

شتاب الکترون در برهم‌کنش با پالس لیزری نامتقارن

مینا اخیانی، محمد رضایی پندری، فاضل جهانگیری، علیرضا نیکنام و رضا مسعودی

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران

پست الکترونیکی: r-massudi@sbu.ac.ir

چکیده

در این مقاله شتاب الکترون در برهم‌کنش با میدان پالس لیزری مورد بررسی قرار می‌گیرد. به منظور محدود کردن ناحیه برهم‌کنش الکترون با پالس، که لازمه دستیابی به شتاب است، روش جدیدی مبتنی بر تزریق الکترون در قله زمانی پالس ارائه می‌شود. در این روش الکترون از یک منبع پلاسمایی تولید شده و با استفاده از میدان مغناطیسی به مسیر باریکه لیزر هدایت می‌شود و لحظه برهم‌کنش آن با پالس لیزری برای بیشترین بهره تنظیم می‌گردد. همچنین وابستگی بهره الکترون به طول و فاز اولیه پالس و زاویه تزریق الکترون مطالعه و مقادیر بهینه آنها به دست آمده است.

واژه‌های کلیدی: پالس لیزری نامتقارن، شتاب، الکترون

۱. مقدمه

از آنجا ناشی می‌شود که قدرت میدان الکتریکی در نقطه کانونی لیزرهای پرتوان امروزی به 10^{13} V/m می‌رسد، که تقریباً هزار برابر میدانی است که بین الکترون و پروتون در اتم هیدروژن وجود دارد و حدود یک میلیون برابر میدانی که به صورت ایستایی در آزمایشگاه تاکنون ساخته شده است [۶].

تاکنون مطالعات زیادی بر روش‌های شتاب لیزری در پلاسما [۷-۹] و در خلأ [۱۰-۱۲] گزارش شده است که دستیابی به شتاب در هر کدام شرایط مختص خود را دارد. در خلأ یک ذره باردار نمی‌تواند در برهم‌کنش نامحدود با یک موج الکترومغناطیس تحت متقارن شتاب بگیرد، هر چند ممکن است در فاصله محدودی در فضا جابه‌جا شود. این مفهوم که به عنوان قضیه لاوسون-وودوارد [۱۳] شناخته می‌شود، شروطی را برای دستیابی به شتاب غیر صفر در خلأ

شتابگرهای متداول امروزی قادر به تولید ذرات بارداری با انرژی‌های بالا هستند که علاوه بر مطالعات فیزیک بنیادی در دیگر حوزه‌های کاربردی از جمله پزشکی نیز مورد توجه روز افزون قرار گرفته‌اند [۱، ۲]. اما محدودیت‌های این شتاب دهنده‌ها که عمدتاً ناشی از هزینه‌های گزاف و ابعاد بزرگ آنهاست، باعث شده است که مطالعه روی دیگر روش‌های جایگزین شتابدهی نیز مورد توجه فراوان قرار گیرد [۳]. یکی از مهم‌ترین این روش‌ها، شتاب با استفاده از لیزر است که ایده آن از زمان اختراع لیزر در دهه ۱۹۶۰ مطرح گردیده است [۴]. امروزه با افزایش انرژی سیستم‌های لیزری، دانشمندان توانسته‌اند در فاصله چند سانتی‌متری، الکترون‌هایی با انرژی از مرتبه یک گیگا الکترون‌ولت تولید کنند [۵]. این میزان شتاب

نامتقارن را مطالعه و اثر پارامترهای لیزری بر شتاب الکترون را مورد بررسی قرار می‌دهیم. نشان می‌دهیم که این روش می‌تواند به شتاب غیرصفر منجر گردد. همچنین با ارائه چیدمان آزمایشگاهی برای تجربی سازی این ایده، درباره شرایط انجام آن بحث می‌کنیم.

