

شتاب موج پلاسمایی الکترون در ساز و کار IFEL با ویگلر چهارقطبی و هدایت کانال یونی

آمنه کارگریان^۱ و کمال حاجی شریفی^۲

۱. پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران

۲. دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران

پست الکترونیکی: akargarian@aeoi.org.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۹/۲۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۰/۰۳/۱۱)

چکیده

در این مقاله، شتاب الکترون به وسیله موج پلاسما در ساز و کار عکس لیزر الکترون آزاد (IFEL) در حضور میدان مغناطیسی ویگلر چهارقطبی و کانال یونی لیزری، به صورت تحلیلی و عددی بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد، افزایش دامنه و طول موج ویگلر چهارقطبی تا یک مقدار بهینه، تأثیرات قابل توجهی بر روی شتاب الکترون و دینامیک نسبیتی آن در کانال یونی لیزری دارد. در حضور مقادیر بهینه شدت و طول موج ویگلر چهارقطبی، شتاب الکترون بیش از ۹۰٪ نسبت به عدم حضور ویگلر افزایش پیدا می‌کند. علاوه بر این، نتایج عددی نشان می‌دهد در صورتی که الکترون‌ها با انرژی جنبشی اولیه بیشتری در میدان ویگلر پرتاب شوند، مدت زمان بیشتری در فاز شتاب موج پلاسمایی باقی مانده و انرژی بیشتری از موج دریافت می‌کنند. بنابراین، در یک شتابدهنده لیزر-پلاسما، شتاب الکترون و دینامیک نسبیتی آن با استفاده از شدت میدان ویگلر، طول موج ویگلر، و انرژی جنبشی اولیه الکترون‌ها قابل تنظیم خواهد بود. نتایج مطلوب مطالعات انجام‌شده در این حوزه می‌تواند نویدبخش نسل جدید شتابدهنده‌های پلاسمایی بر اساس ساختارهای ویگلر باشد.

واژه‌های کلیدی: ویگلر چهارقطبی، غیر هم‌فازی موج-الکترون، شتاب‌دهنده پلاسمایی، کانال یونی

۱. مقدمه

را به عنوان یک منبع نوری پیشرفته برای کاربردهای گوناگون از جمله کاربردهای زیستی و پزشکی مناسب می‌سازد. علیرغم مزایای بسیار زیاد، این ساز و کار دارای برخی معایب نیز است. یکی از اشکالات عمده این ساز و کار، کاهش هم‌فازی الکترون و لیزر است که ممکن است در همان مراحل اولیه شتاب اتفاق بیفتد. از طرفی، پراکندگی تپ لیزر در طول انتشار نیز یک عامل محدود کننده است. همچنین، با افزایش انرژی الکترون، شرایط

یکی از ساز و کارهای شناخته شده برای شتاب الکترون، ساز و کار عکس لیزر الکترون آزاد (IFEL) است [۱]. در این ساز و کار، باریکه الکترون و پرتو لیزر هر دو از میان یک آرایه مغناطیسی به نام ویگلر انتشار می‌یابند. در IFEL، برخلاف لیزر الکترون آزاد (FEL)، انرژی از لیزر به الکترون‌ها منتقل می‌شود. تولید پرتوهای الکترونی هم‌دوس و با کیفیت بالا در IFEL، آن

تشدید می‌شوند. نیروی شعاعی کانال یونی الکترون‌ها را به سمت مرکز متمرکز کرده و آنها را به سمت فاز شتاب موج پلاسمایی پرتاب می‌کند و در نتیجه موجب شتاب‌گیری آنها می‌شود. میدان مغناطیسی ویگلر چهارقطبی نیز باعث می‌شود الکترون‌ها برای مدت زمان طولانی‌تری در شرایط تشدید با موج پلاسمایی باقی مانده و با افزایش زمان برهم‌کنش موج-ذره بتوانند به طور تشدید از موج انرژی بگیرند. در واقع، حضور ویگلر چهارقطبی به دلیل ایجاد مولفه‌های تکانه در راستای طولی، باعث افزایش هم‌فازی الکترون با موج پلاسمایی و در نتیجه افزایش شتاب الکترون می‌شود. در بخش دوم، به بررسی تحلیل نسبیتی دینامیک الکترون پرداخته شده است. بخش سوم نیز به بیان نتایج عددی اختصاص داده شده است و در بخش آخر، خلاصه و نتیجه‌گیری بیان شده است.

