

نقش توزیع انرژی باریکه الکترونی در ترابرد و نفوذ الکترون‌های داغ تولید شده در

رهیافت افروزش شوکی

جعفری، محمدجعفر^۱؛ رضائی، سمیه^{۱*}؛ فرهد، امیرحسین^۱

^۱ پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فیزیک پلاسما و گداخت هسته‌ای

چکیده:

در این مقاله ترابرد و چگونگی جایگذاری انرژی الکترون‌های پر انرژی که در مرحله افروزش رهیافت افروزش شوکی تولید می‌شوند با استفاده از تکنیک مونت کارلو مورد مطالعه قرار گرفته است. برای این هدف کد مونت کارلو مناسبی با در نظر گرفتن شرایط واقعی پلاسما توسعه داده شده است. چگالی هدف در لحظه بیشینه فشردگی با استفاده از کد هیدرودینامیکی تابشی به دست آمده است. مقایسه نتایج باریکه الکترونی یکنواخت با انرژی 70 keV و باریکه الکترونی با توزیع انرژی نمایی نشان می‌دهد که نفوذ باریکه الکترونی با میانگین انرژی 70 keV و بیشینه انرژی 150 keV در هدف بیشتر و ناحیه جایگذاری انرژی آن گسترده‌تر است که این ممکن است موجب پیش‌گرمایش هدف پیش از انفجار و کاهش عملکرد مثبت انفجار شود.

کلمات کلیدی: افروزش شوکی، ترابرد الکترون‌های داغ، شبیه‌سازی مونت کارلو

مقدمه:

دو روش جدید معرفی شده در حوزه گداخت لیزری، افروزش سریع^۱ (FI) و شوکی^۲ (SI) قابلیت دستیابی به بهره هدف بالا را دارا می‌باشند. در این دو روش لکه داغ، در سوخت فشرده شده تشکیل می‌شود. مرحله فشردگی هدف در هر دو روش با استفاده از پالس کم شدت و با پهنای زمانی از مرتبه چند نانوثانیه تا چگالی حدود صد برابر چگالی جامد انجام می‌شود. شرایط افروزش در رهیافت افروزش سریع از طریق جایگذاری انرژی باریکه الکترونی چند مگا الکترون ولتی در مرکز سوخت [۱] و در رهیافت افروزش شوکی از طریق ایجاد یک موج ضربه در لحظه بیشینه فشردگی هدف و ایستایی^۳ ایجاد می‌شود [۲]. اخیراً برهم‌کنش پالس افروزنده با هدف فشرده شده و تولید الکترون‌های داغ برای افروزش شوکی مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته است. این الکترون‌ها که از ناپایداری‌های پارامتریک نظیر پراکندگی القایی رامان^۴ و

^۱ Fast Ignition

^۲ Shok Ignition

^۳ Stagnation

^۴ Stimulated Raman Scattering (SRS)

و پاشی دو پلاسمایی^۱ تولید می‌شوند، دمای مؤثری در بازه ۷۰-۳۰ keV دارند و ممکن است سبب پیش‌گرمایش هدف و افزایش آنتروپی آن و در نهایت کاهش بازدهی فرآیند افروزش هدف شوند. اما از آنجا که چگالی سطحی آپوسته در لحظه اعمال پالس افروزنده بیشتر از برد توقف الکترون‌هایی تا انرژی ۱۰۰ keV می‌باشد، لذا این الکترون‌ها در پوسته چگال متوقف می‌شوند [۳]. در این پژوهش ابتدا شرایط اولیه هدف با استفاده از کد هیدرودینامیکی MULTI [۴] و در لحظه قبل از اعمال موج ضربه به دست آمده است. سپس ترابرد و جایگذاری انرژی الکترون‌های داغ با توزیع انرژی یکنواخت و نمایی در هدف فشرده شده با تکنیک مونت کارلو بررسی شده است.

