

ORIGINAL ARTICLE

Wakefield Electron Acceleration in the Bubble Regime in the Interaction of Laser Pulse with Plasma

Alireza Paknezhad^{1*}

¹ Assistant Professor, Department of Physics, Shabestar Branch, Islamic Azad University, Shabestar, Iran.

Correspondence

Alireza Paknezhad

Email: a.paknezhad@iaushab.ac.ir

How to cite

Paknezhad, A. (2024). Wakefield Electron Acceleration in the Bubble Regime in the Interaction of Laser Pulse with Plasma, *Optoelectronic*, 6(2), 1-10.

ABSTRACT

Laser-plasma accelerators are considered one of the new technologies to reach high energies. In this paper, while reviewing recent findings in the field of electron acceleration by laser pulse in a plasma channel, the mechanism of producing high-energy electrons in the interaction of femtosecond laser pulse with plasma is investigated and the amount of energy obtained in linear and non-linear interaction is estimated. Considering the density disturbances and the changes of the electric field of the wakefield wave, it is shown that the energy of electrons decreases with the increasing plasma density and increases with the increasing of plasma length and laser power. Also, changes in radius of the electron bubble and the number of accelerated electrons inside the bubble have been estimated at different plasma densities.

KEYWORDS

Femtosecond Laser Pulse, Wakefield, Plasma Bubble, Plasma Length.

فصلنامه علمی
اپتوالکترونیک

«مقاله پژوهشی»

شتابدهی الکترون در رژیم حبابی توسط میدان موج دنباله در برهم کنش پالس لیزر با پلاسما

علیرضا پاک نژاد^{*1}

چکیده

شتابدهنده‌های لیزر-پلاسما، یکی از فناوری‌های نوین برای رسیدن به انرژی‌های بالا محسوب می‌شوند. در این مقاله، ضمن مرور یافته‌های اخیر در زمینه شتابدهی الکترون توسط پالس لیزر در یک کانال پلاسمایی، مکانیزم تولید الکترون‌های پراثرژی در برهم کنش پالس لیزر فمتوثانیه با پلاسما بررسی شده و میزان انرژی کسب شده در اندرکنش خطی و غیرخطی برآورد شده است. با در نظر گرفتن اختلالات چگالی و تحولات میدان الکتریکی موج دنباله، نشان داده می‌شود که انرژی الکترون‌ها با افزایش چگالی پلاسما کاهش و با افزایش طول پلاسما و توان لیزر افزایش می‌یابد. همچنین، تغییرات شعاع حباب الکترونی و تعداد الکترون‌های شتاب گرفته داخل حباب در چگالی‌های مختلف پلاسما برآورد شده است.

واژه‌های کلیدی

پالس لیزر فمتوثانیه، میدان دنباله، حباب پلاسمایی، طول پلاسما.

1 استادیار، گروه فیزیک، واحد شستر، دانشگاه آزاد اسلامی، شستر، ایران.

نویسنده مسئول:

علیرضا پاک نژاد

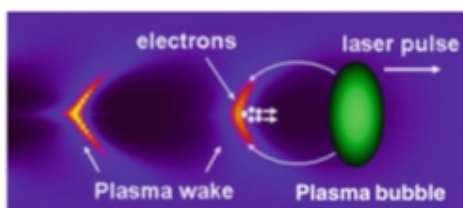
رایانامه: a.paknezhad@iaushab.ac.ir

استناد به این مقاله:

علیرضا پاک نژاد (1402). شتابدهی الکترون در رژیم حبابی توسط میدان موج دنباله در برهمکنش پالس لیزر با پلاسما. فصلنامه علمی اپتوالکترونیک، 6(2)، 1-10.

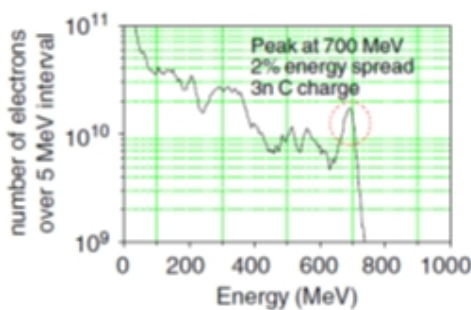
مقدمه

دو مکانیزم برای شتابدهی الکترون‌ها وجود دارد. در روش اول، وقتی طول پالس ($L=c\tau$)، c سرعت نور و τ دوام پالس لیزر، مساوی یا کوچک‌تر از طول موج پلاسمایی باشد ($L \leq \lambda_p$)، سرعت فاز موج دنباله با سرعت گروه پالس برابر شده و الکترون‌ها توسط میدان دنباله شتاب گرفته و پس از طی مسافت چند میکرومتر به سرعت‌های نسبی می‌رسند. انرژی که الکترون‌ها در این روش کسب می‌کنند، در محدوده چند ده مگا-الکترون ولت است. در غیر این صورت، الکترون‌ها مجدداً در قسمت انتهایی پالس لیزر در داخل حباب الکترونی به دام افتاده و توسط میدان الکتروستاتیک بار-فضای ناشی از یون‌ها جذب شده و پس از طی مسافت‌های چند سانتی متر، به انرژی‌هایی از مرتبه چند ده گیگا-الکترون ولت می‌رسند. این روش، را شتابدهی الکترون در رژیم حباب الکترونی می‌گویند [9 و 10].



شکل 1. مکانیزم شتابگیری الکترون‌ها در انتهای حباب پلاسمایی داخل موج دنباله.

در سال 2005، در شبیه‌سازی انجام شده توسط نصر حفظا³ و همکارانش، باریکه لیزری به قطر $24\mu m$ ، طول موج $800nm$ ، دوام $40fs$ ، توان خروجی $500TW$ و شدت $3 \times 10^{20} W/cm^2$ را از داخل پلاسمایی با چگالی الکترونی $8 \times 10^{18} cm^{-3}$ در مسافت‌های $350\mu m$ تا $2.5mm$ عبور دادند و الکترون‌هایی با پیک انرژی $700MeV$ و بار $3nC$ با 2 درصد اتلاف انرژی را مشاهده کردند [11]. در شکل (2)، نمودار تعداد الکترون‌ها برحسب انرژی آنها را می‌توان مشاهده کرد.



