



مطالعه شتاب‌دهی الکترون‌ها در برهم‌کنش دو باریکه نسبیتی لیزر با پلاسمای کم چگال

سید ابوالفضل قاسمی*، مسعود پیشدست، جمال الدین یزدان‌پناه

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

*Email: abo.ghasemi@gmail.com

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۴۰۰/۲/۹ تاریخ پذیرش مقاله: ۴۰۰/۳/۸

چکیده

در این مقاله، دو باریکه پر شدت نسبیتی تحت شرایط مختلف بر پلاسمای کم‌چگال اعمال شده و تأثیر فاصله دو باریکه از هم و نیز زاویه این دو باریکه نسبت به یکدیگر بر شتاب‌دهی الکترون‌ها بررسی شد. شبیه‌سازی‌ها نشان داد، زمانی که فاصله دو باریکه صفر است و زاویه نسبی بین آن‌ها وجود ندارد، گویی بعد از گذشت مدت زمان کافی یک باریکه پر شدت و قدرتمند، کل پلاسما را طی می‌کند و باعث افزایش طول شتاب‌دهی الکترون‌ها و افزایش انرژی جنبشی آن‌ها می‌شود. از آن‌جا که در حالت $d = 0$ بهترین برهم‌نهی سازنده بین پالس‌ها ایجاد می‌شود، به‌صورت طبیعی، الکترون‌های داغ بیش‌ترین دما و بیش‌ترین انرژی قطع را خواهند داشت. از طرفی دیگر، با افزایش فاصله پالس‌ها، برهم‌نهی سازنده کاهش یافته (دامنه کل میدان‌های لیزر کاهش می‌یابد) و به تبع آن، دمای الکترون‌های داغ پایین می‌آید. نتایج نشان می‌دهد در شرایط $d = 0$ و $\theta = 0$ ، آهنگ فرسایش پالس و افزایش انرژی جنبشی الکترون‌ها بیش‌تر از زوایای غیر صفر است که می‌تواند به دلیل برانگیزش امواج قوی‌تر پلاسمایی باشد.

کلیدواژه‌ها: شتاب الکترون، برهم‌کنش لیزر- پلاسما، انرژی جنبشی الکترون

Study on the electron acceleration in the interaction of two relativistic laser beams with under-dense plasma

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

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

Research Article

Received 29.4.2021, Accepted 29.5.2021

Abstract

This paper applied two intense relativistic beams to low-density plasma under different conditions. The effect of the distance and the angle between these two beams on the acceleration of electrons were investigated. The simulations showed that when the distance between two beams is zero, and there is no relative angle between them, after some adequate amount of time, it seems that a powerful beam travels through the entire plasma, increasing the acceleration length of the electrons and their kinetic energy. The best overlap occurs between the pulses at $d = 0$ and $\theta = 0$, naturally, the hot electrons will have the highest temperature and the highest cut-off energy. On the other hand, as the pulse distance increases, the useful overlap decreases (the total amplitude of the laser fields decreases). Consequently, the temperature of the hot electrons will reduce. The results showed that the conditions $\theta = 0$ and $d = 0$ the rate of pulse erosion, and the increase in the kinetic energy of the electrons are slightly greater than the non-zero angles, which can be due to the excitation of the stronger plasma waves.

Keywords: Electron acceleration, Laser-plasma interaction, Electron kinetic energy



۱. مقدمه

شده که $n_{cr} = \gamma n_c = 7.86 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ چگالی بحرانی پلاسما در این شبیه‌سازی است که در آن $\gamma = \sqrt{1 + a_p^2} / 2$ فاکتور متوسط نسبیتی لورنتس است. ابعاد جعبه شبیه‌سازی $124 \times 50 \mu\text{m}$ در صفحه $X \times Y$ با اندازه سلول ۱۶ سلول در راستای محور X ها و ۲ سلول در راستای محور Y ها در هر طول موج در نظر گرفته شده است. به عبارت دیگر ۱۹۸۴ سلول در راستای محور X و ۱۰۰ سلول در راستای محور Y ها تعریف شده است. دمای اولیه الکترون در شبیه‌سازی صفر لحاظ شده است (پلاسما سرد). ۴ ذره در هر سلول الکترون و ۴ ذره در هر سلول یون تعریف شده است. باریکه لیزر از سمت چپ وارد شده و بعد از طی حدود $12 \mu\text{m}$ در خلأ به پلاسما با اندازه $112 \mu\text{m}$ برخورد می‌کند (شکل ۱).

۳. نتایج و بحث

در این شبیه‌سازی تأثیر پارامتر فاصله دو باریکه d و زاویه دو باریکه از هم θ بر شتابدهی الکترون‌ها مطالعه و بررسی شده است. شکل ۲، تحول زمانی توزیع دامنه عرضی میدان لیزر درون پلاسما را به ازای فاصله‌های مختلف d با زاویه $\theta = 0$ در زمان‌های مختلف نشان می‌دهد. بر اساس این شکل، زمانی که فاصله دو باریکه صفر است و زاویه نسبی بین آن‌ها وجود ندارد، بعد از گذشت $t = 420 \text{ fs}$ گویی یک باریکه پر شدت و قدرتمند کل پلاسما با اندازه حدود $D = 120 \mu\text{m}$ را طی می‌کند و باعث افزایش طول شتابدهی الکترون‌ها و افزایش انرژی جنبشی آن‌ها می‌شود. تغییر فاصله دو باریکه به ازای $d = 0, 5, 10, 15, 20 \mu\text{m}$ برای دو باریکه انجام شده است. با افزایش فاصله دو باریکه مشاهده می‌شود که کانال‌های پلاسمایی تشکیل شده درون پلاسما به تدریج به دو کانال مجزا و جدا از هم تبدیل می‌شوند. بررسی چگالی الکترون‌های تشکیل شده در این کانال‌ها در شکل ۳ نشان می‌دهد، با برخورد پالس لیزر با پلاسما، در ابتدا نیروی پاندرموتیو ناشی از لیزر، الکترون‌ها را از ناحیه پر شدت لیزر دور می‌کند و آن‌ها را رو به جلو و کناره‌ها سوق می‌دهد، سپس با نفوذ پالس لیزر درون پلاسما کانالی تهی از الکترون‌ها ایجاد می‌شود که به مرور زمان الکترون‌ها از کناره‌ها به ناحیه عقب لیزر درون کانال‌ها تزریق می‌شوند، شکل‌های (۳ الف) تا (۳ ر) که با توزیع دامنه لیزر در شکل ۲ سازگار است. با گذر زمان، کانال در پلاسما به جلو رانده می‌شود و الکترون‌ها در آن تزریق شده و با سازوکار میدان عقبه شتاب می‌گیرند. اندازه این کانال پلاسمایی تشکیل شده در حالت $d = 0$ و $\theta = 0$ نسبت به حالات دیگر بزرگ‌تر و عریض‌تر است که این موضوع بعد از گذشت $t = 420 \text{ fs}$ که دو باریکه کل پلاسما را پیموده‌اند، کاملاً مشهود است (شکل ۳ ت). با افزایش فاصله بین دو باریکه $d = 20 \mu\text{m}$ ، مشاهده می‌شود که دو کانال موازی و مستقل از هم اما باریک‌تر و کوچک‌تر تشکیل می‌شود (شکل ۳ ر).

