

شتاب دهنده‌های الکترونی بر مبنای انتشار پالس لیزری از میان پلاسما و در حضور میدان‌های مغناطیسی پیچشی و مایل خارجی

مریم آبدارگشتی، ساعد جعفری*؛

دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

دریافت ۹۴/۱۰/۱۳ پذیرش ۹۵/۲/۱۴

چکیده

در این مقاله شتاب الکترون با استفاده از یک پالس لیزر انتشار یابنده از میان محیط پلاسمایی و در حضور میدان‌های مغناطیسی مایل خارجی و نیز ویگلر پیچشی مورد بررسی قرار گرفته است. برای بدست آوردن مسیر و انرژی الکترون از یک کد تک ذره نسبیتی استفاده شده است و باحل چند معادله دیفرانسیل جفت شده غیر خطی با روش رانگ- کوتای مرتبه چهارم، به نتایج عددی رسیدیم. نتایج عددی نشان می‌دهند که انرژی الکترون با کاهش فاز اولیه میدان مغناطیسی خارجی، افزایش می‌یابد. همچنین با افزایش شدت پالس لیزر در غیاب ویگلر خارجی انرژی الکترون افزایش، و در حضور ویگلر همراه با کاهش شدت پالس لیزر انرژی الکترون، افزایش می‌یابد. این ایده، یعنی به کار بستن ویگلر مغناطیسی خارجی، طراحی شتاب دهنده‌های لیزری با توان و شدت پایین لیزر را به طور ارزشمندی بهینه خواهد ساخت. بررسی بیش‌تر نیز نشان می‌دهد که انرژی الکترون، با افزایش میدان مغناطیسی ویگلر در مسافت‌های کوتاه افزایش می‌یابد، که این می‌تواند در طراحی شتاب دهنده‌های با ابعاد کوچک‌تر استفاده شوند.

واژه‌گان کلیدی: شتاب الکترون، پالس لیزر، محیط پلاسمایی، میدان مغناطیسی مایل خارجی، ویگلر مغناطیسی پیچشی

مقدمه

امروزه شتاب دهنده‌های الکترونی^۱ که توسط انتشار پالس لیزر در یک محیط پلاسمایی شتابدار می‌شوند، توجه زیادی را در تکنولوژی شتاب دهنده‌های ذرات جلب کرده‌اند. بر همکنش باریکه‌های لیزر با پلاسما در بسیاری از پدیده‌های موج- ذره‌ای اهمیت بسیار دارد. برخی فرایندهای قابل توجه در برهمکنش لیزر پلاسما عبارتند از: هدایت نوری نسبیتی باریکه لیزر^۲ [۱-۴]، برانگیختگی تابش همدوس در فرکانس پایه هارمونیک لیزر، تولید امواج پلاسمای با دامنه بزرگ و شتاب‌دهی تک ذره‌ای در یک پالس لیزر^۳ [۴-۷]. در شتاب دهنده‌های لیزر-پلاسما عامل فیزیکی تولید

SJafari@guilan.ac.ir

*نویسنده مسئول:

1. Electron accelerators

2. Optical Guiding

3. Single-Particle Acceleration

موج دنباله پلاسما نیروی گرانی ^۴ است که از وجود یک گرادیان در پروفایل شدت لیزر ناشی می‌شود. این نیرو الکترون‌ها را در نیمه جلویی یک پالس لیزر که در آن گرادیان شدت منفی است به سمت جلو و در نیمه عقبی پالس به سمت عقب می‌راند و در نتیجه باعث جدایش بار در پلاسما می‌شود. این جدایش بار، مستقل از طول موج و با فرکانس الکترونی پلاسما ω_{pe} نوسان می‌کند، بنابراین سرعت فاز موج پلاسما v_p می‌تواند هر مقدار دلخواهی باشد. از آن جا که پالس لیزر، در یک پلاسما، با سرعت گروه $v_g \approx c$ منشر می‌شود، می‌تواند با ایجاد اختلال چگالی در پلاسما، در پشت سر خود موجی از نوسانات الکترونی پلاسما بر جای گذارد که سرعت فازی تقریباً برابر سرعت گروه لیزر خواهد داشت. انتشار پالس لیزر در پلاسما بسیار شبیه حرکت یک کشتی و تشکیل حرکت امواجی بر روی آب در پشت آن‌هاست به این امواج و اثری که کشتی طی حرکت خود در آب بر جای می‌گذارد، دنباله گفته می‌شود و لذا امواج پلاسمایی تولید شده با پالس لیزر را امواج دنباله پلاسما می‌نامند. میدان اپتیکی لیزر نه تنها باعث نوسانات سریع الکترون‌های پلاسما می‌شود بلکه یک نیروی ویژه غیرتناوبی هم بر آن‌ها وارد می‌کند. این دینامیک را می‌توان در حالت ایده‌آل یک تک الکترون در میدان لیزر بررسی کرد [۷-۱۱].

