



## بررسی پراکندگی های موثر در حرکت آشوبناک الکترون ها در برهمکنش پالس قوی لیزر با پلاسما

خلیل زاده، الناز\* - چخماچی، امیر - یزدانپناه، جمال الدین

سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشگاه پلاسما و گداخت هسته ای

### چکیده:

در این مقاله ماهیت پراکندگی های تولید شده در پلاسما که باعث رخ دادن آشوب در برهمکنش پالس قوی لیزر با پلاسما می شوند بررسی می شود. نتایج ما نشان می دهد که برای پالس های با زمان خیزش بلند، پراکندگی های تولید شده در پلاسما می توانند شرایط لازم برای رخ دادن آشوب در پلاسما را فراهم کنند. بررسی تحولات پالس لیزر نشان می دهد که نوع پراکندگی ها، از نوع تابش رامان رو به عقب می باشد. همچنین نشان داده می شود که قدرت این پراکندگی ها وابسته به شکل پالس بوده و با کاهش زمان خیزش پالس لیزر، آشوب سریعتر رخ می دهد.

**کلمات کلیدی:** آشوب، برهمکنش لیزر با پلاسما، تابش رامان، زمان خیزش پالس لیزر

### مقدمه:

پیشرفت هایی که امروزه در تولید پالس های پر شدت لیزری انجام شده، موجب شده تا موضوع برهمکنش لیزر با پلاسما یکی از مسائل اصلی در علم فیزیک شود. در همین زمینه، مساله مکانیسم شتاب و انرژی الکترون ها به دلیل کاربرد فراوان آنها در حوزه های مختلف از جمله گداخت لیزری، مهندسی پزشکی و شتابدهنده های پلاسمایی بسیار مورد توجه می باشد. در همین زمینه، مکانیسم های مختلف شتابدهی برای الکترون ها در نظر گرفته شده که مهمترین آنها شتاب از طریق تشکیل میدان عقبه لیزر<sup>[۱]</sup>، شتاب مستقیم<sup>[۲]</sup> و شتاب بواسطه حرکت آشوبناک<sup>[۳]</sup> الکترون ها می باشد. مندونکا<sup>۴</sup> نشان داد هرگاه شرط  $a_1 a_2 = 1/16$  برای دامنه های بی بعد پتانسیل برداری دو موج الکترومغناطیسی که در خلاف جهت هم حرکت می کنند برقرار باشد حرکت ذره آشوبناک می شود [۴]. در تحقیق دیگری نشان داده شده است که در برهمکنش پالس لیزر با پلاسما، هرگاه طول پالس به اندازه کافی بلند باشد میدانهای پراکنده شده در پلاسما می

<sup>۱</sup> Laser wakefield acceleration

<sup>۲</sup> Direct laser acceleration

<sup>۳</sup> Chaotic motion

<sup>۴</sup> Mendonca



توانند به عنوان پالس دوم عمل کرده و آشوب ایجاد کنند [۶ و ۵]. در این مقاله با استفاده از نتایج کد شبیه سازی ذره‌ای [۷] نشان خواهیم داد که ماهیت میدانهای پراکنده شده از نوع پراکندگی رامان رو به عقب می‌باشد.

### تئوری مساله:

لاگرانژی یک الکترون در میدان دو موج الکترومغناطیسی  $(A_1(x, t)$  و  $A_2(x, t)$ ) که خلاف جهت هم، در جهت  $x$  منتشر می‌شوند به صورت زیر می‌باشد [۸]:

$$L_0 = m_e c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \frac{q}{c} [V \cdot (A_1(x, t) + A_2(x, t))], \quad (1)$$

که در آن،  $m_e$ ،  $c$ ،  $v$ ،  $q$  و  $\phi$  به ترتیب جرم الکترون، سرعت نور، سرعت الکترون، بار الکتریکی الکترون و پتانسیل عددی می‌باشند. در این حالت، به شرط اینکه شرایط مندونکا ( $a_1 a_2 = 1/16$ ) برای دامنه‌های بی بعد پتانسیل برداری برقرار باشد حرکت ذره آشوبناک می‌شود [۴]. حال می‌خواهیم بدانیم این لاگرانژی در محیط پلاسما به چه صورت می‌باشد. می‌دانیم میدان‌های خودسازگار در پلاسما می‌توانند میدانهای الکتروستاتیکی و مغناطیسی جدید تولید کنند. در این حالت می‌توان لاگرانژی را در فضایی دور از مرز پلاسما و خلا به صورت زیر نوشت:

