

۱۶ و ۱۷ شهریور ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

نهشت توان ذرات آلفا در سوخت D^3He در روش احتراق سریع با استفاده از باریکه-

های دوترون

جواد بهمنی^{۱*}، عبدالرسول قرائتی^۲

^۱ گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

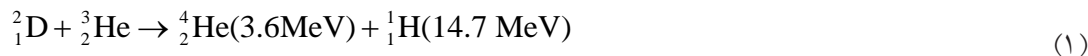
چکیده

در این مقاله از باریکه‌های دوترون جهت همجوشی لختی سوخت D^3He در روش احتراق سریع استفاده می‌شود. همجوشی دوترون‌های فرودی با هسته‌های هلیوم این سوخت باعث تولید ذرات آلفا می‌شود. محاسبات نشان می‌دهد که نهشت توان اضافی ایجاد شده توسط این ذرات باعث می‌شود که توان باریکه دوترون در مقایسه با توان باریکه یون‌های مشابه تقریباً به میزان ۱۰٪ افزایش یابد.

کلمات کلیدی: همجوشی، احتراق سریع، دوترون، ذرات آلفا، توان

۱- مقدمه

روش احتراق سریع در همجوشی لختی به جهت افزایش بهره انرژی سوخت همواره مورد توجه می‌باشد [۱-۳]. ایده اصلی جهت احتراق سریع سوخت پیش فشرده شده توسط باریکه الکترون نسبتی به دلیل مشکلات نهشت انرژی و کانونی شدن دارای مشکلات زیادی است [۴]. استفاده از باریکه‌های یونی دارای مزایایی از جمله برهم کنش شناخته شده کلاسیکی آنها با پلاسما، امکان استفاده باریکه‌های چند تایی، نیاز انرژی احتراق نسبتاً کم در مقایسه با الکترونها، نهشت بهتر انرژی، بهبود کانونی باریکه، خط سیر مستقیم، ماکزیمم نهشت انرژی در پایان برد و جلوگیری از انواع ناپایداری‌ها می‌باشند [۵]. همجوشی دوترون‌های فرودی در باریکه با هسته‌های هلیوم سوخت طبق واکنش زیر



باعث تولید ذرات آلفا می‌شود. نهشت انرژی اضافی ایجاد شده توسط این ذرات باعث می‌شود که توان باریکه دوترون در مقایسه با توان باریکه یون‌های مشابه افزایش یابد. تعیین این میزان افزایش توان برای کاربران راکتورهای همجوشی لختی D^3He از اهمیت بسزایی برخوردار است. در این مقاله در قسمت ۲ تغییرات متوسط راکتیویته واکنش D^3He با دما مورد بررسی قرار می‌گیرد. در قسمت ۳ نهشت توان ذرات آلفا تولید شده از همجوشی دوترون‌های فرودی با هسته‌های هلیوم در سوخت D^3He محاسبه می‌شود. در قسمت ۴ نتایج و در قسمت ۵ بحث و نتیجه‌گیری ارائه می‌گردد.

۱۶ و ۱۷ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

۲- تغییرات متوسط راکتیویته واکنش D^3He با دما

راکتیویته (آهنگ واکنش پذیری) به صورت احتمال واکنش بر واحد زمان و چگالی به صورت σv تعریف می‌شود

که σ سطح مقطع واکنش و v سرعت نسبی هر دو ذره واکنش کننده در همجوشی سوخت می‌باشد. متوسط راکتیویته

(بر حسب cm^3/s) برای واکنش D^3He از طریق رابطه زیر محاسبه می‌شود [۶]:

$$\langle \sigma v \rangle = C_1 \zeta^{-5} \xi^2 \exp\left(-3\zeta^3 \xi\right) + 5.41 \times 10^{-15} T^{-3/2} \times \exp(-148/T) \quad (2)$$

که ζ و ξ به ترتیب به صورت $\zeta = 1 - \frac{C_2 + C_4 T^2 + C_6 T^3}{1 + C_3 T + C_5 T^2 + C_7 T^3}$ و $\xi = \frac{C_0}{T^{3/2}}$ تعریف می‌شوند و مقادیر ثابت C_0 تا

$$C_7 = -0.019108 \times 10^{-3}, C_6 = -2/290 \times 10^{-3}, C_5 = 6/4192 \times 10^{-3}, C_4 = 151/16 \times 10^{-16}, C_3 = 10/572 \times 10^{-3}, C_2 = 2/7621 \times 10^{-3}, C_1 = 0 \text{ می‌باشند.}$$