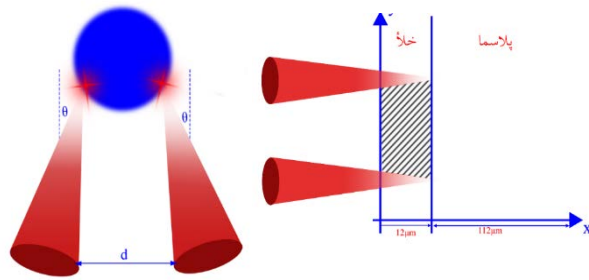
به طور کلی، در برهم‌کنش یک لیزر پر شدت با پلاسمای کم‌چگال، فرایندهای غیرخطی مختلف و پیچیده‌ای به وجود می‌آید که منجر به شتابدهی الکترون‌ها به انرژی‌های بالا و نسبیتی می‌شود. این فرایندهای شتابدهی الکترون قویاً به پارامترهای لیزر و پلاسما مرتبط است [۱-۵]. دو فرایند شتابدهی غالب وجود دارد که یکی شتابدهی الکترون‌ها به واسطه میدان عقبه [۶-۸] و دیگری شتابدهی مستقیم لیزری [۹-۱۰]. در این راستا تحقیقاتی در حوزه انتشار باریکه‌های چند گانه لیزر در پلاسمای کم‌چگال انجام شده است که به برخی از آن‌ها اشاره می‌کنیم. در تحقیقی که در سال ۲۰۱۸ انجام شده است، با تنظیم فاز نسبی بین دو باریکه لیزر، شتابدهی الکترون‌ها بهبود بخشیده شده و بهینه شده است [۱۱]. هم‌چنین نشان داده شده است زمانی که دو باریکه لیزر در ابتدا هم‌فاز باشند، این دو باریکه با هم فیوز شده و یک باریکه لیزر با شدت تقویت شده را به وجود می‌آورند که باعث افزایش طول شتاب‌گیری الکترون‌ها و تقویت انرژی آن‌ها می‌شود. هم‌چنین ایشان دریافتند زمانی که فاز نسبی بین دو تپ از π به صفر می‌رسد و جدایی اولیه دو باریکه لیزر کوچک باشد، انرژی باریکه الکترون‌های شتاب‌گرفته افزایش می‌یابد و به مقدار بیشینه می‌رسد [۱۱]. در تحقیق دیگری که در رژیم کم‌چگال انجام شده، برخورد دو باریکه لیزر فرودی که با یک زاویه کوچک نسبت به یک‌دیگر فرود می‌آیند منجر به ظهور جمعیت خوشه‌ای الکترون‌های نوسان‌کننده شده است [۱۲]، که به نوبه خود باعث تقویت گسیل تابش‌ها خواهد شد [۱۳]. در این پژوهش با استفاده از کدهای شبیه‌سازی PIC موجود و در دسترس، فرایند شتابدهی الکترون‌های پلاسما را با استفاده از دو باریکه لیزری مورد مطالعه و بررسی قرار گرفت. به طوری که، با تغییر فاصله دو باریکه و زاویه نسبی دو باریکه، شتابدهی الکترون‌ها و انرژی جیبی آن‌ها با در نظر گرفتن توزیع جمعیتی طیف انرژی آن‌ها مطالعه و بررسی شد.

۲. مشخصه‌های شبیه‌سازی

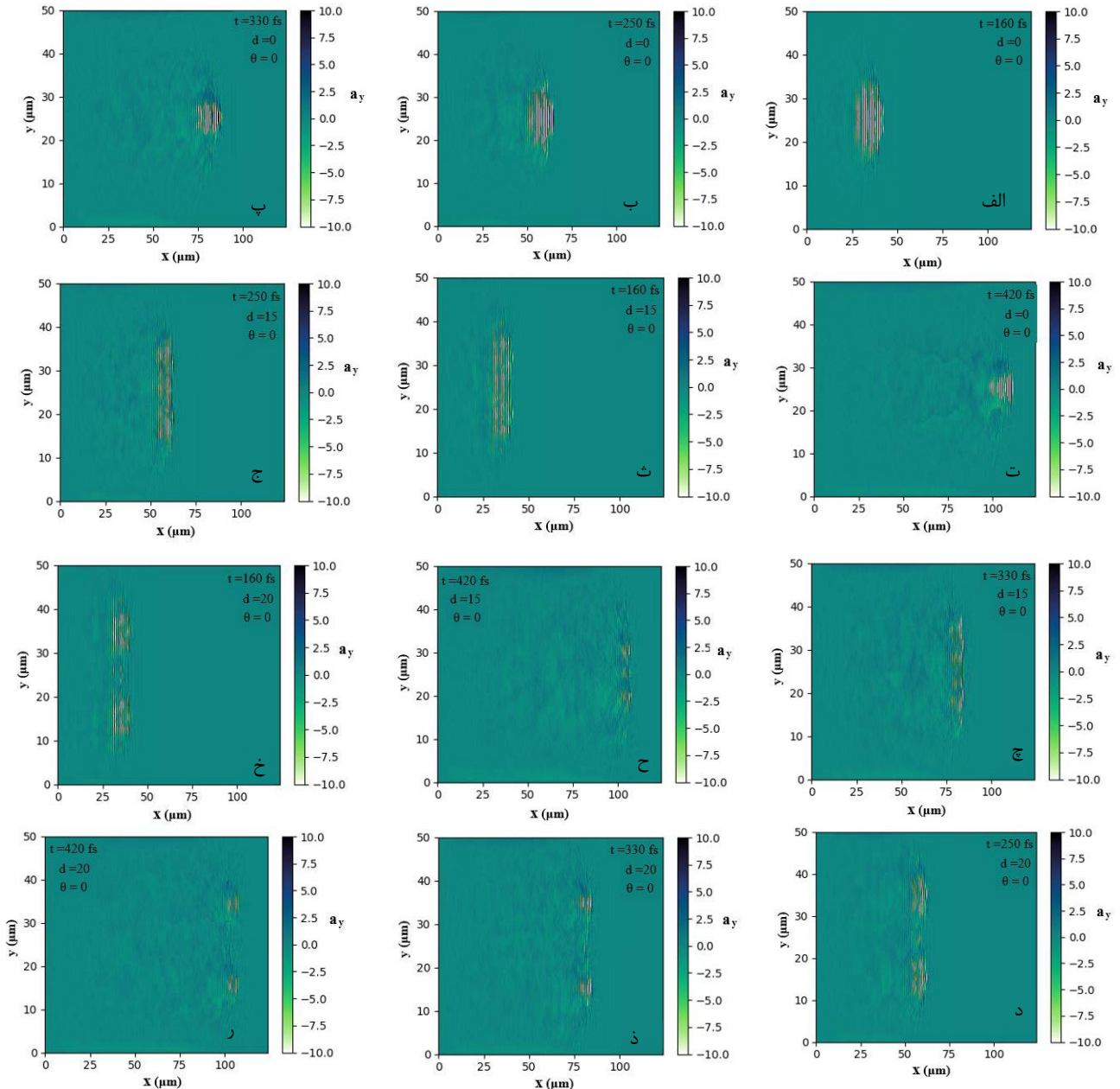
برای مطالعه و بررسی فرایند شتابدهی الکترون‌ها ناشی از برهم‌کنش دو باریکه نسبیتی لیزر با پلاسمای کم‌چگال، شبیه‌سازی‌های دو بعدی با کد ذره در سلول Smilei انجام شده است [۱۴، ۱۵]. به طوری که دو باریکه لیزر قطبیده خطی با پروفایل زمانی گوسین با $FWHM \approx 50 \text{ fs}$ و پهنای پالس زمانی $\tau_L = 100 \text{ fs}$ و طول موج $\lambda_L = 1 \mu\text{m}$ بر روی یک پلاسمای کم‌چگال از سمت چپ اعمال شده است. دامنه به‌هنگار عرضی دو لیزر $a_1 = a_2 = 10$ و شدت دو باریکه $I_L = 2 \times 10^{20} \text{ W cm}^{-2}$ و چگالی پلاسما برابر $n_e = 0.2 n_c$ در نظر گرفته