ساختار مقاله به این صورت می‌باشد: در بخش ۲ به دینامیک الکترون در میدان پالس لیزری می‌پردازیم و رفتار بهره انرژی و مسیر الکترون را در برهم‌کنش با میدان بررسی می‌کنیم. همچنین، اثر تغییرات طول پالس، فاز اولیه و میزان تأخیر (میزان عدم تقارن) بین میدان لیزر و الکترون را بر روی شتاب مورد مطالعه قرار می‌دهیم. در بخش ۳، چیدمانی تجربی متناسب با ایده پیشنهادی ارائه داده و شیوه تزریق الکترون در میانه پالس را شرح می‌دهیم. در انتها، در بخش ۴، جمع‌بندی نتایج ارائه شده است.

۲. دینامیک الکترون

ما دینامیک الکترون را به جرم سکون m_0 و بار الکتریکی e در برهم‌کنش با یک موج الکترومغناطیسی قطبیده خطی در راستای x بررسی می‌کنیم که میدان الکتریکی و مغناطیسی آن به صورت رابطه (۱) و (۲) توصیف می‌شود

$$E = E_0 \exp[-i(\omega t - kz - \alpha)] \cos(\eta + \varphi_0) \hat{i}, \quad (1)$$

$$B = B_0 \exp[-i(\omega t - kz - \alpha)] \cos(\eta + \varphi_0) \hat{j}, \quad (2)$$

که در آن E_0 و B_0 دامنه میدان الکتریکی و مغناطیسی، $\eta = \omega t - kz$ فاز، ω بسامد، φ_0 فاز اولیه، τ طول زمانی پالس بهنجار شده به ω و α میزان تأخیر بین پالس و الکترون است، با این فرض که الکترون در $\eta = 0$ قرار دارد.

سرعت اولیه الکترون را که به سرعت نور در خلأ c بهنجار

شده است (β_0) به صورت رابطه (۳) در نظر می‌گیریم

$$\beta_0 = \beta_0 (\hat{k} \cos \zeta + \hat{j} \sin \zeta), \quad (3)$$

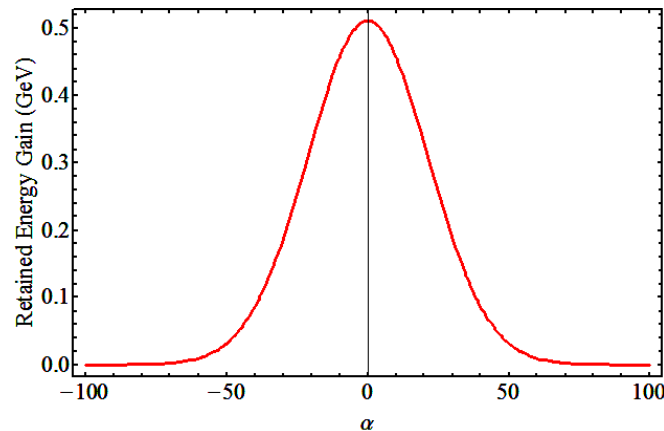
که در آن ζ زاویه تزریق درون میدان است. معادلات حاکم بر دینامیک الکترون در این میدان به صورت روابط (۴) و (۵) می‌باشد.

مطرح می‌کند که محدود کردن ناحیه برهم‌کنش از جمله آنهاست. بر همین اساس برخی از الگوهای شتاب، بر خارج کردن الکترون از میانه میدان پالس متمرکز شده‌اند. برای نمونه با استفاده از پالس لیزری کانونی شده، ذرات باردار نیروی عرضی زیادی را ناشی از شدت بالای لیزری در حوالی کانون تجربه کرده و از این ناحیه پرشدت پراکنده می‌شوند. در نتیجه تنها بخشی از میدان لیزر را تجربه کرده و به شتاب غیرصفر می‌رسند [۱۴].

