می‌گردد، ناپایداری رامان رو به جلو نقش اساسی در خودمدوله شدن پالس لیزر و تشکیل موج پلاسمایی با دامنه بلند دارد [۲۲، ۲۳]. از طرفی میزان افزایش میدان عقبه، تکامل و تغییر در پالس لیزر شدیداً به منشأ نویزی که باعث راه اندازی ناپایداری رامان می‌شود، بستگی دارد. ناپایداری‌های پارامتری، از جمله رامان، معمولاً در اثر نوسانات در پوش لیزر و چگالی ایجاد می‌گردند [۱۲].

شکل ۲. (الف) منحنی بالا: اندازه حرکت (P_x)، منحنی پایین: میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_x) در گاز، (ب) منحنی بالا: اندازه حرکت (P_x)، منحنی پایین: میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_x) در پلاسما و (ج) میدان عقبه تولید شده در گاز و پلاسما برای پالس لیزر (۳۰، ۲۴۰، ۳۰) فمتوثانیه در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه.

2. Steepening

Journal of Nuclear Science and Technology

Vol. 98, No 1, 2022, P 97-104

1. Self-Focusing

مجله علوم و فنون هسته‌ای

جلد ۹۸، شماره ۴، زمستان ۱۴۰۰، ص ۹۷-۱۰۴

عقب افزایش یافته و معیار مندونکا [۲۶] در زمان کوتاه‌تری برآورده می‌شود. همان‌طور که در شکل ۵ د نیز مشهود است، سازوکار مشابهی برای پالس لیزر با زمان خیزش ۷۵ فمتوثانیه به‌وجود آمده است. با توجه به ملاحظات فوق، می‌توان نتیجه گرفت که نمی‌توان در مورد مقدار میدان عقبه تولیدی در دو حالت انتشار پالس لیزر در گاز و پلاسما نتیجه یکسانی گرفت. برخلاف کارهای قبلی منتشر شده در این زمینه [۱۰-۱۳]، که به‌دلیل وجود نوسانات چگالی، راه‌اندازی قوی‌تر ناپایداری رامان، مدوله‌شدن قوی‌تر پالس لیزر و تولید میدان عقبه قوی‌تر را پیش‌بینی کرده بودند، نتایج نشان داد مقایسه بین این دو به‌شدت به شکل پالس لیزر و میزان شیب آن بستگی دارد.

شکل ۴. (الف) منحنی بالا: اندازه حرکت (P_x)، منحنی پایین: میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_x) در گاز، (ب) منحنی بالا: اندازه حرکت (P_x)، منحنی پایین: میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_x) در پلاسما و (ج) میدان عقبه تولید شده در گاز و پلاسما برای پالس لیزر (۶۰، ۱۸۰، ۶۰) فمتوثانیه در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه.

بودن محیط پلاسما رخ می‌دهد) است که در تغییر شکل پالس تولید میدان عقبه نقش اساسی دارد. همان‌طور که در شکل ۲ نشان داده شده است، برای پالس لیزر با خیزش ۳۰ فمتوثانیه، رفتار پلاسما و گاز تقریباً یکسان هستند. این بدان معنا است که یونیزاسیون نقش مهمی در مدولاسیون پالس لیزر در این زمان خیزش بازی نمی‌کند و نیروی پاندرماتیو ناشی از گرادیان شدت عامل اصلی در راه‌اندازی ناپایداری رامان و تولید میدان عقبه است. به عبارت دیگر با توجه به افزایش سریع شدت پالس لیزر به‌دلیل زمان خیزش کم، نوسانات چگالی شدیدی ایجاد نمی‌شود که تأثیر شدیدی در تولید تابش رامان رو به جلو داشته باشد. با این حال با افزایش زمان خیزش پالس لیزر تا ۴۵ فمتوثانیه، نتایج برای دامنه میدان عقبه تولیدی کاملاً متفاوت بوده و در دو حالت گاز و پلاسما نتایج کاملاً متفاوتی مشاهده می‌شود. چنان‌که در شکل ۳ ج گزارش شده است، در این حالت بیشینه میدان عقبه تولیدی در حالت پلاسما بیش‌تر است. نکته جالب توجه، شکست سریع موج پلاسمایی است که در شکل ۳ الف نیز کاملاً مشهود بوده و می‌تواند ناشی از کاهش سرعت فاز باشد. سرعت فاز با رابطه $v_{\phi} = c / \eta_r$ داده می‌شود که در آن c و η_r به ترتیب سرعت نور و ضریب شکست محیط هستند [۱۳]. مقدار ضریب شکست در حالت یونیزاسیون، به‌دلیل نوسانات چگالی، بیش‌تر است. همین امر باعث کاهش سرعت فاز در حالت انتشار پالس لیزر در گاز نسبت به پلاسما شده و شکست سریع‌تر موج را به‌همراه دارد چرا که سرعت الکترون‌ها، در زمان کوتاه‌تری به سرعت فاز پالس لیزر می‌رسد.

