

## بررسی اثر تبهگنی در فرآیند اشتعال سریع در سوخت همجوشی غیر همگن

محمد مهدوی\* - بهناز کالجی

دانشگاه مازندران بابلسر، دانشکده علوم، بخش فیزیک

### چکیده:

در طرح اشتعال سریع، می‌توان به پلاسمایی با دمای پایین و چگالی بالا دست یافت. در پلاسمای تبهگن، فرآیندهای تابشی به علت اصل طرد پائولی کاهش می‌یابند. در این مقاله، اثر تبهگنی در انتقال انرژی یون به الکترون و دیگر فرآیندهای تابشی، مورد مطالعه قرار گرفته است. اشتعال سوخت، انتشار موج سوزش و بهره انرژی برای یک هدف نوعی با استفاده از معادلات انرژی در سوخت غیر همگن، مورد بررسی قرار گرفته است. در شرایط بهینه اشتعال، بهره هدف، مینیمم دمای اشتعال و چگالی سطحی لکه داغ، ۱۴۵، ۵ keV و  $5/4 \text{ g/cm}^2$  بدست آمده است.

کلمه کلیدی: اشتعال سریع، پلاسمای تبهگن، تابش ترمزی، پراکندگی کامپتون

### ۱- مقدمه

در شرایطی که دمای الکترون کمتر از دمای فرمی و چگالی پلاسمای بالاتر از چگالی بحرانی،  $KT_F = \left(\frac{\hbar^2}{2m}\right)(3\pi^2 n_e)^{2/3}$  باشد، پلاسمای تبهگن خواهد بود. در پلاسمای تبهگن به علت اصل طرد پائولی، گذارهای تابشی محدود می‌شوند. بنابراین به علت کاهش گسیل تابش ترمزی و دیگر فرآیندهای تابشی تحت این شرایط، دمای اشتعال کاهش می‌یابد. اما دستیابی به چگالی بالای سوخت به انرژی بیشتری نسبت به حالت غیر تبهگن لازم دارد و این امر، باعث کاهش مقدار بهره می‌شود [۱]. با گسترش تکنولوژی لیزر، طرح اشتعال سریع پیشنهاد شد که در این طرح، ابتدا سوخت توسط محرک با پالس بلند (ns) تا چگالی بالا با انفجار درونی کروی فشرده می‌شود [۲]. سپس در مرحله نزدیک به ماکزیمم چگالی توسط پرتو لیزر با شدت بالا ( $10^{20} \text{ wcm}^{-2}$ ) و پالس کوتاه (ps) پرتودهی می‌شود و لکه داغ تشکیل می‌شود. از آنجاییکه در اشتعال سریع مراحل فشرده‌گی و اشتعال از هم جدا می‌شوند، بنابراین با انرژی ورودی محرک پایین‌تر می‌توان به بهره بالاتر دست یافت. در این مقاله، فرآیندهای تابشی مختلف، از جمله تابش ترمزی، پراکندگی کامپتون، پراکندگی کامپتون معکوس و تبادل انرژی یون-الکترون با توجه به معادلات حالت الکترون‌ها و یون‌ها در یک پلاسمای تبهگن مورد مطالعه قرار گرفته است.



## ۲- تئوری

در این مدل، سوخت غیر همگن بصورت سوخت  $D/T$ ، در گره ۱، مشتعل کننده و سوخت  $D/{}^3He$ ، سوخت سرد در گره ۲، پیرامون مشتعل کننده در نظر گرفته شده است. معادلات حرکت برای الکترون ها و یونها در دو گره را می توان بصورت زیر بیان کرد [۳]:

$$\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_1 = f\eta P_f \frac{1}{V} + \eta_d P_{ig} + P_{ie} \frac{1}{V} - P_b V - P_C - P_{CS} - P_{he} - P_{me} \quad (1)$$

$$\left(\frac{dE_i}{dt}\right)_1 = f(1-\eta)P_f \frac{1}{V} + (1-\eta_d)P_{ig} - P_{ie} \frac{1}{V} - P_b V - P_C - P_{mi} \quad (2)$$

$$\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_2 = f(1-\eta)P_f \frac{1}{V} + P_{ie} \frac{1}{V} - P_b V - P_C - P_{CS} - P_{he} - P_{me} + [f'P_b V + P_C + P_{CS} + P_{he} + P_{me}]_{ignitor} \quad (3)$$

$$\left(\frac{dE_i}{dt}\right)_2 = (1-f)(1-\eta)P_f \frac{1}{V} - P_{ie} \frac{1}{V} - P_b V - P_C - P_{mi} + [f'P_b V + P_C + P_{mi}]_{ignitor} \quad (4)$$

