

## تأثیر طول مقیاس چگالی بر پراکنش و گرمایش پلاسما در برهم‌کنش نسبیتی لیزر با پلاسما کم‌چگال

مسعود پیشدست، سیدابوالفضل قاسمی\*، جمال‌الدین یزدان‌پناه

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

## مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۷/۲/۱۹ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۸/۱۱/۲۰

**چکیده:** در این مقاله، تأثیر شیب چگالی پلاسما بر تولید ذرات پرنرژی و پراکنش تب درون پلاسما کم‌چگال برای دو تب کوتاه و بلند و شیب چگالی می‌توانند بر تولید ذرات پرنرژی و پراکنش تب درون پلاسما مؤثر باشند، به طوری که، شبیه‌سازی اثر طول تب نشان می‌دهد که در برهم‌کنش تب کوتاه‌تر با پلاسما کم‌چگال، الکترون‌های پرنرژی‌تری تولید می‌شوند. هم‌چنین، از میان سه شیب چگالی پله‌ای، شیب تند و ملایم، در پلاسما با شیب چگالی پله‌ای، الکترون‌ها به انرژی‌های بزرگ‌تری نسبت به دو مقیاس دیگر دست می‌یابند. تحلیل فوریه‌ی طیف تابشی کل نشان می‌دهد که رشد مدهای الکترومغناطیسی برای پلاسما با شیب پله‌ای بیشینه و در شیب چگالی ملایم کمینه مقدار را دارد. هم‌چنین، تحول‌های زمانی تابع توزیع انرژی الکترون‌ها و یون‌های پلاسما نیز مورد مطالعه قرار گرفت؛ نتیجه‌ها نشان می‌دهند پرنرژی‌ترین ذره‌ها (الکترون و یون) مربوط به طول تب کوتاه‌تر لیزر و به ازای شیب چگالی پله‌ای است.

کلیدواژه‌ها: شیب چگالی پلاسما، پراکنش و گرمایش پلاسما، پلاسما کم‌چگال

## The effect of density scale length on the plasma scattering and heating in relativistic laser interaction with under dense plasma

M. Pishdast, S.A. Ghasemi\*, J. Yazdanpanah

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

**Abstract:** In this paper, the effect of plasma density ramp and laser pulse length on the energetic particle generation and pulse scattering were investigated in an under- dense plasma for short and long pulse lengths, of  $\tau_L = 60$  fs, and  $\tau_L = 300$  fs, respectively. In our simulations, we used a kinetic particle in cell simulation 1D-3V code. It is found that the laser pulse length and density ramps play an important role on the energetic particles generation and pulse scattering in plasma. So that, the simulations of the laser pulse length impact indicate that, in the case of short pulse interaction with the under-dense plasma, electrons are accelerated to the higher energy level. Furthermore, among the three different ramps: step-like, ramp 1 with a steep slope, and ramp 2 with a gentle slope, in the case of the step-like density ramp, electrons accelerate to high energies, in comparison with two other ramps. A fourier analysis of the total radiation spectrum indicate that in the case of the step-like density profile, the growth rate of the electromagnetic modes have maximum regular picks and minimum growth rate obtained in the case of the smooth ramp. Meanwhile, the time evaluation analysis of the energy distribution function shows that with the time increment of the pulse propagation, in the shorter pulse case, and for the step density scale length, plasma particles can reach a high energy level.

**Keywords:** Plasma density ramp, Plasma scattering and heating, Under-dense plasma

\*Email: abghasemi@aeoi.org.ir

## ۱. مقدمه

الکترومغناطیسی با عنوان‌های موج استوکس با مشخصات  $(\omega_0 - \omega_p, k_0 - k_p)$  و موج پاد استوکس  $(\omega_0 + \omega_p, k_0 + k_p)$  و یک موج لانگمویر سریع با سرعت فاز در حد سرعت نور پراکنده می‌شود. به علت سرعت فاز بالای موج لانگمویر در این حالت، ناپایداری رامان رو به جلو برای شتابدهی الکترون‌های به دام افتاده بسیار مورد مطالعه قرار گرفته است [۱۱]، به طوری که در شدت‌های به اندازه‌ی کافی بالا در روند نسبیتی  $a_0 \gg 1$ ، شکست موج لانگمویر سریع در شتابدهی الکترون‌های زمینی پلاسما تا انرژی‌های بسیار بالا از مرتبه‌ی چند ده MeV سهم قابل توجهی دارد [۱۱-۱۳]، در حالی که موج لانگمویر در پراکندگی رامان رو به عقب به علت سرعت فاز پایین، دارای دامنه‌ی شکست موج کوچکی بوده و از این رو برای شکستن، به شدت‌های لیزر به مراتب کوچک‌تر نیاز دارد. به عبارت دیگر، شکست این موج لانگمویر تنها الکترون‌هایی با انرژی از مرتبه  $\sim 100 \text{ keV}$  تولید می‌کند. البته آمیخته شدن این موج پلاسمایی ضعیف با موج لانگمویر قوی پراکندگی رامان رو به جلو باعث تغییر سازوکار شتابدهی شده و بهبود بهره‌ی تولید الکترون‌های پرارژی را به همراه دارد [۱۴]. حال در حوزه نسبیتی که شدت لیزر فرودی به اندازه کافی بزرگ است،  $I_0 \geq 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$ ، شدت لیزر به اندازه‌ی است که پلاسمای پشت تپ لیزر<sup>۶</sup> یا همان موج سریع لانگمویر، شروع به شکستن می‌کند که باعث به دام‌اندازی ذرات پلاسما و گرمایش آن‌ها می‌شود. الکترون‌های به دام افتاده، انرژی را از موج لانگمویر سریع گرفته و تا انرژی‌های بالا شتاب می‌گیرند.

تحولات تپ لیزر در هنگام انتشار درون پلاسما را به گونه‌ای آرام در نظر می‌گیریم که بتوان موج عقبه‌ی تحریک شده را با تقریب شبه ایستا برآورد کرد. در زمینه‌ی اثرهای هر کدام از پراکندگی‌های رامان رو به عقب و رو به جلو در گرمایش پلاسما پژوهش زیادی انجام شده است [۱۵]. این مقاله، برهم کنش تپ‌های با طول  $\tau_L = 60 \text{ fs}$ ، کوچک‌تر از طول موج غیرخطی پلاسما  $(L_p \leq \lambda_p)$ ، و  $\tau_L = 300 \text{ fs}$ ، بزرگ‌تر از طول موج غیرخطی پلاسما  $(L_p > \lambda_p)$  را مورد مطالعه قرار می‌دهد.  $L_p$  طول تپ لیزر و برابر است با  $\tau_L = c \tau_L$ ،  $\lambda_p = \text{fc}(\omega_p^{\text{pl}})^{-1}$ ، طول موج غیرخطی پلاسما،

تاکنون مطالعات تجربی و نظری گسترده‌ای در حوزه‌ی برهم کنش لیزر با ماده در شدت‌های نسبیتی انجام شده است که کاربردهای فراوانی در پدیده‌هایی چون هم‌جوشی با محصورسازی اینرسی به روش افروزش سریع [۱، ۲]، افروزش ضربه‌ای [۳] و شتاب‌دهنده‌های ذرات [۴] دارد. یکی از موضوعاتی که در این حوزه بسیار مورد توجه قرار گرفته است نقش پیش‌پلاسمای<sup>۱</sup> ایجاد شده توسط پدستال<sup>۲</sup> تپ لیزر بر انتشار، جذب نور لیزر، تولید الکترون‌های پرارژی، گرمایش و شتابدهی ذرات آزاد در پلاسما است [۵]. از آن‌جا که نسبت تباین<sup>۳</sup> تپ لیزر همواره محدود است، تولید پیش‌پلاسما در برهم کنش تپ لیزر کوتاه و قوی در آزمایش‌های برهم کنش لیزر با جامدات اجتناب‌ناپذیر است.

