



بررسی پراکندگی و ترابرد باریکه‌ی الکترونی به درون سوخت چگال در رویکرد افروزش سریع - ضربه‌ای

سیدابوالفضل قاسمی*، امیرحسین فرهبد

پژوهشکده‌ی پلاسما و گداحت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، صندوق پستی: ۵۱۱۱۳-۱۴۳۹۹، تهران - ایران

چکیده: توان توقف و نفوذ الکترون‌های پُر انرژی به درون سوخت چگال و لکه‌ی داغ با در نظر گرفتن توزیع طیف انرژی الکترون‌های داغ در رویکرد افروزش سریع - شوکی بررسی و عامل‌های مؤثر بر پراکندگی باریکه‌ی الکترون‌ها مورد مطالعه قرار گرفت. محاسبه‌های تحلیلی نشان داد که الکترون‌های نسبی با توزیع دو دمایی انرژی در مقایسه با توزیع نمایی انرژی و تک انرژی به میزان بیش‌تری به درون سوخت نفوذ می‌کنند و انرژی بیش‌تری را به لکه‌ی داغ مرکزی تحویل می‌دهند که با نتیجه‌های حاصل از کد MCNPX سازگار است. هم‌چنین پراکندگی الکترون‌ها به سمت سطح خارجی سوخت جامد برای ۵ مقدار چگالی سوخت و دو طول موج محرک افروزنده‌ی سریع ۰/۵۳ و ۰/۳۵ μm مورد بررسی قرار گرفت که نتیجه‌های آن حاکی از کاهش مؤثر پراکندگی و شاخه شاخه شدن مسیر حرکت الکترون‌ها با کاهش انرژی الکترون‌ها و طول موج محرک افروزنده‌ی سریع به ازای جرم سوخت کم‌تر از ۲ میلی‌گرم است. هم‌چنین الکترون‌های با انرژی اولیه‌ی ۳/۵ MeV \sim و طیف دو دمایی بیش‌ترین و الکترون‌های با طیف تک انرژی کم‌ترین انرژی را به سوخت اصلی و لکه‌ی داغ مرکزی انتقال می‌دهند.

کلیدواژه‌ها: پراکندگی و ترابرد، سوخت چگال، افروزش ضربه‌ای، افروزش سریع

The Study of Scattering and Transport of Electron Beam Into Dense Fuel for Fast-Shock Ignition Approach

S.A. Ghasemi*, A.H. Farahbod

Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.Box: 14399-51113, Tehran-Iran

Abstract: The stopping power, penetration and scattering of high energy electrons with different energy distribution functions into dense fuel and hot-spot (fuel core) have been considered for a fast-shock ignition scenario. The analytical calculations indicate that fast electrons with two-temperature energy distribution function penetrate more into the dense fuel, in comparison with the monoenergetic and exponential function, where it is consistent with the MCNPX simulation results. Furthermore, the scattering of energetic electron beams toward the outer surface of the fuel for five various fuel density and two fast ignitor wavelengths of 0.53 and 0.35 micron have been investigated. The results show that for the fuel mass smaller than 2 mg, the scattering of electrons reduce for the electrons with smaller energies and fast ignitor of smaller wavelengths. Meanwhile, for the electrons with energy of the order ~ 3.5 MeV, two-temperature and monoenergetic energy distribution function deliver the highest and lowest energy to the main fuel and the central hot-spot, respectively.

Keywords: Scattering and Transport, Dense Fuel, Shock Ignition, Fast Ignition



۱. مقدمه

اولین مدل ترکیبی افروزش سریع- ضربه‌ای اخیراً به عنوان یک مدل جدید برای انجام فرایند هم‌جوشی با محصورسازی جرمی معرفی شده است [۱-۶]. در این مدل ترکیبی، از دو محرک لیزری افروزنده‌ی سوخت برای اشتعال سوخت و انجام واکنش هم‌جوشی استفاده می‌شود. بدین صورت که پس از چگالش سوخت، برخورد موج‌های ضربه‌ای بازتابیده از مرکز هدف با موج‌های همگرای ناشی از یک محرک افروزنده‌ی ضربه‌ای، یک لکه‌ی داغ مرکزی به شعاع R_{hs} را به وجود می‌آورد و به دنبال آن یک باریکه‌ی افروزنده‌ی سریع در لحظه‌ی مناسب از طریق برهم‌کنش با پلاسما از پیش به وجود آمده، یک باریکه‌ی الکترونی نسبتی داغ را به وجود می‌آورد که با نفوذ کافی و مناسب به درون سوخت چگال، دما و فشار لکه‌ی داغ مرکزی را افزایش داده و لکه‌ی داغ مؤثری را به وجود می‌آورد که فرایند افروزش سوخت را کامل می‌کند (شکل ۱). الکترون‌های نسبتی با انرژی از مرتبه‌ی چند MeV لازم است فاصله‌ی میان محل تولیدشان در کرنا تا سطح سوخت را که از مرتبه‌ی چند ده میکرومتر است، طی کنند تا به سطح سوخت متراکم شده رسیده و انرژی خود را درون سوخت اصلی به جا گذارند. در این فاصله، پراکندگی‌هایی به صورت شاخه شاخه شدن مسیر ترابرد الکترون‌ها اتفاق می‌افتد که انتقال مؤثر انرژی الکترون‌ها به سطح سوخت را به طور جدی مختل نموده و انجام موفقیت‌آمیز فرایند هم‌جوشی را دچار مشکل می‌سازند.

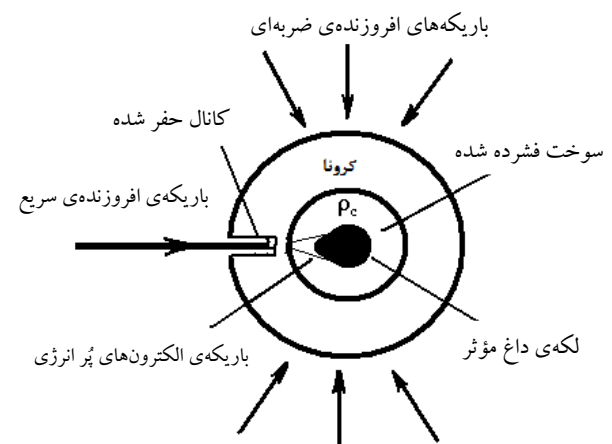
هر چند مطالعه‌ی دقیق پراکندگی الکترون‌ها نیازمند کدهای شبیه‌سازی قدرتمند ذره‌ای است، با وجود این در این مقاله سعی شده است با در نظر گرفتن سه طیف تک انرژی، دو دمایی و هم‌چنین نمایی برای الکترون‌ها و استفاده از کد شبیه‌سازی MCNPX با شیوه‌ی نمونه‌گیری کاتوره‌ای مونت کارلو، میزان نفوذ و به جاگذاری انرژی الکترون‌ها در درون سوخت اصلی و لکه‌ی داغ مرکزی مورد بررسی قرار گیرد.

