

بهینه‌سازی شتاب الکترون در پلاسما با چگالی شیب‌دار در شتاب میدان عقبه لیزری در رژیم حباب بیضوی

ارشاد صادقی طوسی*؛ دانشگاه آزاد اسلامی واحد نکا، گروه فیزیک

سعید میرزانژاد؛ دانشگاه مازندران، دانشکده فیزیک

دریافت: ۹۷/۷/۴

پذیرش: ۹۸/۵/۱۳

چکیده

در این مقاله سعی شده تا با به کارگیری شبیه‌سازی سه‌بعدی تک‌ذره‌ای، برهم‌کنش پالس لیزری گاوسی با محیط پلاسمای ناهمگن در رژیم حبابی میدان عقبه لیزری ($LWFA$) بررسی می‌شود. میزان تأثیرگذاری پارامتر شیب چگالی الکترون‌های پلاسما روی درصد میزان حبس‌شدگی الکترون‌ها در انتهای حباب بررسی شد. تأثیر حضور شیب چگالی محیط به عنوان روشی در افزایش طول وافازی به طور عددی به اثبات رسید و مشخص شد که با لحاظ کردن انرژی اولیه و جهت حرکت اولیه بهینه‌دسته الکترون‌ها در تزریق خارجی و تعیین مقدار بهینه شیب چگالی پلاسما، درصد میزان حبس‌شدگی و تزریق خودبه‌خودی الکترون‌ها به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش خواهد یافت.

واژه‌گان کلیدی: شتاب میدان عقبه لیزری، رژیم حبابی بیضوی، پلاسمای ناهمگن، پارامتر شیب‌دارکننده

مقدمه

شتاب الکترون‌ها به وسیله تابش لیزری، یکی از پرکاربردترین موضوعات برای شتاب الکترون است. عموماً طرح‌های اپتیکی به دو گروه اصلی تقسیم می‌شوند، حالتی که مبتنی بر پلاسما است [۱-۲] و گروه دیگر در محیط خلأ می‌باشد. با ورود لیزر به عرصه تکنولوژی و دستیابی بشر به لیزرهای پُرشدت، نسل جدیدی از شتاب‌دهنده‌ها به نام شتاب‌دهنده‌های لیزری پیشنهاد شدند. نوع خاصی از شتاب‌دهنده‌های لیزری، شتاب‌دهنده‌ها در محیط پلاسما می‌باشند که از پلاسما به عنوان محیطی برای شتاب الکترون‌ها استفاده می‌شود. در شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی ابتدا باید امواج پلاسما را تولید و تقویت کرد و سپس از این امواج برای شتاب‌دهی به ذرات باردار بهره برد که می‌تواند گرادیان شتابی هزاران بار بزرگ‌تر از شتاب‌دهنده‌های کلاسیک تولید کند.

در برهم‌کنش پالس لیزری کوتاه و پر شدت با پلاسما، موج پلاسمایی برانگیخته شده، می‌تواند الکترون‌ها را به انرژی نسبیتی در مقیاس سانتی‌متر شتاب بدهد [۳]. دینامیک بسته الکترون شتاب گرفته، به وسیله ویژگی‌های پالس لیزر و چگالی پلاسما تعیین می‌شود [۴]. یکی از جنبه‌های کاربردی مهم در شتاب میدان عقبه لیزری، کیفیت و پایداری باریکه الکترونی است که شدیداً به نحوه تزریق بسته الکترونی وابسته است. بهره انرژی و کیفیت انتشار بسته الکترونی شتاب گرفته (چگالی، پخش‌شدگی، بار...) به وسیله مکانیسم تزریق طولی و عرضی الکترون‌ها تنظیم می‌شوند [۵-۸]. تولید

*نویسنده مسئول: e.toosi@iaunek.ac.ir

یک بسته چگال از الکترون‌های نسبیتی با یک طیف تک انرژی یکی از ویژگی‌های مهم شتاب در ناحیهٔ حبایی است. کاربردهای زیادی از جمله لیزرهای الکترون آزاد x-ray تا برخوردکننده‌های الکترون-پوزیترون نیاز به باریکه‌های الکترونی با کیفیت بالا، با واگرایی و گسترهٔ انرژی خیلی کم دارند. در رژیم حبایی میدان عقبه لیزری، فشار تابشی لیزر یا بار باریکهٔ الکترونی، الکترون‌های زمینهٔ پلاسما را دور می‌کند و یک حفرهٔ پلاسمایی با بار یونی بزرگ را به جای یک موج پلاسمای تناوبی، شکل می‌دهد. الکترون‌های پلاسما به وسیلهٔ میدان دنبالهٔ حفره به طور خودبه‌خودی درون حفره گیراندازی می‌شوند و بدون برهم‌کنش مستقیم با میدان لیزر شتاب داده می‌شوند.