شکل 2. طیف انرژی الکترون‌های با انرژی بالاتر از 5 مگا-الکترون ولت.

محیط پلاسمای همواره به واسطه داشتن ذرات باردار و هدایت‌پذیری الکتریکی و مغناطیسی ویژه به عنوان یکی از گزینه‌های رسیدن به انرژی‌های بالا محسوب می‌شود که کاربردهای مهمی در منابع تولید نور توسط الکترون‌های شتاب داده شده بر پایه برهم‌کنش لیزر و پلاسمای هستند [1,2].

در یکی از فناوری‌های نوین در این زمینه، از برهم‌کنش پالس کوتاه لیزر ($\leq 1ps$) با شدت بالا ($I > 10^{17} W/cm^2$) با پلاسمای استفاده می‌شود به طوری که، در اثر این برهم‌کنش، یک موج پلاسمایی با دامنه زیاد بنام موج دنباله¹ ایجاد می‌شود که با به دام انداختن الکترون‌ها آن‌ها را تا انرژی‌های چند مگا-الکترون ولت شتاب می‌دهد. مکانیزم تولید این موج به این ترتیب است که نیروی الکترومغناطیسی وارد بر الکترون‌ها از طرف باریکه لیزر، علاوه بر ارتعاش عمودی باعث نوسان آن‌ها در امتداد انتشار پالس لیزر می‌شود. این امر موجب افت و خیز چگالی پلاسمای و ایجاد نیروی اثرگذار² شده و همین نیرو باعث شتابگیری الکترون‌ها می‌شود (شکل 1). زمانی که انرژی دریافتی الکترون از لیزر معادل انرژی جرم سکون آن می‌شود، حرکت الکترون نسبی شده و سریعاً شتاب می‌گیرد. طول موج پلاسمای به صورت تابعی از چگالی الکترونی پلاسمای (n_e) است و مقدار آن از رابطه $\lambda_p [\mu m] \sim 33/\sqrt{n_e [10^{18} cm^{-3}]}$ به دست می‌آید [3].

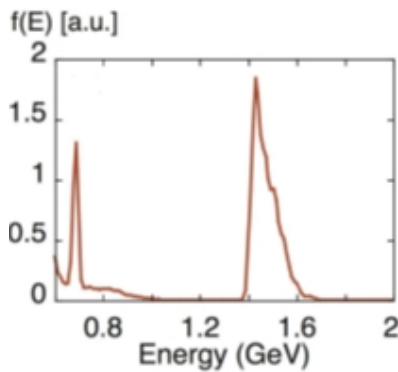
اگر λ طول موج لیزر و I شدت آن باشد، پارامتر قدرت لیزر در قطبش خطی به صورت زیر تعریف می‌شود [3-5]:

$$a_0 = 8.5 \times 10^{-10} \lambda_0 (\mu m) \sqrt{I (W/cm^2)} \quad (1)$$

به ازای $a_0 \geq 1$ ($I \geq 10^{18} W/cm^2$)، برهم‌کنش لیزر با پلاسمای نسبی است [6-8]. برای یک پالس لیزر گاوسی، λ_0 به شعاع پالس بستگی دارد و در لبه‌های پالس کوتاه‌تر است. وقتی که بسامد پالس لیزر خیلی بیشتر از بسامد پلاسمایی باشد، نیروی اثرگذار ایجاد شده الکترون‌ها را از نواحی مرکزی پالس (نواحی با شدت لیزر بالا) به سمت بیرون (نواحی با شدت لیزر کم) پرتاب می‌کند و در نتیجه، الکترون‌ها توسط موج دنباله حاصل از اندرکنش لیزر با پلاسمای به دام افتاده و تا انرژی‌های بالا شتاب می‌گیرند. در حالت معمول، برای پالس گاوسی با قطبش خطی و تقارن محوری، وقتی $\lambda_p = c\tau$ است، دامنه موج دنباله بیشینه می‌شود [3]. به طور کلی، براساس مقادیر مختلف طول کانال پلاسمای و شدت لیزر،

1 Wakefield

2 Ponderomotive force



شکل 4. طیف انرژی الکترون‌ها را پس از طی مسافت 7/5 میلی متر.

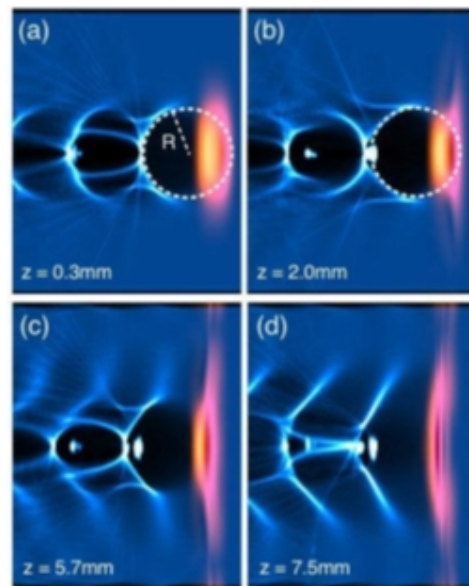
مأخذ: [12]