۲. تحلیل نسبیتی

در سیستم برهم‌کنش لیزر-پلاسمای، تب لیزری شدید و کوتاه می‌تواند یک موج پلاسمایی با دامنه بزرگ ایجاد کند. این موج عامل شتاب الکترون‌ها در شتابدهنده‌های ذرات بر مبنای موج پلاسمایی است. در صورتی که الکترون‌ها در فاز شتاب این موج قرار گیرند می‌توانند از موج انرژی بگیرند. در مقاله حاضر، شتاب الکترون توسط موج پلاسمایی ایجاد شده با تب لیزری پرتوان را در حضور یک ویگلر چهارقطبی مورد بررسی قرار می‌دهیم. در واقع، شتاب الکترون در این ساز و کار ناشی از یک میدان ترکیبی از اثرات میدان ویگلری و میدان موج پلاسمایی است. میدان مغناطیسی ویگلر چهارقطبی در حالت آرمانی به صورت زیر است [۱۰]:

$$\mathbf{B}_\omega = B_0 [(y \cos(k_\omega z) - x \sin(k_\omega z)) \hat{e}_x + (x \cos(k_\omega z) + y \sin(k_\omega z)) \hat{e}_y], \quad (1)$$

که در اینجا B_0 دامنه میدان ویگلر چهارقطبی است و k_ω عدد موج آن است که به صورت $k_\omega = 2\pi / \lambda_0$ با طول موج ویگلر، λ_0 ، رابطه دارد. میدان متناظر با موج برانگیخته شده در محیط پلاسمای در اثر عبور تب لیزری پرتوان نیز با رابطه زیر بیان می‌شود [۱۱]:

تشدید برای زمان‌های طولانی‌تر حفظ نمی‌شود. از جمله راه‌های جلوگیری از این مشکلات، استفاده از تب لیزری چیرپ شده [۲] و یا تغییر دوره ویگلر [۳] است. روش دیگر استفاده از موج پلاسمایی تولید شده توسط لیزر برای شتاب الکترون [۴-۶] در این ساز و کار است که مشکلات پراکندگی و عدم هم‌فازی الکترون-لیزر را نخواهد داشت.

در سیستم برهم‌کنش لیزر-پلاسمای، موج پلاسمای تولید شده، می‌تواند ذرات را تا انرژی‌های بسیار بالا شتاب دهد [۷]. در واقع، میدان الکتریکی متناظر با موج پلاسمایی عامل اصلی شتاب ذرات است. یک تب لیزری با توان بالا و از مرتبه فمتوثانیه در اثر برهم‌کنش با محیط یونیزه پلاسمای، میدان‌های قوی برای شتاب‌دهی الکترون ایجاد می‌کند که می‌تواند از مرتبه چند صد گیگا ولت بر متر باشد که چندین مرتبه بیشتر از بیشینه میدان شتاب دهنده‌های با بسامد رادیویی معمولی است. شتاب ذرات توسط موج پلاسمای، یک رهیافت در حال توسعه برای شتاب الکترون است که با شتاب بسامد رادیویی معمولی تفاوت‌های قابل توجهی دارد. از جمله این که این رهیافت قادر به شتاب الکترون‌ها تا انرژی‌های بسیار بالا و در مسافت‌های کوتاه است و می‌تواند چشم اندازه‌های قابل توجهی را در راستای شتاب دهنده‌ها با ابعاد کوچک فراهم سازد. طی ده سال گذشته، توسعه شتابدهنده‌ها بر مبنای موج پلاسمایی، به چندین نقطه عطف مهم رسیده است. این نقاط قوت، به عنوان مثال، مشاهده اولین باریکه‌های تک انرژی، تولید باریکه‌های قابل کنترل و با پایداری بیشتر است. علاوه بر اندازه کوچک این شتابدهنده‌ها، آنها می‌توانند باریکه‌هایی با طول کوتاه، اندازه کوچک عرضی و انرژی بسیار بالا تولید کنند [۸].

در این مقاله، شتاب الکترون با استفاده از موج پلاسمایی نسبیتی در ساز و کار IFEL در حضور ویگلر چهارقطبی و کانال یونی لیزری [۹] مورد بررسی قرار گرفته است. موج پلاسمایی می‌تواند بر نقاط ضعف شتاب مستقیم توسط لیزر در ساز و کار IFEL غلبه کند. از جمله این نقاط ضعف، پراکندگی لیزر و کاهش هم‌فازی موج-ذره است که موجب کاهش

$$\frac{dp_y}{dt} = -e\phi_0 \frac{\gamma y}{r_p^{\gamma}} \quad (۸)$$

$$- \frac{eV_z B_Q (y \cos(k_\omega z) - x \sin(k_\omega z))}{c}$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -eA_p \exp(-x^{\gamma}/r_p^{\gamma}) \cos(\omega t - kz + \theta)$$

$$- \frac{eV_x B_Q (x \cos(k_\omega z) + y \sin(k_\omega z))}{c} \quad (۹)$$

$$+ \frac{eV_y B_Q (y \cos(k_\omega z) - x \sin(k_\omega z))}{c}$$

در ادامه برای بی‌بعدسازی روابط (۶) تا (۹) از متغیرهای بدون بعد زیر استفاده می‌کنیم:

$$\left\{ \begin{aligned} x' &\rightarrow kx, z' \rightarrow kz, y' \rightarrow ky \\ v_x' &\rightarrow v/c, v_y' \rightarrow v/c, v_z' \rightarrow v/c \\ t' &\rightarrow \omega t, k' \neq kc/\omega \\ P' &\rightarrow P/mc, r_1^{\gamma} \rightarrow k^{\gamma} r_p^{\gamma}, r_2^{\gamma} \rightarrow k^{\gamma} r_p^{\gamma} \\ a_p &\rightarrow eA_p/m\omega c, \phi_0 \rightarrow e\phi_0/mc^{\gamma} \\ \Omega_q &\rightarrow eB_Q/m_0\omega, \Lambda_q = \lambda_Q/\lambda, k_q = k_\omega/k, \end{aligned} \right. \quad (۱۰)$$