1. Laser Wakefield Acceleration
2. Direct Laser Acceleration



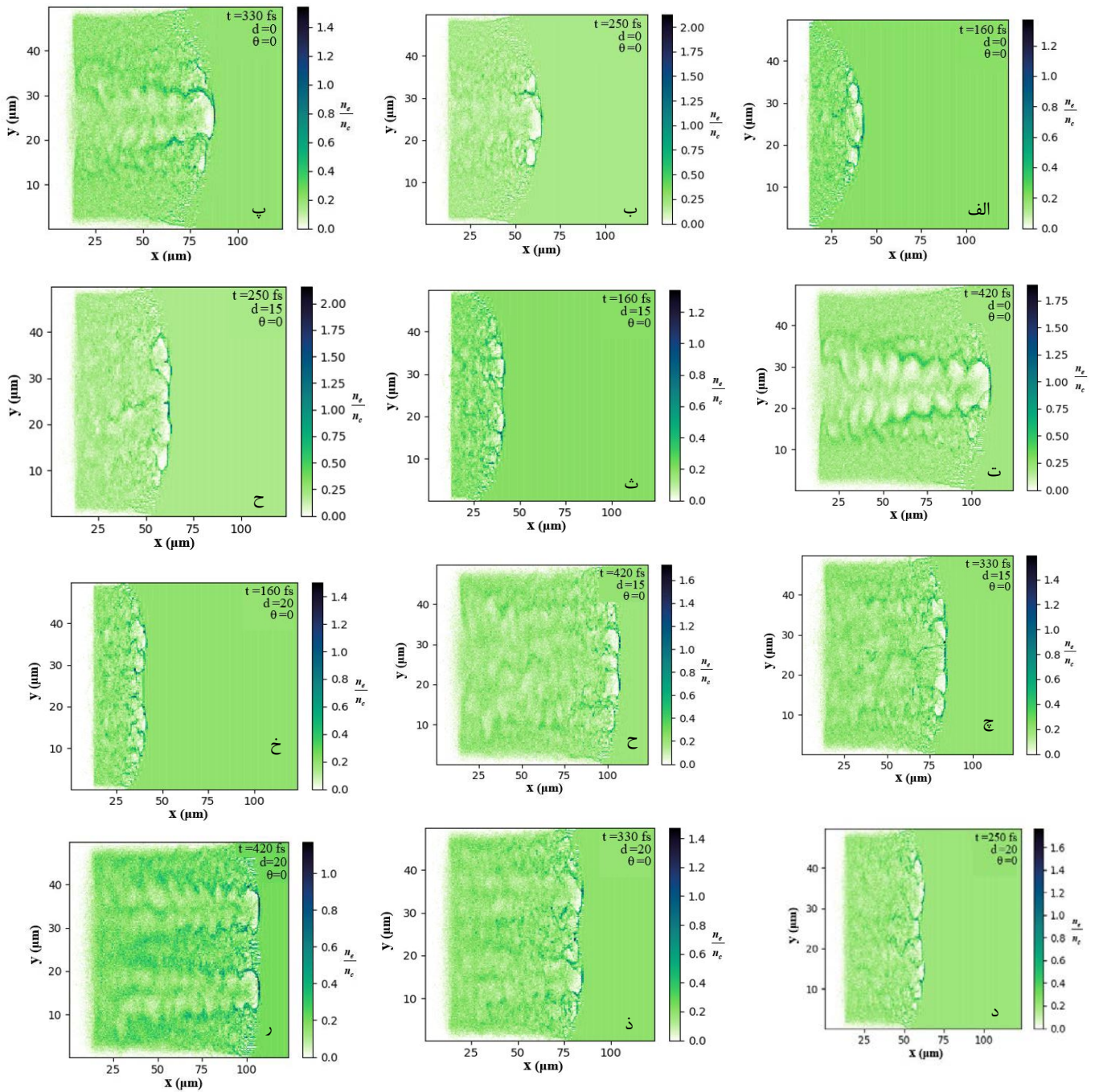


شکل ۱. شماتیک برهم‌کنش دو باریکه موازی با پلاسما. باریکه‌های لیزر پس از طی ۱۲ میکرون در خلأ وارد پلاسما می‌شوند.



شکل ۲. تحول فضایی- زمانی توزیع دامنه میدان عرضی لیزر در زمان‌های مختلف و به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $d = 0, 15, 20$ و زاویه $\theta = 0$.





شکل ۳. تحول فضایی- زمانی چگالی پلاسما در زمان‌های مختلف و به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $d = 0, 15, 20$ با $\theta = 0^\circ$.