روش کار :

علی‌رغم این حقیقت که کدهای هیدرودینامیکی-تابشی دید کاملی از فشرده‌گی و عملکرد هدف در فرآیند گداخت لیزری می‌دهند، بررسی دقیق‌تر برهمکنش پالس افروزنده با کرونا و تولید الکترون‌های داغ به شبیه‌سازی‌های جنبشی نیاز دارد. به علاوه تکنیک‌های آماری مانند مونت کارلو را می‌توان برای مطالعه عمق نفوذ و اتلاف انرژی الکترون‌ها در پلاسمای چگال استفاده کرد. تکنیک مونت کارلو به طور قابل توجهی الزامات زمانی و پیچیدگی‌های رهیافت ذره‌ای مانند فوکر-پلانک و ذره در جعبه را کاهش و در عین حال اطلاعات جامعی از ترابرد باریکه الکترونی در ماده را می‌دهد.

در حال حاضر کدهای ترابرد مونت کارلو مانند GEANT [۵] توان توقف الکترونی ناشی از پراکندگی از اتم‌های غیریونیزه را محاسبه کرده و شرایط واقعی پلاسمای را در نظر نمی‌گیرند. به همین علت در این کار، به منظور به دست آوردن نتایج واقعی، یک کد مونت کارلو سه بعدی با در نظر گرفتن توان توقف دقیق و زاویه پراکندگی در شرایط پلاسمایی توسعه داده شده است. این کد به طور اساسی معادله **Error! Reference (source not found).** را برای میانگین پراکندگی قطبی در نظر می‌گیرد.

$$S(E) = -\frac{2\pi r_0^2 mc^2 n_e}{\beta^2} \left\{ \ln \left[\left(\frac{E}{\hbar \omega_p} \right)^2 \frac{(\gamma+1)}{2\gamma^2} \right] + 1 + \frac{1}{8} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{2\gamma-1}{\gamma^2} \right) \ln 2 \right\} \quad (1)$$

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{8\pi e^4}{m_p m_e^2 c^4} \frac{Z/A}{\beta^2 \gamma^4} \left[Z(\ln \Lambda - \frac{1+\beta^2}{2}) + \ln \Lambda - \frac{\ln[2(\gamma+3)+1]}{2} \right] \rho_s \quad (2)$$

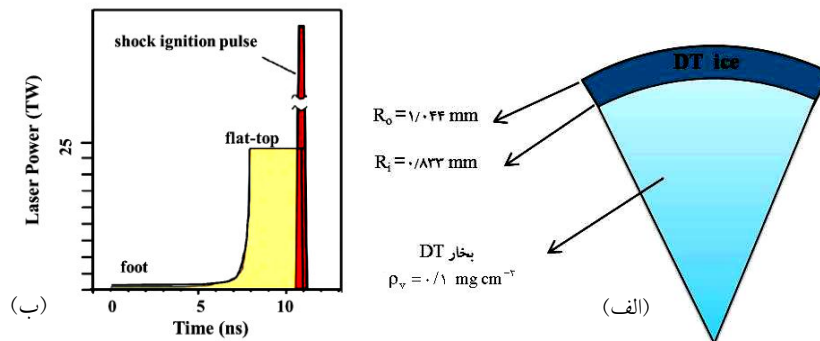
این کد همچنین می‌تواند برای الکترون‌های تک انرژی و یا حاوی طیفی از انرژی و نیز هدف با چگالی همگن و یا غیر همگن به کار گرفته شود. نتایج این برنامه با کد مشابه که برای انتشار الکترون‌های نسبیتی در پلاسمای چگال نوشته شده است مقایسه شده است و نتایج به دست آمده برای ترابرد الکترون‌های ۱/۵ مگا الکترون‌ولتی در هدف با چگالی ۳۰۰ گرم بر سانتی‌متر مکعبی در توافق خوبی با نتایج مرجع [۶] است.

¹ Two Decay Plasmon

² Areal density

در حقیقت پیکربندی هدف در لحظه‌ی بیشینه‌ی فشردگی در افروزش سریع با مدل هم‌حجم^۱ توصیف می‌شود و فرض ثابت بودن چگالی در سرتاسر سوخت معقول به نظر می‌رسد. این در حالی است که ساختار هدف در زمان بیشینه‌ی تراکم در افروزش شوکی نه هم‌فشار است و نه هم‌حجم و این نکته مدل‌سازی آن را به مراتب دشوارتر می‌سازد. از این رو به منظور نزدیک شدن به شرایط واقعی، ابتدا بایستی پارامترهای هدف قبل از اعمال پالس افروزنده و تولید الکترون‌های داغ با استفاده از کد هیدرودینامیکی محاسبه شوند که در ادامه به آن پرداخته می‌شود.

