

## ORIGINAL ARTICLE

# Investigation of the Effects of Helical and Planar Wigglers on the Electron Acceleration Process in an Inverse Free-Electron Laser

Azadeh Ahmadian\*

Instructor, Physics., Department of Basic Science, Tonekabon Branch, Islamic Azad University, Tonekabon, Iran.

### Correspondence

Azadeh Ahmadian  
Email: azade.ahmadian@gmail.com

### How to cite

Ahmadian, A. (2026). Investigation of the Effects of Helical and Planar Wigglers on the Electron Acceleration Process in an Inverse Free-Electron Laser, Optoelectronic, 8(3), 31-40.

### ABSTRACT

This paper investigates the effects of helical and planar wiggler fields on electron acceleration in an inverse free-electron laser (IFEL) with a circularly polarized laser beam, in the presence of an increasing external magnetic field. The influence of wiggler parameters, the slope of the external magnetic field, and the laser intensity parameter on the dynamics and acceleration of electrons have been examined. Numerical results show that in both helical and planar wiggler configurations, a significant amount of energy transferred to the electron when optimal parameters selected for the laser, wiggler field, and external magnetic field. In the helical wiggler case, the electron energy gain reaches up to 2.42 GeV, while in the planar wiggler case, the maximum energy gain is about 1.85 GeV. This comparative analysis provides a deeper understanding of electron dynamics in inverse free-electron lasers and highlights the advantages of using a helical wiggler over a planar one.

### KEYWORDS

Electron Acceleration, External Magnetic Field, Helical Wiggler, Inverse Free Electron Laser.

فصلنامه علمی

## اپتوالکترونیک

«مقاله پژوهشی»

# بررسی اثر ویگلرهای پیچشی و تخت بر فرآیند شتاب‌گیری الکترون در لیزر الکترون آزاد معکوس

آزاده احمدیان\*

مربی، فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تنکابن، تنکابن، ایران.

### چکیده

در این مقاله، اثر میدان‌های ویگلر پیچشی و تخت روی شتاب الکترون در یک لیزر الکترون آزاد معکوس با پرتو لیزری قطبیده دایروی در حضور میدان مغناطیسی خارجی افزایشی مطالعه شده است. تأثیر پارامترهای ویگلر، پارامتر شیب میدان خارجی و پارامتر شدت لیزر بر دینامیک و شتاب‌گیری الکترون بررسی شده است. نتایج عددی نشان می‌دهند که در هر دو حالت ویگلر پیچشی و تخت، در صورت انتخاب پارامترهای بهینه برای لیزر، میدان ویگلر و میدان مغناطیسی خارجی انرژی قابل توجهی به الکترون منتقل می‌شود. افزایش انرژی الکترون در حالت ویگلر پیچشی برابر با  $2/42$  گیگاالکترون‌ولت است؛ در حالی که در حالت ویگلر تخت، بیشترین انرژی کسب‌شده توسط الکترون در حدود  $1/85$  گیگا الکترون‌ولت افزایش یافته است. این بررسی مقایسه‌ای، درک بهتری از دینامیک الکترون در لیزر الکترون آزاد معکوس ارائه می‌دهد و اهمیت استفاده از ویگلر پیچشی در مقایسه با ویگلر تخت را نشان می‌دهد.

### واژه‌های کلیدی

شتاب الکترون، میدان مغناطیسی خارجی، ویگلر پیچشی، لیزر الکترون آزاد معکوس.

نویسنده مسئول:

آزاده احمدیان

رایانامه: azade.ahmadian@gmail.com

استناد به این مقاله:

آزاده احمدیان (۱۴۰۵). بررسی اثر ویگلرهای پیچشی و تخت بر فرآیند شتاب‌گیری الکترون در لیزر الکترون آزاد معکوس. فصلنامه علمی اپتوالکترونیک، ۸(۳)، ۳۱-۴۰.

## مقدمه

در چند دهه گذشته، پیشرفت‌های چشمگیری در توانایی تولید پالس‌های لیزری کوتاه و با شدت بالا حاصل شده است که منجر به تحقیقات گسترده‌ای در زمینه شتاب‌دهی الکترون با استفاده از لیزر شده است. در سال‌های اخیر، پیشرفت‌هایی در دو مکانیزم شتاب‌دهی الکترون با استفاده از لیزر، یعنی شتاب‌دهنده‌های مبتنی بر پلاسما و مبتنی بر لیزر مشاهده شده است [۱-۶].

در شتاب‌دهنده‌های مبتنی بر پلاسما، امواج پلاسما توسط پالس لیزری تحریک می‌شوند و الکترون‌ها می‌توانند از طریق این امواج به گرادیان‌های شتاب بسیار بالا دست یابند. پراکندگی الکترون‌ها توسط یون‌ها، سرعت گروه کمتر و ناپایداری‌های پلاسما از جمله مشکلات موجود در این نوع شتاب‌دهنده‌ها هستند. مطالعات نظری و تجربی متعددی در زمینه شتاب‌دهی مبتنی بر پلاسما انجام شده است [۷-۹].

در شتاب‌دهنده‌های مبتنی بر لیزر، از میدان الکتریکی پالس لیزری برای شتاب‌دهی الکترون‌ها در خلأ استفاده می‌شود. مزیت شتاب‌دهی در خلأ با استفاده از لیزر این است که مشکلات ذاتی موجود در شتاب‌دهنده‌های مبتنی بر پلاسما در این حالت وجود ندارند. برای دستیابی به الکترون‌هایی با انرژی بالاتر و پراکندگی کمتر، مطالعات نظری و تجربی قابل توجهی در زمینه شتاب‌دهی در خلأ با استفاده از لیزر انجام شده است [۱۰-۱۳]. الکترون‌های شتاب داده‌شده با استفاده از این شتاب‌دهنده‌ها در حوزه‌های پزشکی، فیزیک و صنعت کاربردهای فراوان و حیاتی دارند. از مهم‌ترین کاربردها در پزشکی شامل پرتودرمانی، تولید پرتو ایکس و استریلیزاسیون تجهیزات پزشکی است. از کاربردها در حوزه فیزیک می‌توان از تحقیقات در فیزیک ذرات، تولید تابش سنکروترونی و تحقیقات مواد نام برد. همچنین استفاده در صنعت به صورت پرتودهی و اصلاح خواص مواد، تصویربرداری صنعتی و استریلیزاسیون صنعتی است.