ویگینز² و همکارانش در سال 2010 با استفاده از پالس لیزر فمتوثانیه 26 تراوات و طول موج 800 نانومتر، توانستند در یک باریکه 2 میلیمتری از پلاسمای جت گازی، باریکه الکترون‌های 2 تا 10 پیکوکولن با انرژی 150 مگا-الکترون ولت تولید کنند [13]. در سال 2014، ماسون و همکارانش³ در یک کار تجربی در مرکز تحقیقات ALLS⁴ کانادا، با استفاده از برهمکنش پالس لیزر 200 تراوات 30 فمتوثانیه 800 نانومتری با پلاسمای جت گاز هلیوم 5 میلیمتری، باریکه الکترون‌های پراثری از مرتبه نزدیک به یک گیگا-الکترون ولت را مشاهده کردند. آن‌ها، مکانیزم شتاب‌دهی دو مرحله‌ای را معرفی کردند که طی آن، الکترون‌ها ابتدا توسط میدان دنباله لیزر داخل حباب شتاب داده می‌شوند و سپس با میرا شدن پالس لیزر توسط میدان دنباله پلاسما به دام افتاده و رانده می‌شوند [14]. در سال 2015، ژانگ و همکارانش⁵ ایده نظری شتاب‌دهنده لیزر پلاسمایی هیبریدی را پیشنهاد دادند که در آن، به کمک تکنیک به تاخیر انداختن حذف فازی⁶ طی یک هم‌افزایی بین میدان الکتریکی لیزر و میدان الکتروستاتیک پلاسما، انرژی خروجی الکترون‌ها از 0.2 GeV تا 0.7 GeV افزایش می‌یابد [15]. در سال 2019، کومر و همکارانش⁷ با استفاده از روش شبیه‌سازی سه بعدی ذره در جعبه، مدل یونیزاسیون را در برهمکنش لیزر CO₂ قوی با جت پلاسمایی هیدروژن را بررسی کردند که در آن، هنگام انتشار لیزر، گاز یونیزه شده و پلاسما تشکیل می‌شود و سپس برهم‌کنش لیزر با پلاسما آغاز می‌شود. این روش باعث می‌شود که میدان ردپایی تولید شده در پلاسما 50 درصد افزایش یابد و در نتیجه الکترون‌ها

مأخذ: [11]

لو¹ و همکارانش در سال 2007، با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول دو بعدی، در برهمکنش پالس لیزر 30 fs و توان 200 TW با پلاسمایی به طول 0.75 cm و چگالی $1.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ، باریکه الکترونی 10 fs با انرژی 1.5 GeV و بار الکتریکی 0.3 nC را مشاهده کردند [12]. شکل (3)، مکانیزم شتاب‌گیری الکترون را داخل حباب در حین انتشار پالس لیزر در امتداد محور z در صفحه xoz نشان می‌دهد. در اولین شکل، به وضوح مشاهده می‌شود که حباب الکترونی و میدان دنباله در پشت پالس لیزر ایجاد می‌شود. این میدان حتی در طی مسافت 7.5 mm (5 برابر طول رایلی) پابرجا باقی می‌ماند. بعد از اینکه پالس لیزر حدود 2 میلی متر داخل پلاسما پیشروی می‌کند، اولین گروه الکترون‌های به دام افتاده مشاهده می‌شوند. در نهایت، پس از مسافت 7.5 mm، با شروع پراش پالس لیزر، فرآیند شتاب‌دهی پایان یافته و الکترون‌ها از حباب خارج می‌شوند.

شکل (4)، طیف انرژی الکترون‌ها را پس از طی مسافت 7.5 mm نشان می‌دهد. پیک اول مربوط به باریکه الکترون‌هایی با بار 0.3 nC و انرژی 1.5 GeV و پیک دوم مربوط به الکترون‌هایی با بار 50 pc و انرژی 700 MeV است.



شکل 3. تحولات حباب الکترونی در حین انتشار پالس لیزر در امتداد

محور z. مأخذ: [12]

2 Wiggins

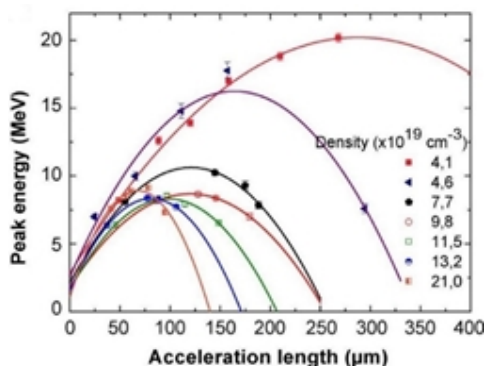
3 Masson

4 Facility Advanced Laser Light Source

5 Zhang

6 Laser-Delayed Dephasing

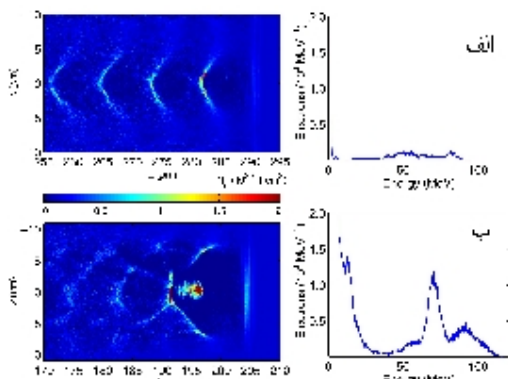
7 Kumar



شکل 5. نمودار پیک انرژی الکترون‌ها در چگالی‌های مختلف برحسب طول شتاب‌دهی. مأخذ: [17]

تحلیل و بررسی طیف انرژی الکترون‌ها

چگالی پلاسما و شدت لیزر تابشی تاثیر مستقیمی بر انرژی الکترون‌های شتاب گرفته در میدان موج دنباله دارند. شکل (6)، طیف انرژی الکترون‌ها را در دو حالت مختلف نشان می‌دهد. شکل الف، مربوط به لیزری با دامنه $a_0 = 3$ و انرژی $41mJ$ است و شکل دوم نیز برای لیزر $115mJ$ با دامنه $a_0 = 5$ است. مشاهده می‌شود، تعداد کمی از الکترون‌ها در چگالی‌های پایین به دام افتاده و شتاب می‌گیرند (تقریباً از مرتبه $10^7 MeV^{-1}$). با افزایش شدت لیزر، این الگو به سرعت تغییر می‌کند و شکستگی موج پلاسمایی باعث افزایش انرژی الکترون‌ها می‌شود. به طوری که پیک انرژی الکترون‌ها پس از طی مسافت $200\mu m$ به $70MeV$ می‌رسد [10]. همچنین، وقتی تعداد الکترون‌های با انرژی $60MeV$ به 2×10^{19} می‌رسد. کل انرژی پیک الکترون‌ها در حدود 30 میلی ژول می‌شود که در حدود 25 درصد انرژی لیزر تابشی است.