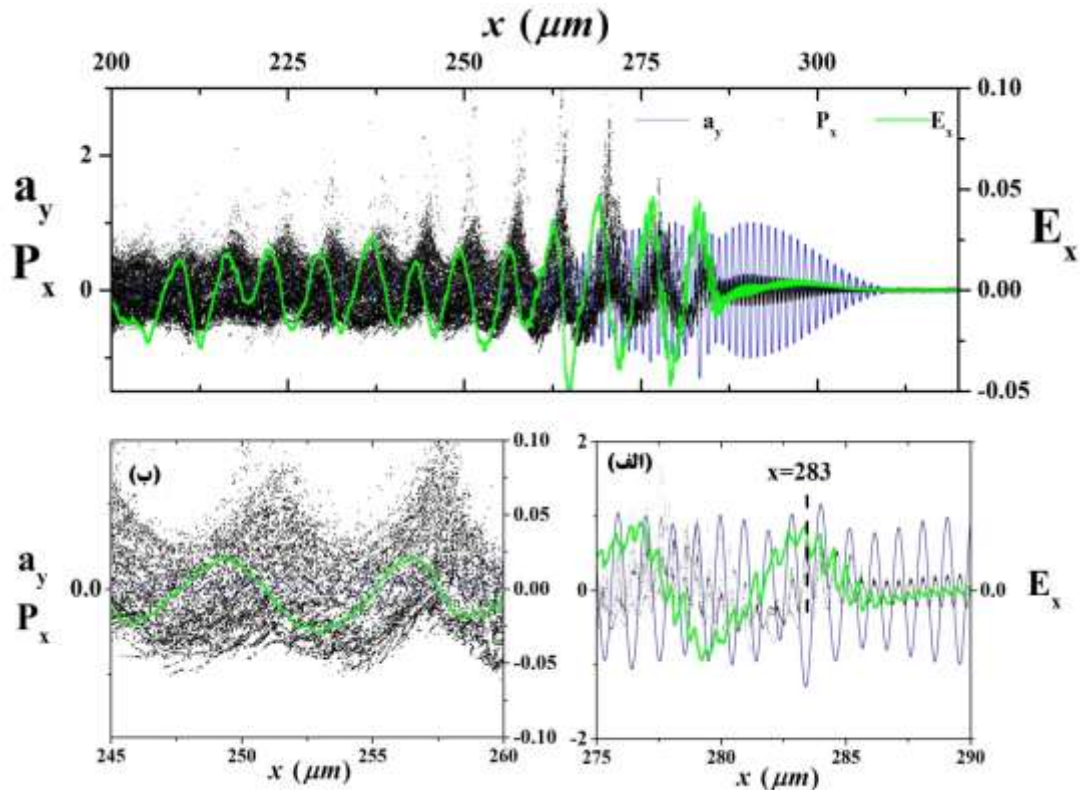
$$L = m_e c^2 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} + \frac{q}{c} (V \cdot A(x, t)) - q \phi_w(x, t), \quad (2)$$

در رابطه بالا  $\phi_w$  پتانسیل الکتروستاتیکی می‌باشد و  $A(x, t) = \sum_i A_i(x, t)$  که در آن  $A_i(x, t)$  مولفه‌های تابش الکترومغناطیسی شامل پالس اصلی و تمامی میدان‌های پراکنشی تولید شده در پلاسما می‌باشد. اکنون سوال اساسی که مطرح می‌باشد این است که تحت چه پارامترهای لیزر و پلاسما، پراکنش‌های تولید شده می‌توانند نقش پالس دوم در ایجاد آشوب در پلاسما را داشته باشند. نتایج شبیه‌سازیها نشان می‌دهد که برای پالس‌های با زمان خیزش کوتاه به دلیل نیروی پاندروموتیو قوی، میدان الکتروستاتیکی قوی تشکیل می‌شود و به طبع آن نوسانات چگالی قوی تشکیل می‌شود تحت این شرایط هیچ موج الکترومغناطیسی تشکیل شده در پلاسما نمی‌تواند رابطه فازی مشخص با موج پلاسمایی داشته باشد در نتیجه همه امواج با هم رشد کرده و رابطه پاشندگی مشخصی بوجود نمی‌آید [۹]. این در حالیست که همان‌طور که در بخش بعد خواهیم دید برای پالس‌های لیزر با زمان خیزش بلند، به دلیل تشکیل نیروی الکتروستاتیکی ضعیف، نوسانات ضعیف پلاسما ایجاد می‌شود. در این صورت یکی از مدهای الکتروستاتیکی با موج

پلاسمایی تشکیل شده همفاز بوده و تقویت می شود و می تواند نقش موج دوم برای رخ ادن آشوب در پلازما را داشته باشد. در بخش بعد، به ماهیت و نوع موج الکترومغناطیسی تشکیل شده خواهیم پرداخت.

