

تولید الکترون پرنرژی در خلاء با استفاده از پالس لیزری با قطبش دایروی و ترکیب میدان‌های مغناطیسی خارجی

مهدی عصری*

استادیار گروه فیزیک، دانشگاه گنبد کاووس

تاریخ دریافت: 1397/02/13 تاریخ پذیرش: 1397/05/14

High-Energy Electron Generation in Vacuum by Circularly Polarized Laser Pulse and Combination of External Magnetic Fields

M. Asri*

Assistant Professor, Department of Physics, Gonbad Kavous University

Received: 2018/05/03 Accepted: 2018/08/05

Abstract

In this paper, electron acceleration by a circularly polarized laser pulse in vacuum under the influence of constant magnetic field, combined constant axial and azimuthal magnetic fields and taper axial magnetic field has been studied. The effective parameters on energy gained by electron such as laser intensity, laser spot size, the value of azimuthal magnetic field and the tapered parameter of axial magnetic field are optimized. It was observed that by adding azimuthal magnetic field (about 0.1MG) to constant axial magnetic field (about 2.0MG) the maximum energy of electron can increase one and a half times (than the case of constant magnetic field) and reach to about 2.5GeV. This is while tapered axial magnetic field with optimum tapered parameter $a = 1 \cdot 10^{-5}$ can keep the electron in acceleration phase for longer distance and reaches the electron to maximum energy about 3.0GeV with scattering angle about 0.0017 degree.

Keywords

Electron Acceleration, Circularly Polarized Laser Pulse, Azimuthal Magnetic Field, Tapered Magnetic Field.

چکیده

در این مقاله، شتاب الکترون به وسیله یک پالس لیزری با قطبش دایروی در خلاء تحت تاثیر میدان مغناطیسی محوری ثابت، ترکیب میدان‌های مغناطیسی ثابت محوری و سمتی، میدان مغناطیسی محوری متغیر مطالعه شد پارامترهای تاثیرگذار روی انرژی کسب شده توسط الکترون مانند شدت لیزر، شعاع لکه لیزر، اندازه میدان سمتی و پارامتر تغییر میدان محوری متغیر بهینه شد و مشاهده گردید که با اضافه کردن میدان مغناطیسی سمتی (در حدود 0.1 MG) به میدان محوری ثابت (در حدود 2.0MG) بیشترین انرژی الکترون می‌تواند به اندازه یک و نیم برابر (نسبت به حالت اعمال میدان محوری ثابت) افزایش یابد و به حدود 2.5 GeV برسد؛ در صورتی که استفاده از میدان مغناطیسی متغیر با پارامتر تغییر بهینه $a = 1 \cdot 10^{-5}$ می‌تواند الکترون را برای فواصل طولانی‌تری در فاز شتاب نگه دارد و الکترون را به انرژی‌ای در حدود 3 GeV با زاویه پراکندگی 0/0017 درجه برساند.

واژگان کلیدی

شتاب الکترون، پالس لیزری با قطبش دایروی، میدان مغناطیسی سمتی، میدان مغناطیسی محوری متغیر.

مقدمه

مغناطیسی خارجی امکان‌پذیر است [13-14]. اثر میدان مغناطیسی سمتی روی شتاب الکترون به وسیله تغییرات میدان مغناطیسی تا 40MG توسط Sajal و Tripathi بررسی شد. آنها مشاهده کردند که الکترون تحت تاثیر میدان مغناطیسی نوسانات بتاترونی انجام می‌دهد که این باعث افزایش طول برهمکنش پالس با الکترون‌ها شده و نتیجه آن افزایش انرژی کسب شده توسط الکترون‌هاست. توانایی تولید میدان‌های مغناطیسی از مرتبه MG به طور آزمایشگاهی نیز وجود دارد [15-16].