شتاب‌های بالاتری دست یافته‌اند، به طوری که با گذشت مدت زمان $t = 420 \text{ fs}$ به شتاب بیشینه $p_x = 7.0 \cdot m_e c$ رسیده‌اند، هر چند که جمعیت کمی از الکترون‌ها به این شتاب‌ها می‌رسند. کاهش قابل توجه اندازه حرکت الکترون‌ها با افزایش فاصله دو باریکه به وضوح در شکل‌های (الف تا ج) قابل مشاهده است. نکته قابل توجه این است که جمعیت الکترون‌های شتاب گرفته

شکل ۴ توزیع مکانی اندازه حرکت طولی بهنجار (نگاشت فضای فاز طولی) الکترونی درون پلاسما به ازای فاصله‌های مختلف d با زاویه $\theta = 0^\circ$ از زمان اولیه $t = 160 \text{ fs}$ و پایانی $t = 420 \text{ fs}$ را نشان می‌دهد. شکل‌های (الف تا ج) در حالت $d = 0$ و $\theta = 0^\circ$ نشان می‌دهند که الکترون‌های پشت جبهه پلاسما با گذشت زمان و با نفوذ مکانی بیش‌تر درون پلاسما، به

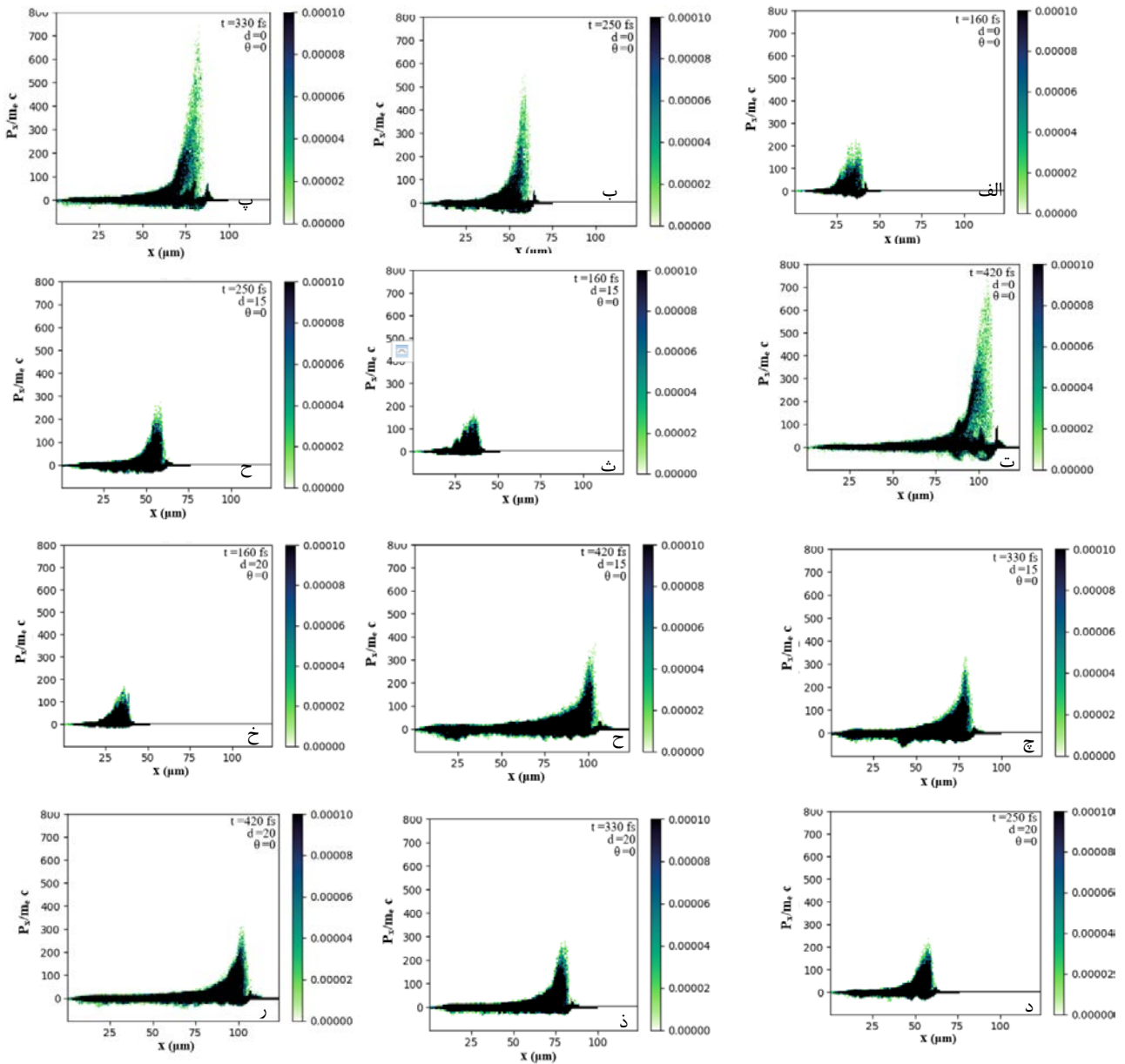


شتاب‌دهی الکترون‌ها مورد بررسی واقع شده است. شبیه‌سازی‌ها نمودارهای مشابهی با شکل‌های ۲ تا ۵ نشان داده که در این مقاله به خاطر محدودیت در صفحات مقاله آورده نشده و تنها تحلیل و بررسی شده است. بررسی اثر تغییرات زاویه دو باریکه به ازای یک فاصله ثابت نشان می‌دهد، به دلیل کوچک بودن زوایای مورد بحث، به ازای فاصله دو باریکه ثابت، تغییر زاویه دو باریکه تأثیر چندانی در نفوذ و تشکیل کانال پلاسمایی و هم‌چنین شتاب‌دهی الکترون‌ها ندارد. با وجود این، در زوایای $\theta > 0$ ، در ابتدای برهم‌کنش، قطبیدگی میدان‌ها نسبت به هم زاویه 2θ تشکیل داده و دامنه‌ها برآیند میدان‌ها با افزایش این زاویه کاهش می‌یابد. بنابراین، انتظار می‌رود در زمان‌های اولیه، اثر برهم‌کنش با افزایش زاویه کاهش یابد. با این حال، هرچه زاویه بزرگ‌تر باشد، پالس‌ها با سرعت بیشتری به هم نزدیک می‌شوند که این رفتار می‌تواند اثر منفی افزایش زاویه را جبران کرده و منجر به ایجاد الکترون‌های پر انرژی‌تر نسبت به زمان‌های اولیه شود. به‌طور کلی، از منظر جذب انرژی الکترومغناطیسی درون لیزر می‌توان گفت در حالت‌های $d > 0$ و $\theta > 0$ ، چگالی انرژی از مرتبه ۲ کاهش می‌یابد که این موضوع منجر به ایجاد الکترون‌هایی با انرژی جنبشی کم‌تری نسبت به حالت $d = 0$ و $\theta = 0$ می‌شود.