شبیه‌سازی‌ها بر روی هدف استاندارد هایپر [۷] و با استفاده از کد مولتی انجام شده است. برای دسترسی به شرایط پلاسمایی قبل از انتشار پالس افروزنده، پروفایل چگالی جرمی پلازما در زمان بیشینه فشردگی یعنی زمان ۱۰/۲ نانوثانیه به دست آمده و به عنوان ورودی در شبیه‌سازی مونت کارلو استفاده شده است.



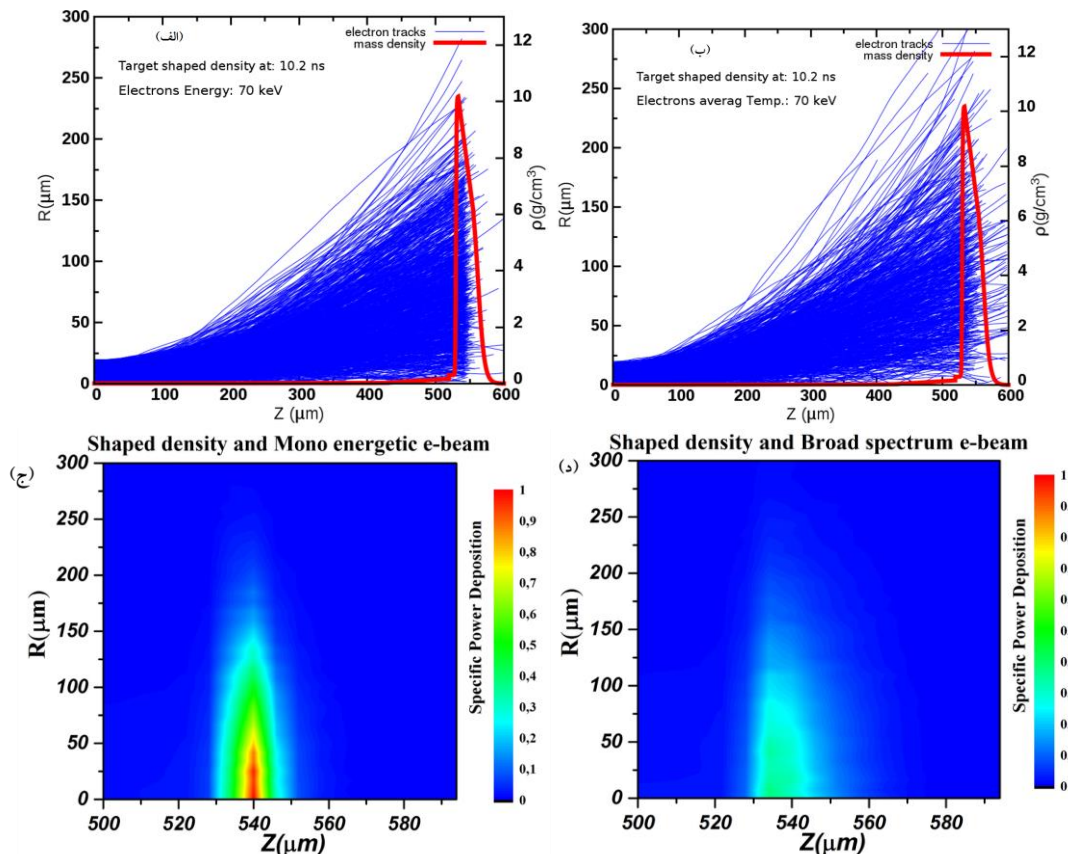
شکل ۱: الف) هدف و ب) تحول زمانی پالس محرک متراکم کننده و افروزنده لیزری در افروزش شوکی که در پژوهش حاضر و مرجع [۷] به کار رفته است.