الگوی دیگر مطرح شده برای خروج الکترون، استفاده از یک آینه پلاسمایی به منظور بازتاب جزئی از پالس لیزری است. در این روش پالس لیزری پرشدت از یک لایه پیش پلازما عبور و بر روی یک ورقه تابانده می‌شود. قسمت جلویی پالس بر روی ورقه ایجاد یک ناحیه پلاسمایی فوق چگال می‌کند که به منزله یک آینه پلاسمایی برای ادامه پالس عمل می‌کند. در نتیجه الکترون‌هایی که از لایه پیش پلازما همراه پالس می‌شوند کل میدان پالس را تجربه نکرده و در نتیجه با بهره غیرصفر از ناحیه برهم‌کنش خارج می‌شوند [۱۵].

علاوه بر روش‌های خروج آنی الکترون از میدان الکترومغناطیسی، روشی نیز مبتنی بر تزریق آنی الکترون در میانه پالس ارائه شده که اساس آن بر یونش اتم‌های سنگین است [۱۶]. الکترون‌های مقید درون این اتم‌ها به دلیل برخورداری از میدان کولنی قوی به انرژی زیادی برای یونش نیاز دارند. لذا شدت و طول پالس لیزری را می‌توان طوری تنظیم کرد که دقیقاً نیمی از پالس صرف یونش و کندن الکترون شود. در واقع، الکترون آزاد شده در قله پالس تزریق شده و با نیمه دوم پالس برهم‌کنش کرده و می‌تواند شتاب بگیرد.

الگویی که در مقاله حاضر ارائه می‌گردد مبتنی بر محدود کردن زمان برهم‌کنش الکترون با تزریق آنی آن در میانه پالس لیزری است. در این روش از پلازما به عنوان منبع تولید الکترون و از توری مغناطیسی برای هدایت الکترون استفاده می‌شود. به این ترتیب امکان کنترل زمانی و در نتیجه هم زمان سازی، که لازمه تزریق آنی است، فراهم می‌آید. با انجام محاسبات، دینامیک الکترون در برهم‌کنش با پالس لیزری



شکل ۱. بهره انرژی نهایی بر حسب تأخیر بین پالس و الکترون (α).

با تقسیم رابطه (۹) بر روابط (۸)–(۶)، مؤلفه‌های سرعت الکترون به دست می‌آید. با انتگرال‌گیری از مؤلفه‌های سرعت، مؤلفه‌های مکان ذره و در نتیجه مسیری که ذره حین برهم‌کنش طی می‌کند، قابل دستیابی است.

۱.۲. تأثیر پارامترهای لیزر بر بهره انرژی الکترون

بررسی وابستگی بهره انرژی به میزان تأخیر بین پالس و الکترون، α ، تعیین کننده زمان بهینه تزریق الکترون داخل میدان پالس است. مقدار بهینه α در واقع تعیین می‌کند الکترون با دیدن چه مقدار از پالس به بیشینه بهره انرژی دست می‌یابد. با در نظر گرفتن شرایط اولیه به صورت $a=10$ ، $\gamma_0=10$ ، $\zeta_0=0$ و $\varphi_0=\frac{\pi}{4}$ ، $\tau=50$ بزرگ بر حسب α در شکل ۱ به دست می‌آید.

مشاهده می‌شود بیشترین بهره در $\alpha=0$ ، یعنی در صورت برهم‌کنش الکترون با نیمی از پالس، رخ می‌دهد. در نتیجه در ادامه مقاله رفتار بهره را با احتساب $\alpha=0$ مورد مطالعه قرار می‌دهیم. با حل معادلات (۱) تا (۱۰)، بهره انرژی و مسیر حرکت الکترون به ترتیب مطابق شکل ۲ و ۳ به دست می‌آید.

همان طور که در شکل ۲ مشاهده می‌گردد، الکترون تا زمانی که در میدان پالس به سر می‌برد، نوسان می‌کند و با گذر پالس، با یک انرژی ثابت و غیر صفر از میدان آن خارج می‌شود. میزان انرژی نهایی الکترون وابسته به زاویه تزریق

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e[\mathbf{E} + \boldsymbol{\beta} \times \mathbf{B}], \quad (4)$$

$$\frac{dE}{dt} = -ec\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}, \quad (5)$$