در این مقاله ما شتاب الکترون در خلاء به وسیله یک پالس با قطبش دایروی را در حضور میدان‌های مغناطیسی مختلف بررسی کردیم. تاثیر استفاده از میدان مغناطیسی محوری ثابت، میدان مغناطیسی محوری متغیر و ترکیب میدان‌های محوری ثابت و سمتی روی شتاب الکترون با هم مقایسه شده است. میدان مغناطیسی به الکترون اجازه فرار از ناحیه برهمکنش را نمی‌دهد، در نتیجه الکترون مدت بیشتری در ناحیه برهمکنش با میدان الکتریکی پالس باقی‌مانده و انرژی کسب می‌کند. با بهینه کردن پارامترهای موثری مانند شدت لیزر، شعاع لکه لیزر در کانون، پارامتر تغییر میدان محوری متغیر و اندازه میدان مغناطیسی سمتی، شتاب الکترون مطالعه شده است.

این مقاله در بخش‌های زیر تنظیم شده است. در بخش دوم دینامیک الکترون در میدان الکترومغناطیسی مطالعه شده است. حل عددی و نتایج در بخش سوم آمده است. بخش چهارم نیز به نتیجه‌گیری اختصاص دارد.

دینامیک حرکت الکترون

میدان‌های الکتریکی عرضی یک پالس لیزری با قطبش دایروی که در راستای Z منتشر می‌شود، به صورت زیر است [13]

$$E_x = \frac{E_0}{f} \cos f \exp \left[\frac{\dot{\phi}}{\dot{\phi}_0} \frac{(t - (z - z_L)/c)^2}{t^2} \right] - \frac{r^2}{r_0} \frac{\dot{\phi}}{f^2 \dot{\phi}_0} \quad (1)$$

$$E_y = \frac{E_0}{f} \sin f \exp \left[\frac{\dot{\phi}}{\dot{\phi}_0} \frac{(t - (z - z_L)/c)^2}{t^2} \right] - \frac{r^2}{r_0} \frac{\dot{\phi}}{f^2 \dot{\phi}_0} \quad (2)$$

که در آن

$$f = \omega_0 t - k_0 z + 2 \tan^{-1}(z/z_R) - z^2 / (z_R r_0^2 f^2)$$

$$k_0 = \omega_0 / c, \quad f^2 = 1 + (z/z_R)^2$$

با توسعه تکنیک کش آوری و تقویت پالس لیزری¹ (CPA) و تولید پالس‌های لیزرهای کوتاه با شدت‌هایی از مرتبه 10^{21}W/cm^2 ، مرزهای جدیدی از پژوهش در فیزیک بنیادی و کاربردی به روی محققان گشوده شد. در این میان مطالعات فراوانی روی شتاب الکترون بر پایه لیزر انجام شد [1-4]. نخستین طرح پیشنهادی، تولید یک موج پلاسما با دامنه بزرگ در شتاب‌دهنده‌های مختلفی مانند شتاب‌دهنده میدان عقبه پلاسمایی، شتاب‌دهنده امواج زنجی پلاسمایی و شتاب‌دهنده میدان عقبه لیزری بوده است [5-6]. در دهه گذشته، شتاب الکترون، به وسیله لیزر در خلاء مورد توجه قرار گرفت [7-9]. خلاء به عنوان محیطی برای شتاب الکترون مزیت‌هایی نسبت به پلاسما دارد. مشکلات ذاتی در برهمکنش لیزر - پلاسما، مانند ناپایداری‌ها، در خلاء وجود ندارد. سرعت گروه پالس لیزری در خلاء نسبت به پلاسما بزرگتر است که این باعث افزایش طول برهمکنش بین پالس لیزری و الکترون و در نتیجه افزایش انرژی الکترون خواهد شد. علاوه بر این، تزریق الکترون‌ها در خلاء نسبت به پلاسما آسان‌تر است. می‌دانیم که پالس لیزری تحت به تنهایی برای شتاب الکترون مناسب نیست؛ زیرا وقتی به الکترون می‌رسد قسمت ابتدایی پالس الکترون را به جلو هل می‌دهد؛ اما دنباله پالس آن را به عقب هدایت می‌کند؛ در نتیجه الکترون هیچ انرژی به دست نمی‌آورد که البته استفاده از میدان مغناطیسی خارجی می‌تواند این مشکل را برطرف کند.