نظریه‌ی معمول بررسی انتشار و تحول نور در پلاسما بر پایه‌ی پراکندگی‌های پارامتری و به طور خاص پراکندگی بریلوئن و رامان بنا شده است. براساس این نظریه [۶-۱۰]، در پراکندگی رامان رو به عقب<sup>۴</sup> که یک برهم کنش سه موجی است، نور لیزر فرودی با بسامد  $\omega_0$ ، عدد موج  $k_0$  و دامنه‌ی بیشینه‌ی میدان الکتریکی  $E_0 = m_e \omega_0 c a_0 e^{-1}$  به یک موج الکترومغناطیسی روبه عقب پراکنده شده و یک موج لانگمویر آرام رونده با بسامد  $m_e^{-1} \varepsilon_0^{-1} e^{\tau} n_p = \omega_p^{(0)}$  و عدد موج  $k_p = \omega_p c^{-1}$  فروپاشی می‌کند. در پلاسمای کم‌چگال که  $\omega_p \ll \omega_0$  و سرعت فاز موج لانگمویر از سرعت نور بسیار کوچک‌تر است، این موج الکترومغناطیسی پس پراکنده به عقب در مطالعه‌های برهم کنش لیزر با پلاسما آهنگ رشد بزرگی دارد و غالباً مورد توجه است. در این‌جا،  $\varepsilon_0$ ،  $m_e$ ،  $c$ ،  $\omega_0$  و  $a_0$  به ترتیب عبارت‌اند از گذردهی خلأ، جرم الکترون، بار الکترون، سرعت سیر نور در خلأ، بسامد لیزر فرودی، پتانسیل برداری بدون بعد پمپ فرودی و  $n_p^{(0)}$  چگالی غیرمختل پلاسما است. از طرف دیگر، پراکندگی رامان رو به جلو<sup>۵</sup> که دارای آهنگ رشد بسیار کم‌تری نسبت به رامان رو به عقب است یک برهم کنش<sup>۴</sup> موجی است که در آن نور لیزر فرودی به دو موج

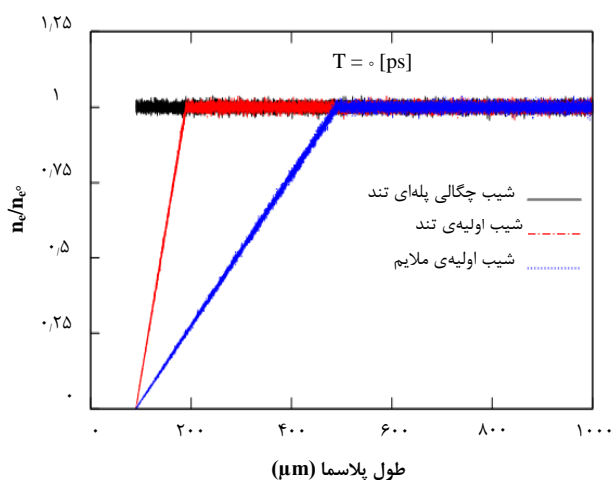
1. Pre-plasma
2. Pedestal
3. Contrast ration
4. Raman backward scattering
5. Raman forward scattering

6. Plasma wake

پلازما قرار داده شده است. برای بررسی اثر شیب چگالی پلازما، مطابق شکل ۱، از پلاسمای اولیه با سه شیب چگالی اولیه‌ی مختلف استفاده شده است که عبارت‌اند از: شیب پله‌ای تند<sup>۱</sup> (رنگ مشکی)، شیب اولیه‌ی تند<sup>۲</sup> که بعد از حدود  $100 \mu\text{m}$  به مقدار ثابت و تخت چگالی می‌رسد (قرمز رنگ) و شیب اولیه‌ی ملایم<sup>۳</sup> که بعد از حدود  $400 \mu\text{m}$  به مقدار ثابت می‌رسد (آبی رنگ).

طول پلازما به گونه‌ای انتخاب شده است که به طور کامل زمان برهم‌کنش را پوشش می‌دهد. در شبیه‌سازی از حدود ۲۰۰ سلول در هر طول موج لیزر استفاده شده که در هر سلول ۳۲ ذره جای‌گزیده شده است و دمای اولیه‌ی الکترون‌ها حدود  $(\sim 50 \text{ eV}) \sim 10^{-4} k_B T_e / m_e c^2$  در نظر گرفته شده است. همچنین شبیه‌سازی به ازای یون‌های سرد،  $k_B T_i = 0$  و ساکن و هم‌چنین یون‌های سرد و غیرساکن توسط دو کامپیوتر خوشه‌ای ۱۶ هسته‌ای انجام شده است. در این کد، الکترون‌هایی با ضریب نسبیتی بزرگ‌تر از ضریب نسبیتی اولیه،  $\gamma_{\text{hot}}$  به عنوان الکترون‌های داغ در نظر گرفته می‌شود.

$$\gamma_{\text{hot}} = [1 + 3k_B T_e / m_e c^2] \quad (1)$$



شکل ۱. شیب چگالی اولیه پلازما برحسب طول پلازما در لحظه‌ی  $t = 0$  ps برای  $\tau_L = 60$  fs و  $\tau_L = 300$  fs.

طول زمانی تپ لیزر و  $f$  ضریب نسبیتی است که به دامنه‌ی بدون بعد لیزر،  $a_0$  بستگی دارد به طوری که برای  $a_0 \ll 1$  (روند خطی یا نسبیتی ضعیف)  $f = 2\pi$  و به ازای  $a_0 \gg 1$  (روند غیرخطی یا نسبیتی قوی)  $f = 4(1 + a_0^2)^{1/2}$  تعریف می‌شود. رابطه‌ی بسامد غیرخطی پلازما  $\omega_p^{\text{nl}} = \omega_p (<\gamma_1>^{-1})^{1/2}$  است با ضریب نسبیتی افزایش جرم  $<\gamma_1> = (1 + 0.5a_0^2)^{1/2}$ . این مقاله، شتابدهی الکترون‌های پلازما تولید شده از برهم‌کنش تپ‌های کوتاه و بلند لیزر را به ازای مقادیر بزرگ شیب چگالی مورد بررسی قرار می‌دهد. همچنین، طیف تابشی کل، تغییرات میدان الکتریکی طولی (عقبه)، تکانه‌ی (اندازه‌ی حرکت) طولی الکترون‌ها و نوسان‌های چگالی را نیز برای سه شیب مختلف چگالی و دو طول تپ مطالعه می‌کند.