دو روش مرسوم برای شتاب دادن بر ذره باردار وجود دارد: روش اول شتاب دادن در جهت سرعت و دیگری شتاب دادن در جهت عمود بر سرعت حرکت ذره است. در روش اول به دستگاه بسیار حجیمی نیاز است، به این دلیل که در حین وارد کردن شتاب لازم بر ذره باردار، سرعت ذره نسبتی است و مسافت بسیار زیادی را طی خواهد کرد. اما در روش دوم همان شتاب را با یک حجم محدودی می‌توان تأمین کرد. برای وارد کردن شتاب عرضی نیاز به یک نیروی عرضی است و برای این کار از آهن‌رباهای مخصوص که جهت میدان مغناطیسی آن‌ها عمود بر جهت حرکت ذره باردار است استفاده می‌شود. ذره بر اثر نیروی مغناطیسی لورنتس مسیر دایره‌ای را طی می‌کند. ولی چون می‌خواهیم ذره در حین نوسان در راستای سرعت اولیه‌اش حرکت کند باید جهت میدان مغناطیسی به طور متناوب عوض شود. به همین علت از ویگلر مغناطیسی استفاده می‌کنیم [۱۱-۱۶]. در این مقاله یکی از روش‌های رسیدن به انرژی بالاتر الکترون با شدت پالس لیزر تقریباً ضعیف، که استفاده از میدان مغناطیسی ویگلر به همراه میدان مغناطیسی مایل خارجی در پلاسما است، بررسی می‌شود. در بخش دوم مقاله معادلات مربوط به حرکت الکترون در حضور یک میدان مغناطیسی مایل ^۵ و ویگلر پیچشی ^۶ به دست آمده‌اند. بخش آخر به آنالیز عددی، بحث و نتیجه‌گیری اختصاص داده شده است.

آنالیز نسبیتی شتاب الکترون

^۴ ponderomotive Force

^۵ . obliquely magnetic field

^۶ . helical wiggler field

در بررسی حاضر فرض می‌کنیم که الکترون تحت تأثیر یک پالس لیزر عبوری از میان پلاسما، یک میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی و نیز میدان مغناطیسی مایل خارجی قرار می‌گیرد معادله انتقال تکانه در حالت نسبیتی به صورت زیر است:

(۱)

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e\mathbf{E} - e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}),$$

(۲)

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{m_0 c^2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{v}.$$

که در آن میدان‌های الکتریکی و میدان‌های مغناطیسی پالس لیزر گند شده در پلاسما (با سرعت گروه کم‌تر از سرعت نور C) به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۶]؛

(۳)

$$E_x = A(t - (z - z_0)\eta/c) \exp[-i\omega(t - \eta(z - z_0)/c)],$$

$$E_z = -iA \exp[-i\omega(t - \eta(z - z_0)/c)] \sin(\omega t - kz + \theta),$$

(۴)

$$B_x = \eta A \exp[-i\omega(t - \eta(z - z_0)/c)] \cos(\omega t - kz + \theta),$$

$$B_y = \eta A \exp[-i\omega(t - \eta(z - z_0)/c)] \sin(\omega t - kz + \theta).$$

در این جا دامنه A برای یک پالس گاوسی به صورت زیر بیان می‌شود [۱۶].

(۵)

$$A^2 = A_0^2 \exp\left[-(t - z/\eta_g c - t_0)^2/\tau^2\right]$$

سرعت گروه پالس لیزر $\eta_g c = \eta c / [1 + \omega_p^2 \omega_c / 2\omega(\omega - \omega_c)]^2$ ، $\eta = [1 - \omega_p^2 / \omega(\omega - \omega_c)]^{1/2}$ ضریب شکست پلاسما، $\omega_p (= 4\pi e^2 n/m)$ فرکانس پلاسما، $\omega_c (= eB_s/mc)$ فرکانس سیکلوترونی الکترون، τ مدت زمان پالس لیزر، m_0 ، $-e$ جرم نسبیتی و بار الکترون هستند. میدان مغناطیسی مایل خارجی به صورت زیر استفاده شده است،

(۶)