واضح است که به منظور انجام محاسبه‌های مربوط به مدل ترکیبی، استفاده از انرژی و شدت باریکه‌ی افروزشی در مدل افروزش سریع و هم‌چنین استفاده از پارامترهای مربوط به انرژی محرک افروزنده‌ی ضربه‌ای و لکه‌ی داغ مرکزی تحت یک مدل ناهم‌فشار لازم و ضروری است. این بدان معنی است که، با در نظر گرفتن ملاحظه‌های مربوط به پراکندگی باریکه‌ی الکترون‌ها، لازم است انرژی و شدت باریکه‌ی افروزش سریع به حدی باشد که بتوان الکترون‌هایی با انرژی جنبشی اولیه‌ی کافی برای نفوذ به درون سوخت چگال و رسیدن به لبه‌ی لکه‌ی داغ مرکزی را تولید نمود. به عبارت دیگر، کم‌ترین برد الکترون‌های نسبتی ناشی از برهم‌کنش لیزر افروزنده‌ی سریع با سوخت، برابر با فاصله‌ای به اندازه‌ی $R_c - R_{hs}$ درون سوخت است تا الکترون‌ها به لبه‌ی بیرونی لکه‌ی داغ مرکزی برسند. R_c شعاع سوخت متراکم شده در رویکرد افروزش ضربه‌ای است.

در بخش ۲ این مقاله، برد خطی الکترون‌های نسبتی در درون سوخت و در بخش ۳ توان ایستاندگی سوخت و پراکندگی الکترون‌های پر انرژی از مسیر حرکت به سمت سطح سوخت مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۲. برد الکترون‌های نسبتی در درون سوخت در مدل افروزش سریع - ضربه‌ای

در مدل افروزش سریع- ضربه‌ای، الکترون‌های ناشی از برهم‌کنش لیزر پر توان تب- کوتاه با پلاسما پدید آمده در انتهای کانال حفر شده به درون سوخت باید به گونه‌ای هدایت شوند که بتوانند انرژی خود را در درون سوخت چگال و درصدی از آن را در لکه‌ی داغ مرکزی برای تکمیل فرایند افروزش به جا گذارند. برای تحلیل این فرایند باید توان ایستاندگی سوخت و میزان به جا گذاری انرژی این الکترون‌ها در درون سوخت و هم‌چنین شاخه



شکل ۱. مدل افروزش سریع- ضربه‌ای. در این رویکرد، افروزش سوخت به کمک دو افروزنده انجام می‌پذیرد [۱-۶].



می‌دهند که به ازای $0.5 \leq f_R \leq 1$ می‌توان توان ایستاندگی سوخت برای الکترون‌ها را با ضریب ۲ کاهش داد. بدین منظور برای نفوذ الکترون‌ها در مدل افروزش سریع- ضربه‌ای و با در نظر گرفتن رابطه‌ی دمای الکترون‌ها و بستگی آن به ضریب تصحیح طبق رابطه‌ی زیر:

$$T_e = \left(\hat{\lambda}_{if}^2 I_{if} / (2.336 \times 10^{17}) \right)^{0.33} / (M f_R) \quad (\text{MeV}). \quad (2)$$

رابطه‌ی مفیدی به شکل زیر ارائه می‌کنیم که از مقایسه‌ی رابطه‌ی $R = 0.6 k f_R T_e \quad (\text{g cm}^{-2})$ با معادله‌ی ۱ به دست می‌آید:

$$k f_R = (1.52 / (1 - 0.478 \ln \rho_c)) \times (T_e / (1 + 1.96 T_e)) \quad (3)$$

در مدل استاندارد [۷] مقدار ضریب $K = 1$ است. در مدل افروزش سریع- شوکی این ضریب برابر با $K = 1.33$ در نظر گرفته شده است. با استفاده از رابطه‌ی ۲ در رابطه‌ی برد جرمی ۱ می‌توان مقدار برد الکترون‌ها در مدل سریع- ضربه‌ای را برآورد کرد. قابل ذکر است موردهایی چون شاخه شاخه شدن و پراکندگی باریکه‌ی الکترون‌ها از مسیر اصلی برای رسیدن به سطح سوخت و به جاگذاری انرژی در درون سوخت و پس از آن در لکه‌ی داغ نکاتی است که باید در نظر گرفته شود. با توجه به شکل ۲، مقدار میانگین انرژی الکترون‌ها در طول موج افروزنده‌ی سریع به $\lambda_{if} \approx 0.35 \mu\text{m}$ و بهره‌ی جفت‌شدگی انرژی افروزنده‌ی سریع به لکه‌ی داغ $\eta_{if} \approx 0.3$ برای نفوذ به درون سوخت از مرتبه‌ی 3.5 MeV برآورد شده است که این مقدار از مقدار تقریبی 1.5 MeV روش افروزش صرفاً سریع به میزان 2.25 متفاوت است. رابطه‌ی ۲ می‌تواند انرژی جنبشی اولیه‌ی الکترون‌های نسبی در مدل ترکیبی را محاسبه کند که پارامتر بسیار مهمی است. بنابراین با استفاده از معادله‌ی ۲ و با در دست داشتن شعاع سوخت چگال و شعاع لکه‌ی داغ مرکزی در مدل ترکیبی افروزش سریع- ضربه‌ای می‌توان انرژی جنبشی اولیه‌ی الکترون‌ها برای نفوذ تا مرز $R_c, R_c - R_{hs}$ و $R_c + R_{hs}$ را به دست آورد، شکل ۳ [۶-۱]. شعاع سوخت متراکم شده، شعاع لکه‌ی داغ مرکزی و جرم سوخت به ترتیب برابر $(\mu\text{m}) [R_c = [43, 58.1, 86.8, 108, 152]]$ و $R_{hs} = [16.5, 18.5, 24.7, 26.1, 37.8]$ (mg) $M_f = [0.261, 0.524, 1.314, 2.094, 4.190]$ است.