شکل 6. تغییرات چگالی و طیف انرژی الکترونی برای دو لیزر الف) $41mJ$ و ب) $115mJ$ که در پلاسمایی با طول موج $\lambda_p = 8\mu m$ منتشر می‌شود. مأخذ: [10]

اگر توان لیزر از توان آستانه خودکانونی شدن لیزر بیشتر باشد، اثر خودکانونی شدن نسبی می‌تواند باعث افزایش طول انتشار پالس لیزر شود. بنابراین، برای تولید الکترون‌های

شتاب‌گیری مضاعفی داشته باشند [5]. یادآور و همکارانش¹ در سال 2020، در یک شبیه‌سازی ذره در جعبه دو بعدی، تحولات شکل حباب الکترونی را هنگام برهمکنش لیزر پتا-وات با پلاسما مطالعه کرده و تاثیر شکل حباب را بر میزان انرژی الکترون‌ها تحقیق نمودند. آن‌ها نشان دادند که اولاً، شعاع حباب با شدت لیزر رابطه مستقیم دارد و دوماً، در ابتدا به شکل کره است و سپس به دلیل نیروی اثرگذار و خودکانونی شدن لیزر، در بازه زمانی چند پیکوثانیه، حالت بیضی شکل پیدا می‌کند به طوری که، مکانیزم به دام افتادن الکترون‌ها در حباب پلاسما را دستخوش تغییر قرار می‌دهد. بنابراین، با افزایش شعاع حباب، انرژی الکترون‌ها نیز افزایش می‌یابد. همچنین، نتایج این تحقیق نشان داد که با کاهش چگالی پلاسما، بار الکتریکی خوشه‌های الکترونی افزایش می‌یابد حال آنکه انرژی آن‌ها کاهش می‌یابد [16]. در یک تحقیق دیگر در سال 2020، کاردناس² و همکارانش در یک کار تجربی، ایده تزریق الکترونی ضربه جلو را پیشنهاد دادند و با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول سه بعدی، در تابش پالس لیزر $8fs$ با پلاسمایی با چگالی $10^{19} cm^{-3}$ الکترون‌هایی با پیک انرژی $20MeV$ در مسافت شتاب‌دهی $300\mu m$ مشاهده کردند [17].

آن‌ها، پالس لیزی با قطبش خطی و طول موج $800nm$ شعاع کانونی آن $w_0 = 5\mu m$ و دوام $\tau = 5fs$ (طول رایلی $98\mu m$ در نظر گرفتند که در جهت محور z داخل پلاسمایی با طول موج پلاسمایی $\lambda_p = 8\mu m$ منتشر می‌شود. با فرض چگالی غیراختلالی پلاسما، $n_0 = 1.75 \times 10^{19} cm^{-3}$ که در حدود 1% چگالی بحرانی است ($\omega_0/\omega_p = 100$) و رابطه پتانسیل برداری بهنجار برای لیزر گاوسی شکل به صورت $a(r,t) = a_0 e^{-(r/w_0)^2} \exp[-2\ln 2(t/\tau)^2]$ که در آن، τ دوام لیزر و w_0 عرض باریکه است، تغییرات مکانی پیک انرژی الکترون‌ها در چگالی‌های مختلف پلاسمایی برای پالس لیزری ($a_0 = 2.25$) با طول موج $800nm$ و دوام $8fs$ در شکل (5) نشان داده شده است. این نمودار مشخص می‌کند که در چگالی‌های بالا، پیک انرژی به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد به طوری که در یک پلاسمای پرچگال ($2 \times 10^{16} cm^{-3}$)، الکترون‌هایی با انرژی‌هایی از مرتبه $20MeV$ به دست می‌آید [17]. در مقاله حاضر، ضمن بررسی طیف انرژی الکترون‌های شتاب گرفته شده در رژیم حبابی، تغییرات شعاع حباب الکترونی و تعداد الکترون‌های خروجی در چگالی‌های مختلف پلاسما، بررسی می‌شود.

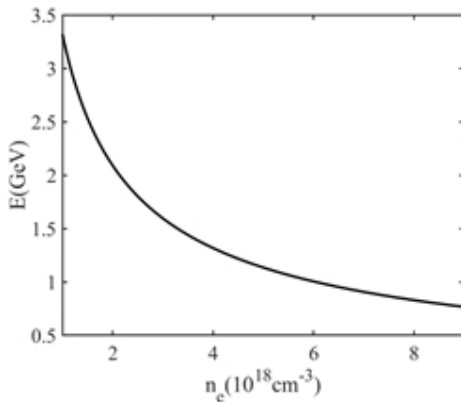
1 Kin

2 Cardenas

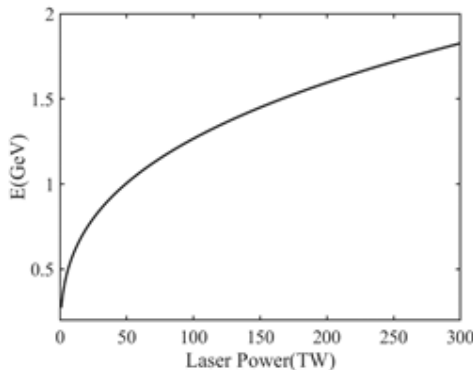
است. با در نظر گرفتن رابطه پایداری انرژی و تعادل نیروی الکتروستاتیک بار-فضا با نیروی اثرگذار در داخل حباب، تعداد الکترون‌های موجود در باریکه الکترونی خروجی برابر است با [22]:

$$N = 2.5 \times 10^9 \frac{\lambda[\mu m]}{0.8} \sqrt{\frac{P(TW)}{100}} \quad (5)$$

با استفاده از رابطه (4)، نمودار انرژی خروجی الکترون‌ها پلاسما در شکل (7)، رسم شده است. شکل (8) نیز، نمودار انرژی الکترون‌های شتاب گرفته در شدت‌های مختلف لیزر را به ازای $\lambda_0 = 900nm$ و $n_e = 6 \times 10^{18} cm^{-3}$ نشان می‌دهد. در واقع، در حالت خطی، با افزایش چگالی پلاسما، انرژی الکترون‌های خروجی کاهش می‌یابد؛ حال آنکه افزایش شدت لیزر باعث افزایش انرژی آن‌ها می‌شود.