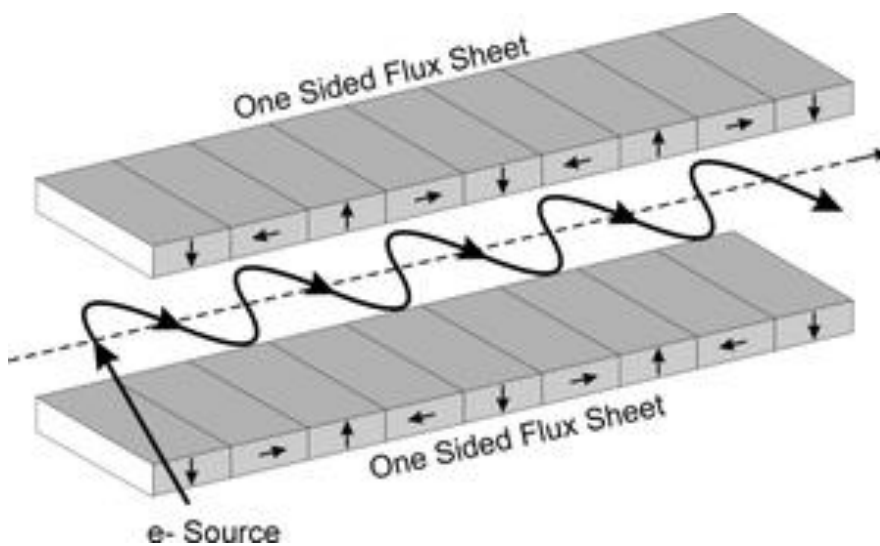
$$B_s = B_0(\sin \theta \hat{y} + \cos \theta \hat{z}),$$

و همچنین میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی را به صورت زیر در نظر گرفته‌ایم [۱۷]،

(۷)

$$B_w = B_w[\hat{x} \sin(k_w z) + \hat{z} \cos(k_w z)],$$

میدان ویگلر پیچشی با عبور جریان از داخل یک مسیر مارپیچی و یا از طریق آرایه‌ای از آهنرباها به وجود می‌آید، به طوری که وقتی الکترون در چنین میدانی حرکت می‌کند وادار به حرکت مارپیچی حول محور می‌شود. در رابطه (۷) B_w دامنه میدان ویگلرو $k_w (= 2\pi/\lambda_w)$ عدد موج ویگلرو و λ_w دوره تناوب ویگلر پیچشی است. در شکل زیر یک جریان آهنربایی از یک ویگلر پیچشی نمایش داده شده است.



شکل ۱. نمایی از ویگلر آهنربایی پیچشی

با استفاده از میدان‌های در نظر گرفته شده بالا و با جای‌گذاری در معادلات حرکت نسبیتی لورنتس به روابط زیر برای انتقال تکانه می‌رسیم،

(۸)

$$\frac{dp_x}{dt} = -eE_x + ev_z B_y - ev_y B_0 \cos \theta + ev_z B_0 \cos \theta - ev_y B_w \cos(\omega t - kz),$$

(۹)

$$\frac{dp_y}{dt} = ev_z B_x + ev_x B_0 \cos \theta - ev_z B_w \sin(\omega t - kz) + ev_x B_w \cos(\omega t - kz),$$

(۱۰)

$$\frac{dp_z}{dt} = -eE_z - ev_x B_y + ev_y B_x - ev_x B_0 \sin \theta + ev_y B_w \cos(\omega t - kz),$$

(۱۱)

$$\frac{d(\gamma m_0 c^2)}{dt} = -e(E_x v_x + E_z v_z),$$

که در آن عامل نسبیتی لورنتس برابر است،

$$\gamma^2 = 1 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/m_0^2 c^2$$

با استفاده از معادله‌های بالا و با در نظر گرفتن شرایط اولیه $p_z = p_{z0}$, $x = x_0$ به معادله‌های زیر می‌رسیم:

(۱۲)

$$\frac{d}{dt}(p_z - \gamma m_0 c + exB_0 \sin \theta) = 0,$$

(۱۳)

$$p_z - \gamma m_0 c + exB_0 \sin \theta = c_1 ,$$

(۱۴)

$$p_{z0} - \gamma_0 + ex_0 B_0 \sin \theta = c_1 ,$$

(۱۵)

$$p_z = \gamma - exB_0 \sin \theta + p_{z0} - \gamma_0 + ex_0 B_0 \sin \theta.$$

که c_1 در این جا یک ثابت اولیه است. برای این که بتوانیم برهم‌کنش بین پالس لیزر و ذره و در نتیجه تبادل انرژی بین آن‌ها را بررسی کنیم، شبیه‌سازی ذرات را با حل معادلات حرکت ذره به روش عددی دنبال می‌کنیم. در روش عددی ابتدا باید معادلات را به صورت معادلات بدون بعد درآوریم. برای این منظور، از پارامترهای زیر برای بی‌بعدسازی معادلات استفاده می‌شود،

$$p_{z0} = p_z/m_0 c, t = \omega t, z = \omega z/c, z_0 = \omega z_0/c, a_0 = eA/m\omega c,$$

$$a = a_0 \exp\left[-(t - z/n_g)^2/2\tau_1^2\right], \tau_1 = \omega\tau, b = eB_0/m\omega c, \Omega_w = eB_w/mc\omega.$$

با قرار دادن پارامترهای بدون بُعد بالا در معادلات (۸) تا (۱۱) به معادلات کوپل شده حرکت بدون بُعد زیر می‌رسیم.