با پیشرفت‌های اخیر در فناوری لیزر، از جمله اختراع روش کش‌آوری و تقویت پالس<sup>۱</sup> و متمرکز کردن شدید بیم لیزر، امکان تولید پرتوهای لیزری با شدت بسیار بالا فراهم شده است. توسعه این روش‌ها می‌تواند افق‌های جدیدی برای شتاب‌دهی الکترون‌ها در محدوده انرژی ده‌ها GeV و تولید گرادیان‌های شتاب تا ۱۰۰ MV/m در یک ویگلر

پیچشی با استفاده از لیزر الکترون آزاد معکوس<sup>۲</sup> (IFEL) فراهم کند [۱۴].

IFEL یکی از شتاب‌دهنده‌های مبتنی بر لیزر است که نخستین بار توسط پالمر<sup>۳</sup> در سال ۱۹۷۲ پیشنهاد شد [۱۵]. در این روش، یک بسته الکترونی نسبیته از میان آرایه‌ای از آهنرباها که به نام ویگلر<sup>۴</sup> شناخته می‌شوند، عبور می‌کند. این ویگلر مغناطیسی باعث ایجاد حرکت موجی عرضی در راستای میدان الکتریکی موج می‌شود و انرژی خالص از لیزر به الکترون منتقل شده و الکترون شتاب می‌گیرد [۱۳].

با افزایش انرژی الکترون، شرط تشدید در IFEL دیگر برقرار نمی‌ماند. برای جلوگیری از این ناهماهنگی، می‌توان از روش‌هایی مانند مخروطی کردن<sup>۵</sup> ویگلر [۱۶] یا استفاده از پالس لیزری چیرپ شده<sup>۶</sup> [۱۷] بهره گرفت.

مطالعات متعدد نظری و تجربی برای شتاب دادن الکترون‌ها توسط ساختار لیزر الکترون آزاد معکوس انجام شده است که در ادامه به مواردی اشاره شده است. دو نمونه از مطالعات تجربی در ادامه آورده شده است.

مودی<sup>۷</sup> و همکارانش با استفاده از پرتو لیزری که دارای طول پالس بسیار کوتاه و توان فوق‌العاده بالا بود، توانستند پرتو الکترونی ۷۵ MeV را تا ۱۲۵ MeV شتاب دهند. آن‌ها از یک لیزر تیتانیوم سفایر<sup>۸</sup> با طول موج ۰/۸ میکرومتر، مدت‌زمان پالس ۱۰۰ fs و انرژی ۵۰۰ mJ در یک ویگلر تخت استفاده کردند [۱۸].

گادجف<sup>۹</sup> و همکارانش تولید بسته‌ای از الکترون‌های با کیفیت بالا و انرژی نهایی تا ۸۴ MeV از طریق مکانیزم IFEL با استفاده از پالس لیزری CO<sub>2</sub> با توان TW را گزارش کرده‌اند [۱۹].

مطالعات نظری بسیاری نیز در این زمینه انجام شده است که در ادامه به چند مورد اشاره می‌شود.

گوپتا<sup>۱۰</sup> و همکارانش طرحی برای شتاب‌دهی الکترون‌ها تا محدوده ده‌ها GeV با استفاده از پرتو لیزری با قطبش دایره‌ای در میدان مغناطیسی پالسی ارائه کردند. در این طرح، میدان شعاعی کاهش یافته؛ اما میدان طولی برای به دام انداختن الکترون‌ها حفظ شده بود و میدان مغناطیسی

2 Inverse Free Electron Laser

3 Palmer

4 Wiggler

5 Tapered

6 Chirped

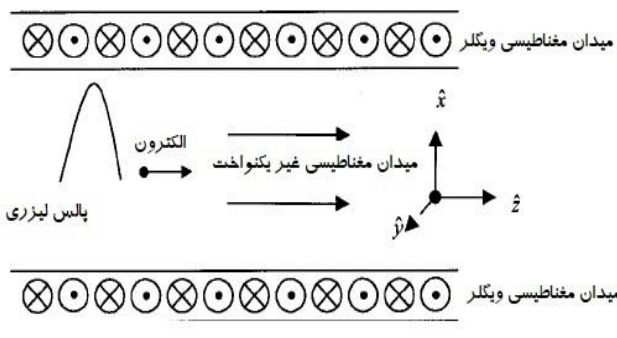
7 Moody

8 Ti:Sapphire

9 Gadjev

10 Gupta

زیر نشان داده شده است.



شکل ۱. شماتیک طرح پیشنهادی برای لیزر الکترون آزاد معکوس

در بخش دوم مقاله، میدان‌های الکترومغناطیسی و دینامیک الکترون شرح داده می‌شود. نتایج عددی و بحث در بخش سوم، قسمت (الف) برای ویگلر تخت و قسمت (ب) برای ویگلر پیچشی ارائه می‌شود. خلاصه و نتیجه‌گیری در بخش چهارم آورده شده است.

### دینامیک حرکت الکترون

ما یک پالس لیزری با قطبش دایروی را در نظر می‌گیریم که در راستای محور  $Z$  انتشار می‌یابد. مؤلفه‌های میدان الکترومغناطیسی به صورت زیر بیان می‌شوند [۲۷]:

$$E_x = E_0 \frac{y}{f} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2 f^2}\right) \exp\left(-\frac{[t-(z-z_0)/c]^2}{\tau_p^2}\right) \cos(\varphi), \quad (1)$$

$$E_y = E_0 \frac{x}{f} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2 f^2}\right) \exp\left(-\frac{[t-(z-z_0)/c]^2}{\tau_p^2}\right) \sin(\varphi), \quad (2)$$

که در آن  $\varphi = \omega_0 t - k_0 z + \tan^{-1}(z/z_R) - \varphi_0$ ،  $f^2 = (1 + zR^2/(z_R r_0^2 f^2)) + \varphi_0$ ،  $z_R = (k_0 r_0^2 / 2)$ ،  $r^2 = x^2 + y^2$ ،  $\varphi_0$  فاز اولیه پالس و  $c$  سرعت نور در خلأ است. همچنین  $z_0$  موقعیت اولیه قله پالس لیزری،  $E_0$  بیشینه شدت میدان الکترومغناطیسی،  $r_0$  اندازه لکه در کانون،  $\omega_0$  و  $\tau_p$  به ترتیب فرکانس لیزر و طول پالس لیزر هستند. مؤلفه طولی میدان الکترومغناطیسی از رابطه  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$  به دست می‌آید، مؤلفه‌های میدان مغناطیسی پالس لیزری نیز از معادله ماکسول  $\partial \vec{B}_L / \partial t = -\vec{\nabla} \times \vec{E}$  قابل محاسبه هستند.