هم‌چنین محدودیت طول وافازی می‌تواند با کاهش دادن چگالی پلاسما بهبود پیدا کند ولی باید در نظر گرفت برای این که خودتزیقی اتفاق بیفتد، چگالی پلاسما باید به اندازهٔ کافی بزرگ باشد [۴]. به جهت افزایش طول وافازی، سرعت فاز موج پلاسمایی می‌تواند با بهینه‌سازی پروفایل چگالی پلاسما افزایش یابد [۴]. سوک^۱ و همکارانش، طرحی برای حبس الکترون‌های پلاسما با به کارگیری تغییر در چگالی پلاسما پیشنهاد کردند. پروفایل شیب‌دار شدن رو به بالای چگالی پلاسما می‌تواند به صورت ساده $n(z) = n_0 + n_0 \tan(z/d)$ مدل شود، در این رابطه n_0 چگالی اولیهٔ الکترون و d ثابتی قابل تنظیم است [۹]. به طور مثال در LBNL^۲، الکترون‌های تزیقی با انرژی اولیهٔ 30MeV در یک پلاسما با چگالی شیب دار شده، می‌توانند تا انرژی 400MeV در دو مرحله در یک کانال پلاسمایی سهموی ۴ سانتی‌متری شتاب داده شوند [۱۰]. هم‌چنین نشان داده شد که تغییرات چگالی آرام در محیط پلاسما به صورت $L_{grad} \ll \lambda_p$ می‌تواند باعث حبس‌شدگی الکترون‌ها شود [۱۱]. در آزمایشگاه‌ها، برای ساخت پلاسماهایی با چگالی متغیر، کافی است در برهم‌کنش لیزر پرتوان با گاز به جهت تبدیل گاز به پلاسما، در مسیر حرکت پالس، عدسی مناسبی رو به کارگرفته و در مکانی قرار دهیم تا پالس را به همان شکل تابعی که می‌خواهیم متمرکز کند به طور مثال به کارگیری یک ورقهٔ چگال نازک به عنوان یک عدسی غیرخطی برای لیزر، می‌تواند باعث تمرکز و عدم تمرکز (واگرایی) سریع‌تر لیزر بشود.

یکی از مهم‌ترین فرآیندها در شتاب لیزری، تزیق می‌باشد که به دو روش تزیق با عامل خارجی و تزیق خودبه‌خودی تقسیم می‌شود. تزیق با عامل خارجی را می‌توان به دو نوع عمدهٔ تزیق الکترون‌های خارجی و تزیق الکترون‌ها از محیط پلاسما (داخلی) تقسیم کرد. در روش تزیق داخلی، الکترون‌های پلاسما می‌توانند به داخل میدان دنباله رانده شوند که به عنوان نمونه ممکن است به وسیلهٔ استفاده از یک عامل خارجی مثل پرتو کمکی لیزر باشد [۱۳، ۱۲-۱۵]. در روش تزیق خارجی، بستهٔ الکترونی به وسیلهٔ یک منبع مستقل در خارج از محیط پلاسما تولید می‌شود و می‌تواند در جلو یا پشت پالس لیزری تزیق شود.

^۱ Suk^۲Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL)

روش تزریق در پشت پالس، اولین بار به وسیله گوردن^۳ و همکارانش مطرح شد [۱۶]. از محدودیت‌های این روش می‌توان به سخت بودن تزریق الکترون‌ها به داخل ناحیه شتاب اشاره کرد. اما در روش تزریق در جلوی پالس که به وسیله خاچاتریان^۴ در سال ۲۰۰۱ میلادی پیشنهاد شد [۱۷-۱۸]، ابتدا الکترون‌ها با انرژی خیلی کم به داخل پلاسما تزریق می‌شوند، در ادامه پالس لیزری و میدان دنباله از بسته الکترونی پیش افتاده و الکترون‌های تزریق شده در اولین ناحیه شتاب میدان دنباله‌گیر افتاده و شتاب می‌گیرند.

طرح‌های خودتزریقی در طراحی شتاب‌دهنده‌ها به دلیل عدم نیاز به تزریق کننده خارجی بیش‌تر ترجیح داده می‌شوند [۴]. مکانیسم خودتزریقی در رژیم حبای شتاب میدان عقبه لیزری امکانی برای تولید باریکه الکترونی انرژی بالا پیشنهاد می‌دهد و به طور تئوری و آزمایشگاهی در سال‌های اخیر بررسی شده است [۱۹-۲۳]. اگر چه اجرای طرح‌های خودتزریقی ساده‌تر است ولی به علت بار کم‌تر و کیفیت پایین‌تر بسته الکترونی تولید شده، روش تزریق بیرونی نیز مورد توجه قرار گرفته است. ما نیز در این مقاله به بررسی روش تزریق بیرونی در یک پلاسمای ناهمگن خواهیم پرداخت.

شرایط برهمکنش لیزر-پلاسما

در این مقاله گیراندازی و شتاب الکترون‌ها را در طول برهم‌کنش آن‌ها با حفره بیضوی متغیر در دو حالت پلاسمای همگن و ناهمگن بررسی می‌کنیم. جهت انتشار پالس لیزر در محیط پلاسما را در راستای محور Z در نظر می‌گیریم، در نتیجه حفره هم در دنباله پالس با سرعت نسبیتی $v_0 = (1 - (\frac{\omega_p}{\omega})^2)^{1/2}$ در جهت مثبت Z در پلاسما حرکت می‌کند. از پالس لیزر با شدت $I = 10^{19} \frac{W}{cm^2}$ و قطر لکه $w_0 = 0.6 \mu m$ و مدت زمان $\tau_l = 11 fs$ استفاده کرده ایم. نسبت بسامد لیزر به بسامد پلاسما را در ابتدا $\gamma_p = \frac{\omega}{\omega_p} = 10$ اختیار کردیم که آن را به صورت $\omega_p(\zeta) = \omega_{p0}(1 + \delta\zeta)$ به کمک پارامتر شیب چگالی δ متغیر گرفته ایم. در ادامه مقدار بهینه پارامتر شیب δ را به جهت افزایش گیراندازی و بهره انرژی بسته الکترونی بدست آورده ایم.