بنابراین، معادلات (۶) تا (۹) به صورت زیر بازنویسی خواهند شد:

$$\frac{d\gamma}{dt'} = \frac{-a_p P'_z}{\gamma} \exp(-x^{\gamma}/r_1^{\gamma}) \frac{\gamma x'}{kr_1^{\gamma}} \cos(t' - z' + \theta_0)$$

$$- \frac{a_p}{\gamma} P'_x \exp(-x^{\gamma}/r_1^{\gamma}) \sin(t' - z' + \theta_0)$$

$$- \frac{a_p}{\gamma} P'_y \exp(-x^{\gamma}/r_1^{\gamma}) \sin(t' - z' + \theta_0)$$

$$- k' \phi_0 \frac{\gamma P'_x x'}{\gamma r_1^{\gamma}} - k' \phi_0 \frac{\gamma P'_y y'}{\gamma r_1^{\gamma}}, \quad (۱۱)$$

$$\frac{dp'_x}{dt'} = -a_p \exp(-x^{\gamma}/r_1^{\gamma}) \frac{\gamma x'}{kr_1^{\gamma}} \sin(t' - z' + \theta_0)$$

$$- k' \phi_0 \frac{\gamma x'}{r_1^{\gamma}} - \frac{ep'_z \Omega_q (x' \cos(k_q z') + y' \sin(k_q z'))}{\gamma} \quad (۱۲)$$

$$\frac{dp'_y}{dt'} = -k' \phi_0 \frac{\gamma y'}{r_1^{\gamma}}$$

$$+ \frac{ep'_z \Omega_q (y' \cos(k_q z') - x' \sin(k_q z'))}{\gamma}, \quad (۱۳)$$

$$\frac{dp'_z}{dt'} = -a_p \exp(-x^{\gamma}/r_1^{\gamma}) \cos(t' - z' + \theta_0)$$

$$+ \frac{ep'_y \Omega_q (x' \cos(k_q z') + y' \sin(k_q z'))}{\gamma}$$

$$- \frac{ep'_x \Omega_q (y' \cos(k_q z') - x' \sin(k_q z'))}{\gamma}, \quad (۱۴)$$

$$E_p = \hat{e}_x A_p \exp(-x^{\gamma}/r_p^{\gamma}) \frac{\gamma x}{kr_p^{\gamma}} \sin(\omega t - kz + \theta) \quad (۲)$$

$$+ \hat{e}_z A_p \exp(-x^{\gamma}/r_p^{\gamma}) \cos(\omega t - kz + \theta),$$

که در آن A_p دامنه موج پلاسمایی و θ فاز آن است. ω و k نیز به ترتیب عدد موج و بسامد زاویه‌ای این موج می‌باشند که در حالت خطی (لیزر با شدت پایین $a_0 < 1$) به صورت $\omega/k = c\sqrt{1-n_e/n_c}$ با چگالی الکترون (n_e) محیط رابطه دارند. در سیستم برهم‌کنش لیزر-پلازما، برای شدت‌های لیزری بالا، با عبور تپ لیزری از محیط پلازما، یک کانال یونی در پلازما ایجاد شده که میدان بار فضایی کانال یونی ایجاد شده بر روی دینامیک الکترون در این سیستم تأثیرات قابل توجهی را خواهد داشت. پتانسیل الکتریکی متناظر با این کانال یونی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود [۱۲]:

$$\phi = \phi_0 (1 - r^{\gamma}/r_p^{\gamma}), \quad (۳)$$

در این رابطه، ϕ_0 دامنه پتانسیل کانال یونی و r_p شعاع کانال یونی است. معادلات حاکم بر دینامیک نسبیتی الکترون در سیستم در نظر گرفته شده شامل معادله تبادل انرژی موج-الکترون و معادله تغییرات تکانه الکترون تحت تأثیر میدان بار فضایی کانال یونی، میدان ویگلری و موج پلاسمایی، به صورت زیر می‌باشند:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{-e}{m_0 c^{\gamma}} (E_p - E_c) \cdot V, \quad (۴)$$

$$\frac{dP}{dt} = -e(E_p + E_c) + V \times B, \quad (۵)$$

با جایگذاری معادلات (۱) تا (۳) در معادلات (۴) و (۵) خواهیم داشت:

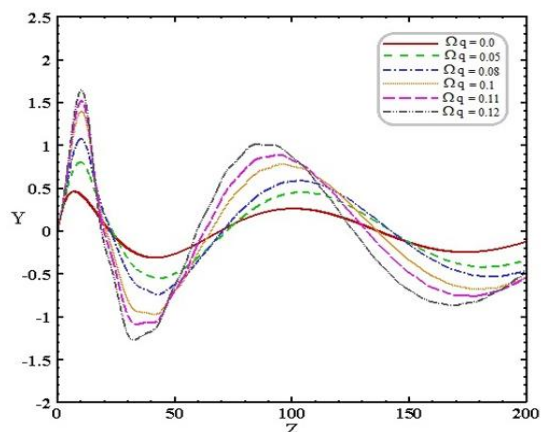
$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{-eA_p v_z}{m_0 c^{\gamma}} \exp(-x^{\gamma}/r_p^{\gamma}) \cos(\omega t - kz + \theta)$$

$$- \frac{eA_p v_x}{m_0 c^{\gamma}} \exp(-x^{\gamma}/r_p^{\gamma}) \frac{\gamma x}{kr_p^{\gamma}} \sin(\omega t - kz + \theta)$$

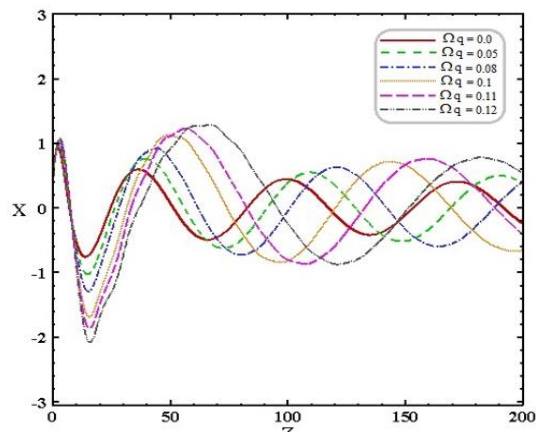
$$- e\phi_0 \frac{\gamma v_x}{m_0 c^{\gamma} r_1^{\gamma}} - e\phi_0 \frac{\gamma v_y}{m_0 c^{\gamma} r_1^{\gamma}},$$

$$\frac{dp'_x}{dt} = -eA_p \exp(-x^{\gamma}/r_p^{\gamma}) \frac{\gamma x}{kr_p^{\gamma}} \sin(\omega t - kz + \theta)$$

$$- e\phi_0 \frac{\gamma x}{r_1^{\gamma}} + \frac{eV_z B_Q (x \cos(k_\omega z) + y \sin(k_\omega z))}{c}, \quad (۷)$$



(ب)



(الف)

شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مسیر حرکت الکترون بر حسب Z برای مقادیر متفاوت دامنه میدان ویگلری چهارقطبی (الف) در صفحه $x-z$ و (ب) در صفحه $y-z$.

نمودار بهره انرژی الکترون بی بعد شده به $m_e c^2 (\gamma - \gamma_0)$ در راستای انتشار موج پلاسما برای مقادیر متفاوت شدت میدان ویگلری چهارقطبی (Ω_q)، در شکل ۲ نشان داده شده است. با افزایش دامنه میدان ویگلر، انرژی الکترون به میزان قابل توجهی افزایش پیدا کرده است. به عنوان مثال، بررسی این نمودارها در شکل ۲ نشان می دهد انرژی الکترون برای $\Omega_q = 0.12$ بیش از ۶۰٪ نسبت به انرژی کسب شده توسط الکترون در $\Omega_q = 0.0$ افزایش پیدا کرده است. میدان ویگلری چهارقطبی علاوه بر افزایش زمان برهم کنش موج-ذره با ایجاد مؤلفه های جدید تکانه در راستای طولی باعث افزایش انرژی الکترون در این راستا می شود. علاوه بر این، همانگونه که مشاهده می شود در غیاب میدان ویگلر چهارقطبی ($\Omega_q = 0$)، انرژی در مسافت های طولانی تر به دلیل کاهش هم فازی الکترون با موج پلاسمایی (پدیده وا فازی الکترون^۱)، افزایش انرژی الکترون روندی کاهشی پیدا می کند. حضور ویگلر چهار قطبی بر کاهش هم فازی الکترون-موج غلبه کرده و در مسافت های طولانی تر هم فازی الکترون-موج را حفظ کرده و در نتیجه موجب افزایش انرژی الکترون در راستای انتشار می شود.

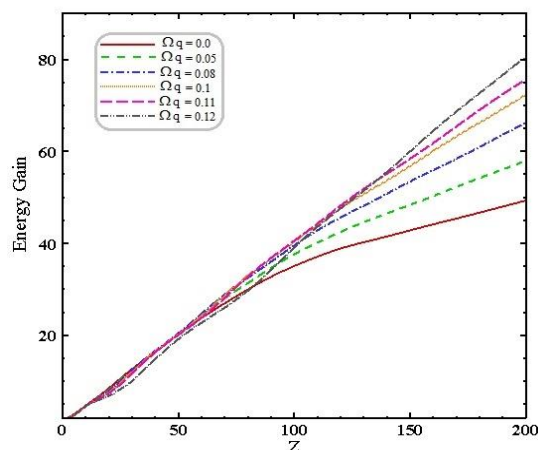
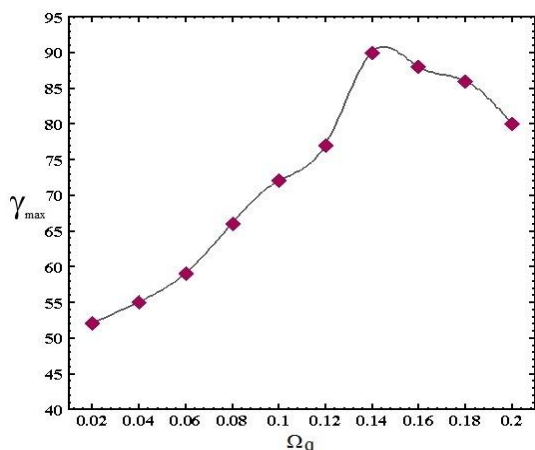
نتایج عددی نشان می دهند، افزایش شدت میدان ویگلر چهارقطبی تا یک مقدار بهینه موجب افزایش انرژی الکترون و پس از آن این روند افزایشی کاهش می یابد. نمودار بیشینه انرژی