### شبیه‌سازی مساله و نتایج آن :

برای جلوگیری از تکرار شدن پارامترهای شبیه‌سازی در تمام این بخش، این پارامترها قبل از ارائه نتایج شبیه‌سازی در اینجا بیان می‌شوند. شبیه‌سازیهای انجام شده با استفاده از کد شبیه‌سازی PIC که تک بعدی در



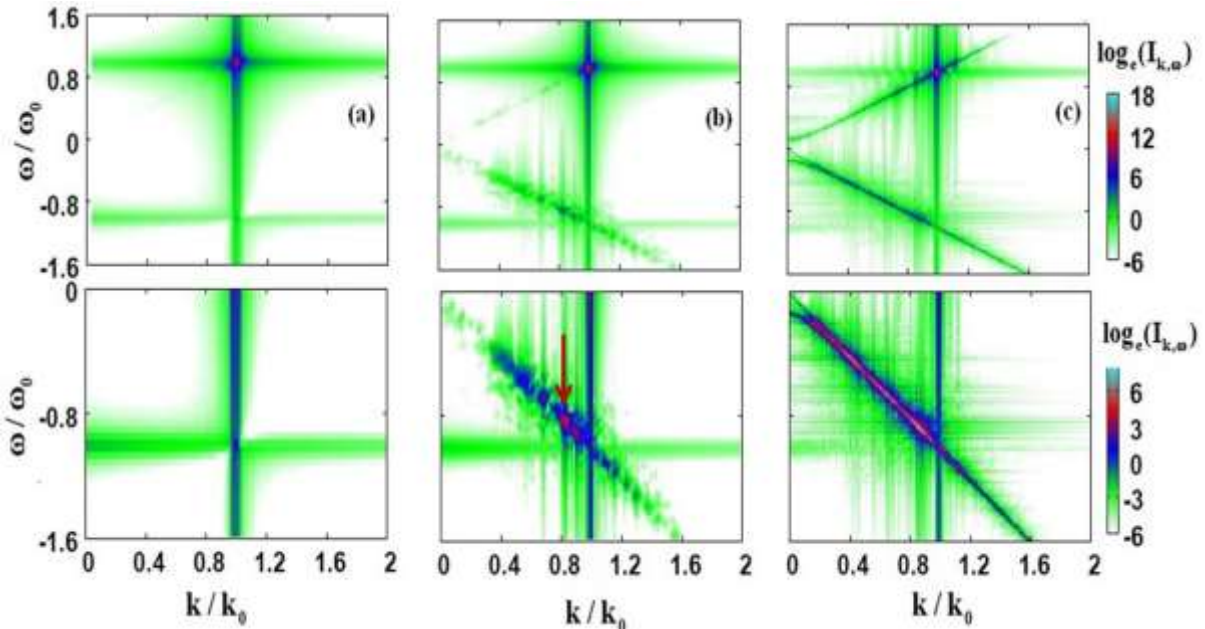
شکل ۱: نمودار فضای فاز، پتانسیل برداری و میدان الکتروستاتیکی برای پالس با زمان خیزش ۸۰ فمتو ثانیه در زمان ۸۰۰ فمتو ثانیه

مکان و سه بعدی در سرعت می‌باشد [V] انجام شده است. پالس لیزر دارای طول موج  $\lambda = 1 \mu m$  و شدت  $a = 2$  پتانسیل برداری به بعد می‌باشد. شکل پالس لیزر به صورت ذوزنقه ای بوده که تابعیت سینوسی دارد. در واقع پالس از سه قسمت خیزش، مسطح و نزول تشکیل شده است. برای تمامی نتایج شبیه‌سازی، پلازما با پروفایل اولیه