شکل 7. نمودار طیف انرژی الکترون‌های شتاب گرفته در چگالی‌های مختلف.



شکل 8. نمودار طیف انرژی الکترون‌های شتاب گرفته در شدت‌های مختلف لیزر.

تحلیل و بررسی میدان الکتروستاتیکی موج دنباله در اندرکنش خطی و غیرخطی

در برهم‌کنش خطی پالس لیزر با محیط پلاسما، میدان الکتروستاتیکی ایجاد شده توسط نیروی اثرگذار، به صورت $E_p [GV/m] \sim 96 \sqrt{n_e [10^{18} cm^{-3}]}$ در حد $\frac{\delta n_e}{n}$

پرانرژی در رژیم حبابی، چگالی پلاسما باید از چگالی بحرانی کوچک‌تر باشد. در صورتی که بسامد پلاسما با بسامد لیزر تابشی یکسان باشد، چگالی پلاسما با چگالی بحرانی برابر شده و آنگاه ضریب شکست پلاسما صفر می‌شود؛ در نتیجه، پالس لیزر نمی‌تواند در محیط پلاسما منتشر شود.

محاسبه انرژی و تعداد الکترون‌ها

در برهم‌کنش پالس لیزری با دوام $\tau_L = 8fs$ و طول موج $\lambda_0 = 900nm$ و میدان تابشی بهنجار $a_0 < 6$ با پلاسمایی با چگالی $n_e = 1.2 \times 10^{20} cm^{-3}$ حداکثر میدان شتاب‌دهنده الکترونی از رابطه زیر به دست می‌آید [3]:

$$E_{acc} = \frac{mc^2 \pi}{e \lambda_p} \frac{a_0^2/2}{\sqrt{1+a_0^2/2}} \quad (2)$$

در چنین چگالی نسبتاً بالا پالس لیزر ضمن انتشار، انرژی قابل توجهی را از دست می‌دهد. بنابراین، جهت خروجی بهینه و اتلاف انرژی کمتر، حداکثر طول تخلیه پمپ لیزر باید در حدود $L_{pd} = (n_{cr}/n_e) c \tau_L$ باشد که کمی کمتر از طول کاهش فاز L_d است [18]:

$$L_d = \frac{2}{3} (n_{cr}/n_e) \lambda_p \sqrt{a_0} = \frac{2}{3} \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} R_b \quad (3)$$

طول کاهش فاز مسافتی است که الکترون‌های به دام افتاده طی شتاب‌گیری قبل از خروج از داخل حباب طی می‌کنند. در رابطه فوق، R_b شعاع حباب الکترونی بوده و در مقیاس اندازه لکه لیزر است و تقریباً برابر است با: $\sqrt{a_0} R_b \approx \frac{\lambda_p}{2\pi}$ (در بخش آخر مقاله، تغییرات R_b در چگالی‌های مختلف بررسی خواهد شد). به ازای $a_0 = 4$ و طول موج پلاسمایی $\lambda_p = 120 \mu m$ مقدار R_b در حدود $40 \mu m$ است. در این حالت، مقدار عددی به دست آمده L_d و L_{pd} نیز به ترتیب $1.31cm$ و $0.96cm$ است. در واقع، الکترون‌های گرفتار شده در انتهای حباب، مسافتی برابر با طول کاهش فاز را داخل حباب طی می‌کنند تا اینکه شتاب گرفته و از داخل حباب فرار کنند. میدان شتاب‌دهنده متوسط، همراه با طول شتاب‌گیری، کل انرژی الکترون‌ها را به دست می‌دهد. می‌توان نشان داد که انرژی خروجی الکترون‌ها به صورت تابعی از طول موج و توان لیزر و چگالی پلاسما از رابطه زیر قابل محاسبه است [21]-[19]:

$$E [GeV] \approx \quad (4)$$

$$1.7 \left(\frac{P[TW]}{100} \right)^{1/3} \left(\frac{10^{18}}{n_e [cm^{-3}]} \right)^{2/3} \left(\frac{0.8}{\lambda_0 [\mu m]} \right)^{4/3}$$

در این رابطه، n_e چگالی الکترونی و λ_0 طول موج لیزر تابشی است. لازم به ذکر است که سهم تاثیر چگالی پلاسما بر میزان انرژی الکترون‌های خروجی بیشتر سهم توان لیزر تابشی

یونی) است.

برای بررسی نوسانات چگالی الکترونی و میدان بار- فضا، یک پالس لیزر سینوسی با قطبش دایره‌ای با شدت بهنجار شده $0 < a^2 = a_0^2 \exp(-2r^2/r_s^2) \sin^2(\pi\zeta/L)$ به ازای $0 < L < z - ct (= \zeta)$ و $1 < a_0^2$ را در نظر می‌گیریم که در امتداد محور z در پلاسما منتشر می‌شود. در این حالت، دامنه موج پلاسمایی به ازای $L \sim \lambda_p$ بیشینه است به طوری که، در قسمت‌های پشت پالس ($\zeta < 0$)، میدان الکتریکی محوری و چگالی اختلالی پلاسما به ترتیب عبارتند از:

$$\frac{E_z}{E_0} = \frac{\pi}{4} a_0^2 \exp(-2\frac{r^2}{r_s^2}) \cos(k_p \zeta) \quad (7)$$

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{\pi}{4} a_0^2 \left[1 + \frac{8}{k_p^2 r_s^2} (1 - 2\frac{r^2}{r_s^2}) \right] \times \exp(-2\frac{r^2}{r_s^2}) \sin(k_p \zeta) \quad (8)$$

در این رابطه، r_s اندازه لکه لیزر است. برای پالس لیزر با قطبش خطی، کافی است در روابط فوق $a_0^2/2$ را به جای a_0^2 قرار دهیم. برای پالس لیزر به شدت کانونی شده ($1 < \frac{8}{k_p^2 r_s^2}$)، دامنه نوسانات چگالی بسیار زیاد بوده و میدان الکتریکی محوری E_z در حالت انتشار یک بعدی پالس لیزر، بدون تغییر باقی می‌ماند.