## ۲. مشخصه‌های شبیه‌سازی

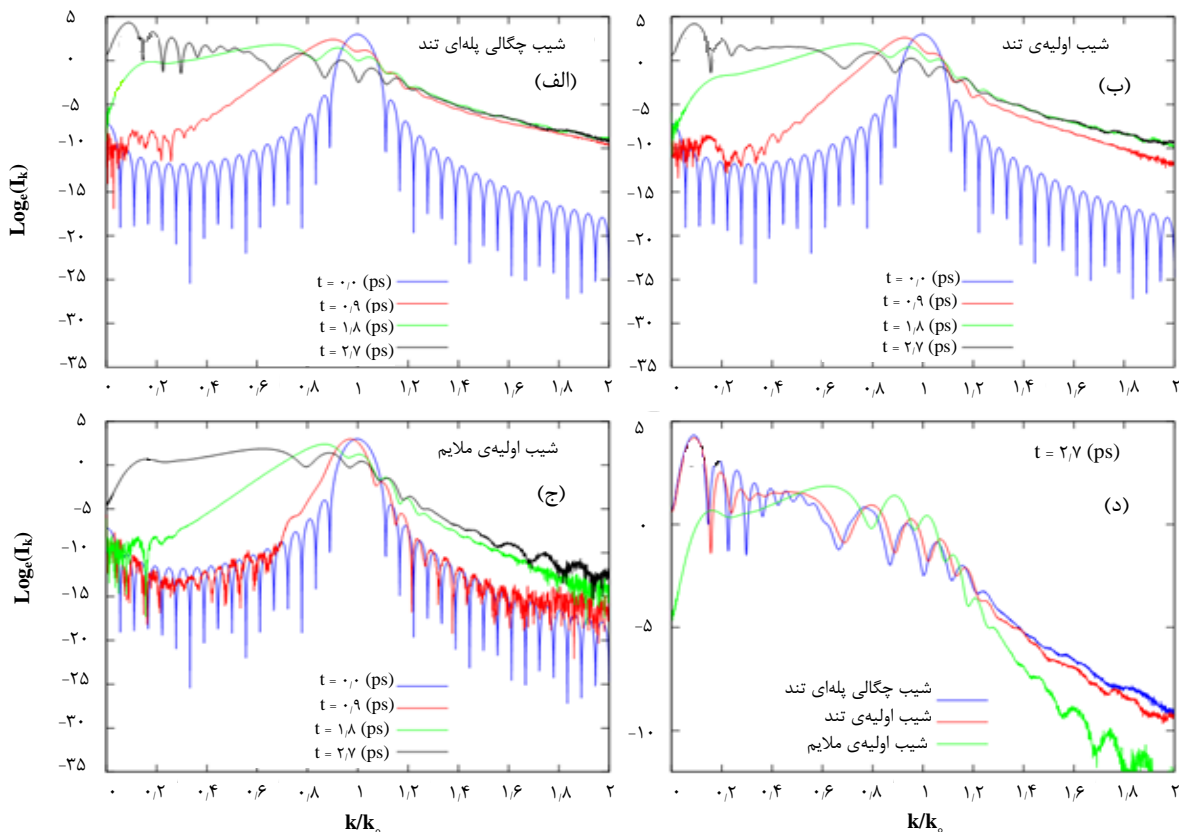
در این مقاله از کد ذره در سلول (۱D-۳V) با قابلیت تبدیل فوری استفاده شده است [۱۶، ۱۷]. برای بررسی تأثیر تحولات زمانی، نتایج حاصل از کد ذره‌ای با کد سیالی [۱۷] نیز مقایسه شده است. در کد سیالی تمام میدان‌های الکترومغناطیسی درون پلازما در نظر گرفته شده است ولی از آن‌جا که این مسأله در شرایط شبه ایستا اتفاق می‌افتد، تحولات تپ در نظر گرفته نشده و پوش تپ در گذر زمان تغییر نمی‌کند. در این کد، تپ به صورت یک تپ رونده در نظر گرفته شده است که میدان‌های عرضی در آن لحاظ شده و میدان الکتریکی طولی پلازما با حل معادله‌ی پواسون به‌دست می‌آید. تپ لیزر با قطبش خطی در راستای محور  $x$  منتشر می‌شود، شدت تپ  $I_0 = 10^{18} \text{ W cm}^{-2}$  است. گستره‌ی زمانی تپ لیزر کوتاه،  $\tau_L = 60$  fs و تپ بلند،  $\tau_L = 300$  fs در نظر گرفته شده است. تپ کوتاه بعد از ۳۰ fs به بیشینه مقدار خود رسیده و در زمان ۳۰ fs بلافاصله افت می‌کند و به طور مشابه تپ بلند بعد از طی ۱۵۰ fs به بیشینه مقدار خود رسیده و در مدت زمان ۱۵۰ fs بلافاصله افت می‌کند. طول موج لیزر در کل شبیه‌سازی برابر  $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$  تعریف شده است. شبیه‌سازی برای پلاسمای کم‌چگال در محدوده‌ی چگالی  $n_e^{(0)} = 0.1 n_c$  انجام شده است. طول پلازما در حدود  $L = 900 \mu\text{m}$  در نظر گرفته شده که تا فاصله‌ی ۹۰  $\mu\text{m}$  شرایط خلأ و بعد از آن

1. Step-like density
2. Steep ramp density
3. Gentle ramp density

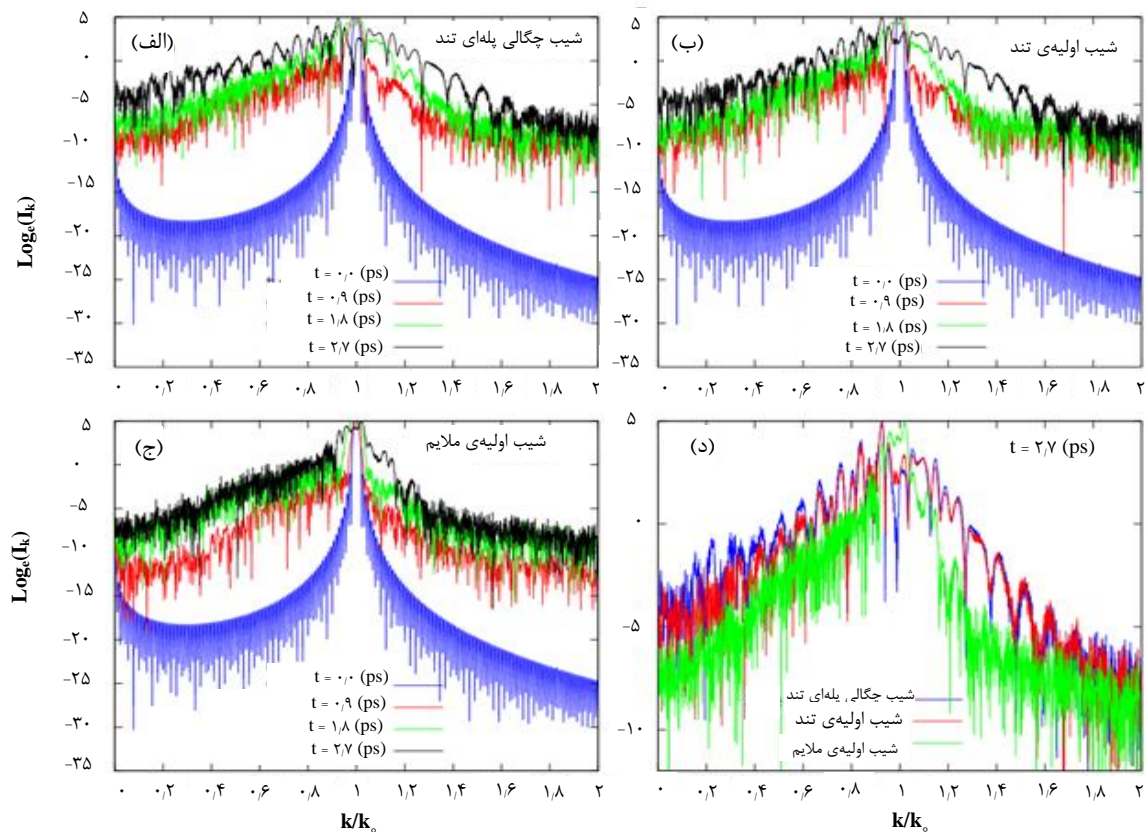
۳. یافته‌ها و بحث

در شکل ۳ الف تا ج مربوط به تپ بلند  $\tau_L = 30 \text{ fs}$ ، عدد موج مرکزی  $k_0$  کاهش پیوسته‌ی قابل ملاحظه‌ای ندارد و به نظر می‌رسد تابش با یک توزیع تقریباً یکنواخت بر روی  $k$  پراکنده شده است. در تحلیل مدهای الکترومغناطیسی توجه به این نکته ضروری است که در حالت غیرخطی در صورت ثابت بودن چگالی، رابطه‌ی  $kc = \omega_0 \pm l\omega_p^{nl}$  برای رشد مدها برقرار است، ولی در صورت ثابت نبودن چگالی، عدد موج پلاسما تابع مکان است و این رابطه دچار اختلال می‌شود. مطابق شکل‌های ۲ د و ۳ د، رشد این مدهای ناپایدار برای پلاسما با شیب پله‌ای، دارای قله‌های منظم‌تر است به طوری که به طور ملموسی در رابطه‌ی رشد مدهای پراکنده‌ی رامان  $kc = \omega_0 \pm l\omega_p^{nl}$  صدق می‌کند. به عبارت دیگر، برای چگالی پله‌ای، رشد مدهای ناپایدار بیشینه و در شیب چگالی ملایم کمینه مقدار را دارد.