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\gamma} [-by \cos \theta + bz \sin \theta - \Omega_w y \cos(kz) - a\eta \exp[-i(z - z_0)\eta] \sin(t - kz + \theta) - a(t - (z - z_0)\eta) \exp[-i(t - (z - z_0)\eta)], \quad (16)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{1}{\gamma} [x B_0 \cos \theta + a z \eta \cos(\omega t - kz + \theta) \exp[-i(t - (z - z_0)\eta)] - \Omega_w z \sin(kz) + x \Omega_w \sin(kz)], \quad (17)$$

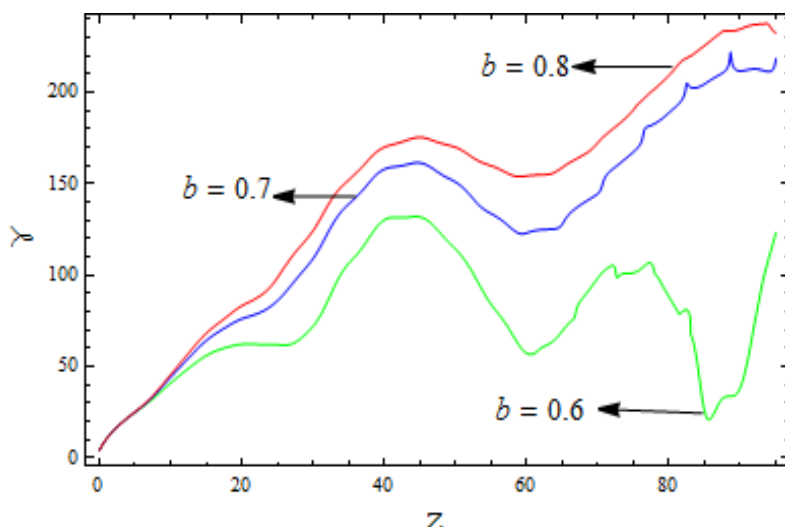
$$\frac{dz}{dt} = \frac{1}{\gamma} [\gamma - xb \sin \theta + p_{z0} + bx_0 \sin \theta - (1 + p_{x0}^2 + p_{y0}^2 + p_{z0}^2)^{\frac{1}{2}} + y \Omega_w \sin(kz)], \quad (18)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -a \frac{dx}{dt} (t - (z - z_0)\eta) \exp[-i(t - (z - z_0)\eta)] + ia \frac{dz}{dt} \sin(\omega t - kz + \theta) \exp[-i(t - (z - z_0)\eta)]. \quad (19)$$