پارامترهای لیزر مانند قطبش، شدت پالس، شعاع در کانون و تغییر فرکانس نقش مهمی در بهبود کسب انرژی توسط الکترون دارد [9-10]. جزء طولی میدان الکتریکی یک پالس با قطبش دایروی که در جهت انتشار پالس است نقش بسیار مهمی روی شتاب الکترون دارد [11]؛ چون الکترون‌ها در جهت انتشار پالس لیزری حرکت می‌کنند، میدان مغناطیسی خارجی باعث بهبود نیروی $\mathbf{V} \times \mathbf{B}$ می‌شود؛ همچنین می‌تواند انرژی کسب شده توسط الکترون در شتاب لیزر-خلأ را افزایش دهد [12]. Singh شتاب الکترون‌ها به وسیله یک پالس با قطبش دایروی در حضور میدان مغناطیسی پرشدت در خلا را مطالعه کرد که نتیجه آن تولید الکترون‌هایی با انرژی از مرتبه GeV و واگرایی کم بود. بهبود مسیر و انرژی کسب شده توسط الکترون‌ها با استفاده از ترکیب اثر قطبش و میدان

1. Chirped pulse amplification

که در آن \mathbf{a} ضریب تغییر میدان، B_{0z} و B_{0q} به ترتیب بیشترین دامنه میدان مغناطیسی محوری و سمتی هستند.

در ادامه، برای بیان موارد الف، ب و ج به اختصار میدان ثابت، میدان متغیر و میدان ترکیبی را به کار می‌بریم.

با توجه به اینکه الکترون در برهمکنش با پالس لیزری پرشدت به سرعت‌های نسبی می‌رسد، از معادله نسبیتی لورنتس $dp/dt = -e[E + 1/c(\mathbf{V}' \times \mathbf{B})]$ استفاده می‌کنیم [19]. معادلات حاکم بر اندازه حرکت و تغییرات انرژی الکترون در میدان‌های الکترومغناطیسی پالس لیزری با حضور میدان مغناطیسی خارجی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{dp_x}{dt} = -e E_x + e b_z (B_{Ly} - x B_{0q}) - e b_y (B_{Lz} + B_{0z}(1 + a z)), \quad (7)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = -e E_y + e b_z (B_{Lx} + y B_{0q}) + e b_x (B_{Lz} + B_{0z}(1 + a z)), \quad (8)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -e E_z - e [b_x (B_{Ly} - x B_{0q}) - b_y (B_{Lx} + y B_{0q})], \quad (9)$$

$$\frac{dg}{dt} = -\frac{e}{m_0 c} (b_x E_x + b_y E_y + b_z E_z), \quad (10)$$

که در آن (p_x, p_y, p_z) مولفه‌های (x, y, z) اندازه حرکت و $\mathbf{p} = g m_0 \mathbf{v}$ و $g = \sqrt{1 + (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)/(m_0 c)^2}$ فاکتور نسبیتی لورنتس است. e و m_0 به ترتیب بار و جرم الکترون است.

با استفاده از متغیرهای بی‌بعد زیر

$$a_0 = \frac{e E_0}{m_0 c \omega_0}, \quad r_0 \phi = \frac{\omega_0}{c} r_0, \quad (t \phi = \omega_0 (t, t)), \quad (x \phi = \omega_0 x, y \phi = \omega_0 y, z \phi = \omega_0 z), \quad z \phi = \frac{\omega_0}{c} z_L$$

$$B_{\phi(q,z)} = \frac{B_{0(q,z)}}{m_0 c \omega_0}, \quad p_{\phi(x,y,z)} = \frac{p_{(x,y,z)}}{m_0 c}$$

که، $Z_R = k_0 r_0^2 / 2$ طول ریلی، r_0 شعاع لکه، $r^2 = x^2 + y^2$ ، ω_0 فرکانس لیزر، Z_L مکان اولیه مرکز پالس، t طول پالس و c سرعت نور در خلاء است. علاوه بر میدان‌های الکتریکی عرضی، پالس لیزری دارای میدان‌های مغناطیسی نیز است. همچنین پالس لیزری گوسی، به دلیل کانونی شدن، یک موج عرضی خالص نیست و میدان الکتریکی طولی نیز دارد [17]. این میدان‌ها با استفاده از معادلات زیر به دست می‌آیند

$$E_z = -\left(\frac{i}{k}\right) \left(\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y}\right) \quad (3)$$

$$B_L = \left(\frac{i}{\omega}\right) (\mathbf{N}' \times \mathbf{E}_L) \quad (4)$$

که در آنها $\mathbf{E}_L = E_x \hat{x} + E_y \hat{y} + E_z \hat{z}$ و $\mathbf{B}_L = B_x \hat{x} + B_y \hat{y} + B_z \hat{z}$ است.