روش شبیه‌سازی

به منظور انجام محاسبات مربوط به میزان شتاب‌دهی ذرات الکترون بر اساس داده‌های تجربی مربوط به آزمایش‌های اخیر [23 و 17]، یک پالس لیزر از تیتانیوم سفایر با پتانسیل برداری $a_0 = 0.2$ ، طول موج $800nm$ دوام $\tau = 8fs$ را در نظر می‌گیریم که وارد محیط پلاسمای گاز هلیوم می‌شود. به دلیل کوتاه بودن دوام لیزر از اثر خودکانونی شدن لیزر صرف نظر می‌شود. همچنین، با در نظر گرفتن پلاسمای سرد کم چگال، از اثرهای حرارتی و حرکت یون‌ها (بارهای مثبت) و همچنین برخورد بین ذرات پلاسما چشم‌پوشی می‌کنیم. پالس لیزر مورد نظر را از نوع گاوسی با قطبش دایره‌ای در نظر می‌گیریم که شدت بهنجار شده به صورت $a^2 = a_0^2 \exp(-2\zeta^2/L^2)$ است [12]. نیروی اثرگذار وارد بر الکترون باعث تولید موج دنباله می‌شود. دامنه موج دنباله در پشت پالس ($\zeta^2 \gg L^2$) در اندرکنش نسبیته ضعیف ($a_0^2 < 1$) عبارت است از:

$$\frac{E_{max}}{E_0} = (\sqrt{\pi} a_0^2/2) k_p L \exp(-k_p^2 L^2/4) \quad (9)$$

این رابطه، به صراحت بستگی دامنه موج پلاسمایی را به طول پالس لیزر نشان می‌دهد که در آن، $k_p = \frac{2\pi}{\lambda_p}$ عدد موج مربوط به موج دنباله و $\lambda_{pN} = \lambda_p (1 + a_0^2/2)^{0/25}$ طول موج پلاسما در برهم‌کنش غیرخطی است [3]. برای پالس لیزر

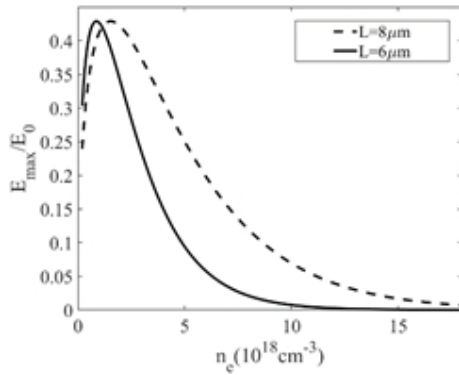
بالایی رژیم غیرخطی با بیشینه اختلال چگالی ($\frac{\delta n_e}{n} = 1$)، میدان الکتروستاتیکی بیشینه شده و مقدار آن تقریباً برابر $E_{pmax} [GV/m] \sim 96 \sqrt{n_e [10^{18} cm^{-3}]}$ می‌شود. در این وضعیت، موج پلاسمایی دنباله شکسته می‌شود [17 و 3].

در حالت نسبیته ($a_0^2 \geq 1$)، اندرکنش لیزر با پلاسما غیرخطی شده و تقریباً همه الکترون‌ها توسط نیروی پاندروموتیو رانده شده و ضمن ترک یون‌های مثبت، سبب تشکیل حباب یونی درست پشت پالس می‌شود که هم‌فاز با آن منتشر می‌شود. با توجه به شکل (3) مشاهده می‌شود که خوشه‌های الکترونی از یک طرف توسط نیروی پاندروموتیو به سمت چپ رانده می‌شوند و از طرف دیگر، نیروی الکتروستاتیکی باعث جذب آنها به سمت مرکز حباب یونی می‌شود. در این حالت، بسامد پلاسما نسبت به بسامد برهم‌کنش خطی کاهش می‌یابد. این بدین معناست که طول موج پلاسما با افزایش شدت لیزر بیشتر می‌شود.

$$\omega_p = \omega_{p0} \left[\left(\frac{2}{\pi} \right) \left(\frac{E_{max}}{E_0} + \frac{E_0}{E_{max}} \right) \right]^{-1} \quad (6)$$

در این رابطه، E_{max} میدان الکتریکی بیشینه لیزر و E_0 میدان الکتریکی شکست موج غیرنسبیته است. وقتی اندرکنش لیزر با پلاسما خطی باشد، $E_{max} \ll E_0$ بوده و موج پلاسمایی به شکل نوسانات سینوسی ساده با بسامد طبیعی پلاسما (ω_p) خواهد بود و سرعت فاز موج (v_p) هم از روی سرعت گروه پالس لیزر تعیین می‌شود. تابع پتانسیل هم به صورت کسینوسی نوسان می‌کند؛ $\varphi = \varphi_0 \cos \omega_p (z/v_p - t)$

وقتی $E_{max} \gg E_0$ باشد، موج پلاسمایی از حالت سینوسی خارج شده و تابعی غیرخطی می‌شود. در برهم‌کنش نسبیته و غیرخطی، میدان الکتریکی فروشکست موج پلاسمایی برابر $E_{WB} = \sqrt{2(\gamma_p - 1)} E_0$ است که در آن، γ_p فاکتور نسبیته است. شکست موج وقتی اتفاق می‌افتد که سرعت الکترون‌ها با سرعت فاز موج پلاسمایی یکسان شود. در این حالت، $E_{max} = E_{WB}$ خواهد بود [2]. به عنوان مثال کاربرد، برای پلاسمایی با چگالی $n_e = 10^{16} cm^{-3}$ سرعت فاز موج دنباله با سرعت پالس لیزر برابر بوده و برای پالس لیزری با بسامد ω_0 و طول موج $1\mu m$ ، $\omega_p = 330 \omega_0$ خواهد بود. در اندرکنش غیرخطی با شرط $\gamma_p \gg 1$ ، طول موج پلاسمایی برابر $\lambda_{Np} = \lambda_p (2/\pi) E_{max}/E_0$ است [23]. در این حالت، طول جداسازی الکترون در حباب یونی به صورت $L_d = \frac{2}{3} \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} r_b$ تعریف می‌شود که در آن، r_b شعاع کاواک (حباب

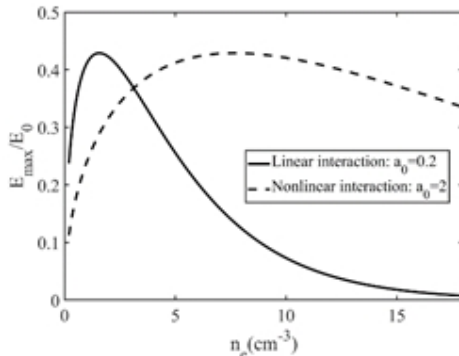


شکل 9. نمودار تغییرات میدان الکتریکی موج دنباله برحسب چگالی الکترونی به ازای $a_0 = 2$ و مقادیر طول پلاسمایی $L_1 = 6 \mu m$ و $L_2 = 8 \mu m$.