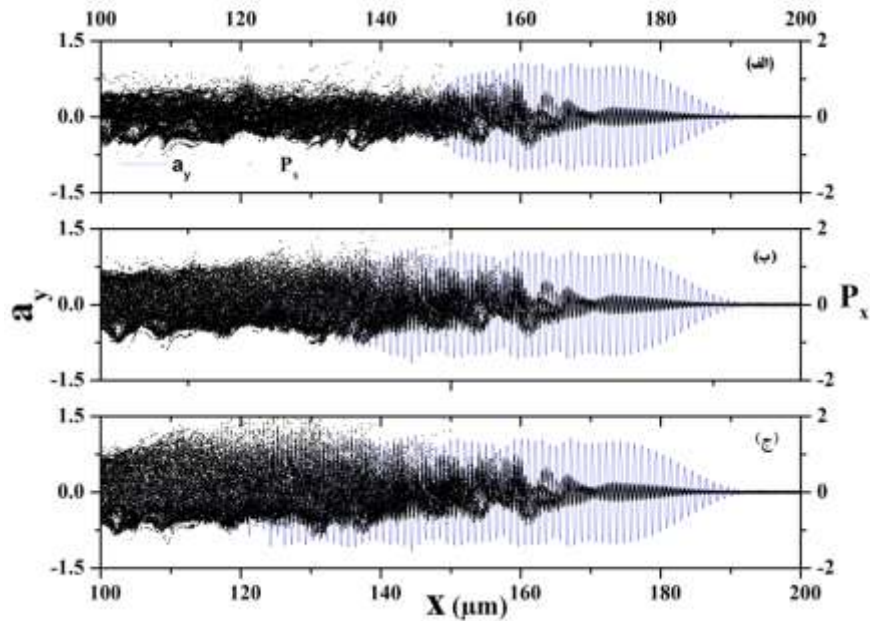


پله‌ای و چگالی  $n = 0.01 n_{cr}$  در نظر گرفته شده‌اند. برای داشتن وضوح و دقت قابل قبول در شبیه‌سازی، در هر طول موج لیزر، ۲۰۰ سلول شبیه‌سازی که داخل هر کدام ۶۴ ابر ذره وجود دارد در نظر گرفته شده است. طول مکانی هر سلول شبیه‌سازی در حدود  $DX / \lambda_D \approx 0.3$  می‌باشد. در شبیه‌سازی‌های انجام شده، طول پالس لیزر به گونه‌ای انتخاب شده‌اند که طول آن بزرگتر از طول موج پلاسمایی تشکیل شده باشد تا بتوانند نوسانات کامل پلازما را تحت پوشش بگیرند. در شکل ۱، اندازه حرکت  $P_x$  (بی‌بعد شده  $m_e c$ )، پتانسیل برداری  $a_y$  و میدان الکتریکی  $E_x$  (بی‌بعد شده به  $\omega_L m_e c / e$ ، فرکانس لیزر می‌باشد) برای پالس لیزر [۸۰ و ۱۴۰ و ۸۰] (پالس لیزر به طول ۳۰۰ فمتو ثانیه به صورت دوزنقه‌ای می‌باشد که دارای زمان خیزش و فرو افت ۸۰ فمتو ثانیه است) در زمان ۸۰۰ فمتو ثانیه رسم شده است. جزئیات فضای فاز الکترون‌ها به صورت جداگانه در دو پنل (الف) و (ب) رسم شده است. همان‌طور که در پنل (الف) مشخص است در  $x = 283 \mu m$  الکترون‌ها وارد فاز آشوب شده‌اند در پشت پالس، همان‌طور که در پنل (ب) مشاهده می‌شود رفتار کاتوره‌ای و آشوبناک الکترون‌ها کاملاً مشخص است. در توصیف اتفاق رخ داده برای الکترون‌ها می‌توان گفت دامنه میدان الکتریکی تشکیل شده در پلازما به دلیل شیب ملایم زمان خیزش پالس، ضعیف می‌باشد. در این حالت زمانی که دامنه میدان تابشی اصلی و میدان تابش‌های پراکنده شده از پلازما به یک حد آستانه که توسط شرط مندونکا [۴] بیان شده است برسد آشوب رخ داده و الکترون‌ها وارد فاز کاتوره‌ای می‌شوند [۵].