کم‌تر از جمعیت الکترون‌هایی است که دارای شتاب پایینی هستند و بیشینه شتاب این جمعیت قالب الکترونی به $p_x = 200 m_e c$ رسیده است. تحول زمانی اندازه حرکت عرضی به‌هنگار الکترون‌های پلاسما برحسب اندازه حرکت طولی به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $d = 0, 15, 20$ و زاویه $\theta = 0$ از زمان اولیه $t = 160 \text{ fs}$ تا نهایی $t = 420 \text{ fs}$ در شکل‌های (۵ الف تا ۵ ر) نشان داده شده است. مجدداً افزایش طولی و عرضی شتاب الکترونی در حالت $\theta = 0$ و $d = 0$ بیشینه مقدار خود را دارد، به‌طوری‌که با گذشت مدت زمان $t = 420 \text{ fs}$ از نفوذ الکترون‌ها به درون پلاسما، بیشینه اندازه حرکت طولی به حدود $p_x = 700 m_e c$ می‌رسد که با شکل ۴ سازگار است. اندازه حرکت عرضی این الکترون‌های کم‌جمعیت به حدود $p_y = 200 m_e c$ رسیده است. در سازگاری با شکل ۴ مشاهده می‌شود جمعیت الکترونی غالب در شتاب‌های پایین به سر می‌برند. شکل‌های (۵ ث تا ۵ ر) نیز نشان می‌دهند با افزایش فاصله دو باریکه لیزر شتاب الکترون‌ها در هر دو جهت X و Y به شدت کاهش می‌یابد، به‌طوری‌که در بهترین حالت و با طی زمان $t = 420 \text{ fs}$ اندازه حرکت طولی به بیش از ۳۰۰ نمی‌رسد و اندازه حرکت عرضی به بیش از ۱۰۰ دست نمی‌یابد که این موضوع با افزایش فاصله مشهودتر و ملموس‌تر است، شکل‌های (۵ خ تا ۵ ر).

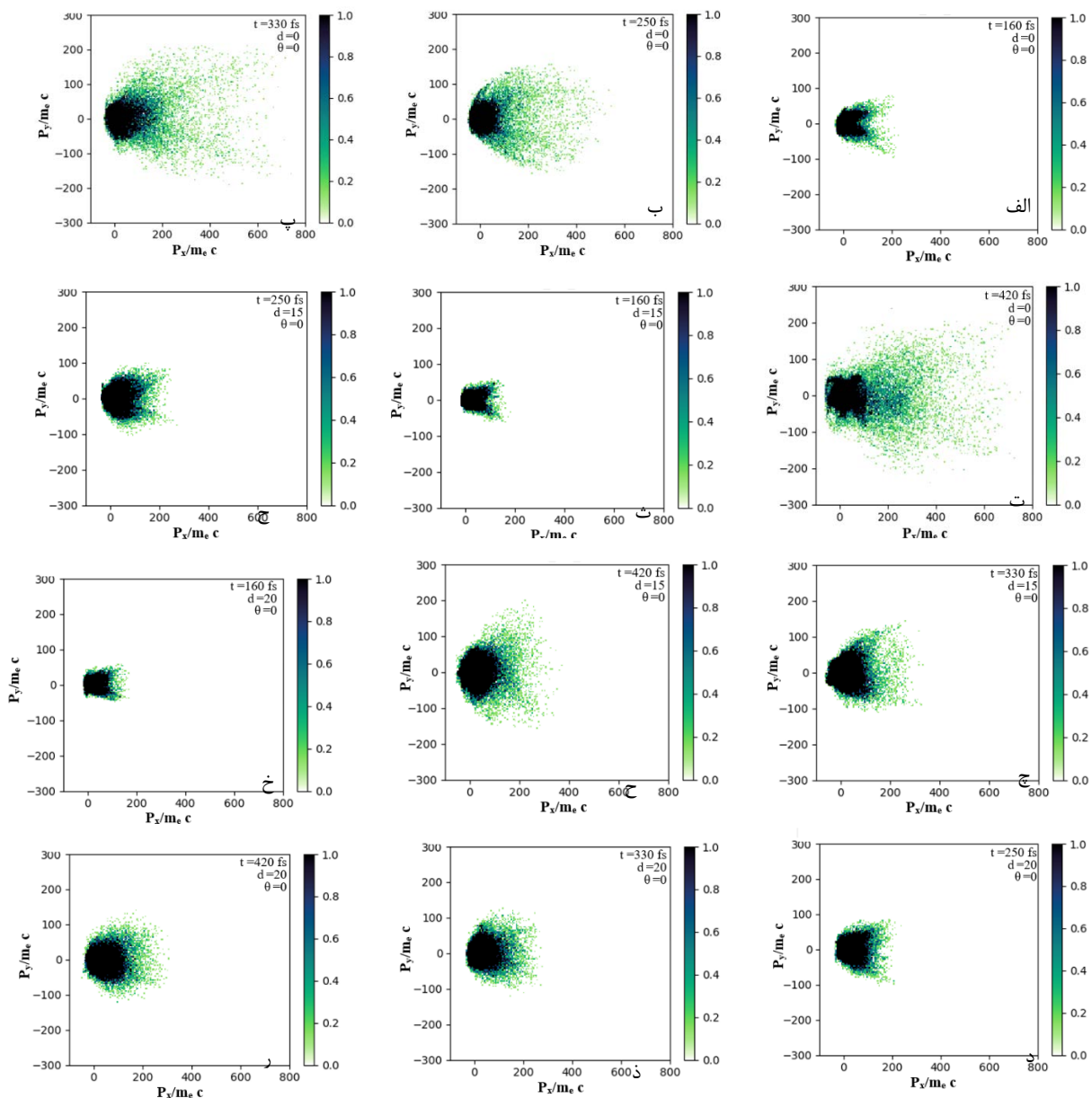
در ادامه، شبیه‌سازی‌های بیش‌تری انجام شده است و تأثیر زاویه‌های مختلف دو باریکه با یک فاصله ثابت بر روی





شکل ۴. تحول فضایی- زمانی اندازه حرکت طولی بهنجار الکترون‌های پلاسما در زمان‌های مختلف و به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $d = 0, 15, 20$ و زاویه $\theta = 0$.