در شکل (10)، نیز نمودار تغییرات بیشینه دامنه نسبی موج دنباله نسبت به تغییرات چگالی پلاسما در حالت‌های خطی و غیرخطی رسم شده است. مشاهده می‌شود که با افزایش دامنه موج لیزر، در یک برهم‌کنش غیرخطی به‌خصوص در چگالی‌های بالاتر، میدان موج دنباله به‌طور قابل ملاحظه‌ای بیشتر می‌شود.

در شکل (11)، نحوه نمودار تغییرات شعاع حباب در چگالی‌های مختلف پلاسما رسم شده است. این نمودار نشان می‌دهد که با افزایش چگالی پلاسما، شعاع حباب کاهش می‌یابد به‌طوری که با 100 برابر شدن چگالی، مقدار R_b تقریباً نصف می‌شود.

در شکل (12)، نحوه تغییرات تعداد الکترون‌های شتاب گرفته با چگالی پلاسما برای لیزری با توان 200 تراوات و شعاع حباب $19/5$ میکرومتر به ازای $a_0 = 2$ رسم شده است. ملاحظه می‌شود که افزایش چگالی پلاسما، سبب افزایش تعداد الکترون‌های شتاب گرفته داخل حباب می‌شود.



شکل 10. نمودار تغییرات میدان الکتریکی موج دنباله برحسب چگالی الکترونی در برهم‌کنش‌های خطی و غیرخطی به ازای $L = 6 \mu m$.

گاوسی شکل، وقتی $L = \lambda_p / \pi \sqrt{2}$ است، بیشینه دامنه نسبی موج دنباله برابر $\frac{E_{max}}{E_0} = a_0^2 \sqrt{\pi/2e} \sim 0.76 a_0^2$ می‌شود. یکی دیگر از موارد بررسی‌شده، شعاع حباب الکترونی است. در واقع، شعاع حباب به چگالی پلاسما، طول موج و توان لیزر بستگی دارد و در حین انتشار پالس لیزر در پلاسما تغییر می‌یابد و گاهی 50 درصد افزایش می‌یابد. شعاع میانگین حباب را می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد [22]:

$$R_b = R_{b0} \sqrt{\frac{\lambda_0 (\mu m)}{10.6}} P[TW]^{1/4} \left(\frac{10^{18}}{n_e [cm^{-3}]} \right)^{1/3} \quad (10)$$

در این رابطه، $R_{b0} = 19.5 \mu m$ و λ_0 طول موج لیزر است.

با استفاده از معادله (10)، رسم نمودار تغییرات شعاع حباب الکترونی برحسب چگالی پلاسما نیز رسم می‌شود.

در نهایت، تعداد الکترون‌های شتاب گرفته در داخل حباب الکترونی را بررسی می‌کنیم. اگر $A_b = \sqrt{k_p}$ بیانگر سطح مقطع خوشه‌های الکترونی باشد، بیشینه تعداد الکترون‌هایی که پس از به دام افتادن در میدان دنباله داخل حباب شتاب می‌گیرند، از رابطه زیر به‌دست می‌آیند [3]:

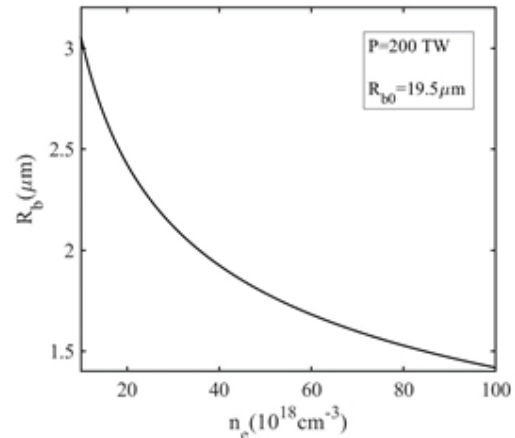
$$N_{max} = 5 \times 10^5 \times \frac{E_{max}}{E_0} A_b (cm^2) \sqrt{n_e [10^{18} cm^{-3}]} \quad (11)$$

نتایج شبیه‌سازی

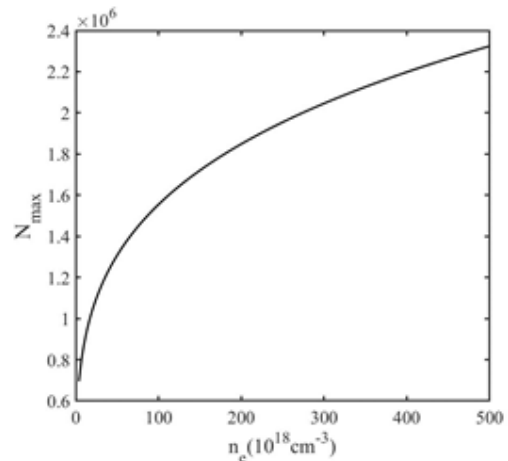
جهت ارائه نتایج شبیه‌سازی، نمودارهای به‌دست آمده از روابط (9-11) را تجزیه و تحلیل می‌کنیم. به منظور بررسی میزان شتابدهی الکترون‌ها، با استفاده از معادله (9)، نمودار تغییرات میدان الکتریکی موج دنباله برحسب چگالی پلاسما به ازای مقادیر طول پلاسمایی 6 میکرومتر و 8 میکرومتر رسم می‌شود. همچنین، برای بررسی آثار غیرخطی، نمودار تغییرات میدان الکتریکی موج دنباله را برای دو مقدار $a_0 = 0.2$ و $a_0 = 2$ رسم می‌کنیم. برای رسم تمام نمودارها از یک کد محاسباتی تعریف شده در برنامه متلب استفاده شده است. در شکل (9)، نمودار تغییرات بیشینه دامنه نسبی موج دنباله نسبت به تغییرات چگالی پلاسما به ازای دو مقدار طول پلاسمایی رسم شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، هر چقدر طول پلاسما بیشتر باشد، دامنه میدان موج دنباله نیز بیشتر می‌شود.