نتایج عددی

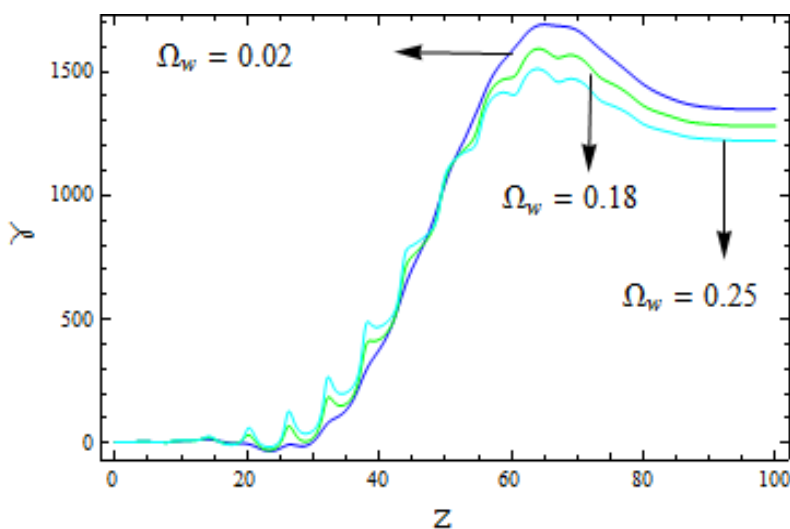
معادلات (۱۶) تا (۱۹) معادلات دیفرانسیل جفت شده‌اند که با استفاده از روش رانگ-کوتای مرتبه چهارم ارزیابی می‌شوند. معادلات برای پارامتر مشخص $\eta = 0.905$ رسم شده‌اند. پارامتر η ضریب شکست پلاسما است که با رابطه $\eta = [1 - \omega_p^2 / \omega(\omega - \omega_c)]^{\frac{1}{2}}$ تعریف می‌شود. همان‌طور که در شکل ۲ نشان داده شده است، نمودار انرژی الکترون در طول انتشارش به ازای مقادیر مختلف قدرت میدان مغناطیسی خارجی رسم شده است مشاهده می‌شود که با افزایش میدان مغناطیسی، انرژی الکترون افزایش می‌یابد. حضور میدان مغناطیسی باعث افزایش زمان برهم‌کنش بین پالس لیزر و الکترون شده و در نتیجه منجر به افزایش انرژی الکترون خروجی خواهد شد و شتاب بیش‌تری برای الکترون حاصل خواهد شد. یک رشد بهینه در انرژی الکترون وقتی حاصل می‌شود که آن میدان مغناطیسی خارجی بتواند باعث تقویت میدان پالس لیزر شود و در نتیجه نیروی پاندرموتیو (نیروی ضربه) بیش‌تری به واسطه نوسانات سیکلوترونی به الکترون وارد خواهد شد. حضور میدان مغناطیسی خارجی باعث افزایش در نیروی $v \times B$ وارد بر الکترون شده و هم‌چنین آن نیرو می‌تواند به واسطه تشدید بین پالس لیزر و میدان مغناطیسی خارجی یک انرژی

خیلی بالا را برای الکترون فراهم آورد. همان‌طور که الکترون در طول مسیر انتشارش (راستای Z) جلو می‌رود انرژی آن افزایش یافته و بعد از مدتی به یک بیشینه می‌رسد. بعد از عبور پالس لیزر از الکترون نوسانات بتاترونی بین الکترون و میدان الکتریکی پالس لیزر تنظیم می‌شود و الکترون در ماکزیمم انرژی باقی می‌ماند. حال هر چقدر قدرت میدان مغناطیسی خارجی قوی‌تر باشد الکترون دوام بیشتری را در حالت بیشینه انرژی خواهد داشت.



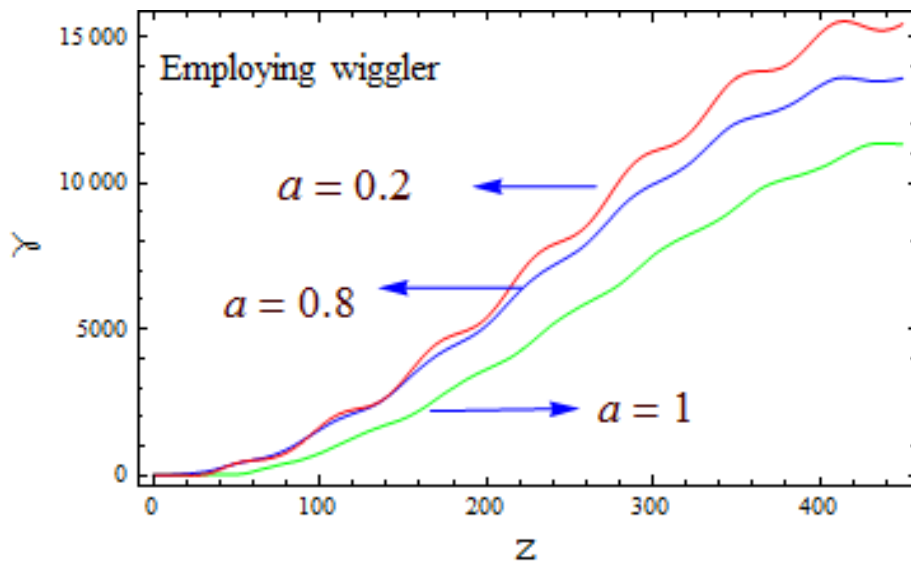
شکل ۲. انرژی الکترون بر حسب طول انتشار Z برای $a=5, k=0.995, \theta=\pi/2, \Omega_w=0.3, p_z=2.5$ و دامنه میدان‌های مغناطیسی مایل مختلف $b=0.6, 0.7, 0.8$