معادلات (۱۱) تا (۱۴)، معادلات دیفرانسیل جفت شده هستند که دینامیک الکترون در کانال یونی لیزری تحت تأثیر میدان مغناطیسی ویگلر چهارقطبی و میدان موج پلاسمایی ایجاد شده توسط لیزر را شرح می دهند. برای حل این معادلات از یک کد تک ذره نسبیتی سه بعدی که شامل الگوریتم رانگ-کوتای مرتبه چهار است، استفاده شده است.

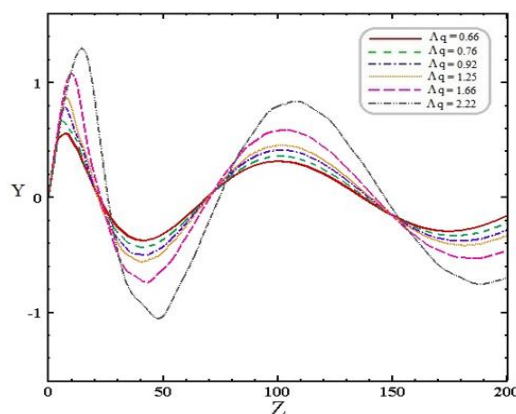
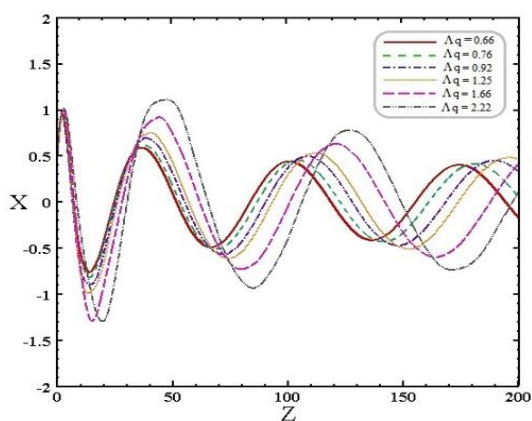
۳. نتایج عددی

در این بخش، دینامیک الکترون و شتاب آن در ساز و کار IFEL را با استفاده از روابط (۱۱)–(۱۴) و در شرایط مختلف برای دستیابی به شرایط بهینه مورد بررسی قرار داده ایم. متغیرهای بدون بعد در نظر گرفته شده به صورت $a_0 = 5$, $\theta_0 = \pi/2$, $r_0 = 2$, $x'_0 = 0.5$, $y'_0 = 0.0$, $k'_0 = 1.01$, $\varphi_0 = 0.6$ و $r_0 = 4$, $z'_0 = 0.0$, $\gamma_0 = 1.95$ الکترون در صفحه $X-Z$ و $Y-Z$ برای دامنه های متفاوت میدان ویگلر چهارقطبی (Ω_q) در شکل ۱ الف و ۱ ب نشان داده شده است. همانگونه که مشاهده می شود با افزایش دامنه میدان ویگلر چهارقطبی، دامنه نوسانات الکترون افزایش می یابد. میدان مغناطیسی ویگلری باعث افزایش حضور الکترون در فاز شتاب موج پلاسمایی و در نتیجه افزایش زمان تبادل انرژی الکترون-موج می شود.

۱. Electron dephasing



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) انرژی الکترون بر حسب Z برای مقادیر متفاوت دامنه میدان ویگلری چهارقطبی. شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار بیشینه انرژی الکترون بر حسب دامنه میدان ویگلری چهارقطبی.



(ب)

(الف)

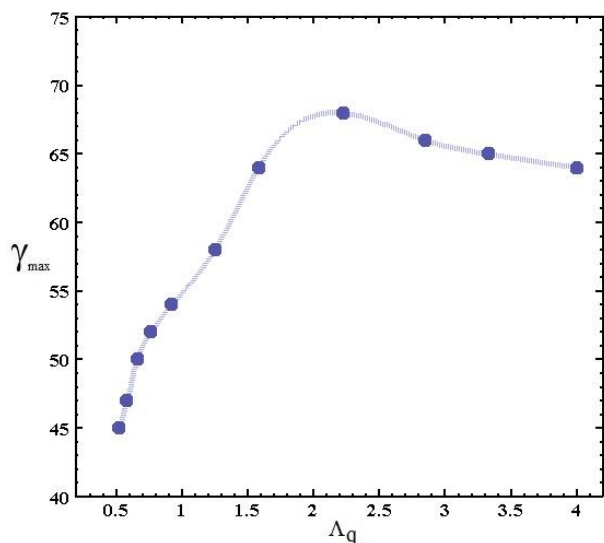
شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مسیر حرکت الکترون بر حسب Z برای مقادیر متفاوت طول موج ویگلری چهارقطبی (الف) در صفحه $x-z$ و (ب) در صفحه $y-z$.