با استفاده از (3) و (4) مولفه طولی میدان الکتریکی به صورت

$$E_z = \frac{\dot{e} - 2xz}{\hat{e} Z_R r_0^2 f^2} + \frac{2y}{r_0^2 f^2} \frac{\dot{e}}{\hat{e}} E_x + \frac{\dot{e} - 2x}{\hat{e} r_0^2 f^2} - \frac{2yz}{Z_R r_0^2 f^2} \frac{\dot{e}}{\hat{e}} E_y \quad (5)$$

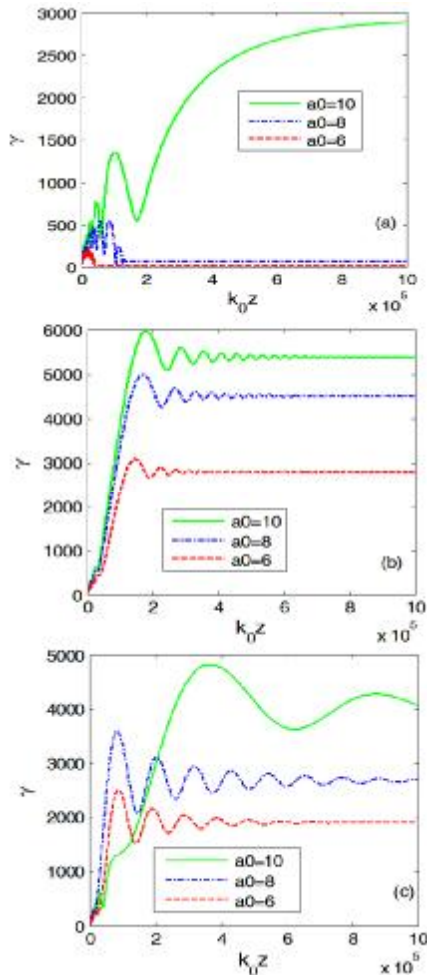
و مولفه‌های میدان مغناطیسی پالس لیزری نیز به صورت زیر محاسبه می‌شوند.

$$B_{Lx} = -\frac{E_y}{c}, \quad B_{Ly} = \frac{E_x}{c}, \quad B_{Lz} = \frac{\dot{e} - 2x}{\hat{e} r_0^2 f^2} + \frac{2yz}{Z_R r_0^2 f^2} \frac{\dot{e}}{\hat{e}} E_x + \frac{\dot{e} - 2xz}{\hat{e} Z_R r_0^2 f^2} + \frac{2y}{r_0^2 f^2} \frac{\dot{e}}{\hat{e}} E_y \quad (6)$$

در ادامه، حرکت الکترون را در میدان الکترومغناطیسی پالس لیزری و اعمال میدان مغناطیسی خارجی محوری و سمتی برای حالت‌های زیر بررسی خواهیم کرد [18].

الف) میدان مغناطیسی محوری ثابت $B_z = B_{0z} \hat{z}$
 ب) میدان مغناطیسی محوری متغیر با $B_z = B_{0z}(1 + a z) \hat{z}$
 ج) ترکیب میدان مغناطیسی محوری ثابت و سمتی $B = B_{0z} \hat{z} + B_{0q} (y \hat{x} - x \hat{y})$

میدان ترکیبی به ترتیب در شکل‌های 1 (c,b,a) ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که افزایش انرژی الکترون وابستگی زیادی به تغییرات شدت لیزر دارد؛ به طوری که با افزایش شدت لیزر انرژی الکترون نیز افزایش خواهد یافت. مشاهده می‌شود که بیشترین مقدار انرژی کسب شده توسط الکترون مربوط به حالت استفاده از میدان مغناطیسی متغیر و به ازای $a_0 = 10$ است.