شاخه شدن و پراکندگی الکترون‌ها از مسیر اولیه به سمت سطح سوخت اصلی را مورد مطالعه قرار داد. نفوذ الکترون‌های نسبی به درون سوخت چگال و تشکیل لکه‌ی داغ مؤثر در اجرای روش افروزش سریع- ضربه‌ای از اهمیت زیادی برخوردار است. برای دست‌یافتن به این مهم، لازم است شرط $(R_c + R_{hs}) \geq R_L \geq (R_c - R_{hs})$ برقرار باشد. رابطه‌ی برد خطی R_L (برحسب μm) با برد جرمی R (برحسب g cm^{-2}) به صورت $R = \rho_c R_L$ است. شرط کمینه برای نفوذ خطی الکترون‌های نسبی تند به درون سوخت یا $R_L \geq R_c - R_{hs}$ نشان می‌دهد که الکترون‌ها باید درصدی از انرژی جنبشی اولیه‌ی خود را به سطح بیرونی و یا حتی تا نزدیکی آن برسانند تا باعث گرمایش لازم لکه‌ی داغ و انجام مؤثر فرایند هم‌جوشی شود. برای مطالعه‌ی نفوذ الکترون‌ها از برد جرمی الکترون‌ها در درون سوخت استفاده می‌کنیم [۷، ۸]

$$R = (1.52 / (1 - 0.478 \ln \rho_c)) \times (T_e^2 / (1 + 1.96 T_e)) \quad (\text{g cm}^{-2}) \quad (1)$$

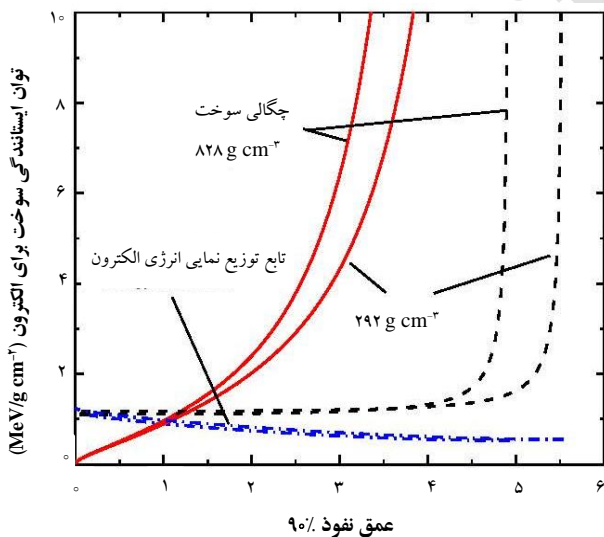
که در آن، T_e انرژی جنبشی اولیه‌ی الکترون‌ها بلافاصله پس از تولید و ρ_c چگالی سوخت اصلی است. شبیه‌سازی‌های عددی انجام شده توسط آترنی و همکاران [۷] نشان می‌دهد که رابطه‌ی بالا برای الکترون‌های نسبی در محدوده‌ی انرژی جنبشی اولیه‌ی ۱ تا 10 MeV و برای چگالی سوخت سرد از 300 تا 1000 g cm^{-3} از دقت خوبی برخوردار است.

توان ایستاندگی سوخت برای الکترون‌ها و توان به جاگذاری انرژی به وسیله‌ی الکترون‌ها در درون سوخت به طور مؤثری به نوع تابع توزیع انرژی الکترون‌های نسبی تولید شده بستگی دارد. برای مثال، استفاده از رابطه‌ی ۱، برد جرمی الکترون‌های با انرژی اولیه‌ی 7 MeV را در درون سوخت دوتریم- تریتیم با دمای اولیه $T_e = 5 \text{ keV}$ و با چگالی $\rho_c = 292 \text{ g cm}^{-3}$ متناظر با جرم $M_f = 4.19 \text{ mg}$ برابر با $\rho R \sim 5.5 \text{ g cm}^{-2}$ به دست داد که با نتیجه‌های محاسبه‌های آترنی و سولدوو [۷-۹] سازگار است. یکی از ضریب‌های مهم و اثرگذار در تعیین برد الکترون‌ها در درون سوخت ضریب تصحیح f_R است که در رابطه‌ی استاندارد افروزش سریع $R = 0.6 f_R T_e \quad (\text{g cm}^{-2})$ دیده می‌شود. برای سازگاری نتیجه‌های برد جرمی الکترون‌ها در درون سوخت با نتیجه‌های مرجع [۱۰] مقدار 0.5 و با نتیجه‌های سولدوو [۱۱] مقدار 0.7 را می‌پذیرد. هم‌چنین مرجع‌های [۷، ۱۱] نشان

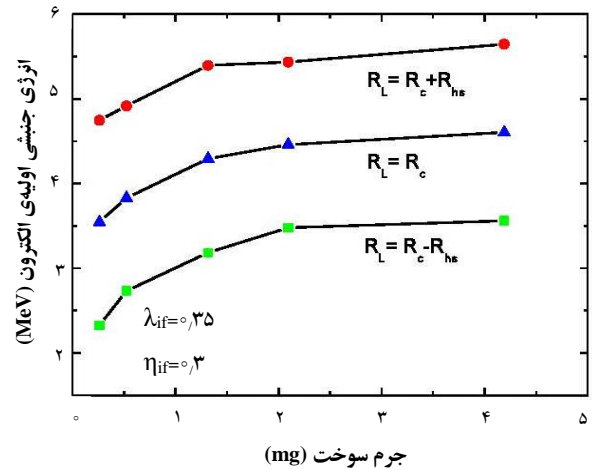


۳. میزان جذب انرژی الکترون‌های تند در درون سوخت متراکم و لکه‌ی داغ

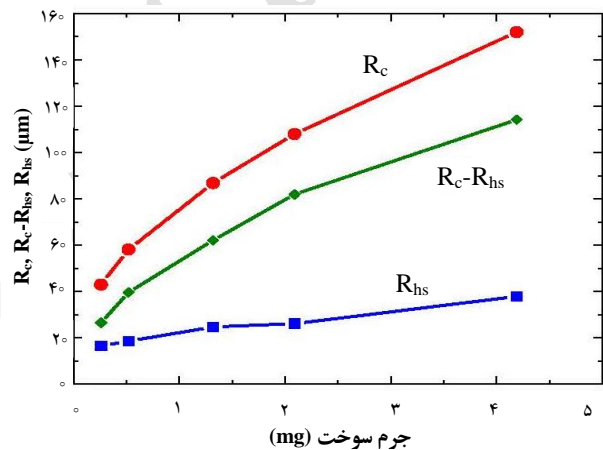
در این بخش کسر انرژی جنبشی اولیه‌ی الکترون‌های تند به جا گذاشته شده طی نفوذ به درون سوخت متراکم و لکه‌ی داغ محاسبه می‌شود. برای این منظور، عمق نفوذ ۹۰ درصدی الکترون‌های نسبی در درون سوخت را به صورت $p_{a.}(E) \approx 0.8R$ تعریف می‌کنیم که برابر است با فاصله‌ی متوسط در راستای نفوذ باریکه‌ی الکترونی که در طول آن ۹۰ درصد انرژی الکترون‌ها به جا گذاشته می‌شود [۷]. شکل ۴ نشان می‌دهد که توان ایستاندگی سوخت برای الکترون‌های با توزیع دو دمایی در مقایسه با الکترون‌های با طیف نمایی انرژی و تک انرژی یکنواخت تر بوده و دارای شیب ملایمی است و این الکترون‌ها میزان نفوذ بیشتری را در درون سوخت نشان می‌دهند، به این دلیل رفتار الکترون‌های با طیف دو دمایی کاملاً متفاوت از رفتار الکترون‌ها با توزیع نمایی است و الکترون‌های با توزیع دو دمایی کاندید مناسبی برای مدل افروزش سریع - ضربه‌ای به شمار می‌آیند.