در شکل ۴ نتایج شبیه‌سازی برای پالس لیزر با زمان خیزش ۶۰ فمتوثانیه گزارش شده است. با توجه به این سه شکل، رفتارهای میدان‌ها و فضای فاز برای حالت گاز و پلاسما متفاوت می‌باشند. بیشینه میدان عقبه تولیدی در حالت انتشار پالس لیزر در گاز، بزرگ‌تر از بیشینه میدان عقبه تولیدی در حالت انتشار پالس، در پلاسما است. در دو شکل ۴ الف و ۴ ب، هم در پلاسما و هم در گاز، الگوی آشوب و به‌هم‌ریختگی در فضای فاز قابل مشاهده می‌باشد. در واقع بر اساس یافته‌های قبلی [۲۳-۲۵]، در این حالت تابش پراکندگی رامان رو به عقب در زمان‌های اولیه، می‌تواند شرایط مندونکا^۱ برای رخ دادن آشوب را فراهم کند (تحت شرایط مندونکا، اگر دامنه پتانسیل‌های برداری نرمالیزه شده برای دو موج در حال انتشار در جهت‌های مخالف، رابطه $a_1 a_2 \geq 1/16$ را برآورده کنند، آشفتگی رخ می‌دهد). نکته قابل‌توجه این است که با درنظر گرفتن یونیزاسیون، سازوکار تصادفی می‌تواند سریع‌تر شروع شود. به‌نظر می‌رسد که با توجه به نوسانات چگالی، پراکندگی رامان رو به

شکل ۶. چگالی الکترون ها در زمان ۷۰۰ فمتوثانیه برای (الف) پالس (۳۰، ۲۴۰، ۳۰)، (ب) پالس (۴۵، ۲۱۰، ۴۵)، (ج) پالس (۶۰، ۱۸۰، ۶۰) و (د) پالس (۷۵، ۱۵۰، ۷۵).

۴. نتیجه گیری

در این پژوهش میدان عقبه تولیدی در زمان انتشار پالس قوی لیزر در گاز با کمک کد شبیه سازی PIC که شامل یونیزاسیون میدانی نیز می شود، بررسی شده است. تلاش شده است نتایج با حالتی که پالس لیزر در پلاسما منتشر می شود مقایسه شده و دلایل فیزیکی و سازوکارهای رخ داده شده توضیح داده شود. نتایج مسئله تولید میدان عقبه هنگام یونیزاسیون میدانی، که قبلاً در چندین پژوهش بررسی شده [۱۰-۱۳]، حاکی از بزرگ تر بودن میدان تولید شده در گاز نسبت به پلاسمای پیش فرض می باشد. درحالی که در این مقاله نشان داده شد که نمی توان نتیجه گیری یکسانی در مورد بزرگی میدان عقبه تولیدی در گاز نسبت به پلاسما به دست آورد. از آن جا که یونیزاسیون باعث نوسانات چگالی شده و این نوسانات نیز باعث ایجاد نویز برای راه اندازی پراکندگی رامان رو به جلو می شود، انتظار می رود با در نظر گرفتن یونیزاسیون، تولید میدان عقبه نسبت به پلاسمای پیش فرض، قوی تر باشد؛ در حالی که نتایج شبیه سازی نشان می دهد برای پالس های با شیب های مختلف، نتایج متفاوتی به دست می آید. برای شیب های تند مانند ۳۰ فمتوثانیه، میدان عقبه تولید شده در دو حالت گاز و پلاسما تقریباً یکسان است که نشان دهنده این است که به دلیل افزایش سریع دامنه میدان لیزر و شدت پالس، نوسانات چگالی اثر