شکل 1. تغییرات انرژی کسب شده توسط الکترون برحسب $k_0 z$ برای حالت‌های اعمال میدان ثابت (a)، میدان متغیر (b) و میدان ترکیبی (c) به ازای مقادیر مختلف شدت پالس لیزری

انرژی الکترون به اندازه شعاع پالس لیزری در کانون نیز وابسته است. در شکل 2، تغییرات انرژی الکترون را برحسب $k_0 z$ برای حالت‌های مختلف اعمال میدان مغناطیسی

معادلات (7) تا (10) را بی‌بعدسازی می‌کنیم و به همراه سه معادله برای مسیر حرکت الکترون می‌نویسیم. معادلات دیفرانسیل کوپل شده بالا را برای حالت‌های اعمال میدان مغناطیسی محوری ثابت ($B_{0q} = 0$ و $a = 0$)، میدان مغناطیسی محوری متغیر ($B_{0q} = 0$) و ترکیب میدان مغناطیسی محوری ثابت و میدان مغناطیسی سمتی ($a = 0$)، به طور جداگانه به صورت عددی حل کردیم.

$$\frac{dp_x}{dt} = -E_x + \frac{p_x}{g}(B_y - x B_z) - \frac{p_y}{g}(B_x + B_z(1+a z)) \quad (11)$$

$$\frac{dp_y}{dt} = E_y + \frac{p_y}{g}(B_x + y B_z) + \frac{p_x}{g}(B_x + B_z(1+a z)) \quad (12)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -E_z - \left[\frac{p_x}{g}(B_y - x B_z) - \frac{p_y}{g}(B_x + y B_z) \right] \quad (13)$$

$$\frac{dg}{dt} = -e(b_x E_x + b_y E_y + b_z E_z) \quad (14)$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{p_x}{g} \quad (15)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{p_y}{g} \quad (16)$$

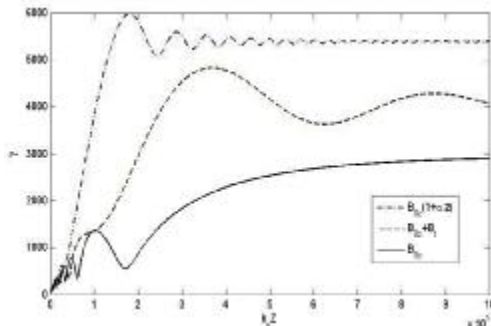
$$\frac{dz}{dt} = \frac{p_z}{g} \quad (17)$$

در تمام شبیه‌سازی‌ها پارامترهای بی‌بعد در نظر گرفته شده شامل: مکان اولیه مرکز پالس $z = -100$ ، طول پالس $t = 70$ ، اندازه حرکت اولیه الکترون نیز $p = 1$ و میدان مغناطیسی ثابت $B_0 = 0.2$ است. در ضمن طول موج پالس نیز $\lambda = 1 \text{ mm}$ در نظر گرفته شده است. نتایج حل عددی در بخش بعدی آمده است.

حل عددی و بحث

در شکل 1، تغییرات انرژی کسب شده توسط الکترون برحسب $k_0 z$ به ازای مقادیر مختلف شدت پالس لیزر برای $a_0 = 6, 8, 10$

با توجه به شکل‌های 1 و 2 حالت بهینه برای شدت پالس $a_0 = 10$ معادل با پالسی به شدت $I_0 \gg 1.7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ و مقدار بهینه شعاع در کانون $r_{\text{op}} = 300$ معادل با 48 mm است. لازم به ذکر است، در ادامه بررسی، پارامترهای مربوط به پالس در تمامی شکل‌ها به صورت بالا است.

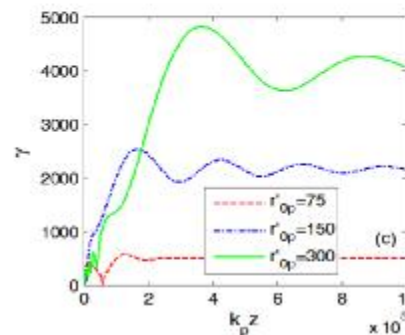
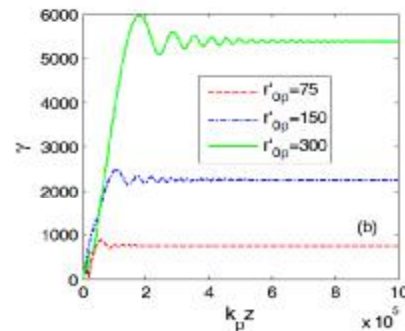
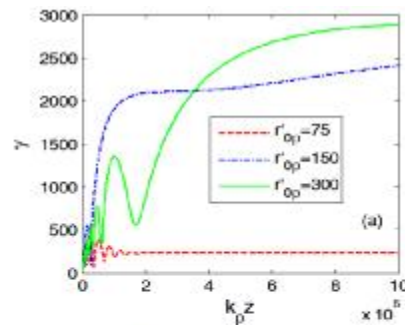