ما فرض می‌کنیم که یک میدان مغناطیسی راهنمای غیر یکنواخت و افزایشی با ضریب شیب  $\alpha$  اعمال شده است،

خارجی انرژی الکترون را افزایش می‌دهد [۲۰]. اثر میدان مغناطیسی سمتی و پالس لیزری چیرپ شده با قطبش دایره‌ای بر شتاب‌دهی الکترون توسط قترا<sup>۱</sup> و همکارانش بررسی شده است [۲۱].

کومار<sup>۲</sup> و یون<sup>۳</sup> به صورت عددی اثر چیرپ بودن فرکانس لیزر را همراه با مخروطی کردن میدان مغناطیسی تخت بررسی کرده‌اند و نشان داده‌اند که بهینه‌سازی پارامترهای لیزر و میدان مغناطیسی می‌تواند باعث افزایش انرژی الکترون شود [۲۲].

میرزاژاد و همکارانش شتاب‌دهی دسته‌ای از الکترون‌ها را با استفاده از ویگلر مغناطیسی پیچشی و پالس لیزری با قطبش دایره‌ای مطالعه کرده‌اند [۲۳]. قترا و کانت<sup>۴</sup> شتاب‌دهی الکترون را با استفاده از پالس لیزری با قطبش شعاعی در ویگلر پیچشی بررسی کرده و ارتباط بین انرژی الکترون، شدت لیزر، پارامترهای ویگلر و زاویه تزریق الکترون را تحلیل کرده‌اند [۲۴].

مطالعه عددی مقایسه‌ای تعامل IFEL با یک پرتو الکترونی ناهماهنگ تحت تأثیر ویگلر الکترومغناطیسی و ویگلر الکترواستاتیک پیچشی توسط خولار<sup>۵</sup> و همکارانش انجام شد. آنها نشان داده‌اند که حضور ویگلر الکترومغناطیسی نتایج بهتری نسبت به ویگلر مغناطیسی ایستا به همراه دارد [۲۵].

سینگ<sup>۶</sup> و همکارانش به صورت عددی مطالعه‌ای مقایسه‌ای از شتاب‌دهی یک تک الکترون با استفاده از پرتو لیزری گوسی همراه با میدان ویگلر پیچشی و تخت انجام داده‌اند. در این مطالعه اثر پارامترهای لیزر و میدان ویگلر بر دینامیک و شتاب‌دهی الکترون بررسی شده است [۲۶].

در این مقاله، دینامیک و شتاب‌دهی تک الکترون به صورت مقایسه‌ای با استفاده از پالس لیزری گوسی با قطبش دایروی در ویگلر تخت و پیچشی در حضور میدان مغناطیسی افزایشی خارجی بررسی شده است. میدان مغناطیسی ویگلر و میدان مغناطیسی افزایشی خارجی به صورت مشترک به الکترون کمک می‌کنند تا در راستای انتشار پالس لیزر حرکت مارپیچی پیدا کند و مؤلفه سرعت عرضی الکترون افزایش یابد که باعث تقویت نیروی  $(\vec{v} \times \vec{B})_z$  شده و در نتیجه انرژی الکترون افزایش می‌یابد. شماتیکی از این طرح پیشنهادی در شکل

1 Ghotra  
2 Kumar  
3 Yoon  
4 Kant  
5 Khullar  
6 Singh

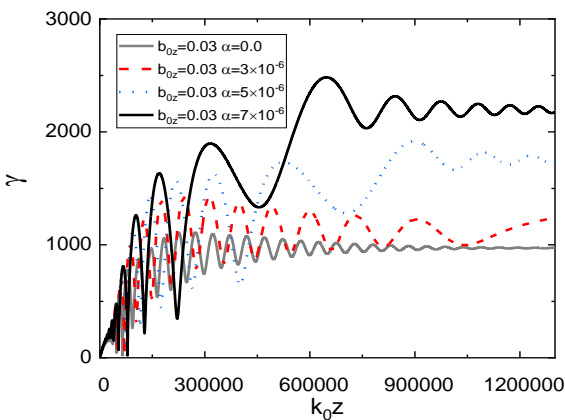
به صورت

معادلات حاکم بر مسیر حرکت الکترون نیز از رابطه  $\vec{d}\vec{r}/dt = -(1/m_0\gamma)\vec{p}$  تا (۶) تا (۹)، زوج معادلات دیفرانسیل معمولی هستند که ما آن‌ها را به صورت عددی با استفاده از روش رانگ-کوتای مرتبه چهارم در بخش بعدی حل و بحث کرده‌ایم.

### حل عددی و بررسی نتایج

در این بخش، شتاب تک الکترون تحت تأثیر میدان‌های پالس لیزری، میدان مغناطیسی ویگلر و میدان مغناطیسی راهنمای خارجی بررسی می‌شود. پارامترهای استفاده شده در مطالعه عددی به شرح زیر هستند:

طول موج لیزر  $\lambda = 1\mu\text{m}$  طول بهنجار شده پالس  $\tau_p = 100$  معادل  $53$  فمتوثانیه، پارامتر شدت بهنجار شده پالس  $a_0 = 12$  که متناظر با شدت تقریبی  $1.61 \times 10^{21} \text{W/cm}^2$  است. نیم پهنای کانون پرتو برابر است با  $r_0 = 50\mu\text{m}$  و قله پالس لیزری در موقعیت  $z_1 = -200$  قرار دارد. موقعیت اولیه الکترون در مختصات  $(0, 0, 0)$  و تکانه اولیه آن برابر با  $(0, 0, 1/5)$  در نظر گرفته شده است.