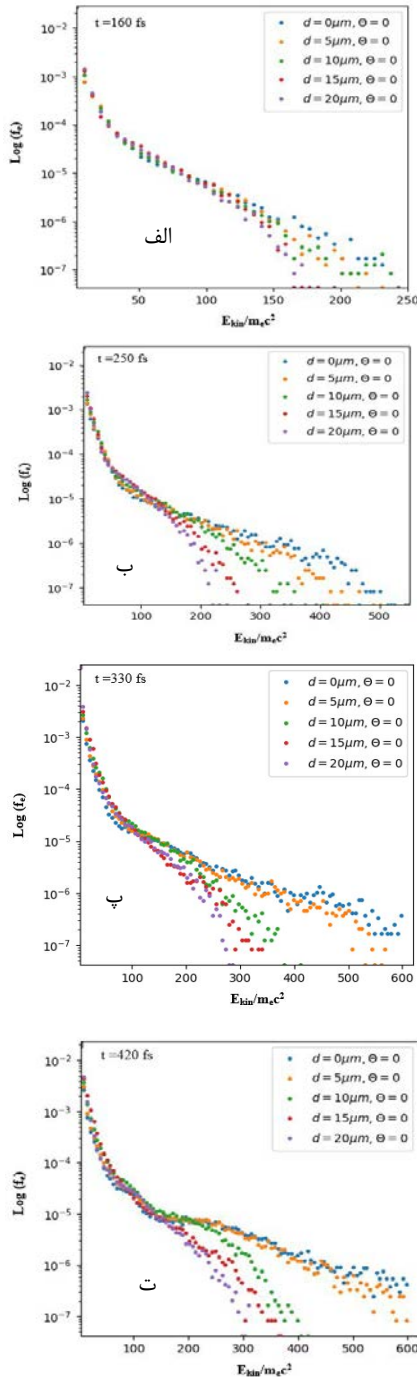
شکل ۵. تحول زمانی اندازه حرکت عرضی به‌هنگار الکترون‌های پلاسما برحسب اندازه حرکت طولی در زمان‌های مختلف و به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $d = 0, 5, 10, 15, 20$ و زاویه $\theta = 0$.

کناره‌های پالس‌های لیزر، قرار می‌گیرند. تغییر الگو از دو دمایی به سه‌دمایی در فاصله‌های بیشتر به دلیل ایجاد بخش بدون برهم‌کنش بین پالس‌ها است. از آن‌جا که در $d = 0$ بهترین برهم‌نهی سازنده بین پالس‌ها ایجاد می‌شود، به‌صورت طبیعی، الکترون‌های داغ (بخش دوم تابع توزیع) بیش‌ترین دما و بیش‌ترین انرژی قطع را خواهند داشت. از طرفی دیگر با افزایش فاصله پالس‌ها، برهم‌نهی سازنده کاهش یافته (دامنه کل میدان-های لیزر کاهش می‌یابد) و به تبع آن دمای الکترون‌های داغ پایین می‌آید. علاوه بر این، به دلیل گسترش ناحیه برهم‌کنش ضعیف، بخش ابتدایی تابع توزیع که شامل الکترون‌های دمای پایین‌تر است، اندکی پرجمعیت‌تر می‌شود. در $d = 0$ بعد از زمان $t = 420$ fs، بیشینه انرژی جنبشی

شکل ۶، طیف انرژی الکترون‌های پلاسما را در چهار زمان مختلف برهم‌کنش، از $t = 160$ fs تا $t = 420$ fs، به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $d = 0, 5, 10, 15, 20$ و زاویه $\theta = 0$ نشان می‌دهد. تابع توزیع، به ازای پارامتر فاصله $d = 0$ به وضوح الگوی دو دمایی (قابل برازش با دو خط راست) از خود نمایش می‌دهد، حال آن‌که در پارامترهای $d > 0$ و به‌خصوص در مقادیر بزرگ‌تر این پارامتر، الگوی سه‌دمایی (قابل برازش با سه خط راست) را به نمایش می‌گذارد. قسمت‌های دمایی پایین (شیب کم‌تر) که در حالت $d = 0$ در ابتدای طیف و در حالت $d > 0$ در دو بخش ابتدا و انتهای طیف قابل مشاهده هستند، شامل الکترون‌هایی است که عمدتاً خارج از ناحیه برهم‌کنش (درون ناحیه برهم‌کنش ضعیف) شامل بخش‌های جلو و یا



بیشترین مقدار خود را دارد $I \approx a^2 = (20)^2 = 400$ ، شکل ۸ الف، که با گذشت زمان به دلیل جذب درون پلاسما افت می‌کند. در حالت‌هایی $d > 0$ و $\theta > 0$ ، چگالی انرژی از مرتبه ۲ کاهش می‌یابد که در شکل ۸ الف، مشاهده می‌شود، $I = a^2 + a^2 = (10)^2 + (10)^2 = 200$.



شکل ۶. طیف انرژی الکترون‌های پلاسما برحسب انرژی جنبشی به‌هنگار، در زمان‌های مختلف، به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $d = 0, 5, 10, 15, 20$ و زاویه $\theta = 0$.

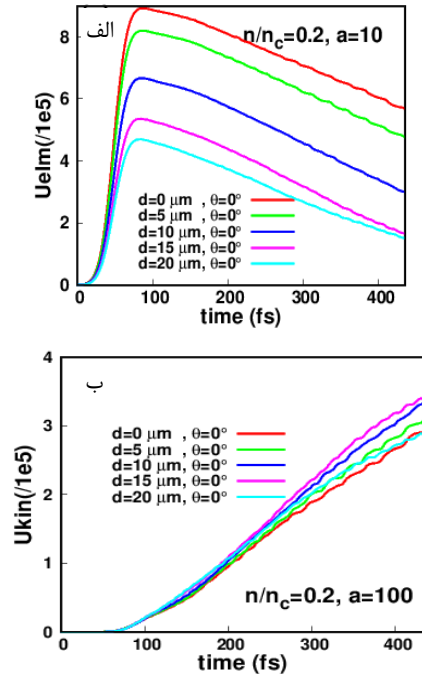
الکترون‌ها به $E_{kin} = 600 \cdot m_e c^2$ می‌رسد و در $d = 20$ در همین زمان مقدار انرژی بیشینه تا مقدار $E_{kin} = 250 \cdot m_e c^2$ کاهش می‌یابد.