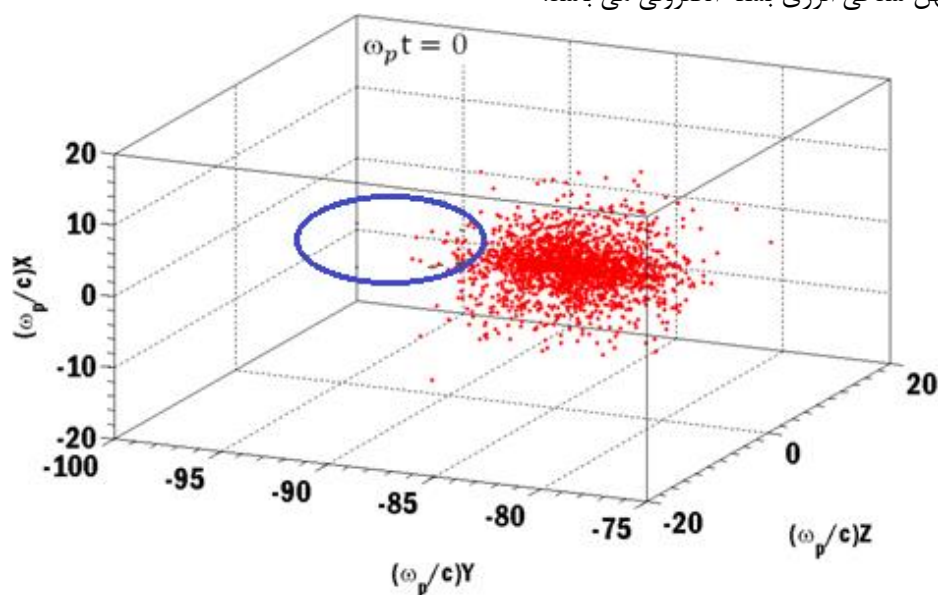
برای تحلیل عددی فرآیند شتاب، یک بسته الکترونی با تعداد ۲۰۰۰ الکترون و توزیع گوسی یکنواخت که در مکان اولیه $\zeta = Z_R + 0.5l_p$ در جلوی پالس لیزری که مرکز آن در $\zeta_{0l} = 0$ قرار دارد در نظر می‌گیریم که در آن Z_R طول رایلی و l_p طول پالس لیزر است. انرژی اولیه بسته الکترونی مقدار $E_i = 0.5 MeV = 500 KeV$ و درجهت مخالف انتشار پالس لیزر با واگرایی $\varepsilon = 1 mm mrad$ و پهن شدگی انرژی $\gamma_0 = 1/01$ از شرایط بهینه مقاله قبلی ما گرفته شده است [۲۵]. شکل (۱) نمای سه بعدی توزیع الکترون‌های یک بسته الکترونی که دارای پارامترهای مشخصه زیر است را در مقابل حفره بیضوی نشان می‌دهد.

$$\delta r = 20 \mu m, \quad \delta z = 1 \mu m, \quad \lambda_p = 20 \mu m$$

$$\varepsilon = 1 mm mrad, \quad \gamma_0 = 1/01, \quad \delta E/E_0 = 0/005$$

³Gordon⁴Khachatryan

δz و δr به ترتیب پهنای عرضی و طولی بسته الکترونی، λ_p طول موج پلاسما، ε پارامتر واگرایی، γ_0 انرژی اولیه و $\delta E/E_0$ پهن شدگی انرژی بسته الکترونی می باشد.



شکل (۱) نمایی از قرارگیری بسته الکترونی در جلوی حفره پلاسمای بیضوی در ابتدای تزریق با مشخصات ذکر شده در متن. هنگامی که حفره بیضوی با الکترون‌ها برخورد می‌کند آن‌ها را تحت تأثیر نیروهای پراکنده کننده پالس لیزر و همگرا کننده حفره قرار می‌دهد، به ترتیبی که نهایتاً برخی از آن‌ها در انتهای حفره گیر اندازی شده و درون حفره به سمت جلو شتاب می‌گیرند. برای این‌که تحول حفره بیضوی را وارد شبیه‌سازی کنیم، تغییرات ابعاد و مکان حفره بیضوی را بر حسب تغییرات پارامترهای پالس لیزر و محیط پلاسما، به صورت توابع حاصل جمعی به صورت زیر در نظر می‌گیریم [۲۴].

$$R_z \left(a(z), l_p, \frac{\omega}{\omega_p(\zeta)} \right) = -1/1834 + 0/6508a(z) + 0/465l_p + 0/688 \left(\frac{\omega}{\omega_p(\zeta)} \right)^{-3/19}$$

for $a(z) \leq 10, l_p \leq 2$

$$R_r \left(a(z), l_p, w(z), \frac{\omega}{\omega_p(\zeta)} \right) = -32/44 - 0/021a^2(z) + 0/8622a(z) - 0/9041w^2(z) +$$

$$10/08w(z) + 3/547 \left(\frac{\omega}{\omega_p(\zeta)} \right)^{-2/319} + 21/85l_p^{-1/743} \quad (\text{for } l_p > 1/5)$$

(۱)

توابع بالا را در شبیه‌سازی برهمکنش و برای لحاظ کردن تغییرات ابعاد حفره بیضوی وارد حل عددی کرده‌ایم. کمیت‌های

پالس لیزر را در لحظه شروع به صورت زیر در نظر می‌گیریم،

$$a_0 = 10, \quad w_0 = 3/6, \quad l_p = 2, \quad z_{0l} = 0, \quad z_{0g} = 0, \quad k = 10 \quad (۲)$$