میدان ویگلری $\Omega_q = 0.08$ در شکل ۴. الف و ۴. ب نشان داده شده است. با افزایش طول موج ویگلری، دامنه نوسانات الکترون در راستای عرضی افزایش می‌یابد. در طول موج‌های ویگلری بلندتر، انرژی الکترون به صورت تشدید تقویت می‌شود. نمودار بهره انرژی الکترون در راستای انتشار موج پلاسمایی برای طول موج‌های متفاوت میدان ویگلری چهارقطبی (Λ_q) در شکل ۵ نشان داده شده است. افزایش انرژی الکترون با افزایش طول موج میدان ویگلری به خوبی قابل مشاهده است. مقایسه نمودارها در شکل ۵ نشان می‌دهد که انرژی الکترون در یک مقدار ثابت دامنه ویگلری چهارقطبی ($\Omega_q = 0.08$) با افزایش طول موج ویگلری از $\Lambda_q = 0.66$ به $\Lambda_q = 2.22$ بیش از ۳۶٪ افزایش پیدا کرده است.

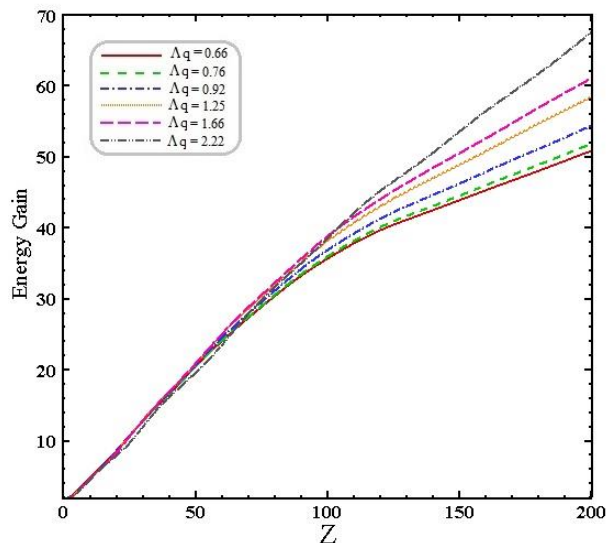
کسب شده توسط الکترون (γ_{\max}) بر حسب شدت میدان ویگلری چهارقطبی (Ω_q) در شکل ۳ نشان داده شده است. دلیل این امر عدم هماهنگی تشدید^۱ برای مقادیر بزرگ میدان ویگلری در فواصل طولانی است. لازم به ذکر است مقدار بهینه دامنه میدان ویگلری برای دستیابی به بیشینه انرژی الکترون با توجه به شرایط اولیه و پارامترهای در نظر گرفته شده برای موج پلازما و کانال یونی متفاوت خواهد بود.

برای بررسی تأثیرات طول موج ویگلری چهارقطبی بر روی دینامیک الکترون، نمودارهای مسیر الکترون در صفحه $Y-Z$ و $X-Z$ برای طول موج‌های متفاوت میدان ویگلری چهارقطبی (Λ_q) و دامنه

۱. Resonance Mismatch



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار بیشینه انرژی الکترون بر حسب طول موج ویگلری چهارقطبی.



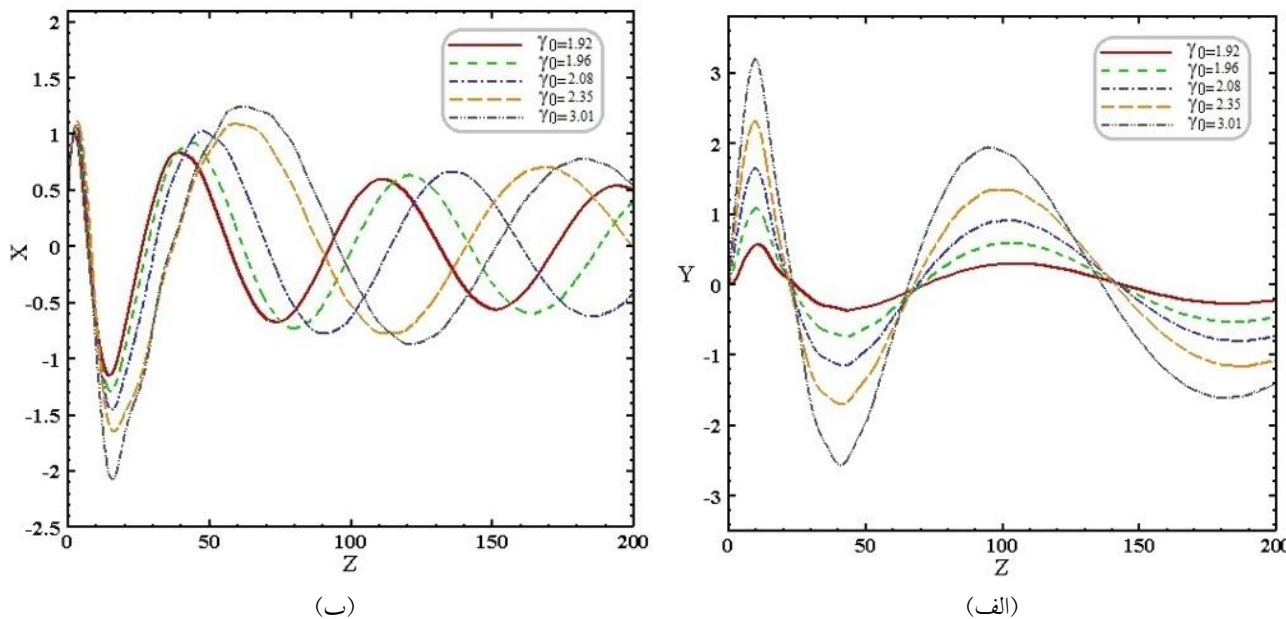
شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) انرژی الکترون بر حسب Z برای مقادیر متفاوت طول موج ویگلری چهارقطبی.