نتایج :

شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیکی با به‌کارگیری هدف و پالس استاندارد مجموعه تحقیقاتی هایپر انجام شده است. این هدف شامل پوسته‌ی یخی DT با چگالی 0.25 g cm^{-3} ، شعاع خارجی 1.044 mm و ضخامت 211 m است که با گاز DT با چگالی 0.1 mg cm^{-3} در تعادل گرمایی است. در افروزش شوکی پالس افروزنده با توان ۸۰ تراوات در لحظه ۱۰/۲ نانوثانیه پس از اعمال پالس متراکم‌کننده راه‌اندازی می‌شود. در این رهیافت هدف در انتهای فاز فشردگی به شکل کاملاً غیریکنواخت با بیشینه چگالی ۱۰ گرم بر سانتی‌متر مکعب می‌باشد. پروفایل به دست آمده برای چگالی جرمی هدف با استفاده از کد مولتی به تابع مناسبی برازش شده و به صورت شرایط اولیه در کد مونت کارلو استفاده شده است. در این قسمت به منظور بررسی نقش توزیع انرژی باریکه الکترونی در انتشار و نفوذ آن در هدف نتایج به دست آمده از کد مونت کارلو در

¹ Isocharic

شکل ۱ (الف و ب) مقایسه شده است. محاسبات عددی [۸] نشان می‌دهد که الکترون‌های داغ با انرژی میانگین ۱۰۰-۳۰ کیلو الکترون‌ولت در رهیافت افروزش شوکی تولید می‌شوند. به همین دلیل مسیرهای الکترونی برای باریکه با انرژی یکنواخت ۷۰ و باریکه الکترونی با میانگین انرژی ۷۰ و بیشینه انرژی ۱۵۰ کیلو الکترون‌ولت در هدف فشرده شده محاسبه شده است.



شکل ۲: الف) مسیرهای باریکه الکترونی با انرژی ۷۰ کیلو الکترون‌ولت و ب) باریکه الکترونی با توزیع نمایی و میانگین انرژی ۷۰ کیلو الکترون‌ولت ج) نمودار توان ویژه جایگذاری شده از طریق یک باریکه الکترونی با انرژی ۷۰ کیلو الکترون‌ولت و د) باریکه الکترونی با توزیع نمایی و میانگین انرژی ۷۰ کیلو الکترون‌ولت در هدف با چگالی واقعی در زمان ۱۰/۲ در افروزش شوکی.

از آنجا که در این پیکربندی خاص برای هدف و باریکه الکترونی، چگالی سطحی هدف با برد الکترونی قابل مقایسه است، باریکه الکترونی یکنواخت به طور کامل در مسافتی حدود ۲۰ میکرومتر متوقف می‌شود. در حالی که باریکه الکترونی با توزیع نمایی که به شرایط واقعی نزدیکتر است بیشتر در هدف نفوذ کرده به نحوی که تعداد کمی از الکترون‌ها حتی به مرکز هدف می‌رسند. این امر ناشی از وجود تعدادی الکترون پر

انرژی در تابع توزیع انرژی الکترون‌ها می‌باشد. بنابراین ساختار هدف در زمان $10/2$ نانوثانیه (شکل ۱-ب) نمی‌تواند به طور کامل جمعیت الکترونی را متوقف کند و کسری از الکترون‌های پر انرژی به داخل سوخت نفوذ کرده و منجر به پیش‌گرمایش هدف می‌شود.

به منظور درک بهتر اثر پارامتر توزیع انرژی باریکه بر عملکرد هدف، توان ویژه جایگذاری شده توسط الکترون‌های داغ محاسبه و نتایج در شکل ۱- (ج و د) رسم شده است. همان‌طور که در شکل ۱- (الف و ب) نشان داده شده است، سهم اصلی پروفایل چگالی هیدرودینامیکی در بازه $600-500$ میکرومتر می‌باشد و مقدار چگالی در سایر قسمت‌ها قابل چشم‌پوشی است. بنابراین در این‌جا نمودار توان جایگذاری شده الکترون‌ها در یک بازه صد میکرومتری در راستای Z آورده شده است.