شکل ۴. توان ایستاندگی سوخت برای الکترون‌ها؛ نمودار خط پر توزیع دو دمایی الکترون‌ها [۱۲]؛ نمودار خط فاصله توان ایستاندگی داده شده در مرجع [۹] و نمودار خط فاصله-نقطه توان ایستاندگی طیف نمایی مرجع [۷] است. نمودار سیاه رنگ به رابطه‌ی ۶ مربوط است.



شکل ۲. انرژی جنبشی اولیه‌ی الکترون‌ها برای نفوذ از سطح بیرونی سوخت فشرده شده تا نزدیک‌ترین مرز لکه‌ی داغ، $R_L = R_c - R_{hs}$ ، مرکز لکه‌ی داغ، $R_L = R_c$ و دورترین مرز لکه‌ی داغ، $R_L = R_c + R_{hs}$ به صورت تابعی از جرم سوخت.



شکل ۳. شعاع سوخت سرد، شعاع لکه‌ی داغ و تفاضل آن‌ها، به صورت تابعی از جرم سوخت.

شکل ۳ نشان می‌دهد که برای جرم سوخت $M_f \sim 1.5$ mg مقدار برد خطی لازم برای الکترون‌های تند برای رسیدن به مرکز لکه‌ی داغ حدود $90 \mu m$ است. از شکل ۲ مشاهده می‌شود که برای چنین بردی، انرژی جنبشی اولیه‌ی میانگین الکترون‌های تند باید 3.5 MeV \sim باشد. این در حالی است که مقدار انرژی جنبشی متوسط الکترون‌ها در مدل استاندارد افروزش سریع $T_e \sim 1.5$ MeV است که بسیار کم‌تر از مقدار متناظر آن در مدل افروزش سریع - ضربه‌ای است.



در نهایت، رابطه‌ی توان ایستاندگی مرجع [۹] که در واقع شکل اصلاح شده‌ی رابطه‌های توان ایستاندگی مرجع‌های [۱۴، ۱۵] است به صورت زیر قابل محاسبه می‌باشد

$$dE/d(\rho s) = -(\tau \pi_e^2 m_e c^2 n_e / \rho \beta^2) \left\{ \ln \left[\left(\frac{E}{\hbar \omega_p} \right)^2 (\gamma + 1) / 2\gamma^2 \right] + 1 + \frac{1}{\lambda} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \left(\frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \right) \ln 2 \right\} \quad (۸)$$

که در آن، E انرژی الکترون‌ها، m_e جرم سکون الکترون، $V = \beta c$ سرعت الکترون، r_e شعاع کلاسیک الکترون و $\gamma = (1 - \beta^2)^{-0.5}$ ضریب نسبیتی است. تعریف بسامد پلاسمای مربوط به چگالی الکترون، n_e ، به صورت $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m_e$ است. برای پلاسمای دوتریم-تریتیم چگالی عددی الکترون‌های پلاسمای توسط رابطه‌ی $\rho = A n_e$ ($g\text{ cm}^{-3}$) به چگالی جرمی مربوط می‌شود که در آن $A = 2.5$ جرم متوسط ملکول دوتریم-تریتیم است. در شکل ۴ از رابطه‌ی ۸ برای ترسیم نمودار توان ایستاندگی سوخت برای الکترون‌ها استفاده شده است. برای محاسبه‌ی شاخه شاخه شدن و پراکندگی باریکه‌ی الکترون‌های نسبیتی در روش افروزش سریع-ضربه‌ای از رابطه‌ی استاندارد پراکندگی طولی (در راستای نفوذ باریکه‌ی الکترون‌ها) به کار رفته در مرجع [۱۵] استفاده شده است. نتیجه‌ی محاسبه‌ها به صورت نسبت دو کمیت در شکل ۵ آورده شده است، در واقع محور عمودی در شکل ۵ معیاری از انحراف و پراکندگی از راستای انتشار اولیه‌ی باریکه‌ی الکترون‌ها به اطراف را نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که برای هر ۵ مقدار چگالی سوخت حداکثر انحراف از مسیر اصلی باریکه به اطراف در انرژی حدود 1.5 MeV رخ می‌دهد و با افزایش انرژی الکترون‌ها این نسبت به سرعت کاهش می‌یابد. در شکل ۶، پراکندگی و شاخه‌ای شدن باریکه‌ی الکترون‌ها به صورت تابعی از کسر اتلاف انرژی الکترون‌ها، $\Delta E = [(E_0 - E) / E_0] \times 100$ ، محاسبه شده است. برای الکترون‌های نسبیتی با انرژی کم‌تر از 5 MeV در پلاسمای دوتریم-تریتیم در محدوده‌ی دمایی 0.5 تا 5 keV ترسیم شده است. در شکل ۶ پراکندگی الکترون برای دو طول موج محرک، 0.53 و $0.35\text{ }\mu\text{m}$ به ازای 5 جرم سوخت بررسی شده است. محاسبه‌های شبیه‌سازی انجام شده توسط کد محاسباتی MCNPX

کسر انرژی تحویل شده به لکه‌ی داغ را می‌توان با انتگرال‌گیری از توان ایستاندگی dE/ds از لبه‌ی بیرونی لکه‌ی داغ، $R_c - R_h$ ، تا لبه‌ی داخلی آن، $R_c + R_h$ ، محاسبه نمود

$$E_h^{\text{absorb}} = \int_{R_c - R_h}^{R_c + R_h} \langle \cos \theta \rangle^{-1} (dE/ds) dx \quad (۴)$$

که در آن، $\langle \cos \theta \rangle$ مقدار متوسط هماهنگ‌گروی مرتبه‌ی اول در مرجع‌های [۱۳، ۱۴] است.

برای محاسبه و به دست آوردن مقدار انرژی جذب شده داشتن رابطه‌ی توان ایستاندگی dE/ds ضروری است. بدین منظور رابطه‌های مختلف توان ایستاندگی ترسیم شده در شکل ۴ را در این قسمت می‌آوریم. توان ایستاندگی سوخت برای الکترون‌ها که با نمودار خط فاصله-نقطه مشخص شده است دارای توزیع نمایی $dN/dE \propto \exp(-E/\bar{E})$ بوده و از معادله‌ی زیر به دست می‌آید [۷]

$$dE/d(\rho z) \simeq -(\bar{E}/p_a(E)) \exp(-\rho z/p_a(E)) \quad (۵)$$

که در آن، \bar{E} انرژی متوسط الکترون‌ها، z راستای انتشار و ρ چگالی سوخت است. هم‌چنین، توزیع دو دمایی انرژی الکترون‌ها، رفتاری به صورت نشان داده شده با نمودار خط پر در شکل ۴ دارد و با رابطه‌ی زیر توصیف می‌شود:

$$dN/dE_{\text{Bellei}} = (T_p/E) \exp[-E/(\tau_p T_p)] + 0.82 \exp[-E/(\tau_r T_p)] \quad (۶)$$