شکل 3. تغییرات B برحسب $k_p z$ برای حالت‌های میدان ثابت $B_{\theta} = 0.2$ (خط پیوسته)، میدان ترکیبی $B_{\theta} + B_{\phi}$ با $B_{0q} = 0.001$ (خط چین) و میدان محوری متغیر $B_{\theta}(1 + a z \phi)$ با $a = 1 \times 10^{-5}$.

در شکل 3، تغییرات B برحسب $k_p z$ برای حالت‌های میدان ثابت $B_{\theta} = 0.2$ (خط پیوسته)، میدان ترکیبی $B_{\theta} + B_{\phi}$ (خط چین) و میدان محوری متغیر $B_{\theta}(1 + a z \phi)$ ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که با ترکیب میدان‌های مغناطیسی محوری ثابت و سمتی می‌توان بیشترین مقدار انرژی الکترون را در حدود یک و نیم برابر نسبت به حالت میدان محوری ثابت افزایش داد. واضح است که با اعمال میدان مغناطیسی خارجی متغیر بیشترین انرژی الکترون تا دو برابر نسبت به حالت میدان محوری ثابت قابل افزایش است. افزایش شدت پالس لیزری انرژی الکترون را افزایش می‌دهد (شکل 1 را ببینید)، علاوه بر این استفاده از میدان متغیر و میدان ترکیبی باعث افزایش مدت برهمکنش پالس لیزری و الکترون شده (شکل 3 را ببینید) و به افزایش انرژی آن منجر خواهد شد.

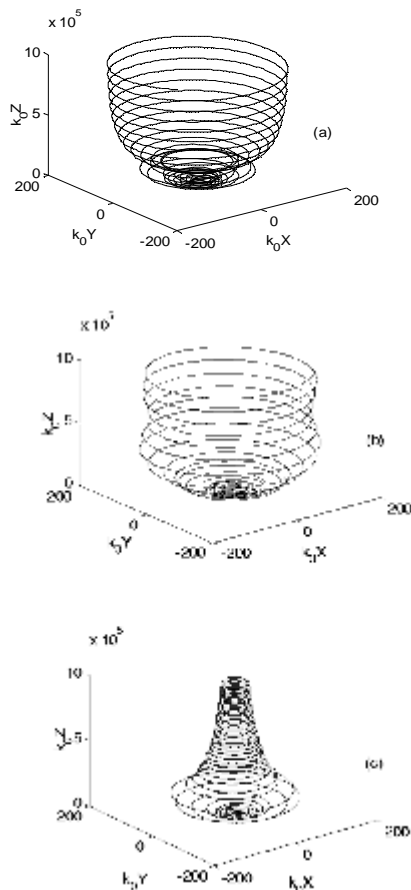
اندازه میدان مغناطیسی محوری و نحوه تغییر آن، نقش مهمی در کسب انرژی توسط الکترون دارد، به همین دلیل مقدار بهینه پارامتر a را تعیین می‌کنیم. در

خارجی به ازای $r_{\text{op}} = 75, 150, 300$ و $a_0 = 10$ رسم کرده‌ایم. در شکل 2(a) میدان مغناطیسی ثابت $B_{\theta} = 0.2$ ، در شکل 2(b) میدان مغناطیسی متغیر با پارامتر $B_{\theta} = 0.2, a = 10^{-5}$ و در شکل 2(c) میدان مغناطیسی ترکیبی با $B_{\theta} = 0.2, B_{\phi} = 10^{-3}$ هستند. در تمامی حالت‌ها واضح است که افزایش r_{op} باعث افزایش انرژی الکترون‌ها می‌شود.