که در اینجا،  $P_f$ ،  $P_b$ ،  $P_{ie}$ ،  $P_C$ ،  $P_{CS}$ ،  $P_{ign}$ ،  $P_{he}$  و  $P_{me,i}$  به ترتیب بیانگر توان همجوشی، توان تابش ترمزی، توان انتقال انرژی یون به الکترون، توان پراکندگی کامپتون معکوس، توان پراکندگی کامپتون، توان تزریقی توسط پرتو یونی خارجی، توان اتلاف رسانایی الکتریکی و توان اتلاف انبساط مکانیکی می باشند. با در نظر گرفتن برهمکنش ها با توجه به سوخت مورد نظر، تغییرات دانسیته یونها را می توان بصورت زیر نوشت:

$$\frac{dN_k}{dt} = \sum_{j=1}^4 a_k^j N_j(1) N_j(2) \langle \sigma V \rangle_j \frac{1}{V} \quad (5)$$

$\langle \sigma V \rangle_j$ ، آهنگ برهمکنش همجوشی می باشد.

در شرایط پلاسمای واگن، دمای الکترون کمتر از دمای فرمی ( $keV/1$ )، گسیلندگی ویژه را با توجه به توابع توزیع مناسب حاکم بر الکترون ها و یونها بصورت زیر می توان بدست آورد [۴]:

$$J(v) = \frac{256\pi^3 e^6}{3m_e^2 C^3} \left(\frac{m_i}{2\pi\hbar}\right)^3 \left(\frac{m_e}{2\pi\hbar}\right)^3 \int_{b_{min}}^{b_{max}} \int \frac{Z_{ion}^2 f_e(v_e) f_i(v_i)}{v b} d^3 v_e d^3 v_i db \quad (6)$$

$b$ ، پارامتر برخورد و  $v$ ، سرعت نسبی یون و الکترون می باشد. توان تابش ترمزی عبارتست از:

$$P_b \left(\frac{keV}{cm^3 s}\right) = \int_0^\infty J(v) dv \quad (7)$$

توان اتلاfi کامپتون معکوس طبق فرمول زیر بدست می آید:

$$P_C \left(\frac{keV}{s}\right) = 4 E_r N_e C \left(\frac{8}{3}\pi r_e^2\right) \frac{T_e(keV) - T_i(keV)}{511.1} \quad (8)$$

$8/3\pi r_e^2$ ، سطح مقطع تامسون می باشد.  $E_r$ ، انرژی تابشی ناشی از تابش ترمزی می باشد. همچنین توان پراکندگی کامپتون خواهیم داشت [۵]:

$$P_{CS} \left(\frac{keV}{s}\right) = n_e \sigma_{C,eff} C \frac{E_r}{m_e C^2} E_r \quad (9)$$

که در آن، سطح مقطع مؤثر عبارتست از:

$$\sigma_{C,eff} = C(T) \int \int \sigma_C(\varepsilon_\gamma(1 - \beta \cos \theta)) (1 - \beta \cos \theta) \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E(P) - \mu}{KT}\right)} p^2 dp \quad (10)$$

در اینجا،  $C(T)$ ، ضریب بهنجارش تابع توزیع فرمی-دیراک می باشد.  
اتلاف انرژی هر ذره به ازای واحد طول در یک پلاسمای واگن برابر است با:

$$\frac{dK}{dl} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} n_e L \quad (11)$$

که در آن:

$$L = \frac{6}{\pi} \int_0^{v/v_F} u du \int_0^\infty z^3 dz \frac{f_i(u, z)}{(z^2 + \kappa^2 f_r(u, z))^2 + \kappa^4 f_i(u, z)^2} \quad (12)$$

$f_i(u, z)$  و  $f_r(u, z)$ ، بخش های حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک هستند. برای فرکانس برخورد یون-الکترون داریم:

$$v_{ei} = \frac{dK/dl}{K} v \quad (13)$$

سپس توان برخورد یون-الکترون در پلاسمای واگن برابر است با:

$$P_{ie} \left( \frac{keVcm^3}{s} \right) = \frac{3}{2} v_{ei} \quad (14)$$

توان اتلافی رسانایی الکترون با توجه به فرمول spitzer محاسبه می شود:

$$P_{he} \left( \frac{keV}{s} \right) = 6.75 \times 10^{13} \frac{T_0^{7/2} r_0}{\ln A} \quad (15)$$

فرآیند دیگری که موجب اتلاف انرژی می شود، انبساط مکانیکی می باشد. موج سوزش با سرعت صوت در پلازما منتشر می شود. سرعت صوت در پلاسمای تبهگن به صورت زیر محاسبه می شود:

$$C_S = \sqrt{\frac{n_i T_F}{\rho}} \quad (16)$$

کار مکانیکی را برای یون ها و الکترون ها خواهیم داشت:

$$P_{mi,e} \left( \frac{keV}{s} \right) = N_{i,e} T_{i,e} 4\pi R^2(t) C_S \frac{1}{v} \quad (17)$$