شکل ۲. انرژی الکترون بر حسب فاصله بهنجار شده در حضور میدان خارجی غیریکنواخت  $b_{0z} = 0.03, \alpha = 7 \times 10^{-6}$  (خط سیاه پیوسته)  $b_{0z} = 0.03, \alpha = 5 \times 10^{-6}$  (نقطه چین)،  $b_{0z} = 0.03, \alpha = 3 \times 10^{-6}$  (خط چین) و میدان خارجی یکنواخت  $b_{0z} = 0.03, \alpha = 0$  (خط خاکستری پیوسته). بقیه پارامترها در متن داده شده است.

شکل ۲ تغییرات انرژی نسبیتی الکترون ( $\gamma$ ) را به صورت تابعی از فاصله بهنجار شده  $(k_0 z)$  در حضور میدان مغناطیسی غیر یکنواخت برای مقادیر مختلف پارامتر شیب (خط سیاه پیوسته، نقطه چین، خط چین) و با وجود میدان مغناطیسی خارجی ثابت (خط خاکستری پیوسته) نشان می‌دهد.

از این شکل می‌توان مشاهده کرد که در حضور میدان

$$\vec{B}_z = B_{0z}(1 + \alpha z)\hat{e}_z \quad (۳)$$

در اینجا،  $B_{0z}$  نمایانگر شدت میدان مغناطیسی خارجی در موقعیت  $z = 0$  است.

تعامل لیزر الکترون آزاد معکوس توسط معادلاتی بیان می‌شود که حرکت الکترون را در میدان‌های ترکیبی پالس لیزر، میدان مغناطیسی راهنما و میدان ویگلر توصیف می‌کنند. در این مقاله، ما شتاب‌دهی الکترون را در حضور میدان ویگلر تخت و پیچشی بررسی می‌کنیم. ما میدان ویگلر تخت را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$B_w = B_{0w}\text{Cos}(k_w z)\hat{x} \quad (۴)$$

و میدان ویگلر پیچشی به صورت زیر بیان می‌شود.

$$B_w = B_{0w}[\text{Cos}(k_w z)\hat{x} + \text{Sin}(k_w z)\hat{y}] \quad (۵)$$

که در آن  $B_{0w}$  دامنه میدان ویگلر و  $k_w$  عدد موج ویگلر است. دینامیک نسبیتی یک الکترون در تعامل با پالس لیزری با قطبش دایروی در حضور میدان ویگلر و میدان مغناطیسی خارجی، توسط معادله لورنتس ( $d\vec{p}/dt = -e(\vec{E} + (\vec{v} \times \vec{B}))$ ) و معادله انرژی ( $dy/dt = (e/m_0 c^2)(\vec{v} \cdot \vec{E})$ ) توصیف می‌شود.

میدان مغناطیسی کل به صورت  $\vec{B} = \vec{B}_L + \vec{B}_w + \vec{B}_z$  است. معادله لورنتس را در راستاهای  $X, Y$  و  $Z$  تجزیه کرده و آن‌ها را با استفاده از کمیت‌های زیر بی‌بعدسازی کرده‌ایم:  $t = \omega_0 t, (x, y, z) = k_0(x, y, z), P_{(x,y,z)} = P_{(x,y,z)}/m_0 c, a_{(x,y,z)} = eE_{(x,y,z)}/m_0 c \omega_0, b_{(L,w,z)} = eB_{(L,w,z)}/m_0 \omega_0, \beta_{(x,y,z)} = v_{(x,y,z)}/c,$  زمان به  $\omega_0$  مکان‌ها به  $k_0$  اندازه حرکت به  $m_0 c$  میدان‌های الکتریکی به  $e/m_0 c \omega_0$  به  $e/m_0 \omega_0$  و سرعت‌ها به سرعت نور بی‌بعد شده‌اند.

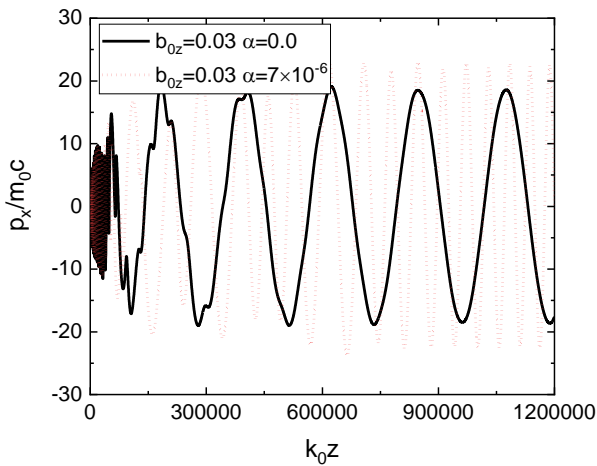
در نتیجه، معادلات لورنتس و انرژی به شکل ساده‌شده بی‌بعد تبدیل می‌شوند.

$$\frac{dp_x}{dt} = -a_x + \beta_y(b_{Lz} + b_z) - \beta_z(b_{Ly} + b_{wy}) \quad (۶)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -a_y - \beta_x(b_{Lz} + b_z) + \beta_z(b_{Lx} + b_{wx}), \quad (۷)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -a_z + \beta_x(b_{Ly} + b_{wy}) - \beta_y(b_{Lx} + b_{wx}) \quad (۸)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -(\beta_x a_x + \beta_y a_y + \beta_z a_z), \quad (۹)$$



**شکل ۴.** ممنتم عرضی بهنجار شده بر حسب فاصله بهنجار شده در حضور میدان خارجی غیریکنواخت  $b_{0z} = 0.03, \alpha = 7 \times 10^{-6}$  (نقطه چین) و میدان خارجی یکنواخت  $b_{0z} = 0.03, \alpha = 0$  (خط سیاه پیوسته)، بقیه پارامترها همانند شکل ۲ است.