هنگامی که پالس لیزر از موقعیت ابتدایی خود در لحظه $t = 0$ با سرعت گروه در محیط پلاسما پیش می‌رود واگرا می‌گردد و شعاع لکه لیزر و دامنه آن تغییر می‌کند. تغییرات پالس لیزر در طول انتشارش در پلاسما موجب می‌شود که

ابعاد حفره بیضوی تشکیل شده در پشت پالس نیز تغییر کند. به همین دلیل تحول پالس را هم مطابق روابط زیر در محاسبات عددی در نظر می گیریم [۲۵].

$$a(z) = a_0 \frac{w_0}{w(z)}, \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{4\Delta z^2}{k^2 w_0^4}} \quad (۳)$$

نیروی پیشران پالس که در واقع نیروی متوسطی است که بوسیله پالس لیزری به یک ذره باردار اعمال شده و باعث پراکنده شدن بخش عمده ای از الکترون های محیط پلاسما از اطراف مرز حفره می گردد، با فرض اینکه پالس لیزری در جهت Z در پلاسما منتشر شده و دامنه پتانسیل برداری پالس لیزری را بصورت گوسی در مُد TEM(0,0) به صورت زیر در نظر بگیریم، قابل محاسبه می باشد:

$$A_0(x, y, z, t) = a_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} \right] \exp \left(-\frac{4(\xi - \xi_0)^2}{l_p^2} \right) \quad (۴)$$

که در رابطه بالا، کمیت ها بصورت زیر تعریف می شوند،

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \frac{4(z-z_{0g})^2}{k^2 W_0^4}}, \quad r^2 = x^2 + y^2, \quad \xi = z - v_0 t, \quad \xi_0 = z_{0l}, \quad z_{0l} = z_{0g}$$

v_0 سرعت انتشار حفره، ξ مختصه سوار بر حفره بیضوی و z_{0g} محل تمرکز پالس گوسی است که برای سادگی آن را با مرکز پالس لیزر z_{0l} در زمان $t = 0$ یکسان گرفته ایم. پتانسیل پیشران پالس لیزر بصورت رابطه زیر حاصل می شود،

$$V_{pond} = \left[\sqrt{1 + \frac{|\vec{A}(x, y, z, t)|^2}{2}} - 1 \right] m_e c^2 \quad (۵)$$

می توان نیروی پیشران نسبیتی ناشی از پالس لیزری را از رابطه زیر محاسبه کرد،

$$\vec{F}_{pond} = -\vec{\nabla} V_{pond}(x, y, z, t) \quad (۶)$$

در نتیجه با جای گذاری رابطه (۴) در رابطه (۵) و به کارگیری رابطه (۶)، مؤلفه های نیروی پیشران پالس لیزر در جهت

x, y, z به صورت زیر معرفی می شود [۲۴]:

$$\vec{F}_{pond}^x = \frac{m_e c^2 |A|^2}{W^2(z) \sqrt{1 + \frac{|A|^2}{2}}} \quad (۷)$$

$$\vec{F}_{pond}^y = \frac{m_e c^2 |A|^2}{W^2(z) \sqrt{1 + \frac{|A|^2}{2}}} y \quad (۸)$$

$$\vec{F}_{pond}^z = \frac{2m_e c^2 |A|^2}{\sqrt{1 + \frac{|A|^2}{2}}} \left[\frac{(z - z_{0g})}{k^2 W_0^2 W^2(z)} \left(1 - \frac{2(x^2 + y^2)}{W^2(z)} \right) + \frac{2(\xi - \xi_0)}{l_p^2} \right] \quad (۹)$$

مؤلفه های بدون بعد طولی و عرضی نیروهای الکترومغناطیس حباب هم در کنار نیروهای پیشران پالس بر روی بسته

الکترون ها تأثیر خواهند داشت که به صورت زیر معرفی می شوند [۱۲]:

$$F_{bub}^r = -\frac{\beta_0^2 r}{2(1 + \beta_0)}, \quad F_{bub}^z = -\frac{\beta_0 \zeta}{1 + \beta_0} \quad (۱۰)$$

در ادامه به روش اوایلر اصلاح شده، معادلات نسبیتی حاکم بر حرکت بسته الکترون ها را به کمک معادلات لورنتس بدون

بعد شده زیر به طور عددی بررسی می کنیم.

$$\frac{dp_x}{dt} = -E_x - \frac{1}{\gamma} (p_y B_z - p_z B_y) \quad (۱۱)$$

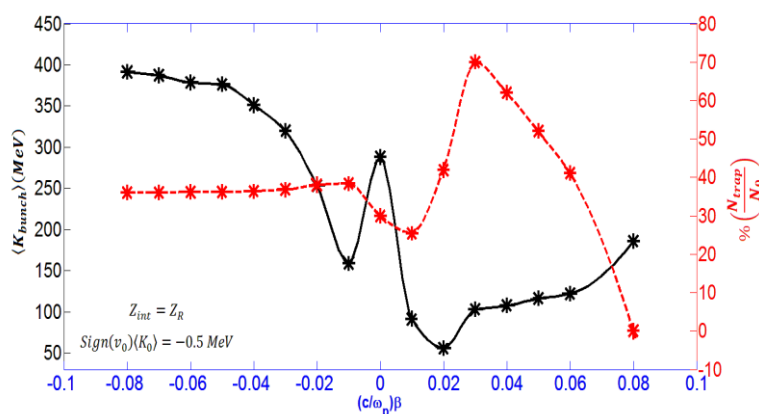
$$\frac{dp_y}{dt} = -E_y + \frac{1}{\gamma}(p_x B_z - p_z B_x) \quad (۱۲)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -E_z - \frac{1}{\gamma}(p_x B_y - p_y B_x) \quad (۱۳)$$

که در آن $\gamma = \sqrt{1 + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ می‌باشد.