آنالیز فوریه‌ی چگالی طیف تابشی کل (طیف تپ اصلی لیزر و مدهای الکترومغناطیسی پراکنده شده) در لحظه‌ی صفر (قبل از برخورد لیزر با پلاسما) به ترتیب برای دو تپ کوتاه  $\tau_L = 60 \text{ fs}$  و تپ بلند  $\tau_L = 30 \text{ fs}$  برای ۴ زمان ۰٫۹، ۱٫۸، ۲٫۷ ps و سه شیب چگالی پله‌ای تیز، اولیه‌ی تند و اولیه‌ی ملایم در شکل‌های ۲ و ۳ ترسیم شده است. نشان می‌دهند که تپ لیزر، یک تپ تک مد در  $k = k_0$  است و پراکنش نور در پلاسما با گذشت زمان افزایش می‌یابد. در شکل ۲ الف تا ج مربوط به تپ کوتاه، برای هر سه شیب چگالی مشاهده می‌شود که با گذشت مدت زمان کافی از شروع برهم‌کنش، طیف غالب، شکلی پهن و گسترده پیدا می‌کند و غالباً با عدد موج  $k_0$  کاهش می‌یابد.



شکل ۲. تحول طیف فوریه‌ی میدان عرضی درون پلاسما برای طول‌های مقیاس چگالی مختلف پلاسما و زمان‌های مختلف انتشار تپ درون پلاسما برای تپ کوتاه  $\tau_L = 60 \text{ fs}$ .

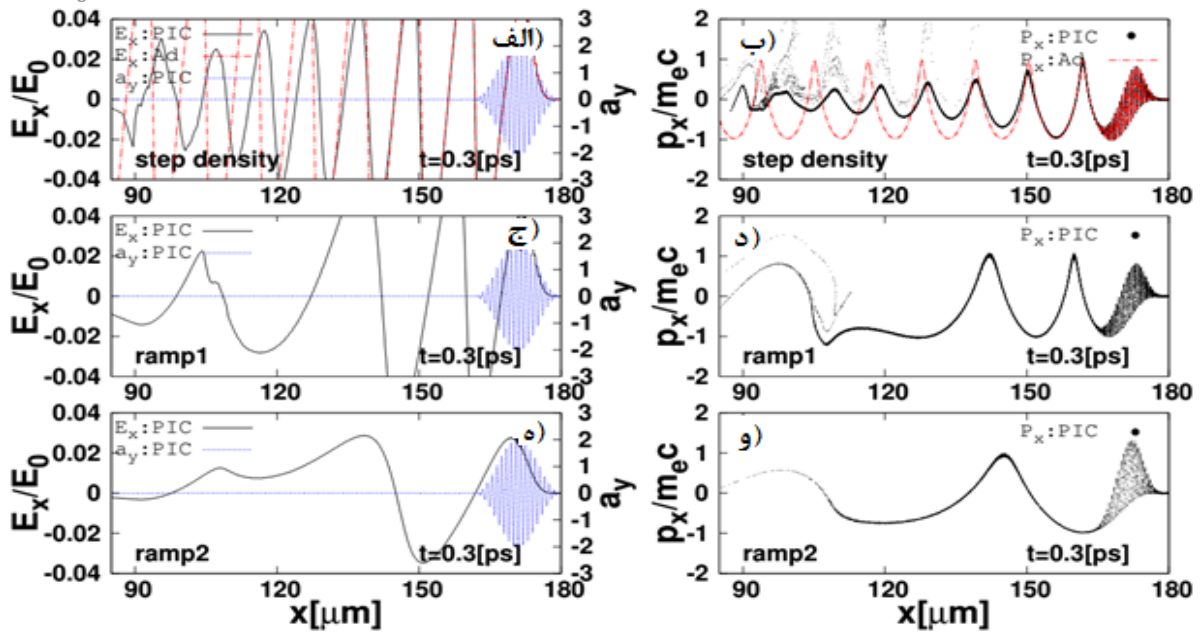


شکل ۳. تحول طیف فوریه‌ی میدان عرضی درون پلاسما برای شیب چگالی مختلف پلاسما و زمان‌های مختلف برای تپ بلند  $\tau_L = 300$  fs.

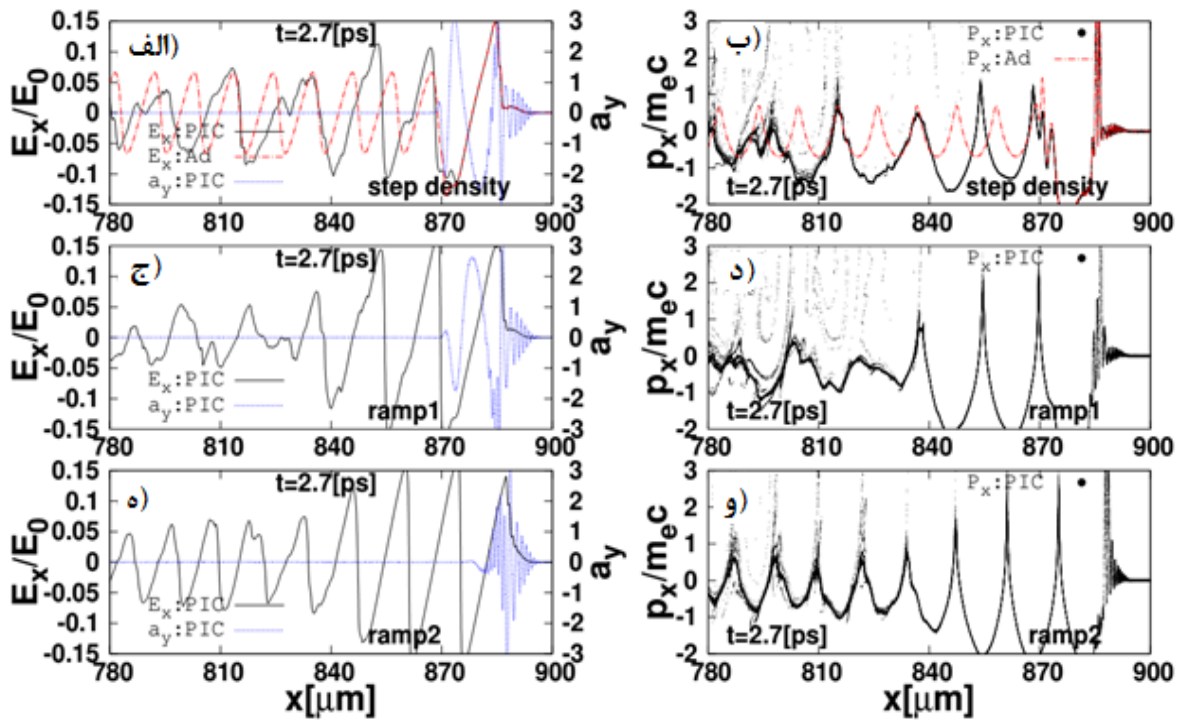
سرعت طولی کم‌تری خواهد شد؛ این پدیده در شکل هم مشاهده می‌شود.