شکل ۴ تکانه عرضی بهنجار شده الکترون را بر حسب فاصله بهنجار شده برای حالت‌های میدان مغناطیسی خارجی غیر یکنواخت و ثابت نشان می‌دهد. دامنه تکانه عرضی، زمانی که از میدان مغناطیسی غیر یکنواخت با مقدار بهینه پارامتر شیب  $\alpha$  استفاده می‌شود، بیشتر از حالت میدان مغناطیسی خارجی ثابت است. میدان مغناطیسی غیر یکنواخت به تقویت تکانه عرضی الکترون کمک می‌کند. افزایش تکانه عرضی منجر به افزایش تکانه طولی الکترون به دلیل نیروی  $(\vec{v} \times \vec{B})_z$  می‌شود که در نتیجه باعث رشد انرژی الکترون می‌گردد.

در ادامه، ما طرح پیشنهادی لیزر الکترون آزاد معکوس را ابتدا با ویگلر تخت در قسمت (الف) و سپس با ویگلر پیچشی در قسمت (ب) بررسی خواهیم کرد.

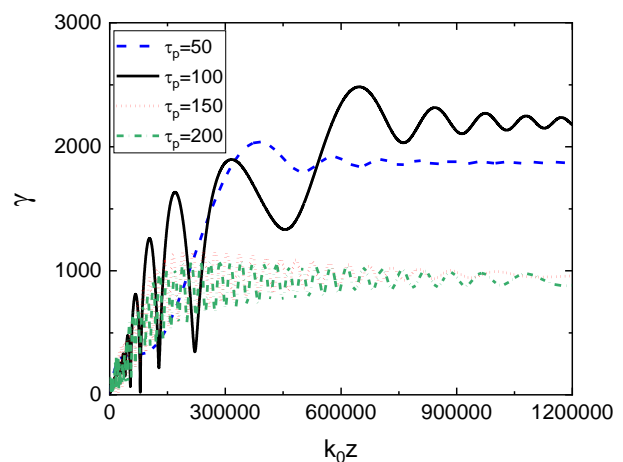
### الف) لیزر الکترون آزاد معکوس با ویگلر تخت

در بحث زیر، دینامیک و شتاب‌دهی الکترون در حضور میدان‌های لیزری، میدان مغناطیسی خارجی و میدان مغناطیسی ویگلر تخت بررسی می‌شود. توصیف میدان ویگلر توسط معادله (۴) داده شده است. دو پارامتر از ویگلر بهینه‌سازی شدند؛ یکی میدان ویگلر بهنجار شده ( $b_{0w}$ ) در شکل ۵الف و دیگری طول موج ویگلر بهنجار شده ( $\lambda_w/\lambda_l$ ) که در شکل ۵ب نشان داده شده است. حداکثر انرژی کسب شده توسط الکترون بر حسب مقادیر مختلف این دو پارامتر ترسیم شده است.

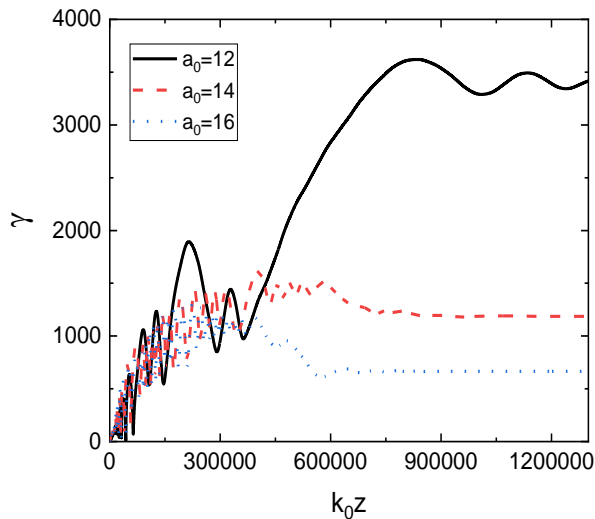
مغناطیسی غیر یکنواخت، الکترون بیشترین میزان انرژی را به دست می‌آورد،  $\gamma_{max} = 2481$  و در حالت میدان مغناطیسی ثابت، حداکثر انرژی الکترون برابر با  $\gamma_{max} = 1102$  می‌شود. به وضوح مشخص است که ابتدا الکترون توسط نیروی محرکه<sup>۱</sup> پالس لیزر شتاب می‌گیرد. سپس، شرایط تشدید برآورده می‌شود و الکترون از طریق تشدید انرژی بیشتری از پالس لیزر کسب می‌کند؛ در ادامه به انرژی حداکثر خود رسیده و در نهایت به حالت اشباع می‌رسد.

استفاده از میدان مغناطیسی خارجی نقش مهمی در افزایش انرژی الکترون ایفا می‌کند. میدان مغناطیسی خارجی باعث می‌شود که الکترون در مسیر دایره‌ای حرکت کند که این امر موجب افزایش طول برهمکنش می‌شود. علاوه بر این، انتخاب مناسب پارامتر  $\alpha$  می‌تواند تکانه عرضی را افزایش دهد که باعث افزایش نیروی  $\vec{v} \times \vec{B}$  می‌شود. به این دلیل است که وجود میدان مغناطیسی غیر یکنواخت می‌تواند به افزایش انرژی الکترون کمک کند.

طول پالس لیزر یکی از پارامترهای مهمی است که روی تعامل لیزر با الکترون و شتاب‌گیری آن تاثیر بسزایی دارد. در شکل ۳ انرژی کسب شده توسط الکترون بر حسب فاصله بهنجار شده به ازای طول‌های متفاوت پالس ترسیم شده است. همان طوری که مشاهده می‌شود به ازای  $\tau_p = 100$  الکترون بیشترین انرژی را کسب می‌کند.



**شکل ۳.** انرژی الکترون بر حسب فاصله بهنجار شده در حضور میدان خارجی غیریکنواخت  $b_{0z} = 0.03, \alpha = 7 \times 10^{-6}$  به ازای طول‌های مختلف پالس لیزری.  $\tau_p = 50$  (خط چین)،  $\tau_p = 100$  (خط پیوسته)،  $\tau_p = 150$  (نقطه چین) و  $\tau_p = 200$  (خط نقطه). بقیه پارامترها همانند شکل ۲ است.