بحث و نتیجه گیری

در این مقاله، ضمن مطالعه شتابدهی ذرات الکترون در برهم‌کنش لیزر با پلاسما به بررسی اثر چگالی و شدت لیزر بر مقدار انرژی الکترون‌ها و همچنین دامنه موج دنباله پرداخته شده است. طبق یافته‌های تحقیق حاضر، نشان داده شده است که از یک طرف، افزایش چگالی پلاسما و شدت لیزر به ترتیب باعث کاهش و افزایش میدان الکتروستاتیکی شتاب‌دهنده می‌شود و از طرف دیگر، با افزایش طول پلاسما، پیک میدان الکتروستاتیک به سمت چگالی‌های بیشتر جابه‌جا می‌شود. به طوری که، در برهم‌کنش غیرخطی، دامنه موج دنباله و در نتیجه، انرژی الکترون‌ها به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. همچنین، با افزایش چگالی پلاسما، تعداد الکترون‌های پراکنده افزایش می‌یابد. با این حال، به دلیل کاهش حجم حباب، شتاب‌گیری ضعیف‌تر شده و انرژی خروجی الکترون‌ها کاهش می‌یابد. نتایج حاصل از این تحقیق برای مطالعه نظری و تجربی در بحث شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی بسیار مفید است.



شکل 11. نمودار تغییرات شعاع حباب الکترونی در چگالی‌های مختلف پلاسما.



شکل 12. نمودار تغییرات تعداد الکترون‌ها با چگالی پلاسما.

References

- [1] D. N. Gupta, et al., Propagation of intense laser pulses in plasma with a prepared phase-space distribution, *Scientific Reports*, 12, (2020), 20368.
- [2] K. V. Grafenstein, et al., Laser-accelerated electron beams at 1 GeV using optically-induced shock injection, *Scientific Reports*, 13, (2023), 11680.
- [3] E. Esarey, et al., Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, *Rev. Mod. Phys* 81, (2009), 1229.
- [4] J. Wenz, and S. Karsch, Physics of Laser-Wakefield Accelerators, Proceedings of the CERN–Accelerator–School course on High Gradient Wakefield Accelerators, Sesimbra, Portugal, (2020).
- [5] P. Kumar, et al., Simulation study of CO₂ laser-plasma interactions and selfmodulated wakefield acceleration, *Phys. Plasmas*, 26, (2019), 083106.
- [6] N.E. Andreev, et al., On laser wakefield acceleration in plasma channels, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 410, (1998), 469-476.
- [7] L. M. Gorbunov, et al., Laser wakefield acceleration by petawatt ultrashort laser pulses, *Phys. Plasmas*, 12, (2005), 033101.
- [8] T. Tajima, et al., Wakefield acceleration, *Reviews of Modern Plasma Physics*, 4, (2020), 7.
- [9] A. Kumar, et al., Laser wakefield and direct laser acceleration of electron in plasma bubble regime with circularly polarized laser pulse, *Optical and Quantum Electronics*, 53, (2021), 617.
- [10] M. Geissler, et al., Bubble acceleration of electrons with few-cycle laser pulses", *New Journal of Physics* 8, (2016), 186.
- [11] N. Hafz, et al., Near-GeV electron beam from a laser wakefield accelerator in the bubble regime, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 554, (2005), 49-58.
- [12] W. Lu, et al., Generating multi-GeV electron bunches using single stage laser wakefield acceleration in a 3D nonlinear regime, *Phys. Rev. Accel. Beams*, 10, (2007), 061301.
- [13] S. M. Wiggins, et al., High quality electron beams from a laser wakefield accelerator, *Plasma Phys. Control. Fusion* 52, (2010) 124032.
- [14] P. E. Masson-Laborde, et al., Electron bunch evolution in laser-wake-field acceleration, *Phys. Plasmas*, 23, (2014), 123113.
- [15] X. Zhang, et al., Synergistic Laser-Wakefield and Direct-Laser Acceleration in the Plasma-Bubble Regime, *Phys. Rev. Lett.*, 114, (2015), 184801.
- [16] M. Yadav, et al., Plasma bubble evolution in laser wakefield acceleration in a petawatt regime, *Laser Phys. Lett.*, 17, (2020), 076001.
- [17] D. E. Cardenas, et al., Electron bunch evolution in laser-wake-field acceleration, *Phys. Rev. Accel. Beams*, 23, (2020), 112803.

- [18] F. Albert, A. J. R. Thomas, Applications of laser wakefield accelerator-based light sources, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 58, (2016), 103001.
- [19] F. Albert, A. J. R. Thomas, Laser wakefield accelerator based light sources: potential applications and requirements, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 56, (2014), 084015.
- [20] H. T. Kim, al., Multi-GeV Laser Wakefield Electron Acceleration with PW, *Lasers, Appl. Sci.*, 11, (2021), 5831.
- [21] Y. F. Li, et. al., EGeneration of 20 kA electron beam from a laser wakefield accelerator, *Phys. Plasmas*, 24, (2017), 023108.
- [22] E. Brunetti, al., High-charge electron beams from a laser-wakefield accelerator driven by a CO₂ laser, *Scientific Reports*, 12, (2023), 6703.
- [23] H. Ding, et. al., Nonlinear plasma wavelength scalings in a laser wakefield accelerator, *Phys. Rev. E*, 101, (2020), 023209..