برای بررسی نقش ویگلر در شتاب‌دهی الکترون، نمودار انرژی الکترون بر اساس تغییرات میدان مغناطیسی ویگلر در شکل ۳ نشان داده شده است در این شکل مشاهده می‌شود که برای داشتن الکترون‌های پرانرژی‌تر در مسافت‌های خیلی کوتاه، حضور ویگلر می‌تواند بسیار مؤثر و بهینه باشد. در واقع هر چقدر دامنه میدان مغناطیسی ویگلری افزایش یابد، انرژی الکترون هم در مسافت‌های کوتاه، افزایش می‌یابد و این امر می‌تواند در طراحی شتاب دهنده‌های با ابعاد کوچک مورد توجه و استعمال قرار گیرد. اما در طراحی شتاب‌دهنده‌های با ابعاد بزرگ، مشاهده می‌شود که حضور ویگلرهای با دامنه مغناطیسی قوی، چندان مفید و کارا نخواهد بود و بهتر است که در چنین مواردی، از ویگلرهای ضعیف‌تر استفاده شود تا الکترون‌های پر انرژی‌تر داشته باشیم.



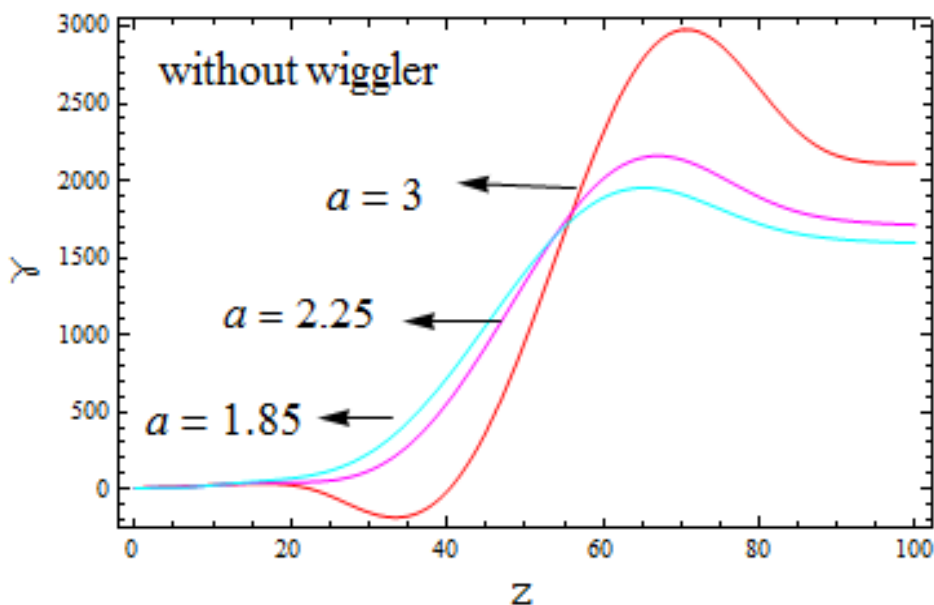
شکل ۳. انرژی الکترون بر حسب طول انتشار z برای $a=0.7, b=0.9, k=0.995, \theta=\pi/6, p_z=5$ و دامنه میدان‌های مغناطیسی مختلف و بگلر $\Omega_w=0.02, 0.18, 0.25$

شکل ۴ نمودار انرژی الکترون در حضور میدان و بگلر با شدت‌های پالس لیزری متفاوت رسم شده است که نشان می‌دهد که هر چقدر شدت پالس لیزر ضعیف‌تر باشد، انرژی الکترون بیش‌تری را کسب می‌کند و در نتیجه شتاب بیش‌تری می‌گیرد.



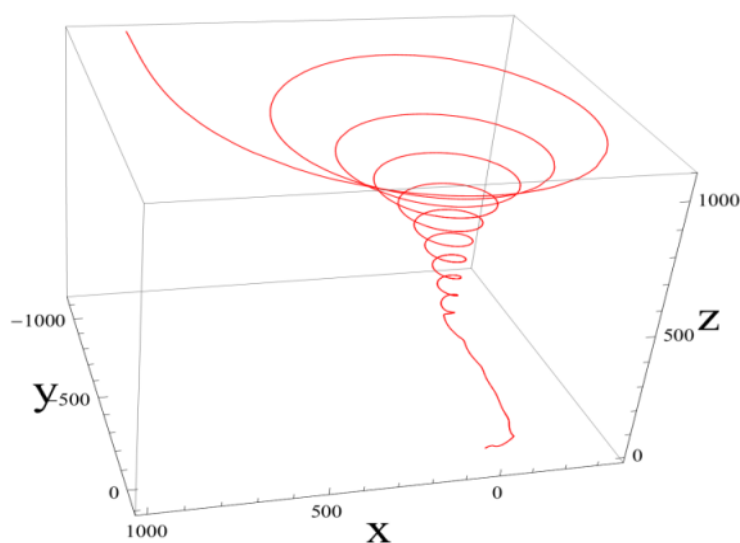
شکل ۴. انرژی الکترون بر حسب طول انتشار z در حضور میدان مغناطیسی و بگلر $b=0.5, p_z=0.5, \Omega_w=0.5$ و شدت‌های پالس لیزر مختلف $a=1, 0.8, 0.2$ و $\theta=\pi/6$