که در آن $\mathbf{p} = \gamma mc\boldsymbol{\beta}$ تکانه نسبی، $\varepsilon = \gamma mc^2$ انرژی نسبی و $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ فاکتور نسبی لورنتس است. با قرار دادن عبارات معادل تکانه و انرژی در روابط فوق و حل معادلات، مؤلفه‌های تکانه و انرژی به صورت زیر به دست می‌آیند

$$\gamma\beta_x[\eta] = -a(K[\eta] - K[0]), \quad (6)$$

$$\gamma\beta_y[\eta] = \gamma_0\beta_{y0} = \gamma_0\beta_0 \sin\zeta, \quad (7)$$

$$\gamma\beta_z[\eta] = \frac{\gamma_0}{\gamma} (1 - \beta_0 \cos\zeta) \left(\frac{1 + f[\eta]}{\gamma_0^2 (1 - \beta_0 \cos\zeta)^2} - 1 \right), \quad (8)$$

$$\gamma[\eta] = \frac{\gamma_0}{\gamma} (1 - \beta_0 \cos\zeta) \left(1 + \frac{1 + f[\eta]}{\gamma_0^2 (1 - \beta_0 \cos\zeta)^2} \right), \quad (9)$$

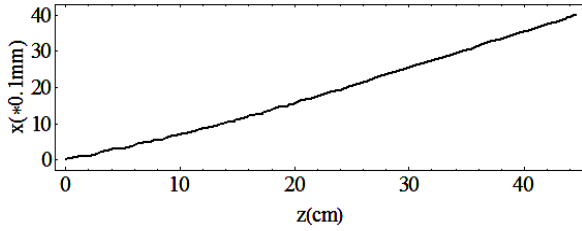
که در آنها

$$K[\eta] = \int_0^\eta \exp\left[-\frac{1}{\tau} \frac{(\eta' - \alpha)^2}{\tau^2}\right] \cos(\eta' + \varphi_0) d\eta'.$$

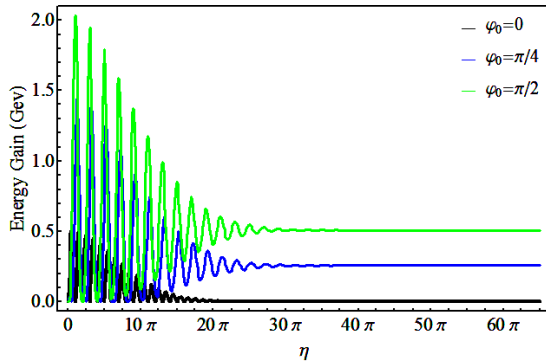
به دامنه میدان $a = \frac{eE_0}{m_e c \omega}$ و $f[\eta] = (\gamma\beta_x[\eta])^2 + (\gamma\beta_y[\eta])^2$ هنجار می‌باشد.

بهره انرژی الکترون $G[\eta]$ را به صورت اختلاف انرژی نهایی کسب شده توسط الکترون و انرژی اولیه آن تعریف می‌کنیم:

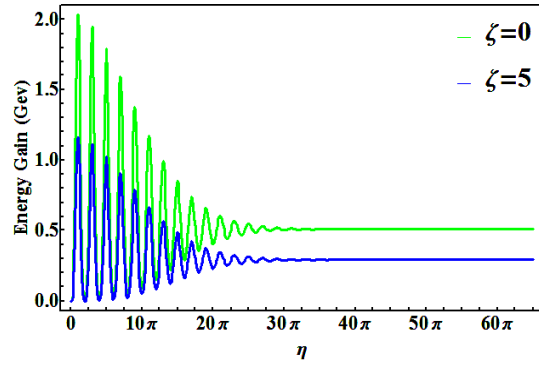
$$G[\eta] = m_e c^2 (\gamma[\eta] - \gamma_0). \quad (10)$$



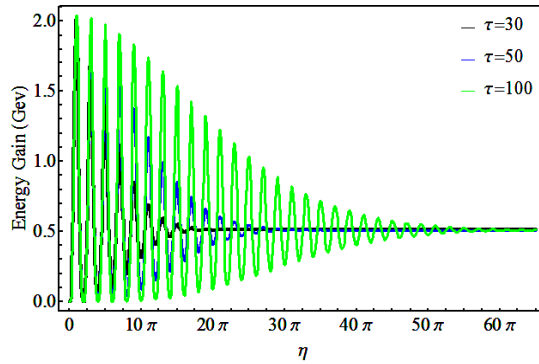
شکل ۳. مسیر طی شده توسط الکترون.