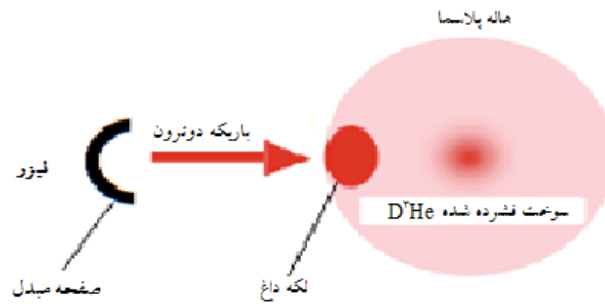
۳- نهشت توان ذرات آلفا تولید شده از همجوشی دوترون‌های فرودی با هسته‌های هلیوم در سوخت D^3He

مطابق شکل ۱ کپسول سوخت D^3He با چگالی یکنواخت 300 g.cm^{-3} در نظر گرفته می‌شود. فرض می‌شود دوترون‌ها به طور آنی تولید می‌شوند و به روش هدایت مخروطی به سوخت برخورد و لکه داغ با شعاع $20 \mu\text{m}$ ایجاد می‌کنند. باریکه دوترون با شعاع $20 \mu\text{m}$ توسط توزیع انرژی ماکسولی به صورت زیر مشخص می‌شود:

$$\frac{dN_D}{dE_D} = \frac{2N_0}{\sqrt{\pi} T_D^{3/2}} \sqrt{E_D} \exp\left(-\frac{E_D}{T_D}\right) \quad (3)$$

که $N_0 = 1/5 \times 10^{16} \text{ g.cm}^{-3}$ تعداد کل دوترون‌هاست. دمای توزیع $T_D = 3 \text{ MeV}$ و ماکزیمم انرژی جنبشی دوترون 55 MeV است.

۱۶ و ۱۷ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد



شکل ۱- طرح احتراق سریع سوخت D^*He با استفاده از باریکه دوترون

با در نظر گرفتن d به عنوان فاصله بین چشمه (صفحه مبدل) و سوخت، توان نهشت باریکه دوترون به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$P_D(t) = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{E_{total}}{\tau} \left(\frac{\tau}{t}\right)^6 \exp\left(-\left(\frac{\tau}{t}\right)^2\right) \quad (4)$$

که $\tau = 101.82 \frac{d(mm)}{T_D(MeV)} = \left[\frac{m_D d^2}{2T_D}\right]^{1/2}$ زمان مشخصه و $E_{total} = \frac{3}{2} N_0 k T_D$ انرژی کل طیف باریکه دوترون است. تعداد

کل دوترونها که بر واحد زمان در زمانهای مختلف به سوخت می‌رسند برابر است با $\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dE_D}\right) \left(\frac{dE_D}{dt}\right)$. دوترونهاى سریع ممکن است هنگام کند شدن با هسته‌های هلیوم درون سوخت همجوشی نمایند. احتمال واکنش همجوشی به سطح مقطع و توان توقف دوترونهاى سریع در سوخت بستگی دارد که در مورد سوخت D^*He داریم:

$$p(T) = \int_0^R n^3_{He} \sigma_{D^3He} dx = \int_{E_D}^{E_{th}} n^3_{He} \sigma_{D^3He}(E) \frac{1}{B(E,T)} dE \quad (5)$$

که در آن چگالی عددی هلیوم و $\sigma_{D^3He}(E)$ سطح مقطع همجوشی سوخت است که تابعی از انرژی جنبشی دوترونها می‌باشد و سرعت حرارتی هلیوم در سوخت نادیده گرفته می‌شود زیرا بسیار کمتر از سرعت یونهای دوترون در باریکه است. R برد دوترونها، B توان توقف کل دوترونها در سوخت D^*He است. E_0 و E_{th} به ترتیب انرژی جنبشی اولیه و انرژی حرارتی دوترونهاست. کل انرژی نهشت شده در لکه داغ شامل انرژی جنبشی باریکه دوترون و انرژی نهشت شده بوسیله ذرات آلفا تولید شده ناشی از همجوشی دوترونهاى فرودی با هسته‌های هلیوم در سوخت می‌باشد. در چارچوب مرکز جرم، انتشار ذرات آلفای ایجاد شده توسط این واکنش‌ها ایزوتروپیک است. بنابراین به منظور