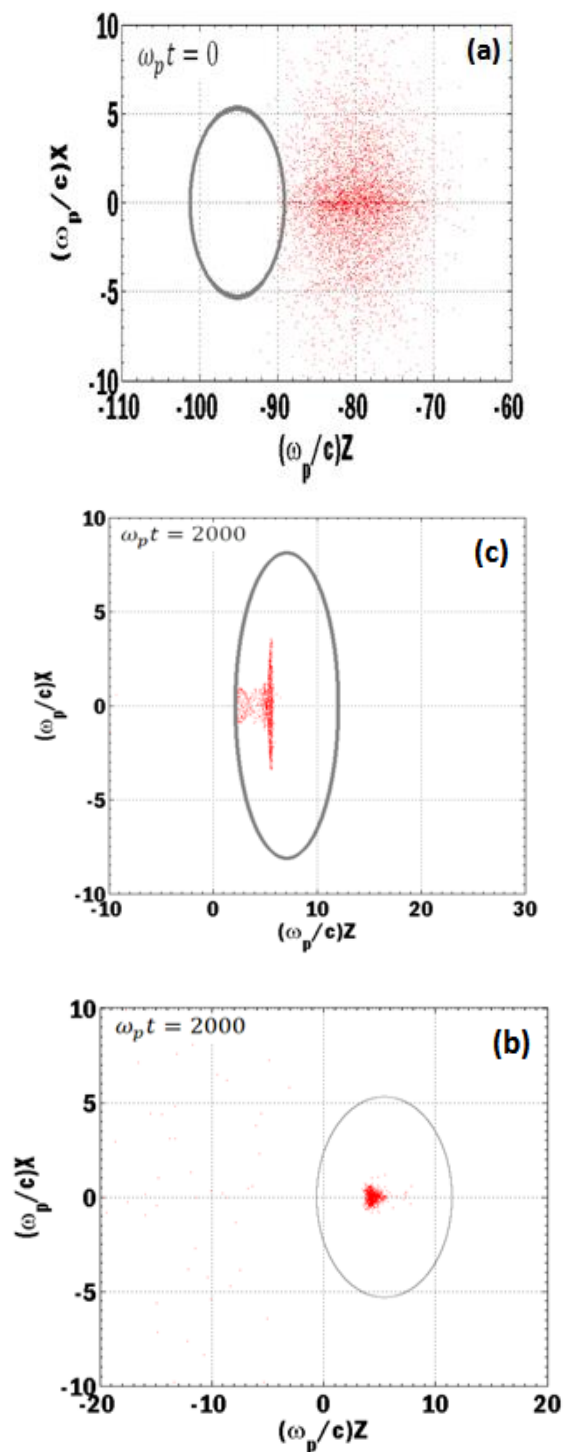
نتایج شبیه‌سازی

همان‌طور که در مقدمه ذکر شد، برای افزایش طول ناحیه برهم‌کنش لیزر-پلازما (تأخیر در رسیدن به مرحله وافازی)، یکی از روش‌های معمول، تغییر در چگالی پلازما می‌باشد که آن را با ایجاد شیب خطی در فرکانس پلازما به صورت $\omega_p(\zeta) = \omega_{p0}(1 + \delta\zeta)$ که در آن (δ) پارامتر شیب، ζ مسافت برهم‌کنش بدون بعد و ω_{p0} فرکانس پلاسمای اولیه محیط می‌باشد، وارد کرده‌ایم. برای پیدا کردن مقادیر بهینه پارامتر شیب چگالی پلازما، در شکل (۲) میانگین انرژی الکترون‌های شتاب گرفته و نرخ حبس‌شدگی آن‌ها را به صورت هم‌زمان برای مقادیر مختلف پارامتر شیب $(-0.1 < c\delta/\omega_{p0} < 0.1)$ برای شرایط بهینه تزریق در جهت مخالف با انرژی اولیه $\langle K_0 \rangle = 0.5 \text{ MeV}$ [۲۵]، رسم شده است. مطابق شکل پارامتر شیب در ناحیه منفی $(\frac{c\delta}{\omega_{p0}} < -0.05)$ ، بهره انرژی را از 280 MeV به حدود 380 MeV رشد می‌دهد و همین‌طور نرخ گیراندازی الکترون‌ها را از 30% به حدود 40% افزایش می‌دهد. نتیجه جالب در این شکل وجود نسبت حبس بزرگ $>70\%$ در پارامتر شیب مثبت $(\frac{c\delta}{\omega_{p0}} = 0.03)$ است که با بهره انرژی خیلی کوچک همراه شده است.



شکل (۲)، انرژی متوسط بسته الکترونی و درصد گیراندازی بسته الکترونی به ازای مقادیر مختلف پارامتر شیب چگالی (δ) .