شکل 2. تغییرات انرژی کسب شده توسط الکترون برحسب $k_p z$ برای حالت‌های اعمال میدان ثابت (a)، میدان متغیر (b) و میدان ترکیبی (c) به ازای مقادیر مختلف شعاع پالس لیزری در کانون

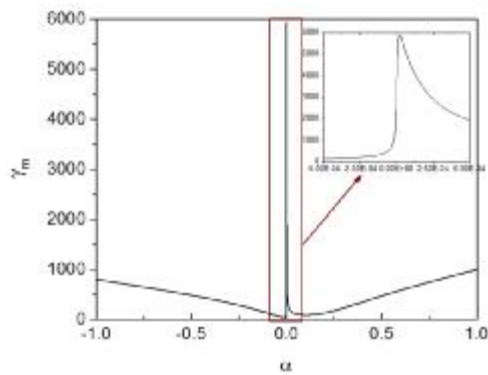
در شکل 6(a,b,c)، مسیر حرکت الکترون به ترتیب برای حالت‌های میدان ثابت، میدان ترکیبی و میدان متغیر ترسیم شده است. با مقایسه شکل‌ها مشاهده می‌شود که در حالت اعمال میدان ترکیبی (6b) و میدان متغیر (6c) شعاع حرکت الکترون در ناحیه برهم‌کنش با پالس افزایش یافته و این باعث افزایش مدت حضور الکترون در ناحیه پالس و کسب انرژی بیشتر از میدان‌های آن می‌شود. این نتایج نشان می‌دهد که استفاده از میدان مغناطیسی ترکیبی و یا اعمال میدان مغناطیسی محوری متغیر می‌تواند به بهبود شرایط تشدید بتاترونی منجر شده و باعث می‌شود الکترون مدت بیشتری در فاز شتاب قرار بگیرد و انرژی نهایی کسب شده توسط الکترون از پالس لیزری افزایش یابد.



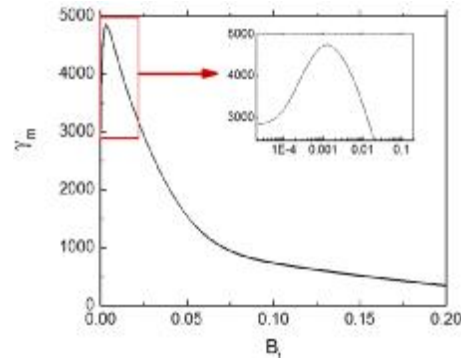
شکل 6. مسیر حرکت الکترون برای حالت‌های میدان ثابت (a)، میدان ترکیبی (b) و میدان متغیر (c)

شکل 4، بیشترین مقدار انرژی به دست آمده برای الکترون را برحسب مقادیر مختلف a رسم کرده‌ایم. واضح است مقدار بهینه a برابر با 1×10^{-5} است و در این حالت انرژی الکترون نزدیک به 3 GeV می‌شود.

برای پیدا کردن اندازه بهینه میدان مغناطیسی سمتی در حالت میدان ترکیبی، تغییرات بیشترین انرژی کسب شده بر حسب میدان مغناطیسی سمتی و به ازای $B\phi_z = 0.2$ در شکل 5 ترسیم شده است. مقدار بهینه برای میدان مغناطیسی سمتی در حدود $B_0 = 0.001$ (معادل با میدان مغناطیسی در حدود 0.1 MG) است. جالب است که برای به دست آوردن انرژی بیشتر نیازی به افزایش میدان مغناطیسی نیست.



شکل 4. تغییرات بیشترین انرژی کسب شده توسط الکترون برحسب پارامتر تغییر میدان مغناطیسی محوری



شکل 5. تغییرات بیشترین انرژی کسب شده توسط الکترون برحسب میدان مغناطیسی سمتی در حالت ترکیب با میدان مغناطیسی محوری ثابت ($B\phi_z = 0.2$)

محوری متغیر مقدار زاویه پراکندگی با کاهش قابل توجه در حدود 0.0017 درجه خواهد شد. بررسی‌ها نشان می‌دهد استفاده از میدان مغناطیسی متغیر منجر به نتایج بهتری خواهد شد.