۱۶ و ۱۷ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

پیدا کردن طیف انرژی ذرات آلفا، ابتدا واکنشهای همجوشی در سیستم مختصات مرکز جرم بررسی و سپس نتایج در سیستم مختصات آزمایشگاهی بیان می‌شوند. در چارچوب آزمایشگاهی شکل توزیع طیف انرژی ذرات آلفا در محدوده انرژی $(E_{\alpha_1}(E), E_{\alpha_2}(E))$ مستطیلی و ایزوتروپیک است که $E_{\alpha_1}(E)$ و $E_{\alpha_2}(E)$ بوسیله انرژی جنبشی دوترونها در زمان واکنش تعیین می‌شود. همه انرژی تولید شده توسط ذرات آلفا در لکه داغ نهشت نمی‌کنند. کسری از انرژی ذرات آلفا که در لکه داغ می‌توانند نهشت کنند از طریق معادله زیر بدست می‌آید [۷]:

$$f_{\alpha} = \begin{cases} \frac{3}{2}\tau_{\alpha} - \frac{4}{5}\tau_{\alpha}^2 & \tau_{\alpha} \leq \frac{1}{2} \\ 1 - \frac{1}{4\tau_{\alpha}} + \frac{1}{160\tau_{\alpha}^3} & \tau_{\alpha} \geq \frac{1}{2} \end{cases} \quad (6)$$

که τ_{α} به صورت رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$\tau_{\alpha} = 45 \times \frac{\ln \Lambda_{ae}}{5} \cdot \frac{\rho_h R_h}{T_h^{3/2}} \sqrt{\frac{E_{0\alpha}}{E_{\alpha}}} \quad E_{0\alpha} = 3.5 \text{ MeV} \quad (7)$$

که در آن $\ln \Lambda_{ae}$ لگاریتم کولنی و $\rho_h R_h$ چگالی سطحی لکه داغ است. انرژی نهشت شده ذرات آلفا در لکه داغ توسط رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$E_{\text{dep}} = \int_{E_{\alpha_1}}^{E_{\alpha_2}} E_{\alpha} f_{\alpha}(E_{\alpha}) \frac{dN}{dE_{\alpha}} dE_{\alpha} \quad (8)$$

توان نهشت شده ذرات آلفا در لکه داغ از ترکیب معادلات (۸) - (۶) بدست می‌آید که برای سوخت D^*He در رابطه زیر آمده است:

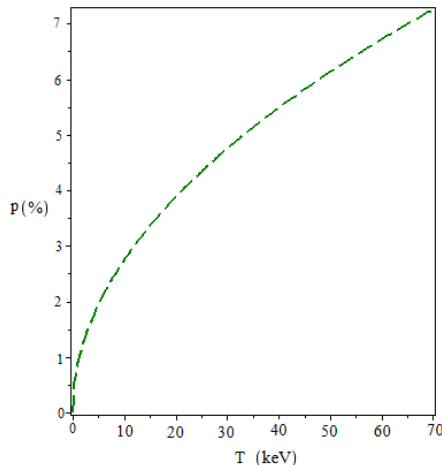
$$P_{\alpha}(t) = \int_{E_0}^{E_{th}} \frac{dN}{dt} \cdot \sigma_{D^*He}(E) \cdot n^3_{He} \cdot \frac{1}{B(E,T)} \left[\frac{1}{E_{\alpha_2}(E) - E_{\alpha_1}(E)} \int_{E_{\alpha_1}(E)}^{E_{\alpha_2}(E)} E_{\alpha} f_{\alpha}(E_{\alpha}) dE_{\alpha} \right] dE \quad (9)$$

در محاسبات فرض می‌شود تعداد دوترون‌ها بر واحد زمان که در محدوده (E_0, E_{th}) کند می‌شوند برابر $\frac{dN}{dt}$ است و $E_0 = 1 \text{ MeV}$ در نظر گرفته می‌شود. به خاطر آنکه سطح مقطع واکنش در سوخت D^*He کوچکتر از 0.5 b است، وقتی که انرژی جنبشی دوترون از 1 MeV تجاوز می‌کند، واکنش‌های موجب شده بوسیله دوترونهای سریع‌تر می‌توانند نادیده گرفته شوند.

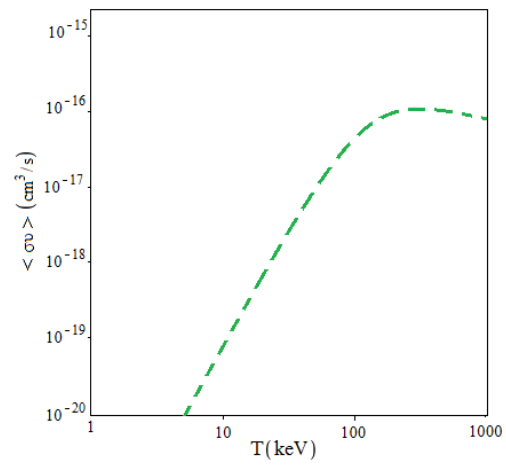
۴ - نتایج

۵ و ۶ اسفندماه ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

نمودار ۱ (الف) تغییرات متوسط راکتیویته سوخت D^3He با دما نشان می دهد و در دمای رزونانس 250 keV دارای بیشترین مقدار راکتیویته است. از نمودار ۱ (ب) مشخص است که احتمال همجوشی دوترونهای فرودی با هسته های هلیوم با دمای سوخت افزایش می یابد که ناشی از کاهش توان توقف دوترونهاست.