شکل ۷، تحولات زمانی طیف انرژی الکترون‌های پلاسما بر حسب انرژی جنبشی به‌هنگار آن‌ها به ازای فاصله دو باریکه $d = 15$ و زاویای $\theta = 0, 2, 4, 6$ ، در زمان‌های مختلف از آغاز برهم‌کنش، بین $t = 160$ fs تا $t = 420$ fs را نشان می‌دهد. به دلیل کوچک‌بودن زاویای مورد بحث، تفاوت طیف‌ها چندان بزرگ نیست. با این حال پدیده‌ای که با اندکی دقت قابل مشاهده است، جابه‌جایی توالی طیف‌ها از لحاظ ترتیب بزرگی دمای الکترونی در طول زمان است. برای مثال اگر در $t = 250$ fs، پایین‌ترین طیف مربوط به بیش‌ترین زاویه و بالاترین طیف مربوط به کم‌ترین زاویه است، در $t = 450$ fs این وضعیت کاملاً معکوس می‌شود. علت این پدیده این است که در زاویای بزرگ‌تر، در ابتدای برهم‌کنش، قطبیدگی میدان‌ها نسبت به هم زاویه 2θ تشکیل داده و دامنه براین میدان‌ها با افزایش این زاویه کاهش می‌یابد. بنابراین، انتظار می‌رود در زمان‌های اولیه، شدت برهم‌کنش با افزایش زاویه کاهش یابد. با این حال، هرچه زاویه بزرگ‌تر باشد، پالس‌ها با سرعت بیش‌تری به هم نزدیک می‌شوند که این رفتار می‌تواند اثر منفی افزایش زاویه را جبران کرده و منجر به ایجاد الکترون‌های پر تر شود، پدیده‌ای که در شکل ۷ قابل مشاهده است.

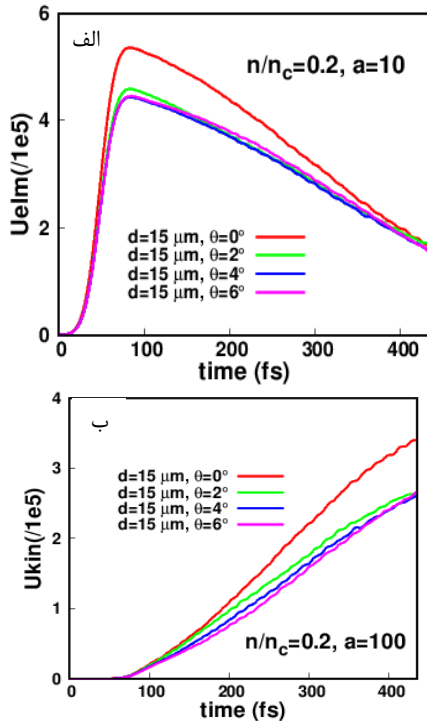
شکل ۸ الف تحولات انرژی الکترومغناطیسی به‌هنگار موجود در ناحیه شبیه‌سازی را برحسب زمان به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $d = 0, 5, 10, 15, 20$ و زاویه $\theta = 0$ ، $\alpha = 10$ و $n_e/n_c = 0.2$ نشان می‌دهد. هم‌چنین، انرژی جنبشی کل الکترون‌ها در طول زمان در شکل ۸ ب آمده است. ابتدا با تابش لیزرها انرژی الکترومغناطیسی به درون ناحیه، از طریق مرز آن وارد شده و به ازای هر آزمایش تا مقدار بیشینه خود (ورود کامل پالس) افزایش می‌یابد. سپس با شروع برهم‌کنش، انرژی لیزر به مرور زمان درون پلاسما جذب می‌شود و افت می‌کند. به دلیل برهم‌نهی موجی پالس‌ها، تفاوت در سطح بیشینه انرژی الکترومغناطیسی در فواصل مختلف کاملاً بدیهی است. انرژی جذب شده، مطابق تفاسیر ارائه شده در ذیل شکل ۶، صرف گرمایش الکترون‌ها (و سپس، تا اندازه‌ای یون‌ها) می‌شود که شکل ۸ ب گویای این مطلب است. تفاوت در شیب نمودارهای شکل ۸ (ب)، به ازای پارامترهای مختلف فاصله، کاملاً منطبق بر تفاسیر شکل ۶ است. یکی از علت‌های مهم این‌که بیشینه انرژی جنبشی الکترون‌ها در حالت $\theta = 0$ و $d = 0$ حاصل می‌شود، می‌تواند ناشی از جذب انرژی لیزر درون پلاسما باشد. چرا که، انرژی الکترومغناطیسی لیزر درون پلاسما بعد از گذشت زمان شبیه‌سازی درون پلاسما جذب می‌شود و افت می‌کند. چگالی انرژی الکترومغناطیسی با $I \approx a^2$ متناوب است. در حالت $d = 0$ و $\theta = 0$ دو باریکه بر روی هم افتاده و چگالی انرژی



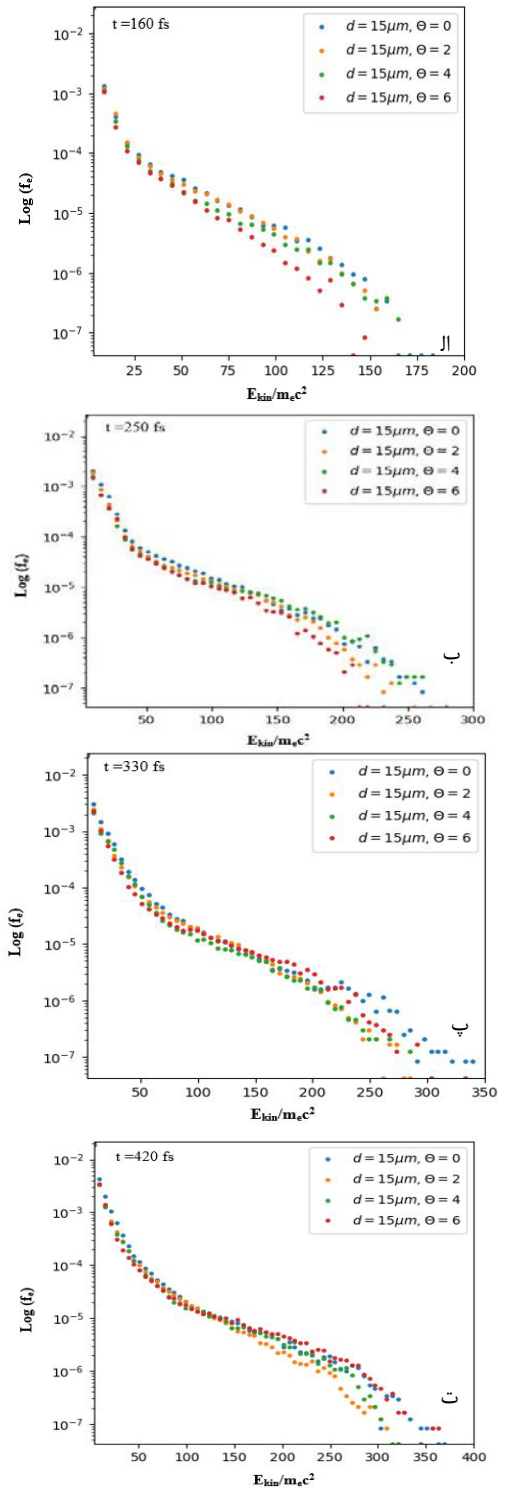
فرسایش پالس (شکل ۹ الف) و افزایش انرژی جنبشی الکترون‌ها (شکل ۹ ب) مقداری بیش‌تر از زوایای غیر صفر است که می‌تواند به دلیل برانگیزش اموج قوی‌تر پلاسمایی باشد.