در این مدت، طبق شکل‌های ۴ ب، د، و، تغییرات تکانه‌ی طولی الکترون‌ها برحسب مکان، مشاهده می‌شود که الکترون‌ها در حالت چگالی پله‌ای به سرعت به طول مسیر بزرگ‌تر دست می‌یابند که نشان‌دهنده‌ی شتاب‌گیری قوی‌تر نسبت به دو حالت شیب تند و ملایم است. بزرگ‌تر بودن طول مسیر در فضای فاز شکل ۴ ب می‌تواند نشان‌دهنده‌ی شروع گرمایش پلاسما از همان زمان‌های اولیه باشد. انتظار می‌رود با گذشت زمان و انتشار بیش‌تر تپ لیزر در درون پلاسما و نزدیک شدن تپ به قسمت تخت چگالی، مقادیر دامنه‌ی نوسان‌های میدان الکتریکی طولی پلاسما و تکانه‌ی الکترون‌ها در فضای فاز برای چگالی با شیب‌های تند و ملایم به مقادیر چگالی پلاسما با شیب پله‌ای نزدیک‌تر شود، که با شکل ۵ در زمان ۲٫۷ ps که تپ برای تمام طول‌های مقیاس چگالی به قسمت تخت چگالی رسیده، سازگار است.

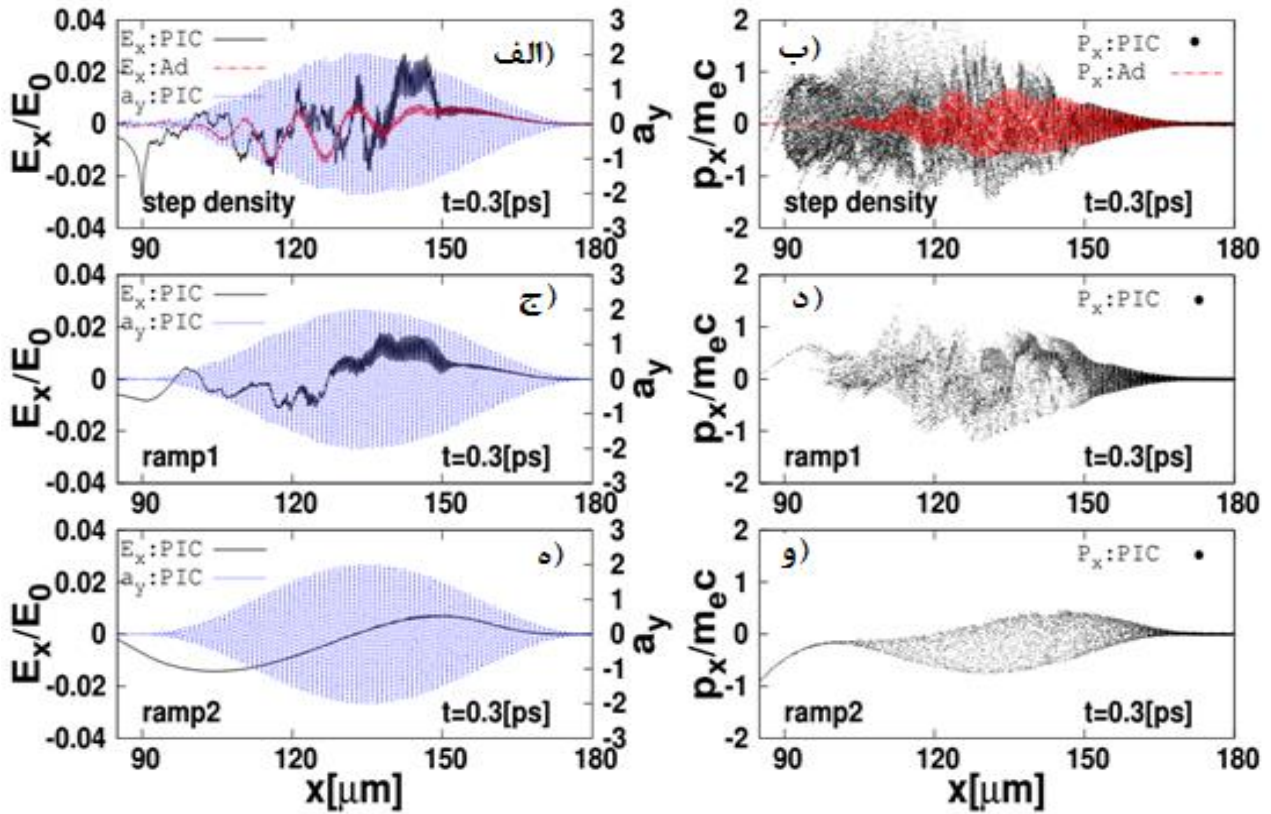
در شکل‌های ۴ تا ۷، تغییرات میدان الکتریکی طولی بهنجار شده‌ی پلاسما (میدان عقبه)، تکانه‌ی طولی بهنجار شده و پتانسیل برداری عرضی بدون بعد برحسب مکان به ترتیب برای تپ کوتاه ( $\tau_L = 60$  fs) و بلند ( $\tau_L = 300$  fs) بعد از گذشت مدت زمان ۰٫۳ ps که هنوز تپ به قسمت تخت چگالی پله‌ای نرسیده، و ۲٫۷ ps بعد که تپ از همه‌ی قسمت‌های شیب‌دار عبور کرده و پلاسما را طی کرده ترسیم شده است. شکل‌های ۴ الف، ج و ه نشان می‌دهند که در زمان‌های اولیه‌ی ورود تپ لیزر به پلاسما، (۰٫۳ ps)، در حالت چگالی پله‌ای تیز، میدان الکتریکی طولی پلاسما با دامنه‌های بزرگ‌تر ایجاد می‌شود که با ملایم‌تر شدن شیب چگالی اولیه، دامنه‌ی میدان الکتریکی ضعیف‌تر می‌شود. با توجه به این‌که این داده‌ها در زمان‌های اولیه‌ی ورود تپ لیزر به پلاسما به‌دست آمده است، و تا این لحظه، تپ هنوز به قسمت تخت چگالی نرسیده، انتظار می‌رود که میدان عقبه‌ی کوچک‌تری داشته باشیم که منجر به



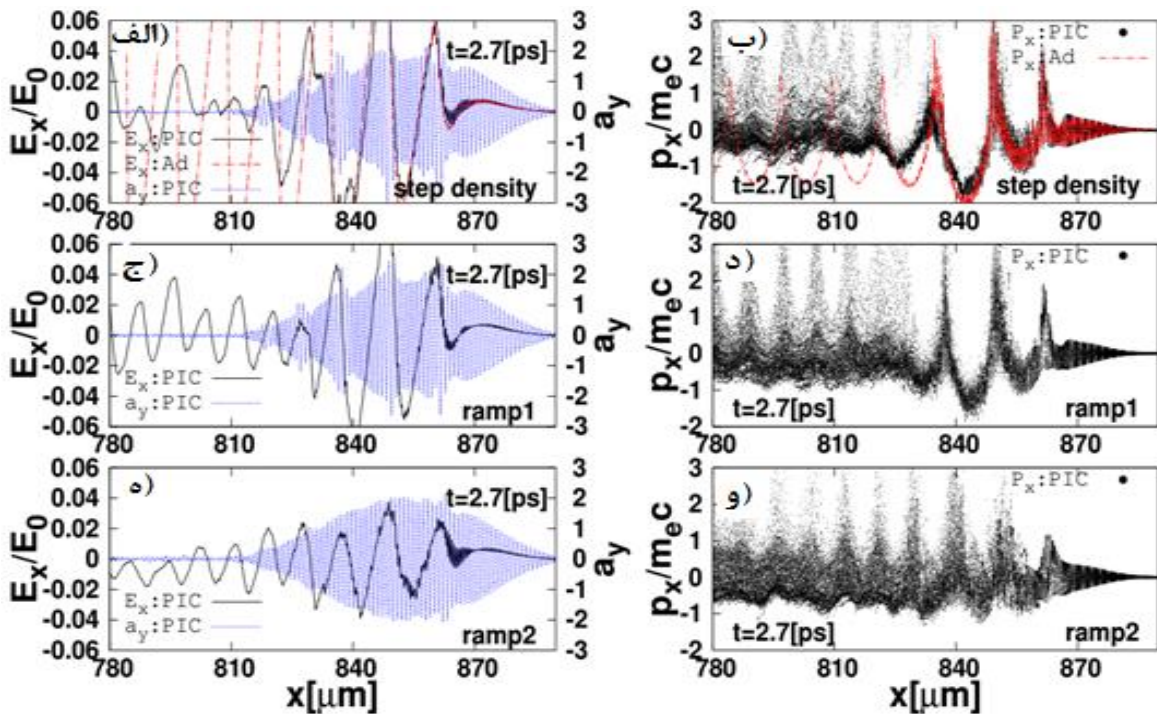
شکل ۴. تغییرات میدان الکتریکی طولی (بهنجار شده عقبه)، پتانسیل برداری عرضی پراکنده و تکانه‌ی طولی بهنجار شده‌ی الکترون‌های پلاسما برحسب مکان بعد از گذشت مدت زمان ۰٫۳ ps به ازای سه شیب چگالی و تپ کوتاه  $\tau_L = 60$  fs. (Ad به معنی بی‌دررو (آدیاباتیک)، و  $a_y$  پتانسیل برداری پراکنده‌ی نوری درون پلاسما است).