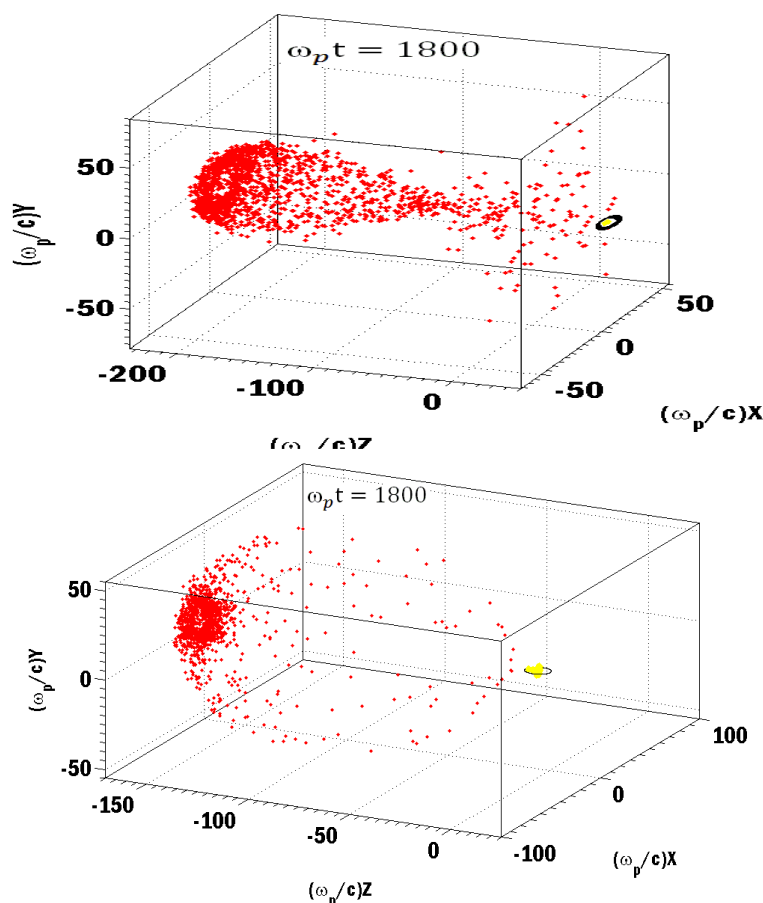
شکل (۳) برهم‌کنش حباب بیضوی با بسته الکترونی را در دو زمان مختلف برای پلاسمای همگن $\delta = 0$ (3b) و ناهمگن $\frac{c\delta}{\omega_{p0}} = -0.05$ (3c) نشان می‌دهد. حبس‌شدگی، متمرکز شدن و شتاب الکترون‌ها در انتهای حباب در این شکل‌ها کاملاً دیده می‌شود. همان‌طور که از شکل‌ها پیداست با گذشت زمان و عبور پالس از درون پلاسمای ناهمگن، حباب در راستای طولی و عرضی تغییر شکل می‌دهد. به طوری که در انتهای زمان برهم‌کنش شعاع عرضی حباب $\frac{\omega_p}{c} R_r$ که در ابتدا ۵ بوده است به مقدار بیشینه خود $8/2$ می‌رسد. در حالی که شعاع طولی حباب $\frac{\omega_p}{c} R_z$ که در ابتدا برابر $12/7$ بوده، در زمان $\omega_p t = 2000$ در نهایت به مقدار ۱۰ کاهش می‌یابد.



شکل (۳) نمودار مکان بسته الکترونی با مقدار انرژی اولیه (250KeV) وحفره پلاسمایی برحسب مسافت بدون بعد $\frac{\omega_p}{c} Z$ در دو زمان (a) قبل از شروع برهم کنش $\omega_p t = 0$ و پایان زمان برهم کنش $\omega_p t = 2000$ برای (b) پلاسما با چگالی همگن $\delta = 0$ و (c) پلاسمای ناهمگن $\frac{c\delta}{\omega_{p0}} = -0/08$

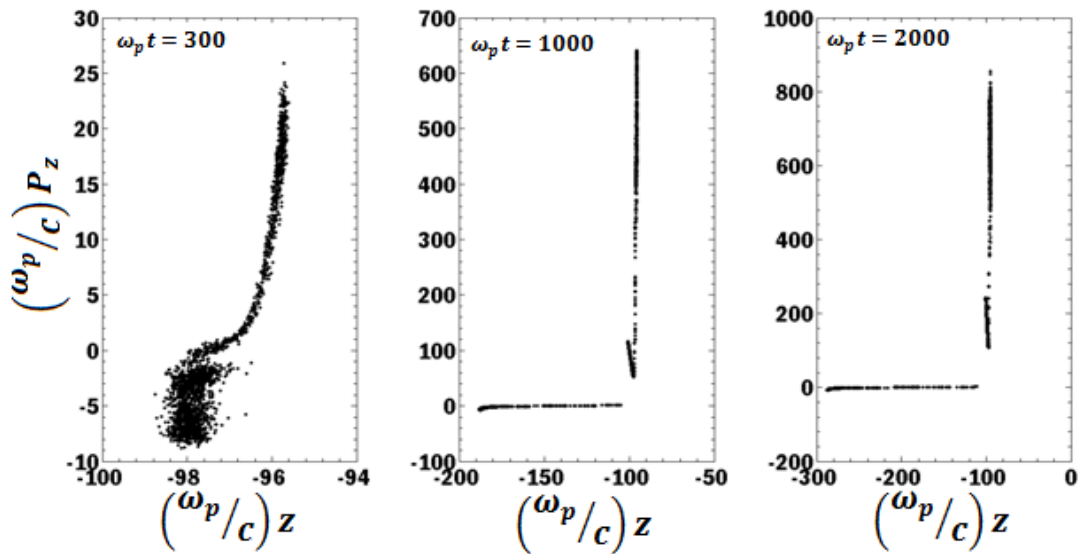
همان‌طور که از شکل‌های (a,b,c) ۳ پیداست، الکترون‌هایی که دارای بهترین انرژی اولیه $K_{0e}=500 \text{ KeV}$ در جهت مخالف پالس لیزر می‌باشند، توانایی حبس در انتهای حباب، متمرکز شدن و در نهایت کسب انرژی تا رسیدن به

مرحلهٔ وافازی را دارند. اما با مقایسه دو نمودار $\omega_p t = 1800$ کاملاً مشهود است که غیرهمگن‌سازی پلاسما توانسته درصد حبس الکترون‌ها در انتهای حباب را افزایش داده و توانسته آن‌ها را به انرژی‌های نهایی خیلی بالاتر از 380 MeV که در شکل (۲) پیشتر نشان داده شده است، برساند. این افزایش انرژی در طول وافازی $\omega_p t = 1800$ میلی‌متر اتفاق می‌افتد.