الکترون پرتاب شده در فاز شتاب موج پلاسمایی است. بدین منظور، در اینجا، اثرات انرژی جنبشی اولیه الکترون (γ_0) بر روی مسیر حرکت الکترون و انرژی آن مورد بررسی قرار می‌گیرد. دامنه میدان و طول موج ویگلری در نظر گرفته شده به ترتیب برابر با $\Omega_q = 0.08$ و $\Lambda_q = 0.66$ هستند. مسیر حرکت الکترون در صفحه X-Z و Y-Z برای مقادیر متفاوت انرژی جنبشی اولیه الکترون (γ_0) در شکل ۷ الف و ۷ ب نشان داده شده است. در این شکل افزایش دامنه نوسانات الکترون با افزایش انرژی جنبشی اولیه آن به خوبی قابل مشاهده است. شکل ۸ نمودار بهره انرژی الکترون در راستای انتشار برای مقادیر متفاوت γ_0 را نشان می‌دهد. بررسی این شکل نشان می‌دهد الکترون‌ها با انرژی جنبشی اولیه بیشتر در مقایسه با الکترون‌ها با انرژی جنبشی اولیه کمتر، انرژی بیشتری در طول انتشار به دست می‌آورند. همان گونه که در شکل ۸ قابل مشاهده است، با افزایش انرژی جنبشی اولیه از $\gamma_0 = 1.92$ به $\gamma_0 = 3.01$ انرژی کسب شده توسط الکترون از موج پلاسمایی حدود ۴۶٪ افزایش یافته است. دلیل این امر این است که الکترون با انرژی جنبشی بالاتر برای مدت زمان طولانی‌تری قادر به برهم‌کنش با میدان ترکیبی ویگلری و موج پلاسمایی خواهد بود. به عبارتی دیگر، با افزایش انرژی جنبشی الکترون

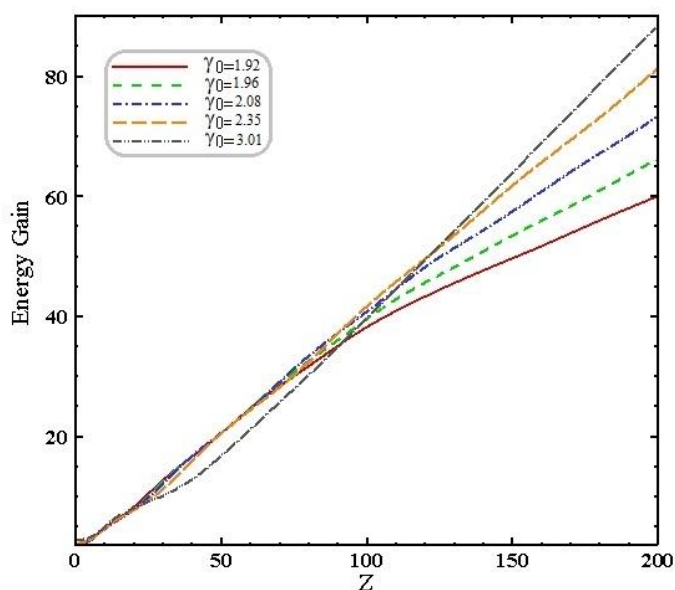
علاوه بر نتایج به دست آمده مبنی بر دستیابی به بیشینه انرژی الکترون در یک مقدار بهینه شدت میدان ویگلری چهارقطبی، نتایج عددی نشان می‌دهند، افزایش طول موج ویگلری چهارقطبی نیز تا یک مقدار بهینه موجب افزایش انرژی الکترون و پس از آن انرژی کاهش می‌یابد. نمودار بیشینه انرژی کسب شده توسط الکترون (γ_{max}) بر حسب طول موج ویگلری چهارقطبی (Λ_q) در شکل ۶ نشان داده شده است. این نتیجه برای دامنه میدان ویگلری برابر با $\Omega_q = 0.08$ است.