شکل ۵. (الف) منحنی بالا: اندازه حرکت (P_x)، منحنی پایین: میدانی الکتریکی عرضی لیزر (E_x) در گاز، (ب) منحنی بالا: اندازه حرکت (P_x)، منحنی پایین: میدان الکتریکی عرضی لیزر (E_x) در پلاسما و (ج) میدان عقبه تولید شده در گاز و پلاسما برای پالس لیزر (۷۵، ۱۵۰، ۷۵) فمتوثانیه در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه.

نکته جالب توجه در شکل های ۲ تا ۵ این است که هرچه زمان خیزش پالس طولانی تر باشد، اختلاف بین میدان عقبه تولید شده در گاز و پلاسما زودتر مشاهده می شود. در واقع این مسئله در نمودار چگالی الکترون ها در شکل ۶ کاملاً مشهود است. در این شکل چگالی الکترون ها در دو حالت گاز و پلاسما و برای در زمان ۷۰۰ فمتوثانیه برای پالس (۳۰، ۲۴۰، ۳۰)، پالس (۴۵، ۲۱۰، ۴۵)، پالس (۶۰، ۱۸۰، ۶۰) و پالس (۷۵، ۱۵۰، ۷۵) به ترتیب در قسمت های (الف) تا (د) رسم شده است. همان طور که از این شکل مشخص است، با افزایش زمان خیزش پالس، افت و خیزهای اولیه چگالی بیش تر بوده و در نتیجه نویز اولیه قوی تری برای راه اندازی رامان تولید می شود. لازم به ذکر است برای مشخص شدن اتفاقات رخ داده، نمودار چگالی الکترون ها در فاصله [۹۰۰-۱۴۰۰] رسم شده است.

10. W.B. Mori, T. Katsouleas, *Ionization assisted self-guiding of femtosecond laser pulses*, *Physical Review Letters*, **69**, 3495 (1992).
11. N.E. Andreev, et al, *Generation of a wakefield during gas ionization*, *Plasma Phys. Rep.*, **26**, 947 (2000).
12. D.F. Gordon, et al, *Seeding of the forward Raman instability by ionization fronts and Raman backscatter*, *Physical Review E*, **64**, 046404 (2001).
13. P. Kumar, et al, *Simulation study of CO2 laser-plasma interactions and self-modulated wakefield acceleration*, *Physics of Plasmas*, **26**, 083106 (2019).
14. D.L. Fisher, T. Tajima, *Enhanced Raman forward scattering*, *Physical Review E*, **53**, 1844 (1996).
15. D. Baue, *Two-dimensional, two-electron model atom in a laser pulse: Exact treatment, single-active-electron analysis, time-dependent density-functional theory, classical calculations, and nonsequential ionization*, *Physical Review A*, **55**, 2180 (1997).
16. L.V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, *Soviet Physics JETP*, **20**, 5 (1965).
17. H.R. Reiss, *Effect of an intense electromagnetic field on a weakly bound system*, *Physical Review A*, **22**, 1786 (1980).
18. D. Bauer, P. Mulser, *Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent Schrödinger-equation calculations*, *Physical Review A*, **59**, 569 (1999).
19. F.H.M. Faisal, *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics*, **6**, L89 (1973).
20. M.V. Ammosov, N. Delone, V. P. Kraino, *Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field*, *Soviet Physics JETP*, **64**, 1191 (1987).
21. J. Derouillat, et al, *Smilei: A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation*, *Computer Physics Communications*, **222**, 351-373 (2018).
22. W.B. Mori, *The physics of the nonlinear optics of plasmas at relativistic intensities for short-pulse lasers*, *IEEE J. Quantum Electron*, **33**, 1942 (1997).
23. J. Yazdanpanah, *Self modulation and scattering instability of a relativistic short laser pulse in an underdense plasma*, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **61**, 085021 (2019).
24. E. Khalilzadeh, et al, *Stochastic behavior of electrons in high intensity laser-plasma interaction*, *Physics of Plasmas*, **22**, 113115 (2015).
25. E. khalilzadeh, A. chakhmachi, J. Yazdanpanah, *Stochastic behavior of electrons in high intensity laser-plasma interaction*, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **59**, 125004 (2017).
26. J.T. Mendonca, F. Doveil, *Stochasticity in plasmas with electromagnetic waves*, *Physics of Plasmas*, **28**, 485 (1982).