زاویه پراکندگی الکترون نسبت به محور انتشار پالس لیزری نیز با رابطه $a = \tan^{-1}(r/z)$ محاسبه‌شدنی است. برای الکترون‌ها در حالت اعمال میدان ثابت و میدان ترکیبی مقدار زاویه پراکندگی در حدود 0.01 درجه به دست می‌آید؛ در صورتی که با استفاده از میدان

References

- [1] Esarey E, Sprangle P, Krall J, Ting A. Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 1996; 24: 252.
- [2] Geddes C. G. R, Toth Cs, Tilborg J. van, Esarey E, Schroeder C. B, Bruhwiler D, Nieter C, Cary J, Leemans W. P. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature.* 2004; 431: 538.
- [3] Faure J, Glinec Y, Pukhov A, Kiselev S, Gordienko S, Lefebvre E, Rousseau J-P, Burgy F, Malka V. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *Nature.* 2004; 431: 541.
- [4] Leemans W. P, Nagler B, Gonsalves A. J, Toth Cs, Nakamura K, Geddes C. G. R, Esarey E, Schroeder C. B, Hooker S. M. GeV electron beams from a centimeter-scale channel guided laser wakefield accelerator. *Nat. Phys.* 2006; 2: 696.
- [5] Tajima T, Dawson J. M. Laser Electron Accelerator. *Phys. Rev. Lett.* 1979; 43: 267.
- [6] Chen P, Tajima T, Takahashi Y. Plasma Wakefield Acceleration for Ultrahigh-Energy Cosmic Rays. *Phys. Rev. Lett.* 2002; 89: 161101.
- [7] Mora P, Quesnel B. Comment on Experimental Observation of Electrons Accelerated in Vacuum to Relativistic Energies by a High-Intensity Laser. *Phys. Rev. Lett.* 1998; 80: 1351.
- [8] Wang P. X, Ho Y. K, Yuan X. Q, Kong Q, Cao N, Shao L. Characteristics of laser-driven electron acceleration in vacuum. *J. Appl. Phys.* 2002; 91: 856.
- [9] Pang J, Ho Y K, Yuan X Q, Cao N, Kong Q, Wang P X, Shao L, Esarey E, Sessler A. M. Subluminous phase velocity of a focused laser beam and vacuum laser acceleration. *Phys. Rev. E.* 2002; 66: 06650.
- [10] Sohbatzadeh F, Aku H. Polarization effect of a chirped Gaussian laser pulse on the electron bunch acceleration. *J. Plasma Phys.* 2011; 77: 39.
- [11] Salamin Y.I, Mocken G.R, Keitel C.H. Electron scattering and acceleration by a tightly focused laser beam. *Phys. Rev. STAccel.Beams.* 2002; 5: 101301.
- [12] Gupta D.N, Ryu C.M. Electron acceleration by a circularly polarized laser pulse in the presence of an obliquely incident magnetic field in vacuum. *Phys. Plasmas.* 2005; 12: 053103.
- [13] 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.* 2006; 100: 044907.
- [14] Ghotra H.S, Kant N. Electron acceleration to GeV energy by a chirped laser pulse in vacuum in the presence of azimuthal magnetic field. *App. Phys. B.* 2015; 120: 141.
- [15] Sajal V, Tripathi V. K. Large amplitude lower hybrid wave driven by laser and its effect on electron acceleration in a magnetic plasma channel. *Opt. Commun.* 2008; 281: 3542.
- [16] Gopal A, Minardi S, Burza M, Genoud G, Tzianaki I, Karmakar A,

- Gibbon P, Tatarakis M, Persson A, Wahlstrom C. G. MegaGauss magnetic field generation by ultra-short pulses at relativistic intensities. *Plasma Phys. Control. Fusion* .2013; 55: 035002.
- [17] Verdeyen Joseph T. *Laser Electronics*, Prentice-Hall, 1995; 3.
- [18] Singh K. P, Malik H. K. Resonant enhancement of electron energy by frequency chirp during laser acceleration in an azimuthal magnetic field in a plasma. *Laser Part. Beams*. 2008; 26: 363.
- [19] Batani D, Joachain C.J , Martellucci S, Chester A.N. *Atoms, Solids and Plasmas in Super-Intense Laser Fields*, Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York. 2001.