که در آن، E انرژی الکترون‌ها، $\tau_1 = 0.19$ و $\tau_2 = 1/3$ و T_p نیروی اثرگذار لیزر است [۱۵] که چنین بیان می‌شود

$$T_p = m_e c^2 \left[\left(1 + I_{\text{if}} \lambda_{\text{if}}^2 / 1.4 \times 10^{18} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2 \right)^{0.5} - 1 \right]$$

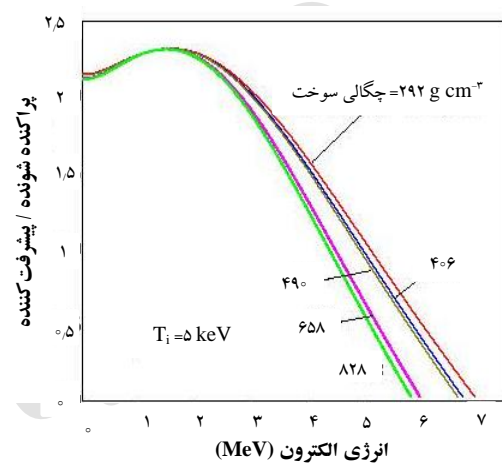
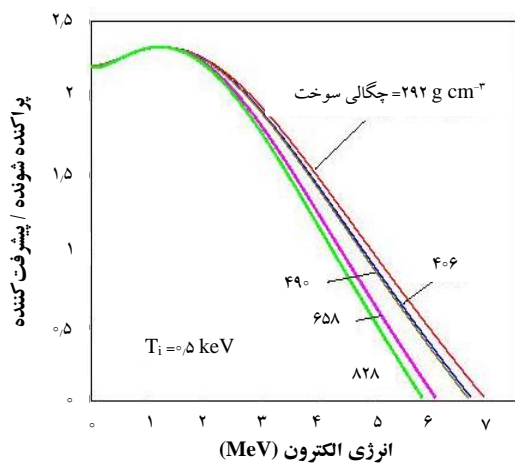
توان ایستاندگی سوخت برای این الکترون‌ها به شکل زیر قابل محاسبه است [۱۳]:

$$dE/d(\rho s) = \int_{E_1}^E 0.9 E (dN/dE_{\text{Bellei}}) / P_a(E) dE \quad (۷)$$

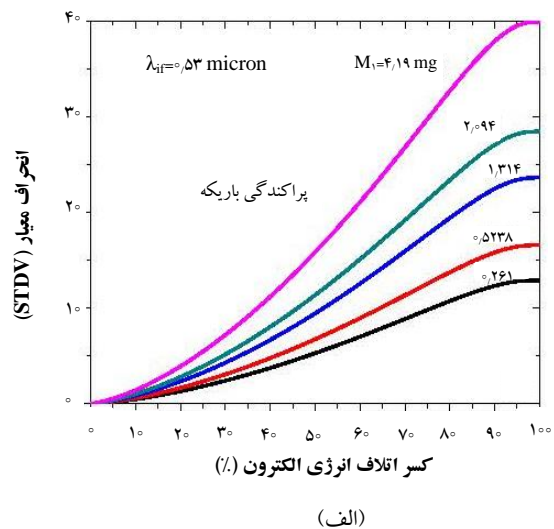
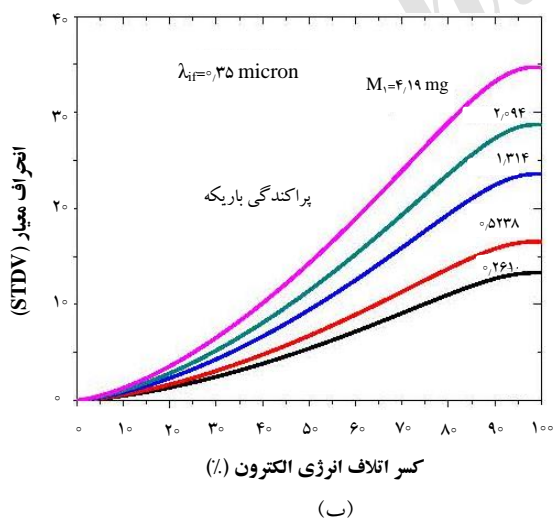


گرفته شده است. نمودارهای شبیه‌سازی در شکل‌های ۷ تا ۱۲ برای ۵ چگالی متفاوت سوخت ترسیم شده است. این نمودارها نشان می‌دهند که الکترون‌های با طیف انرژی دو دمایی انرژی بیش‌تری را درون سوخت به جا می‌گذارند و مقایسه‌ی نمودارهای شبیه‌سازی با نمودار تحلیلی شکل ۴ شیب ملایم طیف دو دمایی در انتقال انرژی به درون سوخت را تأیید می‌کند و نشان می‌دهد که الکترون‌های با طیف انرژی دو دمایی انرژی خود را به طور یکنواخت در کل سوخت از دست داده و درصد بیش‌تری از آن را به لکه‌ی داغ تحویل می‌دهند.

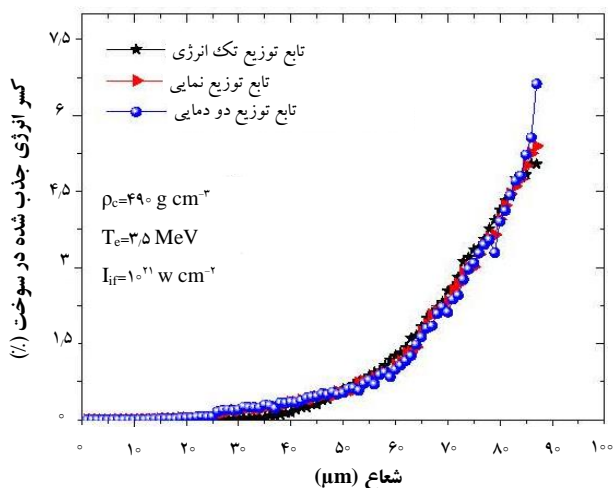
برای ۵ جرم سوخت متناظر با ۵ چگالی سوخت انجام و کسر انرژی جذب شده درون هسته‌ی سوخت (اعم از سوخت سرد و لکه‌ی داغ مرکزی) برای سه طیف انرژی: تک انرژی، نمایی و دو دمایی الکترون‌های بررسی شده است. برای شبیه‌سازی‌های انجام شده، شعاع باریکه‌ی الکترون‌ها در سوخت برای هر ۵ چگالی سوخت مقداری ثابت و برابر $25 \mu\text{m}$ ، انرژی اولیه‌ی الکترون‌ها برای الکترون‌های با طیف تک انرژی و نمایی 3.5 MeV و شدت باریکه‌ی محرک افزونده‌ی سریع $I_{if} = 10^{21} \text{ W cm}^{-2}$ در نظر