**شکل ۶.** انرژی کسب شده توسط الکترون بر حسب فاصله

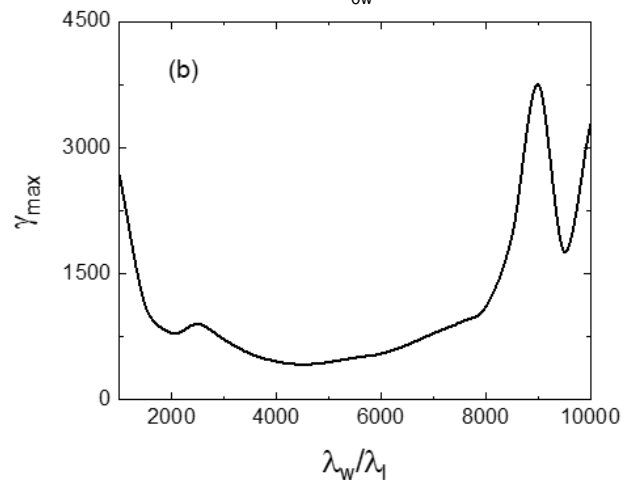
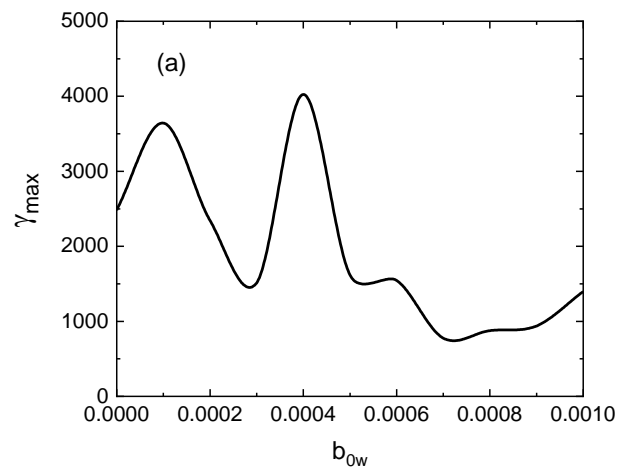
بهنجارشده برای مقادیر مختلف شدت میدان بهنجارشده لیزر در حضور میدان خارجی غیریکنواخت  $\alpha = 7 \times 10^{-6}$ ,  $b_{0z} = 0.03$ ,  $a_0 = 12$ . (خط سیاه پیوسته)،  $a_0 = 14$  (خط چین) و  $a_0 = 16$  (نقطه چین).

مشاهده می‌شود که به ازای  $a_0 = 12$  بیشترین افزایش در انرژی کسب‌شده توسط الکترون اتفاق می‌افتد که معادل  $1/85$  گیگاالکترون ولت است. همچنین برای  $a_0 = 14$  این افزایش در حدود  $8/809$  مگاالکترون ولت و برای  $a_0 = 16$  این افزایش انرژی  $7/625$  مگاالکترون ولت می‌شود. از این شکل واضح است که حداکثر افزایش انرژی با افزایش مقدار شدت میدان لیزر کاهش می‌یابد.

#### (ب) لیزر الکترون آزاد معکوس با ویگلر پیشچی

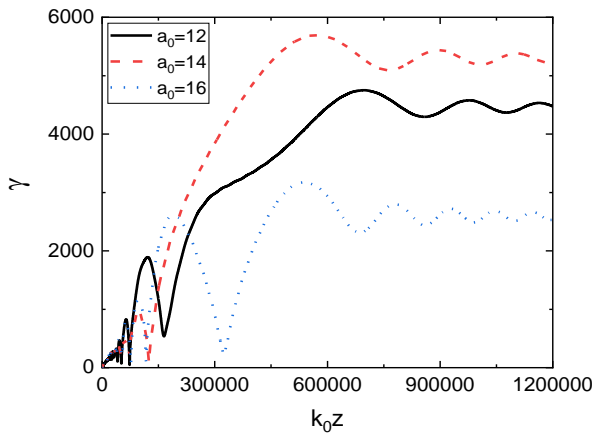
در این بخش، نتایج مربوط به دینامیک الکترون و شتاب‌دهی آن در حضور پالس لیزر، میدان مغناطیسی غیر یکنواخت و ویگلر پیشچی (معادله (۵)) ارائه می‌شود. برای یافتن مقادیر بهینه میدان ویگلر بهنجارشده ( $b_{0w}$ ) و طول موج ویگلر بهنجارشده ( $\lambda_w/\lambda_l$ ) شکل‌های ۷الف و ۷ب ترسیم شده‌اند. این شکل‌ها نشان می‌دهند که مقادیر بهینه به ترتیب برابر با  $b_{0w} = 3 \times 10^{-4}$  و  $\lambda_w/\lambda_l = 6500$  هستند.

در شکل ۵الف مشاهده می‌شود که به ازای  $b_{0w} = 4 \times 10^{-4}$  حداکثر انرژی الکترون ( $\gamma_{max}$ ) بیشترین مقدار را دارد و شکل ۵ب نشان می‌دهد که مقدار بهینه ( $\lambda_w/\lambda_l$ ) برابر با ۹۰۰۰ است. این دو پارامتر ویگلر نقش کلیدی در حفظ شرایط تشدید لیزر الکترون آزاد معکوس و فرآیند شتاب‌دهی الکترون دارند. در حالت بهینه این دو پارامتر شرایط هم‌فازی بین لیزر و الکترون برای مدت طولانی‌تری حفظ خواهد شد که افزایش انرژی الکترون را در پی دارد.



**شکل ۵.** بیشترین انرژی کسب شده توسط الکترون بر حسب الف) میدان ویگلر بهنجارشده، ب) طول موج بهنجارشده ویگلر، در حضور میدان خارجی غیریکنواخت  $\alpha = 7 \times 10^{-6}$ ,  $b_{0z} = 0.03$ . بقیه پارامترها همانند شکل ۲ است.

در شکل ۶ تغییرات انرژی کسب شده توسط الکترون بر حسب فاصله بهنجارشده به ازای مقادیر مختلف شدت بهنجارشده لیزر ترسیم شده است. نتایج نشان می‌دهند که افزایش انرژی نسبت به شدت بهنجارشده لیزر حساس است.