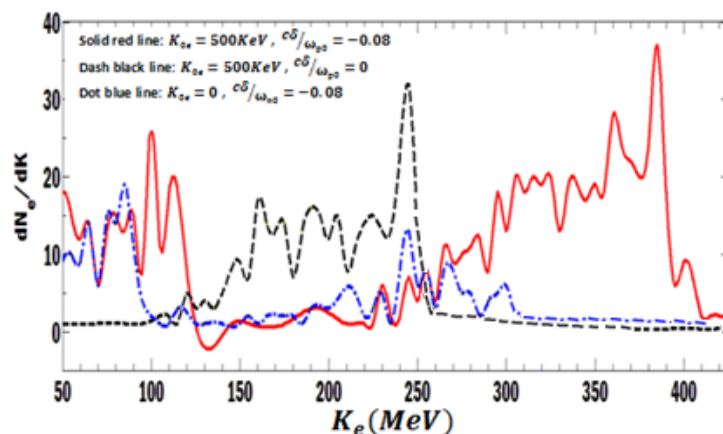
شکل (۴)، نمودار سه بعدی مکان الکترون‌ها در زمان نهایی برهم کنش برای دو حالت پلاسمای همگن $c\delta/\omega_{p0} = 0$ (بالایی) و پلاسمای ناهمگن با پارامتر شیب $c\delta/\omega_{p0} = -0.08$ (پایینی). نقاط قرمز الکترون‌های پراکنده شده و نقاط زرد الکترون‌های به دام افتاده در حفره را نشان می‌دهند.

مطابق شکل (۴) که نمایی سه‌بعدی از مکان گیراندازی و شتاب الکترون‌ها را در زمان $t=1800$ نشان می‌دهد، بخش عمدهٔ الکترون‌های بسته در اثر نیروی پیشران پالس به اطراف پراکنده شده و بخشی هم به انتهای حفره رسیده و گیراندازی شده‌اند. البته تعدادی دیگر از الکترون‌ها هم در جلوی پالس لیزر در اثر نیروی پیشران پالس به صورت مستقیم شتاب گرفته‌اند که این الکترون‌ها در زمان‌های بعدی پراکنده شده و اگر می‌شوند. با گذشت زمان، بانج الکترونی کامل شده و به انرژی متوسط حدود 400 MeV خواهد رسید. از دو شکل بالا (پلاسمای همگن) و پایین (پلاسمای ناهمگن) دیده می‌شود که غیرهمگن‌سازی چگالی پلاسما باعث شده که الکترون‌های بیش‌تری به دام بیافتند (تراکم الکترون‌های زرد در انتهای حباب در شکل پایین بیش‌تر است) و هم‌چنین مدت زمان برهم‌کنش آن‌ها با میدان‌های موجود در داخل حباب بیضوی متغیر افزایش یافته و بهرهٔ انرژی الکترون‌ها را افزایش داده است.



شکل (۵) نمودار فضای فاز بسته الکترونی با سرعت اولیه $\langle K_0 \rangle = 0.5 \text{ MeV}$ در پلاسمای ناهمگن با $c\delta/\omega_{p0} = -0.08$ در سه زمان مختلف.

شکل (۵) نمودار فضای فاز بسته الکترونی در پلاسمای ناهمگن در سه زمان برهمکنش را نشان می دهد. در شکل (۶) نیز توزیع انرژی بسته الکترونی برای حالت های پلاسمای همگن و ناهمگن رسم شده است. این نمودار به کمک نمودارهای فضای فاز بسته الکترونی مقایسه خوبی بین حالت هایی است که در ابتدا انرژی جنبشی اولیه 500 KeV بوده و پلاسما همگن ($c\delta/\omega_{p0} = 0$) و ناهمگن با بهترین پارامتر شیب چگالی ($c\delta/\omega_{p0} = -0.08$) را نشان می دهد. همچنین منحنی خط- نقطه آبی در شکل (۶) برای مقایسه روند شتاب الکترون های زمینه (خود تزریقی) در یک پلاسمای ناهمگن با $c\delta/\omega_{p0} = -0.08$ آورده شده است. استفاده از تزریق خارجی در جهت مخالف نه تنها تعداد و انرژی الکترون های شتاب گرفته را افزایش داده بلکه کیفیت آن را نیز بهبود داده است. باید توجه کرد که نتایج فرایند خودتزریقی در یک پلاسمای همگن بسیار ضعیف تر است که از ذکر نتایج آن خودداری کرده ایم.



شکل (۶) نمودار توزیع انرژی نهایی الکترون ها در دو حالت $c\delta/\omega_{p0} = 0, -0.08$ ، برای بسته الکترونی و الکترون های زمینه پلاسما.