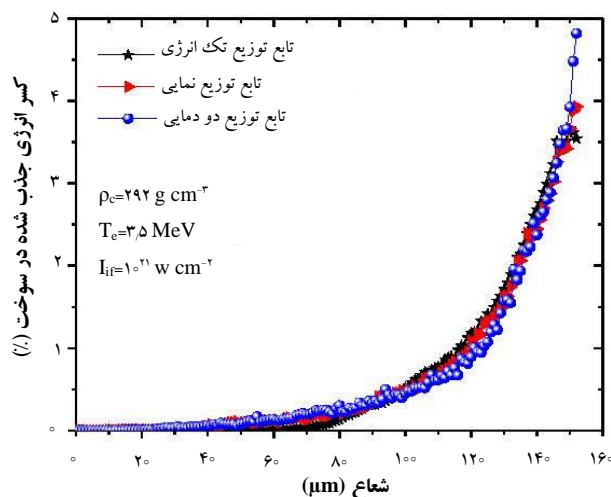
شکل ۵. نسبت پراکندگی بهنجار شده‌ی الکترون‌ها برای ۵ چگالی سوخت به کار رفته در مدل افزونش سریع - ضربه‌ای در درون سوخت سرد با انرژی یون $0.5 \text{ keV} \leq T_i$.



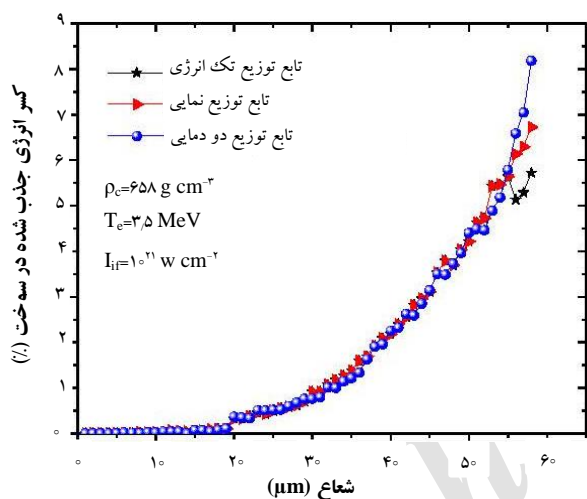
شکل ۶. پراکندگی باریکه به صورت تابعی از کسر اتلاف انرژی الکترون‌ها در طول موج‌های مختلف افزونده‌ی سریع برای ۵ جرم متفاوت سوخت به کار رفته در مدل افزونش سریع - ضربه‌ای.



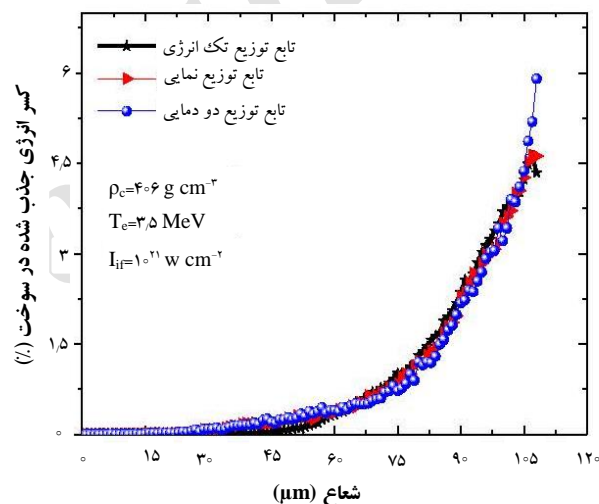
شکل ۹. کسر انرژی جذب شده‌ی الکترون‌های با سه طیف انرژی متفاوت در سوخت با چگالی $\rho_c=490 \text{ g cm}^{-3}$ به صورت تابعی از شعاع کروی سوخت در مدل ترکیبی سریع-ضربه‌ای.



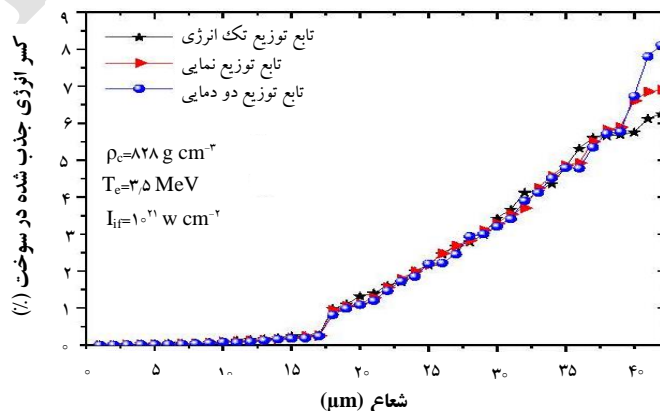
شکل ۷. کسر انرژی جذب شده‌ی الکترون‌های با سه طیف انرژی متفاوت در سوخت با چگالی $\rho_c=292 \text{ g cm}^{-3}$ به صورت تابعی از شعاع کروی سوخت در مدل ترکیبی سریع-ضربه‌ای.



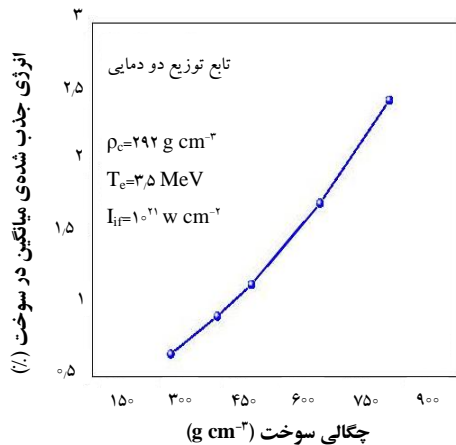
شکل ۱۰. کسر انرژی جذب شده‌ی الکترون‌های با سه طیف انرژی متفاوت در سوخت با چگالی $\rho_c=658 \text{ g cm}^{-3}$ به صورت تابعی از شعاع کروی سوخت در مدل ترکیبی سریع-ضربه‌ای.



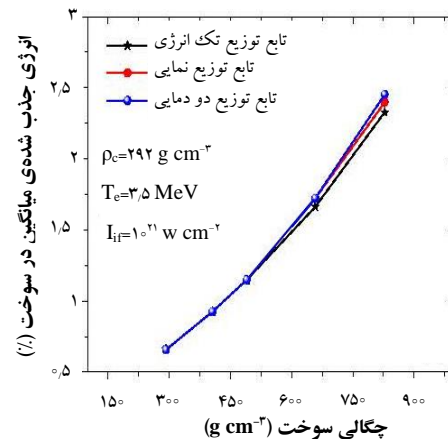
شکل ۸. کسر انرژی جذب شده‌ی الکترون‌های با سه طیف انرژی متفاوت در سوخت با چگالی $\rho_c=406 \text{ g cm}^{-3}$ به صورت تابعی از شعاع کروی سوخت در مدل ترکیبی سریع-ضربه‌ای.