شکل ۵. تغییرات میدان الکتریکی طولی (بهنجار شده عقبه)، پتانسیل برداری عرضی پراکنده و تکانه‌ی طولی بهنجار شده‌ی الکترون‌های پلاسما برحسب مکان بعد از گذشت مدت زمان ۲٫۷ ps برای شیب‌های چگالی متفاوت و تپ کوتاه  $\tau_L = 60$  fs.



شکل ۶. تغییرات میدان الکتریکی طولی (به‌نجار شده‌ی عقبه)، پتانسیل برداری عرضی پراکندگی و تکانه‌ی طولی به‌نجار شده‌ی الکترون‌های پلاسما برحسب مکان بعد از گذشت مدت زمان ۰٫۳ ps برای سه مقیاس طولی چگالی و تب بلند  $\tau_L = 300 \text{ fs}$ .



شکل ۷. تغییرات میدان الکتریکی طولی (به‌نجار شده‌ی عقبه)، پتانسیل برداری عرضی پراکندگی و تکانه‌ی طولی به‌نجار شده‌ی الکترون‌های پلاسما برحسب مکان بعد از گذشت مدت زمان ۲٫۷ ps برای شیب‌های چگالی مختلف و تب بلند  $\tau_L = 300 \text{ fs}$ .

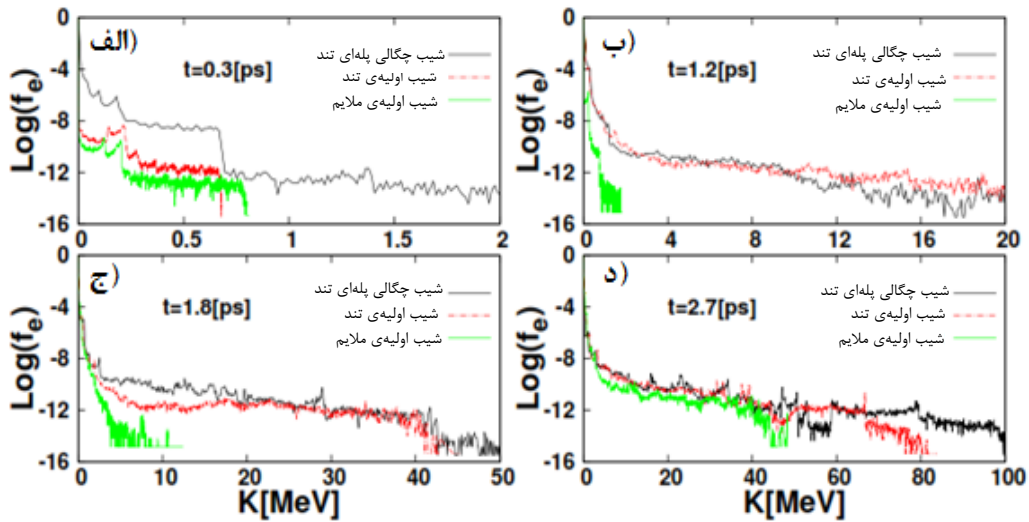
بیش تر می شود. به علت تأثیر کوچک نیروی پاندرموتیو لیزر بر یون های پلاسما طبق رابطه ی  $F_{p_i} / F_{p_e} = m_e / m_i$ ، انتظار می رود که انرژی جنبشی یون ها به مراتب کوچک تر از الکترون ها باشد؛ نمودار تابع توزیع یون ها در شکل های ۱۰ و ۱۱ به ترتیب برای تپ کوتاه و بلند گواه این امر است. در شکل ۱۰ مربوط به تپ کوتاه مشاهده می شود که با گذشت زمان برهم کنش، تأثیر طول مقیاس چگالی بر تابع توزیع یون ها تغییر می کند به طوری که بعد از گذشت،  $2.7 \text{ ps}$ ، یون ها برای شیب چگالی تند، شیب اولیه ی تند به بیشینه ی انرژی  $0.8 \text{ MeV}$  دست می یابند. در نهایت، مقایسه ی نمودار توزیع انرژی الکترون ها و یون ها برای سه شیب متفاوت چگالی و دو گستره ی زمانی تپ لیزر نشان می دهد که، به نظر می رسد برای رشد انرژی جنبشی ذره های پلاسما، مقیاس چگالی بهینه ای وجود دارد، به طوری که، هرچه شیب چگالی تندتر باشد، یعنی این که، چگالی در مدت زمان کوتاه تری به مقدار بیشینه ی خود برسد، ذره های پلاسما تا انرژی های بالاتری شتاب می گیرند. هم چنین، مقایسه ی نمودارها نشان می دهد که به ازای شرط  $L_p \leq \lambda_p$ ، میدان های الکتریکی طولی قوی تری درون پلاسما به وجود می آیند که می توانند شتاب بزرگ تری را به ذرات پلاسما و به ویژه الکترون ها تحمیل کنند.

برای درک بهتر موضوع، تغییرات انرژی جنبشی الکترون ها در مقابل تغییرات شیب مقیاس چگالی و طول تپ لیزر، در شکل های ۱۲ و ۱۳ تغییرات دمای الکترون های پلاسما برای سه شیب مقیاس چگالی و دو تپ کوتاه و بلند برحسب بسامد زمانی ترسیم شده است. به وضوح مشاهده می شود که برای تپ کوتاه، الکترون ها پرا انرژی تر و با دمای بالاتری نسبت به حالت تپ بلند به وجود می آیند که این موضوع با توضیح های داده شده برای سایر نمودارها سازگار است. بیشینه ی دمای الکترون ها برای تپ کوتاه و برای کم ترین طول مقیاس چگالی به حدود  $0.6 \text{ MeV}$  می رسد، این در حالی است که برای حالت تپ بلند بیشینه ی دما به حدود  $0.3 \text{ MeV}$  رسیده است.