نمودار انرژی الکترون در غیاب میدان و بگلر با شدت‌های پالس لیزری متفاوت در شکل ۵ رسم شده است و حاکی از آن است که با افزایش شدت پالس لیزر، انرژی الکترون افزایش می‌یابد. در واقع به کار بستن و بگلر در شتاب دهنده‌های لیزری این امکان را به ما می‌دهد که با داشتن حتی لیزرهای کم توان و شدت پایین، بتوانیم به شتاب‌های بالای ذرات دست یابیم.



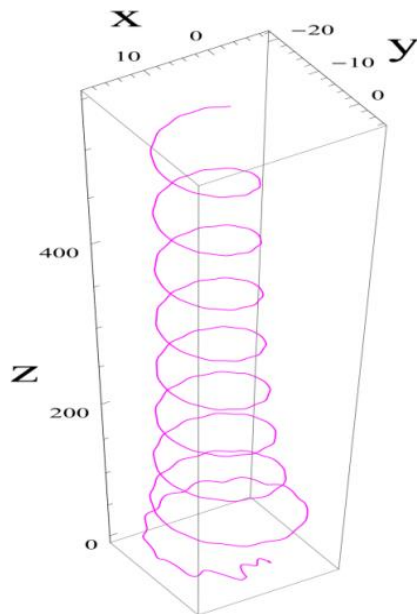
شکل ۵. انرژی بر حسب Z در غیاب میدان مغناطیسی ویگلر خارجی $k=0.995, b=0.85, p_z=2.5, \theta=\pi/3$ و شدت‌های پالس لیزر مختلف $a=1.85, 2.25, 3$

شکل ۶ نمای سه‌بعدی مسیر حرکت الکترون در غیاب میدان مغناطیسی ویگلر نشان داده شده است در این جا الکترون مسیری مارپیچی را طی می‌کند که شعاع لارمور آن در طول مسیر در حال افزایش است.



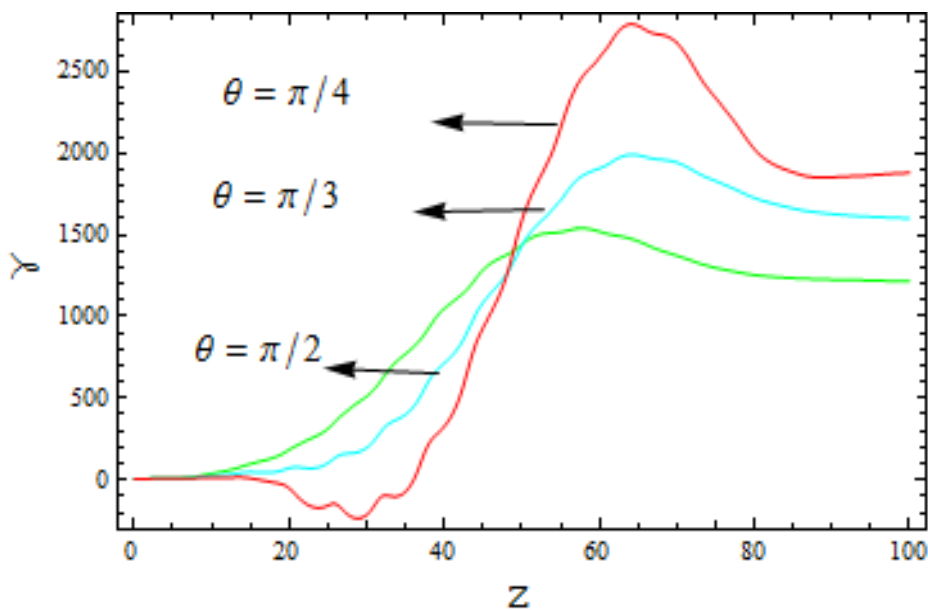
شکل ۶. نمای سه‌بعدی مسیر حرکت الکترون در غیاب میدان مغناطیسی ویگلر ویگلر $\Omega_w=0.3, \theta=\pi/2$
 $k=0.995, b=0.5, a=2$

شکل ۷ نمای سه‌بعدی مسیر حرکت الکترون در حضور میدان مغناطیسی ویگلر نشان داده شده است که در آن حضور ویگلر، باعث یکنواختی تغییرات شعاع لارمور حرکت ذره در طی انتشارش می‌شود.