برای بررسی ماهیت تابش‌های تولید شده در پلازما، در شکل ۲ تحولات  $a_y$  پالس لیزر در صفحه  $\omega - k$  در زمان‌های انتشار پالس (الف) ۸۰ فمتو ثانیه، (ب) ۱۶۰ فمتو ثانیه و (ج) ۸۰۰ فمتو ثانیه رسم شده است. لازم به ذکر است برای وضوح بیشتر، تابش‌های رو به عقب شکلهای سطر دوم به صورت مجزا آورده شده‌اند. با توجه به رابطه‌های فازی  $\omega_s \approx \omega_0 - \omega_p$  و  $k_s \approx -k_0 + \omega_p / c$  (اندیس  $s$  مربوط به تابش پراکنده شده و اندیس ۰ مربوط به تابش لیزر می‌باشند) کاملاً مشخص است که نوع تابش در زمان اولیه ۱۶۰ فمتو ثانیه، تابش رامان رو به عقب می‌باشد (تابش رامان در شکل توسط پیکان قابل مشاهده است) [۹]. از طرفی ما انتظار داریم زمانیکه آشوب رخ می‌دهد رابطه پاشندگی خاصی بین تابش‌های ورودی اصلی و تابش‌های تولید شده در پلازما وجود نداشته باشد. این مساله در شکل ۲ (ج) کاملاً مشهود است. همان‌طور که در شکل می‌بینید مولفه‌های تابش الکترومغناطیسی در زمان ۸۰۰ فمتو ثانیه هیچ رابطه فازی مشخصی با یکدیگر ندارند و به نظر می‌رسد نوع پراکندگی‌ها، تامسون باشد [۶ و ۵].

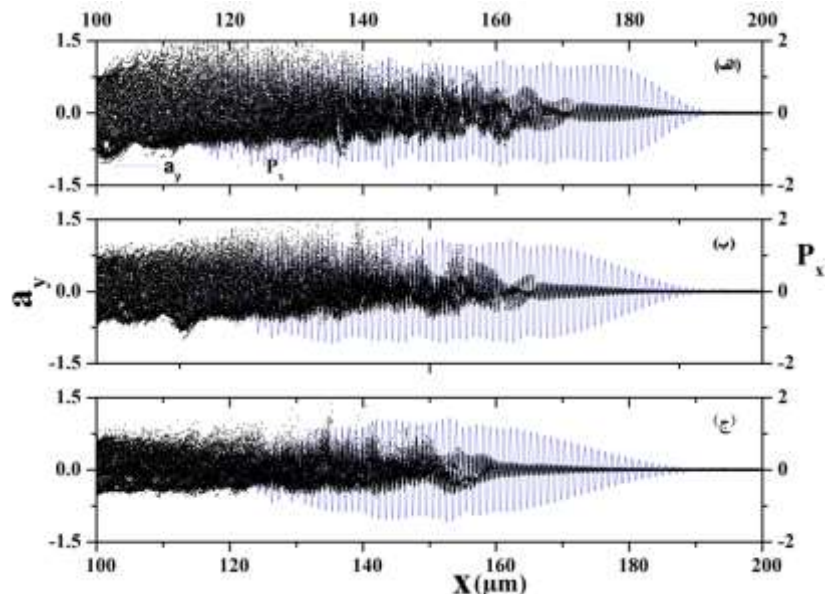


شکل ۲: تحولات  $a_y$  پالس لیزر با زمان خیزش ۸۰ فمتو ثانیه در صفحه  $\omega-k$  در زمان‌های اولیه انتشار پالس (الف) ۸۰ فمتو ثانیه و (ب) ۱۶۰ فمتو ثانیه (ج) ۸۰۰ فمتو ثانیه (تابش‌های رو به عقب در دو شکل پایین به صورت مجزا آورده شده‌اند)



شکل ۳: اندازه حرکت  $P_x$  و پتانسیل برداری  $a_y$  را برای سه پالس لیزر (الف) [۷۰، ۵۰، ۷۰] فمتو ثانیه، (ب) [۷۰، ۱۰۰، ۷۰]، [۷۰] و (ج) [۷۰، ۱۵۰، ۷۰] در زمان ۴۰۰ فمتو ثانیه