شکل ۵. تغییرات بهره انرژی بر حسب η به ازای فاز اولیه های مختلف (سایر پارامترها مشابه شکل ۱).



شکل ۲. بهره انرژی بر حسب فاز η برای دو زاویه تزریق مختلف.



شکل ۴. تغییرات بهره انرژی بر حسب η به ازای طول پالس های مختلف (سایر پارامترها مشابه شکل ۱).

زمان بیشتری را در میدان لیزر سپری می کند و در نتیجه نوسانات بیشتری برای رسیدن به بهره پایدار خواهد داشت. اما تغییر طول پالس، تأثیری بر بهره نهایی الکترون نخواهد داشت.

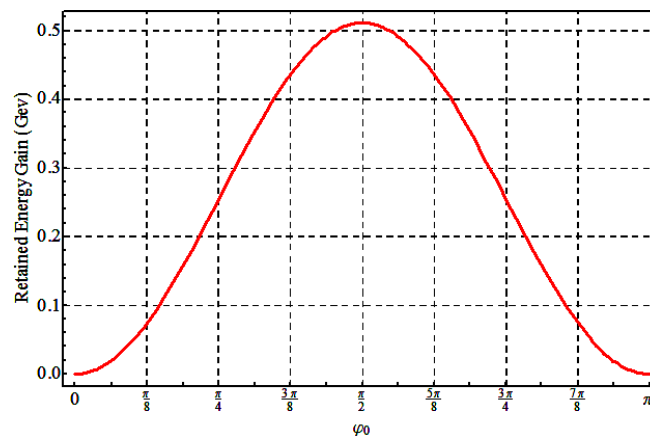
تغییرات بهره بر حسب η برای سه فاز اولیه مختلف 0، $\frac{\pi}{4}$ و $\frac{\pi}{2}$ در شکل ۵ رسم شده است. مشاهده می شود که بیشترین (کمترین) بهره پایدار برای فاز اولیه $\frac{\pi}{4}$ (صفر) به دست می آید.

این مطلب به خوبی در نمودار تغییرات بهره پایدار بر حسب فاز اولیه شکل ۶، برای طول پالس ثابت، نشان داده شده است. با توجه به رفتار بهره بر حسب طول پالس و فاز اولیه، می توان نتیجه گرفت که بهره انرژی نهایی الکترون وابسته به فاز میدان لیزری در لحظه برخورد با آن و مستقل از طول پالس است.

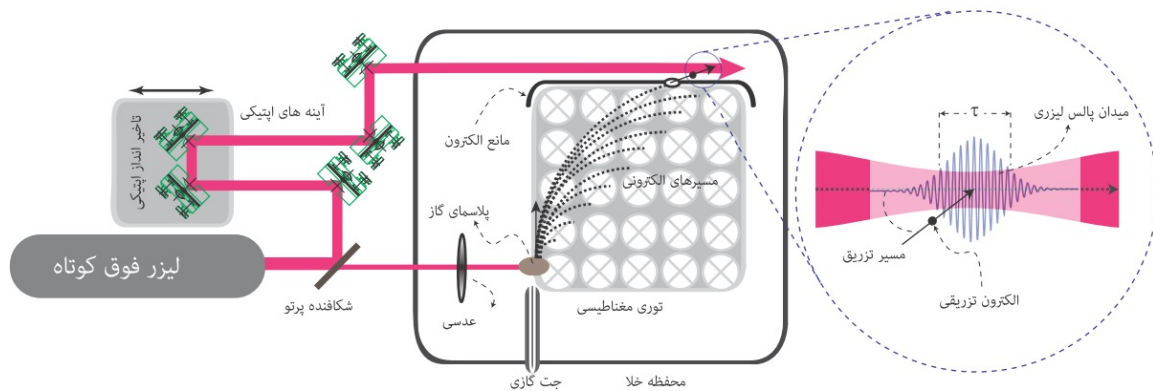
است، به نحوی که اگر الکترون موازی با محور انتشار لیزر تزریق شود، انرژی نهایی آن در حدود ۵۰۰ MeV خواهد بود، در حالی که انحراف کوچکی به اندازه ۵ درجه، انرژی آن را در حدود ۲۰۰ MeV کاهش می دهد.