شکل ۷. نمای سه بعدی مسیر حرکت الکترون در حضور میدان مغناطیسی ویگلر خارجی ویگلر $\Omega_w=0.5, a=0.2, \theta=\pi/6, b=0.5, k=0.995$

برای بررسی نقش θ (میزان زاویه میل میدان مغناطیسی مورب خارجی) بر شتاب‌گیری الکترون، شکل ۸ را رسم کرده‌ایم. در این شکل مشاهده می‌شود که با که با کاهش θ مقدار انرژی الکترون افزایش می‌یابد و در نتیجه الکترون ورودی شتاب بیشتری می‌گیرد.



شکل ۸. انرژی الکترون بر حسب Z به ازای ویگلر $k=0.995, \Omega_w=0.2, p_z=2.5, a=2, b=0.85$ و زاویه‌های میل مختلف $\theta=\pi/2, \pi/3, \pi/4$

نتیجه‌گیری

در این مقاله شتاب الکترون به کمک یک پالس لیزر انتشار یابنده از میان پلاسما و در حضور یک میدان مغناطیسی مایل و مغناطیسی پیچشی ویگلر هلیکال بررسی شده است. نتایج عددی حاصل از معادلات دیفرانسیل جفت شده با روش رانگ-کوتای مرتبه چهارم نشان می‌دهد که با توجه اثرات دامنه میدان مغناطیسی مایل و نیز میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی بر روی شتاب الکترون، می‌توان نتیجه گرفت که انرژی الکترون به ازای کاهش فاز اولیه، افزایش می‌یابد و هم‌چنین با افزایش شدت پالس لیزر در غیاب ویگلر، انرژی الکترون افزایش می‌یابد. بررسی‌های عددی بیش‌تر نشان می‌دهد که و در حضور ویگلر انرژی الکترون با افزایش شدت پالس لیزر، کاهش می‌یابد. هم‌چنین با کاهش دامنه میدان ویگلر، انرژی افزایش می‌یابد. بنابراین حضور ویگلر مغناطیسی خارجی می‌تواند دو نقش ارزنده داشته باشد، یکی آن استفاده از آن به‌طور بهینه‌ای می‌تواند ابعاد شتاب‌دهنده‌های الکترونی که بر پایه پالس لیزری هستند را کاهش دهد و دیگر آن که می‌توان حتی در حضور توان و شدت‌های پایین لیزری به‌کار گرفته شود و طراحی شتاب‌دهنده‌های نسل جدید استفاده کرد که این می‌تواند در کاهش هزینه‌های طراحی شتاب دهنده‌های حتی رومیزی نسل آینده عمل کرده و مفید واقع شود.

منابع

1. T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett, 43 (1979) 267
2. W. Yu, Z. Y. Chen, M. Y. Yu, L. J. Qian, P. X. Lu, R. X. Li, and K. Koyama, Phys. Rev. E, 66 (2002) 036406
3. K. P. Singh and V. K. Tripathi, Phys. Plasmas, 2 (2004) 743
4. D. N. Gupta, K. Gopal, I.H. Nam, V.V. Kulagin and H. Suk, Laser and Particle Beams, 32 (2014) 449
5. C. Max, J. Arons, and A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett, 33 (1988) 209
6. H. Liu, X. T. He, and S. G. Chen, Phys. Rev. E, 69 (2004) 066409
7. T. Kurki-Suonio, P. J. Morrison, and T. Tajima, Phys. Rev. A 0 (1989) 3230
8. N. Kumar, and V. K. Tripathi, Euro phys. Lett.75 (2006) 266

9. D. N. Gupta, and Chang-Mo Ryu, *Phy. Plasmas*, 12 (2005) 053103
10. D. N. Gupta, K. Gopal, I.H. Nam, V.V. Kulagin and H. Suk, *Laser and Particle Beams*, 32 (2014) 449
11. P. Jha, A. Saroch and R. K. Mishra, *Laser and Particle Beams*, 31(2013) 583
12. D. N. Gupta, and H. Suk, *Phys. Plasmas*, 13 (2006) 013105
13. Yazdani, R. Sadighi-Bonabi, H. Afarideh, J. Yazdanpanah and H. Hora, *Laser and Particle Beams*, 32 (2014) 509
14. S. Jafari, *Laser Phys. Lett*, 12 (2015) 075002
15. S. Jafari, F. Jafarinia, H. Mehdian, *Laser Phys*, 23 (2013) 085005
16. A. Sharma and V. K. Tripathi, *Phy. Plasmas*, 16 (2009) 043103
17. M. Esmailzadeh, J. E. Willet, *Phy. Plasmas*, 14 (2007) 033102