شکل ۱۱. کسر انرژی جذب شده‌ی الکترون‌های با سه طیف انرژی متفاوت در سوخت با چگالی $\rho_c=828 \text{ g cm}^{-3}$ به صورت تابعی از شعاع کروی سوخت در مدل ترکیبی سریع-ضربه‌ای.



(ب)



(الف)

شکل ۱۲. الف) انرژی جذب شده میانه‌ی الکترون‌های با سه طیف انرژی متفاوت تک انرژی، نمایی و دو دمایی، در درون هسته‌ی سوخت به صورت تابعی از مقدار چگالی سوخت، ب) انرژی جذب شده میانه‌ی الکترون‌ها در درون هسته‌ی سوخت برای طیف انرژی دو دمایی الکترون‌ها. افزایش جذب انرژی با افزایش چگالی سوخت مشهود است.

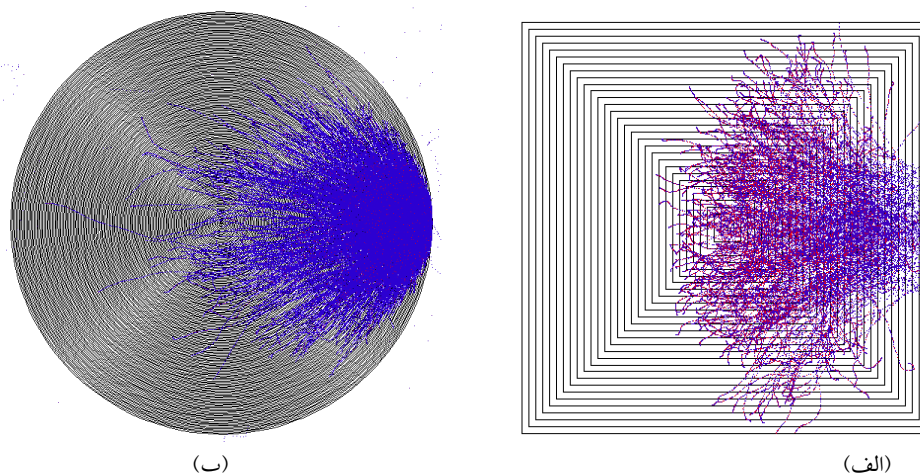
نتیجه‌های دقیق‌تر نیازمند انجام محاسبه‌ها به کمک کد محاسباتی ذره در سلول است. هدف از این مقاله نشان دادن کمینه‌ای برای روند نفوذ و به جا گذاری انرژی الکترون‌های داغ در درون سوخت چگال بود.

۵. بحث و نتیجه‌گیری

در این مقاله برای محاسبه‌ی نفوذ الکترون‌های داغ و نسبیته به درون سوخت از رابطه‌های ۵ تا ۸ استفاده شده است. محاسبه‌ها نشان می‌دهند که الکترون‌های با طیف انرژی دو دمایی انرژی خود را در درون سوخت با شیب ملایم‌تری در مقایسه با الکترون‌های با طیف تک انرژی و طیف نمایی به جا می‌گذارند (شکل ۳). پراکندگی الکترون‌های داغ با انرژی از مرتبه‌ی چند MeV به درون سوخت سرد در محدوده‌ی دمایی ۵/۵ تا ۵keV، بررسی و در شکل ۵ ترسیم شده است. برای مطالعه‌ی دقیق‌تر با استفاده از کد شبیه‌سازی MCNPX نفوذ و انتقال انرژی الکترون‌های با سه طیف انرژی: تک انرژی، نمایی و دو دمایی به درون سوخت سرد با چگالی ۲۹۲ تا ۸۲۸ g cm⁻³ متناظر با جرم سوخت (M_c) ۰٫۲۶۱ و ۴٫۱۹ mg مورد بررسی قرار گرفته است. نتیجه‌های شبیه‌سازی‌ها که در شکل‌های ۷ تا ۱۲ ترسیم شده است نفوذ مناسب‌تر الکترون‌های با طیف انرژی دو دمایی را تأیید می‌کنند که با نمودارهای تحلیلی شکل ۳ در توافق است. هم‌چنین محاسبه‌های شبیه‌سازی در شکل ۱۲ ب نشان می‌دهد که با افزایش چگالی

۴. شبیه‌سازی مونت کارلو و اعتبارسنجی آن

کد محاسباتی MCNPX قادر است نفوذ الکترون‌ها به درون یک محیط مادی را در بازه‌ی انرژی ۱keV تا ۱GeV شبیه‌سازی کند. در پاسخ به این که برای پلاسما که یک محیط یونیده است آیا کد محاسباتی مونت کارلو MCNPX از اعتبار قابل قبول برخوردار بوده و قابل استفاده است، باید گفت که در ابتدا برای حصول اطمینان از درستی محاسبه‌ی ترابرد الکترون با انرژی‌های چند MeV به درون پلاسمای چگال، برنامه نوشته شده در محیط MCNPX با محاسبات انجام شده توسط دو مرجع مهم [۷، ۱۵] راستی‌آزمایی شد. بنابراین، محاسبه‌های کد مونت کارلو باید شکلی شبیه به شکل ۱ مرجع [۷] و شکل ۹ مرجع [۱۵] را برای پراکندگی و نفوذ الکترون‌های با انرژی ۱ MeV در درون پلاسمای با دمای ۵ keV و چگالی ۳۰۰ g cm⁻³ به دست دهد؛ در این راستا، شکل ۱۳ به دست آمد که تا حد زیادی نزدیک و قابل قبول است. بنابراین، به نظر می‌آید که محاسبه‌های انجام شده تا حد زیادی برای شبیه‌سازی نفوذ باریکه‌ی الکترونی با انرژی میانگین حدود ۳٫۵ MeV به درون محیط پلاسما با دمای حدود ۵ keV قابل قبول باشد. از دیگر مواردی که نشان می‌دهد نتیجه‌های محاسبه‌های مونت کارلو بدون لحاظ کردن اثرهای حاصل از یونش محیط به حد کافی قابل قبول است، توافق محاسبه‌های شبیه‌سازی‌ها با محاسبه‌های نظری انجام شده در مرجع‌های ذکر شده است، که البته با اندکی خطای محاسباتی همراه است.



شکل ۱۳. نتیجه‌های به دست آمده با کمک کد محاسباتی MCNPX برای نفوذ الکترون‌های با انرژی ۱٫۵ MeV به درون سوخت با دمای ۵ keV و چگالی ۳۰۰ گرم بر سانتی متر مکعب. الف) هندسه‌ی تخت، ب) هندسه‌ی کروی.