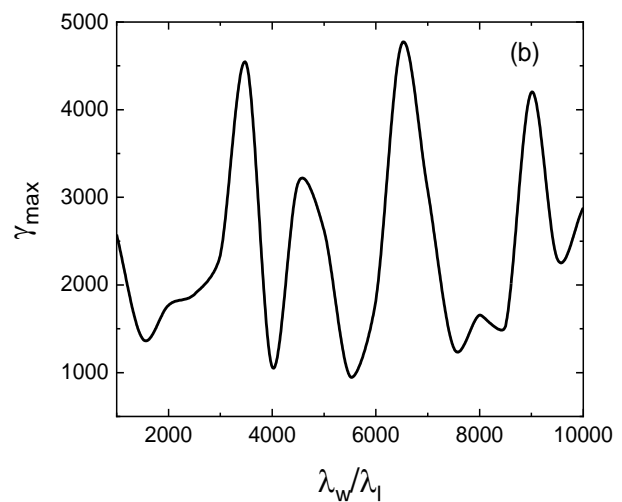
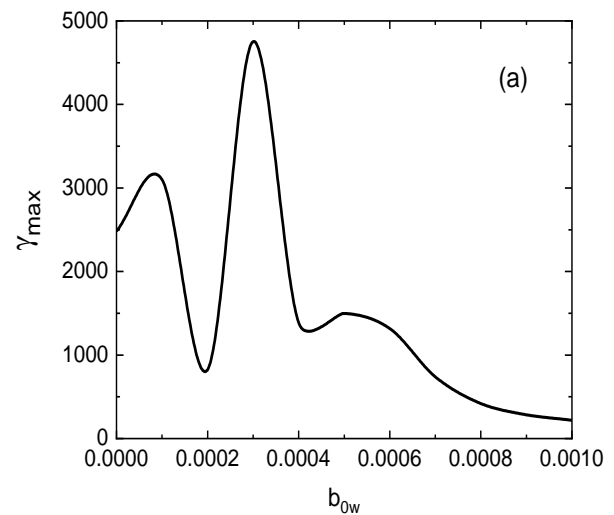


**شکل ۸.** انرژی کسب‌شده توسط الکترون بر حسب فاصله بهنجار شده برای مقادیر مختلف شدت میدان بهنجار شده لیزر در حضور میدان خارجی غیریکنواخت  $\alpha = 7 \times 10^{-6}$ ,  $b_{0z} = 0.03$ ,  $a_0 = 12$  (خط سیاه پیوسته)،  $a_0 = 14$  (خط چین) و  $a_0 = 16$  (نقطه چین).

از شکل ۶ و شکل ۸ نتیجه می‌شود که همیشه افزایش شدت میدان بهنجار شده لیزر منجر به افزایش انرژی کسب‌شده توسط الکترون نخواهد شد. این نتیجه در توافق با نتایج به‌دست آمده در مرجع ۲۶ است.

### بحث و نتیجه‌گیری

این مقاله یک تحلیل مقایسه‌ای از دینامیک یک الکترون در حضور یک پرتو لیزری با قطبش دایروی، میدان مغناطیسی خارجی و میدان‌های ویگلر تخت و پیچشی به صورت عددی انجام شده است. تأثیر پارامترهای مختلف ویگلر، اندازه میدان مغناطیسی خارجی و پارامتر مربوط به آن، به منظور پیشینه‌سازی افزایش انرژی الکترون در این مدل لیزر الکترون آزاد معکوس بررسی گردیده است. میدان مغناطیسی خارجی و میدان مناسب ویگلر به صورت هم‌افزا به محصور کردن مسیر حرکت الکترون کمک می‌کنند که این امر منجر به افزایش طول برهم‌کنش بین الکترون و پرتو لیزر می‌شود. در نتیجه، بزرگی تکانه عرضی الکترون افزایش یافته و این افزایش باعث افزایش تکانه طولی الکترون به واسطه نیروی  $\vec{v} \times \vec{B}$  می‌شود. مشاهده شد که افزایش انرژی الکترون در حالت استفاده از ویگلر پیچشی بیشتر از حالت ویگلر تخت است. دیده شد که تحت شرایط یکسان برای پارامتر شدت لیزر، در حالت ویگلر پیچشی، پیشینه انرژی الکترون تا مقدار  $2/42$  گیگا‌الکترون‌ولت برای مقادیر بهینه میدان ویگلر، طول موج ویگلر و پارامتر شیب میدان خارجی به‌دست آمد. در مقابل، در حالت ویگلر تخت، حداکثر انرژی در حدود  $1/85$  گیگا‌الکترون‌ولت بود که در مقایسه با حالت پیچشی مقدار کمتری است. مطالعه ما نشان می‌دهد که در حالت



**شکل ۷.** بیشترین انرژی کسب‌شده توسط الکترون بر حسب الف) میدان ویگلر بهنجار شده، ب) طول موج بهنجار شده ویگلر، در حضور میدان خارجی غیریکنواخت  $\alpha = 7 \times 10^{-6}$ ,  $b_{0z} = 0.03$ . بقیه پارامترها همانند شکل ۲ است.

در شکل ۸ تغییرات انرژی کسب‌شده توسط الکترون را بر حسب فاصله بهنجار شده برای حالت ویگلر پیچشی ترسیم کردیم. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش مقدار پارامتر شدت لیزر، پیشینه افزایش انرژی  $(\gamma_{max})$  افزایش و سپس کاهش می‌یابد. در اینجا، بیشترین افزایش انرژی برابر با  $2/9$  گیگا‌الکترون‌ولت برای  $a_0 = 14$  به‌دست آمده است. این مقدار برای  $a_0 = 12$  در حدود  $2/42$  گیگا‌الکترون‌ولت و برای  $a_0 = 16$  بیشترین مقدار افزایش انرژی  $1/63$  گیگا‌الکترون‌ولت به‌دست آمده است.

حالت ویگلر تخت است. دلیل این، مزیت ویگلر پیچشی نسبت به ویگلر تخت در تقارن دایره‌ای آن است که باعث تعامل بهتر بین الکترون و لیزر می‌شود.

ویگلر تخت، افزایش انرژی با شدت میدان لیزر رابطه عکس دارد.