شکل ۸. تحولات زمانی انرژی الکترومغناطیسی به‌هنگار (الف)، و انرژی جنبشی کل الکترون‌ها (ب)، به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $n_e/n_c = 0.2$ و $a = 10$ ، $\theta = 0^\circ$ ، $d = 0, 5, 10, 15, 20$.



شکل ۹. تحولات زمانی انرژی الکترومغناطیسی به‌هنگار (الف)، و انرژی جنبشی کل الکترون‌ها (ب)، به ازای فاصله‌های مختلف دو باریکه $d = 15$ و زوایای $n_e/n_c = 0.2$ و $a = 10$ ، $\theta = 0, 2, 4, 6^\circ$.



شکل ۷. طیف انرژی الکترون‌های پلازما برحسب انرژی جنبشی به‌هنگار آن‌ها، در زمان‌های مختلف، به ازای فاصله دو باریکه $d = 15$ و زوایای $\theta = 0, 2, 4, 6^\circ$.

شکل ۹ تحولات زمانی انرژی الکترومغناطیسی کل و انرژی جنبشی کل الکترون‌ها را به ازای فاصله ثابت $d=20$ و زوایای مختلف $\theta = 0, 2, 4, 6^\circ$ نشان می‌دهد. روند کلی تغییرات انرژی‌ها، همانند شکل ۸ برحسب برهم‌کنش و با توجه به توضیحات شکل ۷ قابل تفسیر است. به هر حال در زاویه $\theta = 0^\circ$



۴. نتیجه گیری

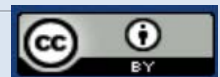
مراجع

1. M. Pishdast, J. Yazdanpanah, S.A. Ghasemi, *Electron acceleration by an intense laser pulse inside a density profile induced by non-linear pulse evolution*, *Laser Part. Beams*, **36**, 41-48 (2018).
2. S.A. Ghasemi, M. Pishdast, J. Yazdanpanah, *Numerical investigation of plasma heating during the entrance of an intense short laser pulse into a density profile*, *Laser Phys*, **30**, 016001 (2020).
3. A.P.L. Robinson, A.V. Arefiev, D. Neely, *Generating "Superponderomotive" Electrons due to a Non-Wake-Field Interaction between a Laser Pulse and a Longitudinal Electric Field*, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 065002 (2013).
4. A. Pukhov, Z.M. Sheng, J. Meyer-ter-Vehn, *Particle acceleration in relativistic laser channels*, *Phys. Plasmas*, **6**, 2847 (1999).
5. B. Liu, et al., *Generating Overcritical Dense Relativistic Electron Beams via Self-Matching Resonance Acceleration*, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 045002 (2013).
6. W.P. Leemans, et al., *GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator*, *Nat. Phys.* **2**, 696 (2006).
7. E. Esarey, C.B. Schroeder, W.P. Leemans, *Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators*, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1229 (2009).
8. W.P. Leemans, et al. *Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime*, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 245002 (2014).
9. A. Pukhov, Z.M. Sheng, J. Meyer-ter-Vehn, *Particle acceleration in relativistic laser channels*, *Phys. Plasmas*, **6**, 2847 (1999).
10. C. Gahn, et al., *Multi-MeV Electron Beam Generation by Direct Laser Acceleration in High-Density Plasma Channels*, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4772 (1999).
11. T.W. Huang, et al., *Electron acceleration induced by interaction of two relativistic laser pulses in underdense plasmas*, *Phys. Rev. E*, **98**, 053207 (2018).
12. L. Yang, et al., *High-charge energetic electron bunch generated by intersecting laser pulses*, *Phys. Plasmas*, **20**, 033102 (2013).
13. E. Wallin, A. Gonoskov, M. Marklund, *Radiation emission from braided electrons in interacting wakefields*, *Phys. Plasmas*, **24**, 093101 (2017).
14. <https://smileipic.github.io/Smilei/index.html>.
15. J. Derouillat, et al. *SMILEI: a collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation*, *Comput. Phys. Commun.* **222**, 351-373 (2018).

در این شبیه‌سازی تأثیر پارامتر فاصله دو باریکه d و زاویه دو باریکه از هم θ بر شتابدهی الکترون‌ها در برهم‌کنش دو باریکه نسبیتی با دامنه بهنجار $a_r = a_z = 10$ با پلاسمای کم‌چگال و با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول دو بعدی بررسی گردید. نتایج نشان می‌دهند به ازای $\theta = 0^\circ$ در حالت $d = 0$ بعد از زمان $t = 420$ fs، بیشینه انرژی جنبشی الکترون‌ها به $E_{kin} = 600 m_e c^2$ می‌رسد و در $d = 20$ در همین زمان مقدار انرژی بیشینه تا مقدار $E_{kin} = 250 m_e c^2$ کاهش می‌یابد. هم‌چنین، در زوایای $\theta > 0^\circ$ ، در ابتدای برهم‌کنش، قطبیدگی میدان‌ها نسبت به هم زاویه 2θ تشکیل داده و دامنه برآیند میدان‌ها با افزایش این زاویه کاهش می‌یابد. بنابراین، انتظار می‌رود در زمان‌های اولیه، شدت برهم‌کنش با افزایش زاویه کاهش یابد. با این حال، هرچه زاویه بزرگ‌تر باشد، پالس‌ها با سرعت بیش‌تری به هم نزدیک می‌شوند که این رفتار می‌تواند اثر منفی افزایش زاویه را جبران کرده و منجر به ایجاد الکترون‌های پر انرژی‌تر نسبت به زمان‌های اولیه شود. به‌طور کلی، از منظر جذب انرژی الکترومغناطیسی درون لیزر می‌توان گفت در حالت‌های $d > 0$ و $\theta > 0^\circ$ ، چگالی انرژی تقریباً از مرتبه ۲ کاهش می‌یابد که این موضوع منجر به ایجاد الکترون‌هایی با انرژی جنبشی کم‌تری نسبت به حالت $d = 0$ و $\theta = 0^\circ$ می‌شود.

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

سید ابوالفضل قاسمی، مسعود پیشدست، جمال الدین یزدانپناه (۱۴۰۱)، مطالعه شتابدهی الکترون‌ها در برهم‌کنش دو باریکه نسبیتی لیزر با پلاسمای کم‌چگال، ۹۹، ۱۳۶-۱۴۵

DOR: 20.1001.1.17351871.1401.43.1.15.8

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1358.html