در ادامه، برای نشان دادن وابسته بودن نوع پراکندگیهای تولید شده در پلاسما به زمان خیزش پالس لیزر، اندازه حرکت  $P_x$  (بی بعد شده  $m_e c$ )، پتانسیل برداری  $a_y$  را برای سه پالس لیزر (الف) [۷۰، ۵۰، ۷۰] فمتو ثانیه، (ب) [۷۰، ۷۰، ۱۰۰]، [۷۰]، و (ج) [۷۰، ۱۵۰، ۷۰] در زمان ۴۰۰ فمتو ثانیه در شکل ۳ رسم شده است. همان طور که مشخص است سه پالس لیزر دارای طولهای مختلف و زمان خیزش مساوی هستند. علی رغم اینکه با افزایش طول پالس، انرژی الکترونها و کاتوره‌ای بودن فضای فاز افزایش یافته است ولی آستانه زمان رخ دادن آشوب برای هر سه پالس یکسان است. در واقع با توجه به یکسان بودن زمان خیزش پالس ماهیت تابشها تغییر نکرده و زمانیکه دامنه تابشها به یک میزان مشخص رسیده، آشوب ایجاد شده است. در شکل ۴، اندازه حرکت  $P_x$  (بی بعد شده  $m_e c$ )، پتانسیل برداری  $a_y$  را برای سه پالس لیزر با طول یکسان ۳۰۰ فمتو ثانیه (الف) [۶۰، ۱۸۰، ۶۰]، (ب) [۱۰۰، ۱۰۰، ۱۰۰]، و (ج) [۱۴۰، ۲۰، ۱۴۰] در زمان ۴۰۰ فمتو ثانیه در شکل ۴ رسم شده است. همان طور که در شکل مشخص است با افزایش زمان خیزش پالس لیزر آستانه آشوب افزایش می یابد و یا به عبارتی دیگر برای پالس با زمان خیزش ۶۰ فمتو ثانیه، تابش رامان تولید شده در پلاسما سریعتر به مقدار مورد نیاز برای رخ دادن آشوب می رسد. در واقع برای پالس با زمان خیزش کوتاه، مد الکتروستاتیکی اولیه از دامنه بالاتر شروع به تقویت کرده و سریعتر رشد می کند.



شکل ۴: اندازه حرکت  $P_x$  و پتانسیل برداری  $a_y$  را برای سه پالس لیزر با طول یکسان ۳۰۰ فمتو ثانیه (الف) [۶۰، ۱۸۰، ۶۰]، (ب) [۱۰۰، ۱۰۰، ۱۰۰]، و (ج) [۱۴۰، ۲۰، ۱۴۰] در زمان ۴۰۰ فمتو ثانیه



### نتیجه گیری:

در این مقاله ماهیت تابش های تولید شده در پلاسما که باعث رخ دادن آشوب در برهمکنش پالس قوی لیزر با پلاسما می شوند بررسی شده است. نشان داده شد که برای پالس های با زمان خیزش بلند، پراکندگی های تولید شده در پلاسما که از نوع رامان رو به عقب می باشند شرایط لازم برای رخ دادن آشوب در پلاسما را فراهم کنند. قدرت این پراکندگی ها وابسته به زمان خیزش پالس لیزر بوده و با کاهش آن آشوب سریعتر رخ می دهد.

### مراجع:

- [1] [J. Vieira](#), [Y. Fang](#), [W. B. Mori](#), [L. O. Silva](#) and [P. Muggli](#), Phys. Plasmas **19**, 063105 (2012).
- [2] V. Marceau, C. Varin, T. Brabec, and M. Piché, Phys. Rev. Lett. 111, 224801 (2013).
- [3] Z. M. Sheng, K. Mima, Y. Sentoku, M. S. Jovanovic, T. Taguchi, J. Zhang and J. Meyer-ter-Vehn, Phys. Rev. Lett. **88**, 055004 (2002).
- [4] J. T. Mendonca and F. Doveil, J. Plasma Phys. **28**, 485 (1982).
- [5] الناز خلیل زاده، امیر چخماچی، جمال الدین یزدانپناه، "وابستگی گرمایش الکترون ها به زمان خیزش پالس در برهمکنش پالس قوی لیزر با پلاسما"، مجله علوم و فنون هسته ای، به تازگی پذیرفته شده "
- [6] E.khalilzadeh, J.Yazdanpanah, J. Jahanpanah, A.chakhmachi, and E.Yazdani, Phys. Plasmas **22**, 113115 (2015).
- [7] [9] J. Yazdanpanah and A. Anvary, Phys. Plasmas **19**, 033110 (2012).
- [8] [J. D. Jackson](#), *Classical Electrodynamics*, Third Edition, (John Wiley & Sons Ltd. 1962).
- [9] J. Yazdanpanah, Plasma Phys. Control. Fusion **61**, 085021 (2019).