در نهایت، مشخص شد که تحت شرایط یکسان برای لیزر، بیشینه افزایش انرژی در حالت ویگلر پیچشی بیشتر از

## References

## منابع

- [1] P.X. Wang, Y.K. Ho, J. Pang, X.Q. Yuan, Q. Kong, N. Cao, "The output properties of laser-driven GeV electron bunches," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect., A* 482, 581(2002).
- [2] A. Pukhov, "Strong field interaction of laser radiation," *Rep. Prog. Phys.*, 66,47 (2003).
- [3] Y.I. Salamin, "Electron acceleration from rest in vacuum by an axicon Gaussian laser beam" *Phys. Rev. A* 73, 043402 (2006).
- [4] K.P. Singh and H.K. Malik, "Resonant enhancement of electron energy by frequency chirp during laser acceleration in an azimuthal magnetic field in a plasma" *Laser Part. Beams* 26, 363(2008).
- [5] R. Khazaeinezhad, M. Esmaeilzadeh, "Electron acceleration in the inverse free electron laser with a helical wiggler by axial magnetic field and ion-channel guiding", *Chinese Physics C*, 36(9), 879 (2012).
- [6] R. Khullar and G. Mishra, "Effects of Staggered Undulator Magnetic Field Contributions on Inverse Free Electron Laser Accelerator," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 49(2), 729 (2021).
- [7] W. P. Leemans, B. Nagler, A. J. Gonsalves, C. T\_oth, K. Nakamura, C. G. R. Geddes, E. Esarey, C. B. Schroeder, and S. M. Hooker, "GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator," *Nat. Phys.* 2, 696 (2006).
- [8] E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans, "Physics of laser driven plasma-based electron accelerators," *Rev. Modern Phys.*, 81, 1229 (2009).
- [9] V. Malka, "Laser plasma accelerators", *Phys. Plasmas*, 19, 055501 (2012).
- [10] H. Akou and A. S. Firouzjaei, "Direct electron bunch acceleration by Laguerre–Gauss laser pulse," *Phys. Plasmas*, 27, 093102 (2020).
- [11] H. Lin and C. P. Liu "Vacuum transverse-field acceleration of an electron bunch", *J. Opt. Soc. Am. B*, 37(5), 1518 (2020).
- [12] M. Fouladi and H. Akou, "Effect of ultrafast laser pulse shape on the electron-plane wave interaction in vacuum", *J. Opt. Soc. Am. B*, 36(3), 603 (2019).
- [13] P. Musumeci, S. Ya. Tochitsky, S. Boucher, C. E. Clayton, A. Doyuran, R. J. England, C. Joshi, C. Pellegrini, J. E. Ralph, J. B. Rosenzweig, C. Sung, S. Tolmachev, G. Travish, A. A. Varfolomeev, A. A. Varfolomeev, Jr., T. Yarovoi, and R. B. Yoder, "High Energy Gain of Trapped Electrons in a Tapered, Diffraction-Dominated Inverse-Free-Electron Laser", *Phys. Rev. Lett.* 94, 154801 (2005).
- [14] J.P. Duris, P. Musumeci, R.K. Li, "Inverse free-electron laser accelerator for advanced light sources", *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* 15, 061301-061312 (2012).
- [15] R. Palmer, "Interaction of Relativistic Particles and Free Electromagnetic Waves in the Presence of a Static Helical Magnet" *J. Appl. Phys.* 43, 3014 (1972).
- [16] K. P. Singh and V. K. Tripathi, "Laser induced electron acceleration in a tapered magnetic wiggler" *Phys. Plasmas* 11, 743 (2004).
- [17] F. V. Hartemann, E. C. Landahl, A. L. Troha, J. J. R. Van Meter, H. A. Baldis, R. R. Freeman, N. C. Luhmann, J. N. C. Song, A. K. Kerman and D. Yu, "The chirped-pulse inverse free-electron laser: A high-gradient vacuum laser accelerator, " *Phys. Plasmas* 6, 4104 (1999).
- [18] J.T. Moody, S.G. Anderson, G. Anderson, S. Betts, S. Fisher, A. Tremaine, P. Musumeci, "Ultrashort laser pulse driven inverse free electron laser accelerator experiment, " *Phys. Rev. Accel. Beams* 19, 021305-21307 (2016).
- [19] I. Gadjev, N. Sudar, M. Babzien, J. Duris, P. Hoang, M. Fedurin, K. Kusche, R. Malone, P. Musumeci, M. Palmer, I. Pogorelsky, M. Polyanskiy, Y. Sakai, C. Swinson, O. Williams & J. B. Rosenzweig, "An inverse free electron laser acceleration-driven Compton scattering X-ray source". *Sci Rep* 9, 532 (2019).
- [20] D.N. Gupta, N. Kant, K.P. Singh, " Electron by a radially polarized laser pulse in the presence of an intense pulsed magnetic field, " *Laser Phys.* 29, 015301 (2019).
- [20] H.S. Ghotra, N. Kant, "Electron acceleration to GeV energy by a chirped laser pulse in vacuum in the presence of azimuthal magnetic field, " *Appl. Phys. B* 120, 141–147(2015).
- [22] S. Kumar, M. Yoon, "Electron acceleration by a chirped circularly polarized laser pulse in vacuum in the presence of a planar magnetic wiggler, " *Phys. Scr.* 77, 025404 (2008).
- [23] S. Mirzanejhad, F. Sohbatzadeh, M. Asri, E.S. Toosi, "Electron bunch acceleration in an inverse free-electron laser with a helical magnetic wiggler and axial guide field," *Phys. Plasmas* 13, 123105 (2006).
- [24] H. S. Ghotra and N. Kant, "Electron injection for enhanced energy gain by a radially polarized laser pulse in vacuum in the presence of magnetic wiggler", *Phys. Plasmas* 23 013101 (2016).

- [25] R. Khullar, G. Sharma, Mishra, "Effects of misaligned electron beam on inverse free electron laser acceleration. Radiation Physics and Chemistry," *IEEE Trans. Plasma Sci.* 107, 95–102 (2015).
- [26] J. Singh, J. Rajput, N. Kant and S. .Kumar, "Comparative study of inverse free-electron laser interaction based on helical and planar wiggler, " *Optik.* 260, 169017 (2022).
- [27] Singh K.P. "Acceleration of electrons by a circularly polarized laser pulse in the presence of an intense axial magnetic field in vacuum," *J. Appl. Phys.* 100, 044907 (2006).