شکل ۳ نشان می دهد که نوسانات عرضی در مسیر الکترون کوچک است و الکترون بیشتر انرژی خود را صرف حرکت رو به جلو می کند، اما انحراف الکترون نسبت به محور انتشار لیزر قابل توجه است.

برای مطالعه دقیق تر، رفتار بهره را با تغییر پارامترهای طول پالس و فاز اولیه مورد بررسی قرار می دهیم. تغییرات بهره بر حسب η برای سه مقدار مختلف طول پالس ۳۰، ۵۰ و ۱۰۰ در شکل ۴ رسم شده است. مشاهده می شود که با افزایش طول پالس، میزان نوسانات بهره نیز افزایش پیدا کرده است. همچنین بهره لحظه ای (η ثابت) با افزایش طول پالس بیشتر شده است. در واقع با افزایش طول پالس، الکترون



شکل ۶. تغییرات بهره انرژی پایدار بر حسب فاز اولیه (سایر پارامترها مشابه شکل ۱).



شکل ۷. طرح‌واره‌ای از چیدمان تجربی پیشنهادی.

(تفنگ‌های الکترونی) از چنین قابلیت‌هایی، چه به لحاظ کنترل دقیق زمان شلیک و چه به لحاظ توزیع سرعت الکترون، برخوردار نیستند. در اینجا برای برخورداری از ویژگی فوق، استفاده از پلاسمای تولید شده با لیزر فوق کوتاه به عنوان منبع الکترونی پیشنهاد می‌گردد. شکل ۷ طرح‌واره چیدمان تجربی پیشنهادی برای این ایده را نشان می‌دهد.

منبع لیزری مورد استفاده برای تولید پلاسمای بخشی از همان باریکه لیزری است که برای شتاب مورد استفاده قرار می‌گیرد و لذا امکان کنترل دقیق زمان شلیک الکترون را فراهم می‌آورد. برهم‌کنش باریکه لیزری فوق با گازی که به صورت نقطه‌ای به داخل محفظه خلا تزریق می‌شود، تولید پلاسمای می‌کند. نشان داده شده است که چنین پلاسمایی منبع الکترون‌هایی با توزیع سرعت

۳. چیدمان تجربی پیشنهادی

روشی که در مقاله حاضر ارائه می‌شود مبتنی بر تزریق لحظه‌ای الکترون است. با تزریق لحظه‌ای در قله زمانی پالس، در واقع نیمه جلویی پالس بدون برهم‌کنش با الکترون عبور کرده و الکترون تنها با نیمه عقبی آن برهم‌کنش می‌کند. انجام این کار به لحاظ فنی با پیچیدگی روبرو خواهد بود و نیازمند هم زمان سازی با دقت زمانی از مرتبه کمتر از یک دهم طول پالس است. این هم زمان سازی می‌بایست با تنظیم طول مسیر اپتیکی لیزر و الکترون از منبع تا نقطه برهم‌کنش انجام شود و مستلزم اطلاع دقیق از سرعت و مسیر الکترون تزریق شده از یک سو و در اختیار داشتن زمان دقیق شلیک الکترون از منبع، از سوی دیگر می‌باشد. این درحالی است که منابع تولید الکترون متداول