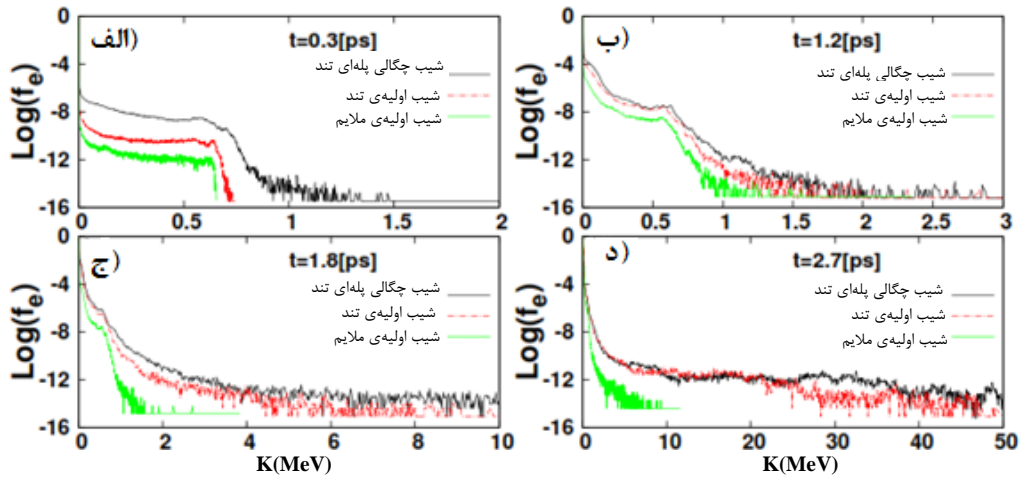
طبق شکل های ۶ و ۷، این روند برای تپ های بلند نیز مشاهده می شود. مقایسه ی شکل های میدان الکتریکی دو تپ کوتاه و بلند به وضوح نشان می دهد که در حالت تپ کوتاه و به ویژه چگالی پله ای پلاسما، دامنه ی میدان طولی پلاسما به مراتب بزرگ تر از تپ کوتاه است. هم چنین، مقایسه ی فضای فاز دو تپ کوتاه و بلند بعد از گذشت  $2.7 \text{ ps}$  نشان می دهد در حالت تپ کوتاه طول مسیر الکترون ها در فضای فاز به ویژه برای چگالی پله ای بزرگ تر از حالت تپ بلند است به طوری که می توان گفت در یک زمان خاص، و برای یک نوع نمایه ی چگالی، مثلاً پله ای، الکترون ها در حالت تپ کوتاه به انرژی های بزرگ تری دست می یابند.

از تحلیل های فوق انتظار می رود که میدان الکتریکی طولی قوی تولید شده در حالت تپ کوتاه منجر به شتاب دهی الکترون ها و یون ها شده و افزایش انرژی جنبشی آن ها را موجب شود. بنابراین برای تحلیل دمایی و انرژی جنبشی ذره های پلاسما، طیف انرژی الکترون ها و یون ها در شکل های ۸ تا ۱۱ برای تپ کوتاه و بلند و برای سه نمایه ی چگالی پله ای، شیب تند و ملایم به ترتیب در زمان های مختلف  $0.3$ ،  $1.2$ ،  $1.8$  و  $2.7 \text{ ps}$  ترسیم شده است. مشاهده می شود که انرژی الکترون ها با افزایش زمان برهم کنش افزایش می یابد به طوری که با گذشت  $2.7 \text{ ps}$  یعنی زمانی که تپ تقریباً کل پلاسما را طی کرده است، بیشینه ی انرژی الکترون ها در شکل ۸ د مربوط به تپ کوتاه  $\tau_L = 60 \text{ fs}$  و برای چگالی پله ای به مقداری بیش از  $1.0 \text{ MeV}$  می رسد. این در حالی است که، بیشینه ی انرژی در شکل ۹ د برای تپ بلند  $\tau_L = 300 \text{ fs}$  و برای همان چگالی پله ای به  $50 \text{ MeV}$  رسیده است، این افزایش انرژی جنبشی الکترون ها در حالت تپ کوتاه  $\tau_L = 60 \text{ fs}$  با افزایش اندازه ی طول مسیر حرکت الکترون ها در شکل های ۵ و ۷ با هم سازگارند. به طور کلی، نمودارها نشان می دهند که جمعیت الکترون ها و یون ها به طور تقریباً یکنواخت افزایش می یابد. هم چنین، با تند شدن شیب چگالی، انرژی الکترون ها

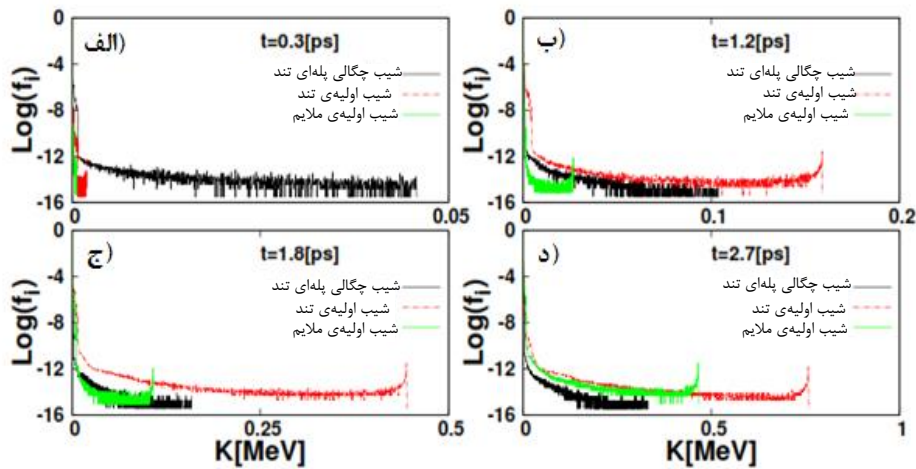




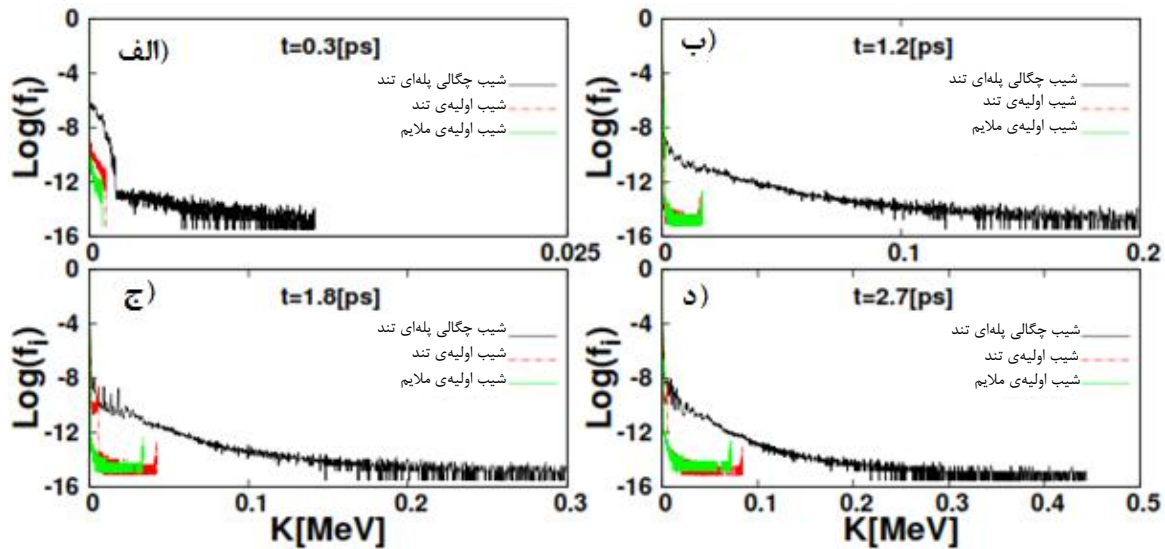
شکل ۸. تابع توزیع الکترون‌های پلاسما برحسب انرژی جنبشی الکترون برای تپ کوتاه  $\tau_L = 60 \text{ fs}$  در زمان‌های مختلف و به ازای سه شیب چگالی.



شکل ۹. تابع توزیع الکترون‌های پلاسما برحسب انرژی جنبشی الکترون برای تپ بلند  $\tau_L = 300 \text{ fs}$  در زمان‌های مختلف و برای شیب چگالی متفاوت.