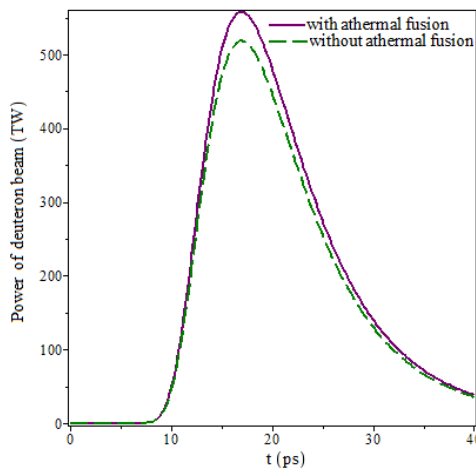
(ب)



(الف)

نمودار ۱- الف) تغییرات متوسط راکتیویته سوخت D^3He با دما (ب) احتمال همجوشی دوترونهای فرودی با هسته های هلیوم در سوخت D^3He بر حسب دما

نمودار ۲ نشان می دهد با در نظر گرفتن انرژی ذرات آلفا تولید شده ناشی از همجوشی دوترونهای فرودی با هسته های هلیوم در سوخت D^3He ، نهشت توان باریکه دوترون در مقایسه با باریکه یونهای مشابه تقریباً به میزان ۱۰٪ افزایش می یابد.



۱۶ و ۱۷ شهریور ۱۳۹۴ دانشگاه یزد

نمودار ۲- تغییرات توان باریکه دوترون بر حسب زمان با در نظر گرفتن واکنش همجوشی دوترونهاى فرودى با هسته‌هاى هلیوم (خط بنفش) و بدون در نظر گرفتن واکنش همجوشی (سبز خط چین) در سوخت D^3He

۵- بحث و نتیجه‌گیری

استفاده از باریکه دوترون در روش احتراق سریع همجوشی لختی دارای مزیت مهمی است، به طوری که توان اضافی همجوشی باریکه- هدف می‌تواند باعث کاهش انرژی لیزر فرودی و در نتیجه افزایش بهره انرژی هدف شود. محاسبات در این مقاله نشان می‌دهد چنانچه در یک راکتور همجوشی لختی از باریکه دوترون جهت احتراق سریع سوخت D^3He استفاده شود نهشت توان ذرات آلفا ناشی از همجوشی دوترونهاى فرودى با هسته‌هاى هلیوم درون سوخت باعث می‌شود که توان باریکه دوترون در مقایسه با باریکه یون‌های مشابه تقریباً به میزان ۱۰٪ افزایش یابد. این نتیجه برای کاربران راکتور همجوشی لختی به منظور افزایش بهره انرژی سوخت از اهمیت بسزایی برخوردار است.

مراجع

- [1] M.Tabak, , D.Hinkel, , S. Atzeni, E.M.Campbell, and K.Tanaka, "Fast ignition Overview and background". Fusion Science Technology, 26, 254-276(2006)
- [2] K. A.Tanaka, , R. Kodama, H.Fujita, N.Heya, N.Izumi, Y.Kato, et al., "Studies of ultra-intense laser plasma interactions for fast ignition". Physics of Plasmas, 7, 2014 (2000)
- [3] V. T.Tikhonchuk, , T.Schlegel, , C.Regan , M.Temporal, , J.Feugeas, , P.Nicolai and X.Ribeyre. "Fast ion ignition with ultra-intense laser pulses". Nuclear Fusion, 50, 045003(2010)
- [4] A.P.L. Robinson, D.J. Strozzi, J.R. Davies, L. Gremillet, J.J. Honrubia, T. Johzaki, R.J. Kingham, M. Sherlock and A.A. Solodov, "Theory of Fast Electron Transport for Fast Ignition". Physics Plasma, 1304.1040v1, 50-78 (2013)
- [5] V. Yu. Bychenkov, W. Rozmus, A. Maksimchuk, P. Umstadter and C.E. Capjack, "Fast Ignitor Concept with Light Ions". Research Papers in Physics and Astronomy 6,15(2001)
- and R.Swain. "The thermonuclear fusion rate coefficient for Nuclear reactions". Nuclear Nevinis.[6]W.M Fusion, 40 , 865(2000)
- [7] S.Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, The Physics of Inertial Fusion . Oxford Science Publications (2004)