پالس لیزری توسط یک تأخیر انداز اپتیکی، می‌تواند اختلاف زمان فوق را جبران و در نتیجه ایجاد هم زمان سازی کند.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله دینامیک الکترون در برهم‌کنش با میدان نیم‌پالس لیزری مطالعه و بهره‌انرژی الکترون بر حسب پارامترهای اولیه پالس مورد بررسی قرار گرفت و همچنین مقادیر بهینه به دست آمد. مشاهده شد در صورت استفاده از نیم‌پالس، بهره‌انرژی الکترون غیرصفر و قابل ملاحظه خواهد بود. به منظور تزریق آنی الکترون در قله زمانی پالس و در نتیجه برهم‌کنش آن با نیم‌پالس، روش جدیدی همراه با چیدمان تجربی پیشنهاد شد و مورد بحث قرار گرفت.

در محدوده چند مگاالکترون ولت می‌باشد [۱۷] که با مرتبه سرعت اولیه مورد استفاده در مطالعات نظری قابل مقایسه است. با استفاده از یک توری مغناطیسی، کنترل دقیق سرعت، زاویه تزریق و طول مسیر الکترون از پلاسما تا نقطه برهم‌کنش با لیزر، میسر می‌شود. الکترون‌های تولید شده از پلاسما که ویژگی‌های مد نظر را ندارند با برخورد با مانع حذف شده و الکترون‌های هدف با بهینه سازی ابعاد روزنه و محل آن بر روی مانع، وارد مسیر لیزر می‌شوند. در نتیجه امکان انتخاب دقیق الکترون با سرعت و زاویه تزریق کنترل شده برای برهم‌کنش فراهم می‌آید. از آنجا که سرعت الکترون نسبت به سرعت فاز لیزر کمتر است، مدت زمان بیشتری را برای رسیدن به نقطه برهم‌کنش طی می‌کند. در نتیجه، اعمال تأخیر زمانی به

مراجع

- 185002.
10. Y I Salamin and C H Keitel, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, **33** (2000) 5057.
11. P X Wang, Y K Ho, X Q Yuan, Q Kong, N Cao, and L Shao, *et al.*, *Journal of applied physics*, **91** (2002) 856.
12. H Saberi and B Maraghechi, *Physics of Plasmas* (1994-present), **22** (2015) 033115.
13. E Esarey, P Sprangle, and J Krall, *Physical Review E*, **52** (1995) 5443.
14. Y I Salamin and C H Keitel, *Physical review letters*, **88** (2002) 095005.
15. W Yu, V Bychenkov, Y Sentoku, M Y Yu, Z M Sheng, and K Mima, *Physical review letters*, **85** (2000) 570.
16. S X Hu and A F Starace, *Physical review letters*, **88** (2002) 245003.
17. J Faure, Y Glinec, A Pukhov, S Kiselev, S Gordienko, and E Lefebvre, *et al.*, *Nature*, **431** (2004) 541.
1. R L Maughan, M Yudelev, J Farr, J D Forman, E J Blosser, and T Horste, "Status report for the Harper hospital superconducting cyclotron neutron therapy facility", pp. 18-20.
2. K Umegaki, K Hiramoto, N Kosugi, K Moriyama, H Akiyama, and S Kakiuchi, *Hitachi Review*, **52** (2003) 197.
3. K W D Ledingham, W Galster, and R Sauerbrey, *The British journal of radiology*, **80** (959), (2007) 855.
4. K. Shimoda, *Applied Optics*, **1**, (1962) 33.
5. W P Leemans, B Nagler, A J Gonsalves, C Toth, K Nakamura, and C G R Geddes, *et al.*, *Nature physics*, **2** (2006) 696.
6. H Schwoerer, *South African Journal of Science*, **104**. (2008) 299.
7. E Esarey, C B Schroeder, and W P Leemans, *Reviews of Modern Physics*, **81** (2009) 1229.
8. F Amiranoff, D Bernard, B Cros, F Dorchie, F Jacquet, and V Malka, *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **410** (1998) 364.
9. B J Galow, Y I Salamin, T V Liseykina, Z Harman, and C H Keitel, *Physical review letters*, **107** (2011)