سوخت متناظر با جرم سوخت کوچک‌تر از ۲ میلی‌گرم، میانگین جذب انرژی طیف الکترون‌های دو دمایی افزایش می‌یابد؛ در شکل ۱۲ الف، افزایش میانگین جذب انرژی الکترون‌ها در مقایسه با طیف تک انرژی و نمایی مشاهده می‌شود. بررسی پراکندگی الکترون‌ها از مسیرشان برای ۵ جرم سوخت متفاوت و در دو طول موج $\lambda_{if} > 0.53 \mu\text{m}$ و $\lambda_{if} > 0.35 \mu\text{m}$ (شکل ۶) نشان می‌دهد که با کاهش طول موج محرک افزونده‌ی سریع از اثر شاخه شاخه شدن مسیر الکترون‌ها کاسته شده و با افزایش جرم سوخت از ۰٫۲۶۱ تا ۴٫۱۹ میلی‌گرم، پراکندگی شاخه‌ای الکترون‌ها افزایش می‌یابد به طوری که با افزایش طول موج افزونده سریع برای جرم سوخت بزرگ‌تر از ۲ mg مشاهده می‌شود که پراکندگی الکترون به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد و به دنبال آن از رسیدن مؤثر الکترون‌ها به سطح سوخت و انتقال انرژی به آن کاسته می‌شود. در جهت کاهش واگرایی الکترون‌ها راهکارهای مختلفی ارایه شده است، یکی از مؤثرترین راه‌ها در سال ۲۰۱۳ در مرجع [۱۶] ارایه شده است؛ در این روش، واگرایی الکترون‌ها توسط خود-میدان‌های مغناطیسی به وجود آمده کنترل می‌شود به این صورت که به طور تجربی معلوم شده است که با قرار دادن فلزهای چند لایه‌ای مانند آلومینیم و مس با اعداد اتمی نسبتاً بالا بر روی هدف، میدان‌های مغناطیسی قوی به وجود می‌آید که باعث محصور شدن الکترون‌ها در یک مسیر بسته شده و بدین ترتیب از واگرایی آن‌ها جلوگیری می‌شود. بررسی اثر انرژی جنبشی اولیه،

شعاع باریکه‌ی الکترون‌ها و هم‌چنین شدت باریکه‌ی افزونده بر نفوذ و انتقال انرژی الکترون‌ها به درون هسته‌ی سوخت در حال بررسی است که به زودی منتشر خواهد شد. هم‌چنین جدیدترین پژوهش به عمل آمده در این زمینه که در آن از دو طول موج افزونده‌ی سریع استفاده شده است، نشان می‌دهد که باریکه‌ی افزونده سریع با طول موج کوتاه‌تر به علت حادث شدن ناپایداری وایبل الکترون‌هایی را به وجود می‌آورد که واگرا هستند و از مسیر اصلی‌شان به سوی سطح سوخت منحرف می‌شوند به طوری که نمی‌توانند انرژی را به نحو مؤثری به سطح سوخت تحویل دهند. در حالی که الکترون‌های مگا الکترون ولتی به وجود آمده توسط باریکه‌ی افزونده‌ی سریع با طول موج بزرگ‌تر واگرایی کم‌تری از خود نشان می‌دهند [۱۷].



- [1] S.A. Ghasemi, A.H. Farahbod, S. Sobhanian, Analytical model for fast-shock ignition, *AIP Adv.*, 4, 077130 (2014).
- [2] A.H. Farahbod, S.A. Ghasemi, M.J. Jafari, S. Rezaei, S. Sobhanian, Improvement of non-isobaric model for shock ignition, *Eur. Phys. J. D.*, 68, 314 (2014).
- [3] A.H. Farahbod, S.A. Ghasemi, Fast-Shock Ignition: A new concept to Inertial confinement fusion, *Iranian J. Phys. Res.*, 12, 4 (2013).
- [4] S.A. Ghasemi, A.H. Farahbod, The Role of fast ignitor in fast-shock ignition concept, *Iranian J. Phys. Res.*, 13, 4 (2013).
- [5] S.A. Ghasemi, A.H. Farahbod, Fast-Shock Ignition: A New Concept to Inertial Confinement Fusion, *Bull. Am. Phys. Soc.*, 58, 308 (2013).
- [6] S.A. Ghasemi, A.H. Farahbod, Electron Energy Deposition in Fast-Shock Ignition, *Bull. Am. Phys. Soc.*, 59, 1 (2014).
- [7] S. Atzeni, A. Schiavi, J.R. Davies, Stopping and scattering of relativistic electron beams in dense plasmas and requirements for fast ignition, *Plasma Phys. Control. Fusion*, 51, 015016 (2009).
- [8] S. Atzeni, A. Schiavi, J.R. Davies, Stopping and scattering of relativistic electrons in high density plasmas for fast ignition studies, 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9-13 June ECA. 32D, P-5.106 (2018).
- [9] A.A. Solodov, R. Betti, Stopping power and range of energetic electrons in dense plasmas of fast-ignition fusion targets, *Phys. Plasmas* 15, 042707 (2008).
- [10] C. Deutsch, H. Furukawa, K. Mima, K. Nishihara, Interaction physics of the fast ignitor concept, *Phys. Rev. Lett* 77, 2483 (1996).
- [11] A.A. Solodov, R. Betti, J.A. Delettrez, C. Zhou, Stopping of Fast Electrons in Dense Hydrogenic Plasmas, *Phys. Plasmas* 14, 062701 (2007).
- [12] S. Atzeni, M. Tabak, Overview of ignition conditions and gain curves for the fast ignitor, *Plasma Phys. Controlled Fusion* 47, B769 (2005).
- [13] C. Bellei, L. Divol, A.J. Kemp, M.H. Key, D.J. Larson, D.J. Strozzi, M.M. Marinak, M. Tabak, P.K. Patel, *Phys. Plasmas* 20, 052704 (2013).
- [14] C.K. Li, R.D. Petrasso, Stopping of directed energetic electrons in high-temperature hydrogenic plasmas, *Phys. Review E* 70, 067401 (2004).
- [15] C.K. Li, R.D. Petrasso, Energy deposition of MeV electrons in compressed targets of fast-ignition inertial confinement fusion...C., *Phys. Plasmas* 13, 056314 (2006).
- [16] S. Chawla, M.S. Wei, R. Mishra, K.U. Akli, C.D. Chen, H.S. McLean, A. Morace, P.K. Patel, H. Sawada, Y. Sentoku, R.B. Stephens, F.N. Beg, Effect of target material on fast-electron transport and resistive collimation, *Phys. Rev. Lett.* 110, 025001 (2013).
- [17] Boyuan Li, Chao Tian, Zhimeng Zhang, Feng Zhang, Lianqiang Shan, Bo Zhang, Weimin Zhou, Baohan Zhang, Yuqiu Gu, Effect of laser wavelength and intensity on the divergence of hot electrons in fast ignition, *Phys. Plasmas* 23, 093121 (2016).