با توجه به نتایج به دست آمده، برای دستیابی به مقدار بیشینه انرژی الکترون توسط موج پلاسمایی در سار و کار IFEL بهینه‌سازی شدت میدان ویگلری چهارقطبی (Ω_q) و طول موج آن (Λ_q) حائز اهمیت است. نتایج عددی نشان می‌دهد بیشینه انرژی الکترون برای مقادیر بهینه شدت میدان و طول موج ویگلری چهارقطبی در شرایط اولیه در نظر گرفته شده در این مقاله بیش از ۹۰٪ نسبت به عدم حضور ویگلری افزایش می‌یابد. این نتیجه تأثیر حضور میدان ویگلری چهارقطبی در شتابدهندهای پلاسمایی بر مبنای ویگلری (ساز و کار IFEL) را به خوبی نشان می‌دهد.

یکی از پارامترهای بسیار تأثیرگذار بر روی دینامیک الکترون در کانال یونی لیزری در حضور ویگلری، سرعت اولیه



شکل ۷. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مسیر حرکت الکترون بر حسب Z برای مقادیر متفاوت انرژی جنبشی اولیه الکترون (الف) در صفحه x-z و (ب) در صفحه y-z



شکل ۸. (رنگی در نسخه الکترونیکی) انرژی الکترون بر حسب Z برای مقادیر متفاوت مقادیر متفاوت انرژی جنبشی اولیه الکترون

۴. نتیجه گیری

در این مقاله، شتاب الکترون توسط موج پلاسمایی در ساز و کار IFEL با یک میدان ویگلر چهارقطبی مورد بررسی قرار گرفته است. در شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی، با کاهش هم‌فازی موج-الکترون، انرژی الکترون کاهش می‌یابد. میدان ویگلری

کاهش اثرات پراکندگی، الکترون در مسافت‌های طولانی‌تری در کانال یونی باقیمانده و می‌تواند انرژی بیشتری کسب کند. لازم به ذکر است با افزایش بیش از اندازه انرژی جنبشی اولیه الکترون، به دلیل ظهور اثرات غیرخطی در سیستم، انرژی الکترون کاهش می‌یابد.

افزایش انرژی جنبشی اولیه الکترون، الکترون می‌تواند تا مسافت‌های طولانی‌تری در فاز شتاب باقیمانده و انرژی آن در راستای انتشار موج پلاسما افزایش می‌یابد. شتاب الکترون توسط موج پلاسمایی در ساز و کار IFEL می‌تواند جایگزین روش‌های شتاب مستقیم الکترون توسط لیزر شده و بدین گونه بر مشکلاتی مانند پراکندگی تپ لیزری، عدم هم‌فازی الکترون-لیزر، و کاهش تشدید غلبه کرد. این مفهوم راهی به سوی نسل جدید شتاب دهنده‌های پلاسمایی بر اساس ساختارهای ویگلری باز می‌کند.

باعث افزایش حضور الکترون در فاز شتاب موج پلاسمایی و در نتیجه افزایش شتاب الکترون می‌شود. در واقع، در این ساختار جدید، شتاب الکترون نتیجه برهم‌کنش الکترون با نیروی ترکیبی ویگلر و موج پلاسمایی است. نتایج به دست آمده در این مقاله نشان می‌دهد برای دستیابی به بیشینه انرژی الکترون لازم است که بهینه‌سازی برای پارامترهای ویگلر مانند شدت میدان و طول موج ویگلر صورت گیرد. برای مقادیر بهینه پارامترهای ویگلری، انرژی کسب شده توسط الکترون به میزان قابل توجهی افزایش پیدا می‌کند. علاوه بر این، انرژی جنبشی اولیه الکترون نیز در این ساز و کار حائز اهمیت است. با

مراجع

1. B Palmer, *J. Appl. Phys* **43** (1992) 3014.
2. S Kumar and M Yoon, *Phys. Scripta* **77** (2008) 025404.
3. K P Singh and V K Tripathi, *Phys. Plasmas* **11** (2004) 743.
4. H Mehdian, A Kargarian, and A Hasanbeigi, *Optik* **126** (2015) 3299.
5. A Kargarian, H Mehdian, and A Hasanbeigi, *IJPR* **14** (2014) 83.
6. A Kargarian, and K Hajisharifi, *Laser Part. Beams* (2020)1. <https://doi.org/10.1017/S0263034620000324>.
7. S P Mangles, C D Murphy, Z Najmudin, and A G R Thomas, J L Collier, A E Dangor, E J Divall *et al.*, *Nature* **431** (2004) 535.
8. W P Leemans, *Nature physics* **10** (2006) 696.
9. Sh Irani, H Hakimi Pajouh, and M Habibi, *IJPR* **13** (2013).
10. S F Chang, O C Eldridge, and J E Scharer, *IEEE J. Quantum Electron* **24** (1988) 2308.
11. S Kumar and M Yoon, *J. Appl. Phys* **104** (2008) 073303.
12. N Kumar, and V K Tripathi, *EPL* **75** (2006) 260.