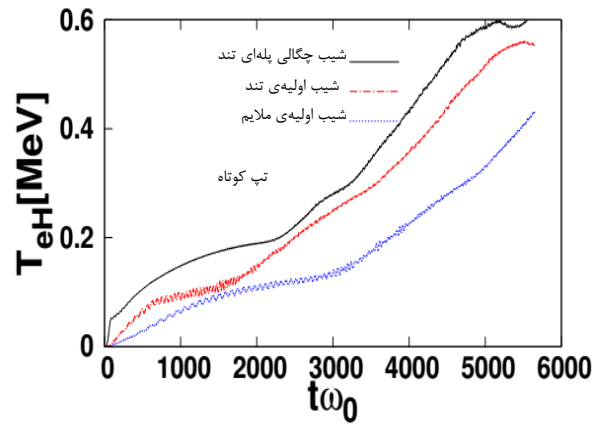
شکل ۱۰. تابع توزیع یون‌های پلاسما برحسب انرژی جنبشی آن‌ها برای تپ کوتاه  $\tau_L = 60 \text{ fs}$  در زمان‌های مختلف و برای سه شیب چگالی.



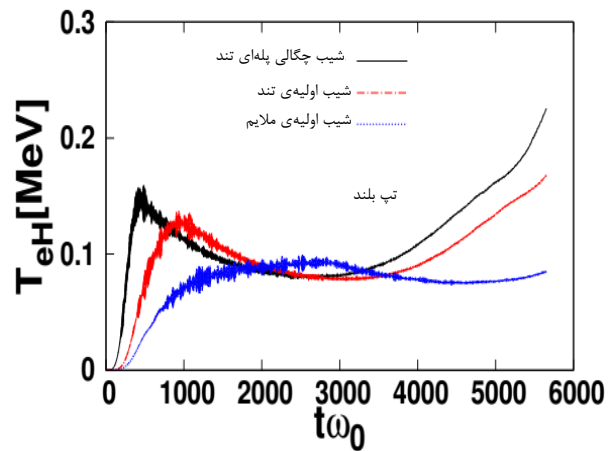
شکل ۱۱. تابع توزیع یون‌های پلاسما برحسب انرژی جنبشی آن‌ها برای تپ بلند  $\tau_L = 300 \text{ fs}$  در زمان‌های مختلف و سه شیب چگالی متفاوت.

#### ۴. نتیجه گیری

در این مقاله، تأثیر شیب چگالی پلاسما و طول تپ لیزر فرودی بر پراکنش تپ لیزر در درون پلاسما کم‌چگال، تولید ذرات پرا انرژی پلاسما برای دو تپ کوتاه  $60 \text{ fs}$  و بلند  $300 \text{ fs}$  مطالعه و بررسی شد. شبیه‌سازی‌ها و تحلیل نتایج به ازای شیب‌های مختلف (طول مقیاس‌های مختلف) چگالی انجام شد و پراکنش‌های تپ لیزر، تابع توزیع ذره‌های پلاسما و همچنین تغییرات میدان الکتریکی طولی (عقبه) مورد مطالعه قرار گرفت. این بررسی با استفاده از مدل سیالی شبه ایستا و شبیه‌سازی ذره در سلول  $3\text{V}-1\text{D}$  به انجام رسید. داده‌های شبیه‌سازی در مورد تابع توزیع الکترون‌ها و یون‌ها نشان داد که طول تپ لیزر و تغییرات شیب چگالی تأثیر قابل ملاحظه‌ای بر تولید ذرات پرا انرژی و شتاب‌دهی آن‌ها دارد، به طوری که، برهم‌کنش تپ کوتاه با پلاسما کم‌چگال در مقایسه با تپ بلند، در حالت شیب چگالی پله‌ای، میدان طولی قوی‌تر و الکترون‌های پرا انرژی‌تری تولید می‌کند. همچنین بررسی تحول‌های زمانی انتشار تپ در درون پلاسما نشان داد که با افزایش زمان برهم‌کنش، الکترون‌های تولید شده به واسطه تپ کوتاه در حالت شیب چگالی پله‌ای به انرژی‌های به مراتب بزرگ‌تر از انرژی الکترون‌های حاصل از برهم‌کنش تپ بلند می‌رسند. آنالیز فوریه طیف تابشی نشان داد که تغییر طول مقیاس چگالی پلاسما اثر قابل توجهی بر پراکنش‌های تپ لیزر در درون پلاسما دارد و با تند شدن شیب چگالی، مدهای ناپایدار الکترومغناطیسی بیشتر و با قله‌های منظم‌تری در پلاسما رشد می‌کنند. یافته‌های این پژوهش می‌تواند در برهم‌کنش بهینه‌ی هم‌جوشی هسته‌ای به روش افروزش سریع و همچنین مطالعات بنیادی برهم‌کنش‌های لیزر- پلاسما مورد استفاده قرار گیرد.



شکل ۱۲. رابطه‌ی بین دمای الکترون‌های پلاسما و بسامد زمانی برای تپ کوتاه  $\tau_L = 60 \text{ fs}$  و سه شیب چگالی.



شکل ۱۳. رابطه‌ی بین دمای الکترون‌های پلاسما و بسامد زمانی برای تپ بلند  $\tau_L = 60 \text{ fs}$  و سه شیب چگالی.

## مراجع

1. M. Tabak, et al, *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*, Phys. Plasmas, **1**, 1626 (1994).
2. A.L. Lei, et al. *Optimum Hot Electron Production with Low-Density Foams for Laser Fusion by Fast Ignition*, Phys. Rev. Lett. **96**, 255006 (2006).
3. C.D. Zhou and R. Betti, *Laser-plasma interactions and applications*, Phys. Plasmas, **14**, 072703 (2007).
4. Y. Sentoku, et al. *High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target*, Phys. Plasmas, **10**, 2009 (2003).
5. B.S. Paradkar, et al. *Numerical modeling of fast electron generation in the presence of preformed plasma in laser-matter interaction at relativistic intensities*, Physical Review E **83**, 046401 (2011).
6. C.J. McKinstrie and R. Bingham, *Stimulated Raman forward scattering and the relativistic modulational instability of light waves in rarefied plasma*, Phys. Fluids B **4**, 2626 (1992).
7. J.F. Drake, *Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas*, Phys. Fluids **17**, 778-785 (1974).
8. W.L. Krueer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Reading, MA: Addison Wesley (1988).
9. W.B. Mori, *Raman forward scattering of short-pulse high-intensity lasers*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1482-1485 (1994).
10. A.S. Sakharov and V.I. Kirsanov, *Theory of Raman scattering for a short ultrastrong laser pulse in a rarefied plasma*, Phys. Rev. E **49**, 3274-3282 (1994).
11. C. Joshi, *Ultra-high gradient particle acceleration by intense laser-driven plasma density waves*, Nature **311**, 525-529 (1984).
12. S.V. Bulanov, V.I. Kirsanov, and A.S. Sakharov, *Limiting electric field of the wakefield plasma wave*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53**, 540-544 (JETP Lett. **53**, 565-569), (1991).
13. R.M.G.M. Trines, *Generation of fast electrons by breaking of a laser-induced plasma wave*, Phys. Rev. E **63**, 026406 (2001).
14. C.I. Moore, *Electron trapping in self-modulated laser wakefields by Raman backscatter*, Phys. Rev. Lett. **79**, 3909-3912 (1997).
15. R.M.G.M. Trines, *On the effect of laser and plasma parameters on stimulated Raman scattering*, J. Plasma Physics. **71**, part 4, 411-433 (2005).
16. J. Yazdanpanah and A. Anvari, *Time and space extended-particle in cell model for electromagnetic particle algorithms*, Phys. Plasmas. **19**, 033110 (2012).
17. J. Yazdanpanah and A. Anvari, *Effects of initially energetic electrons on relativistic laser-driven electron plasma waves*, Phys. Plasmas. **21**, 023101 (2014).