چندانی در فیزیک مسئله ندارد؛ در حالی که با افزایش شیب و برای پالس با زمان خیزش ۴۵ فمتوثانیه، میدان عقبه برای حالت پلاسما قوی‌تر می‌باشد چراکه به دلیل کاهش سرعت فاز، موج تولید شده سریع‌تر می‌شکند. از طرفی برای پالس‌های با شیب ملایم‌تر و با زمان خیزش ۶۰ و ۷۵ فمتوثانیه، مطابق با نتایج قبلی [۱۰-۱۳]، دامنه میدان عقبه برای حالت انتشار پالس در گاز بزرگ‌تر از میدان عقبه تولیدی برای حالت انتشار در پلاسما است. لازم به ذکر است برای توصیف فیزیکی و درک بهتر آن چه اتفاق می‌افتد، نتایج این مقاله برای حالتی که مسئله به صورت یک‌بعدی در نظر گرفته شده، به دست آمده‌اند. این در حالی است که برای دستیابی به نتایج قابل قبول و قابل مقایسه با نتایج تجربی، لازم است مسئله برای ابعاد بالاتر نیز بررسی شود که در آینده این بررسی توسط همین گروه انجام خواهد گرفت.

مراجع

1. J. Zhao, W.A. Schroeder, *Optimization of relativistic laser self-channeling in experimental Xenon gas jet target*, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **62**, 045009 (2020).
2. MR. Edwards, JM. Mikhailova, *The x-ray emission effectiveness of plasma mirrors: Reexamining power-law scaling for relativistic high-order harmonic generation*, *Scientific Reports*, **10**, 1 (2020).
3. T. Brümmer, et al, *Design study for a compact laser-driven source for medical x-ray fluorescence imaging*, *Physical Review Accelerators and Beams*, **23**, 031601 (2020).
4. SY. Gus'kov, et al, *The role of fast electron energy transfer in the problem of shock ignition of laser thermonuclear target*, *High Energy Density Physics*, **36**, 100835 (2020).
5. J. A. Marozas, et al, *First Observation of Cross-Beam Energy Transfer Mitigation for Direct-Drive Inertial Confinement Fusion Implosions Using Wavelength Detuning at the National Ignition Facility*, *Physical Review Letters*, **120**, 085001 (2018).
6. J. Luo, et al, *Multistage coupling of laser-wakefield accelerators with curved plasma channels*, *Physical Review Letters*, **120**, 154801 (2018).
7. Yx. Wang, et al, *Saturation of stimulated Raman backscattering due to beam plasma instability induced by trapped electrons*, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **62**, 075009 (2020).
8. R. Wagner, et al, *Electron acceleration by a laser wakefield in a relativistically self-guided channel*, *Physical Review Letters*, **78**, 3125 (1997).
9. A. Morozov, et al, *Ionization assisted self-guiding of femtosecond laser pulses*, *Physics of Plasmas*, **25**, 053110, (2018).

استناد به این مقاله

الناز خلیل‌زاده، محمدجعفر جعفری، زهره دهقانی، سمیه رضائی (۱۴۰۰)، بررسی تشکیل موج عقبه در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با گاز، ۹۸، ۹۷-۱۰۴

DOI: 10.24200/nst.2021.1316

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1316.html