با توجه به رابطه (۱) میزان انرژی جایگذاری شده با تغییر پروفایل چگالی تغییر می‌کند و این همان‌گونه که انتظار می‌رفت در شکل ۲ نیز مشاهده می‌شود. شکل ۲- (ج و د) به ترتیب توان ویژه آزاد شده برای باریکه الکترونی با انرژی یکنواخت و غیر یکنواخت را نشان می‌دهد. بیشینه انرژی آزاد شده برای باریکه تک انرژی بیشتر از حالتی است که باریکه الکترونی با انرژی غیر یکنواخت می‌باشد. در حقیقت توان توقف الکترون‌ها به انرژی اولیه و چگونگی توزیع آن بستگی دارد و از آنجا که در حالت واقعی شکل ۲- (د)، طیف گسترده‌ای از انرژی وجود دارد لذا ناحیه جایگذاری انرژی با توجه به برد ذرات گسترده‌تر می‌باشد.

بحث و نتیجه گیری :

در این مقاله نقش توزیع انرژی باریکه الکترونی در میزان ترابرد و چگونگی جایگذاری الکترون‌های داغ تولید شده در افروزش شوکی مورد بررسی قرار گرفته است. برای این منظور دو باریکه الکترونی با توزیع انرژی نمایی و نیز تک انرژی به عنوان ورودی در کد مونت کارلو استفاده و نتایج مقایسه شده‌اند. پروفایل چگالی پلاسما در لحظه پیش از تولید باریکه الکترونی داغ از کد هیدرودینامیکی تابشی استخراج شده است. نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهد نفوذ باریکه الکترونی با توزیع انرژی در هدف به مراتب بیشتر از نفوذ باریکه الکترونی یکنواخت می‌باشد. در حقیقت با توجه به نمایه چگالی هدف و انرژی باریکه الکترونی، انتشار و جایگذاری انرژی باریکه الکترونی داغ در عملکرد افروزش شوکی می‌تواند تأثیر مثبت یا منفی داشته باشد. نتایج محاسبات نشان می‌دهد باریکه الکترونی با میانگین انرژی 70 و بیشینه انرژی 150 کیلو الکترون ولت امکان نفوذ بیشتری در هدف داشته و در نتیجه موجب پیش‌گرمایش آن می‌شود. در حالی که باریکه الکترونی یکنواخت با انرژی 70 کیلو الکترون ولت به طور کامل در سوخت متوقف می‌شود. نتایج به دست آمده در این پژوهش اهمیت و لزوم به کارگیری شرایط واقعی باریکه الکترونی را در محاسبات مرتبط با تأثیر الکترون‌های داغ در عملکرد افروزش شوکی را نشان می‌دهد.

مراجع :

- [1] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky, W. L. Kruer, S. C. Wilks, J. Goodworth, et al., "Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*," *Physics of Plasmas* (1994-present), vol. 1, pp. 1626-1634, 1994.
- [2] R. Betti, C. Zhou, K. Anderson, L. Perkins, W. Theobald, and A. Solodov, "Shock ignition of thermonuclear fuel with high areal density," *Physical Review Letters*, vol. 98, p. 155001, 2007.
- [3] X. Ribeyre, M. Lafon, G. Schurtz, M. Olazabal-Loumé, J. Breil, S. Galera, et al., "Shock ignition: modelling and target design robustness," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 51, p. 124030, 2009.
- [4] R. Ramis, J. Meyer-ter-Vehn, and J. Ramírez, "MULTI2D – a computer code for two-dimensional radiation hydrodynamics," *Computer Physics Communications*, vol. 180, pp. 977-994, 2009.
- [5] <http://geant4.cern.ch>.
- [6] S. Atzeni, A. Schiavi, , and J. R. Davies, "Stopping and scattering of relativistic electron beams in dense plasmas and requirements for fast ignition," *Plasma Physics And Controlled Fusion*, vol. 51, p. 015016, 2009.
- [7] S. Atzeni, J. Davies, L. Hallo, J. Honrubia, P. Maire, M. Olazabal-Loumé, et al., "Studies on targets for inertial fusion ignition demonstration at the HiPER facility," *Nuclear Fusion*, vol. 49, p. 055008, 2009.
- [8] O. Klimo, S. Weber, V. Tikhonchuk, and J. Limpouch, "Particle-in-cell simulations of "laser plasma interaction for the shock ignition scenario," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 52, p. 055013, 2010.