نتیجه‌گیری

در این مقاله به دام‌اندازی و شتاب الکترون‌ها در رژیم به شدت غیرخطی میدان عقبه لیزری (رژیم حبایی) بررسی شده است. با شبیه‌سازی عددی به روش اویلر اصلاح شده، میزان اثر به‌کارگیری توزیع چگالی پلاسما با پروفایل سهموی $n_e(z) = n_{e0}(1 + \delta z)^2$ که معادل فرکانس پلاسمای با شیب خطی $\omega_p(z) = \omega_{p0}(1 + \delta z)$ است، بررسی شد. یکی از عیوب این طرح شتاب محدودیت تعداد الکترون‌های به دام افتاده در فرایند تزریق خودبخودی می‌باشد. در این مقاله بهینه‌سازی تزریق خارجی در پلاسمای ناهمگن را به جهت افزایش تعداد الکترون‌های به دام افتاده و افزایش طول وافازی مورد بررسی قرار دادیم. با در نظر گرفتن شرایط اولیه بهینه برای دسته الکترون‌ها و پالس لیزر، مشاهده کردیم با در نظر گرفتن پلاسمای ناهمگن با شیب منفی در مقایسه با پلاسمای همگن، نرخ حبس‌شدگی الکترون‌ها از مقدار ۳۰ درصد به ۴۰ درصد و انرژی آن‌ها از ۲۸۰ MeV به ۳۸۰ MeV افزایش یافته است. هم‌چنین در مقایسه با فرآیند خودتزریقی الکترون‌های زمینه، تعداد الکترون‌ها و انرژی آن‌ها دو برابر شده است. در شرایط بهینه مورد استفاده، بسته الکترونی در جهت مخالف پالس لیزری وارد ناحیه برهم‌کنش شده و بخشی از الکترون‌های آن در انتهای حفره به دام می‌افتند.

منابع

1. E. Esarey, *et al*, *Rev. Mod. Phys.*, 81, 1229 (2009).
2. I. Kostyukov, *et al*, *Phys. Plasmas*, 11, 5256 (2004).
3. M. Kaur and D. N. Gupta, “Simulation of laser-driven plasma beat-wave propagation in collisional weakly relativistic plasmas.” *Europhysics Letters* 116, 35001(2016).
4. M. Kaur and D. N. Gupta, “Electron energy optimization by plasma density ramp in LWFA in bubble regime.” *Laser and Particle Beams* (2018).
5. J. M. Dawson, “Nonlinear electron oscillations in a cold plasma.” *The Physical Review* 113, 383-387(1959).
6. J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, JP. Rousseau and V. Malka A, “laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams.” *Nature* 431, 541–544(2004).
7. CGR. Geddes, CS. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, CB. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary and WP. Leemans, “High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding.” *Nature* 431, 538–541(2004).

8. FS. Tsung, R. Narang, WB. Mori, C. Joshi, RA. Fonseca and LO. Silva ,” Near-GeV-energy Laser wake-field acceleration of self-injected electrons in a centimeter-scale plasma annel.” *Physical Review Letters* 93, 185002(2004).
9. D. N. Gupta, *et al.* *J. Opt. Soc. Am. B.* 24, 5(2007).
10. J. U. Kim, N. Hafz and H. Suk, ”Electron trapping and acceleration across a parabolic plasma density profile.” *Physical Review E* 69, 026409(2004).
11. S. V. Bulanov, *et al.* *J. Plasma Phys.* 82, 905820308(2016).
12. A. Pukhov, j. meyer-ter-vehn. *Appl. Phys. B* 74, 355–361(2002).
13. S. P. D. Mangles, *et al.* *Nature.* 431, 535(2004).
14. C. G. R. Geddes, *et al.* *Nature.* 431,538(2004).
15. J. Faure, *et al.* *Nature.* 431,541(2004).
16. D. F. Gordon, *et al.* *Phys. Rev. E.* 71,026404(2005).
17. A. G. Khachatryan, *JETP. Lett.* 74, 371(2001).
18. A. G. Khachatryan, *Phys. Rev. E.* 65, 046504(2002).
19. I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov and DV. Seredov,” Electron selfinjection in multidimensional relativistic-plasma wake fields.” *Physical Review Letters* 103, 175003(2009).
20. C. Benedetti, CB. Schroeder, E. Esarey, F. Rossi and WP. Leemans,” Numerical investigation of electron self-injection in the nonlinear bubble regime.” *Physics of Plasmas* 20, 103108(2013).
21. S. Lee, TH. Lee, DN. Gupta, HS. Uhm and H. Suk,” Enhanced betatron oscillations in laser Wake-field acceleration by off-axis laser alignment to a capillary plasma waveguide. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 57,075002(2015).
22. NAM. Hafz, SK. Lee, TM. Jeong and J. Lee,” Evolution of self-injected quasi-onoenergetic electron beams in a plasma bubble.” *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section A, Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 637, S51–S53 (2011).
23. S. Banerjee, SY. Kalmykov, ND. Powers , G. Golovin, V. Ramanathan, NJ. Cunningham, KJ. Brown, S. Chen, I. Ghebregziabher, BA. Shadwick, DP. Umstadter, BM. Cowan, DL.

- Bruhwiller, A. Beck and E. Lefebvre,” Stable, tunable, quasi-monoenergetic electron beams produced in a laser wakefield near the threshold for self-injection.” Physical Review ST Accelerators and Beams 16, 031302 (2013).
- 24.E. S. Toosi, S. Mirzanejhad and D. Dorronian,“ Bubble structure in laser wake-field acceleration ”. Laser and Particle Beams 34, 193–201(2016).
25. E. S. Toosi, S. Mirzanejhad and D. Dorronian,” Effect of the bubble deformation in the 3D nonlinear laser Wake-field acceleration”, Chinese Journal of Physics (2019).