فرآیند سوزش در طرح اشتعال سریع در پلاسمای واگن با حل معادلات ذکر شده مورد بررسی قرار گرفته است. در نهایت می توان بهره انرژی هدف را بصورت زیر محاسبه نمود:

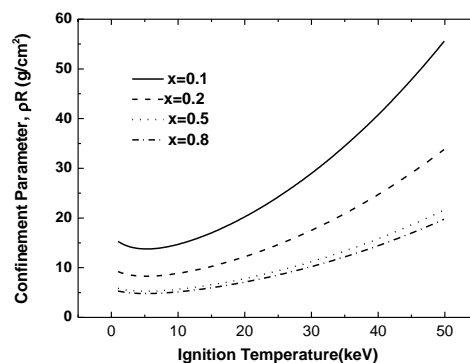
$$G = \frac{bE_{fusion}}{E_{comp} + E_{ign}} \quad (18)$$

$E_{ign}$  و  $E_{comp}$  انرژی لازم برای فشردگی و اشتعال می‌باشند و کمیت  $b$ ، بعنوان کسر سوختن برابر است با:

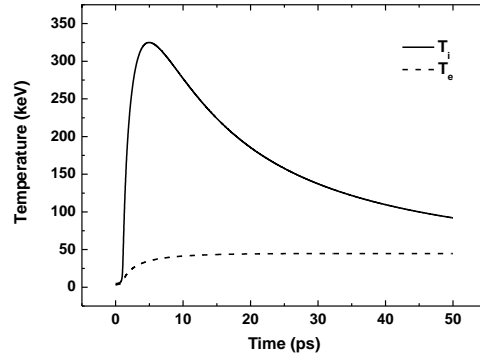
$$b = \frac{\rho R (\frac{g}{cm^2})}{\rho R (\frac{g}{cm^2}) + 6} \quad (19)$$

### ۳- نتیجه گیری:

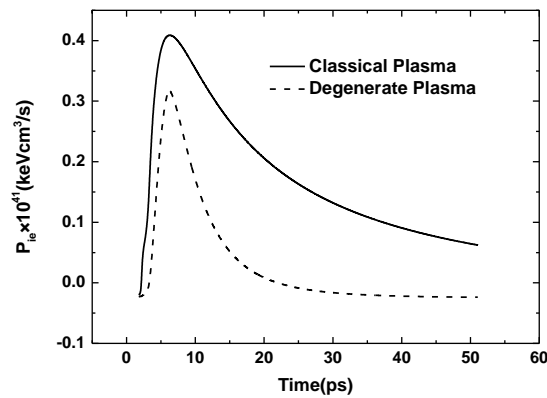
شرایط فیزیکی بهینه در  $T_{ig}=5 \text{ keV}$ ،  $\rho R=0.4 \text{ g/cm}^2$  برای  $\rho=10^4 \text{ g/cm}^3$  و  $x_{D/T}=0.5$ ، با حل معادلات وابسته به زمان برای پلاسمای  $D/T$  در گرهِ ۱ بدست آمده است (شکل ۱). تحت این شرایط دمای الکترون  $T_e=3 \text{ keV}$  کمتر از دمای فرمی  $7.1 \text{ fm}$  می‌باشد که در این مورد، پلاسمای تبهگن است. بدین ترتیب که پلاسمای اساساً انرژی خود را به یون‌ها در پلاسمای تزریق می‌کند، نه به الکترون‌ها. بنابراین دمای یون بالاتر از دمای الکترون خواهد بود (شکل ۲). همچنین در پلاسمای تبهگن، تبادل انرژی میان یون‌ها و الکترون‌ها به علت اصل طرد پائولی کاهش می‌یابد (شکل ۳). در نهایت، بهره هدف در پلاسمای واگن محاسبه شده است (شکل ۴). ماکزیمم مقدار بهره که طبق شرایط مذکور می‌توان به آن دست یافت ۱۴۵ می‌باشد.



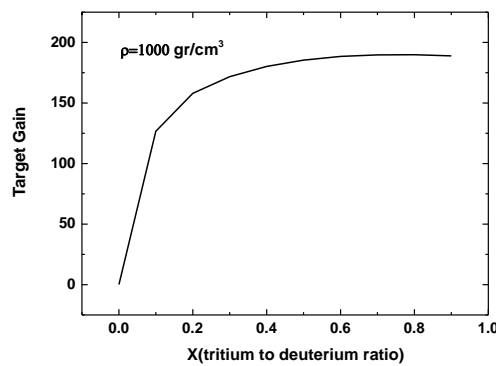
شکل ۱: شرایط اشتعال برای سوخت  $D/T$  در گرهِ ۱ برحسب نسبت‌های مختلف تریتیوم به دوتریوم



شکل ۲. ارزیابی دمای یون و الکترون در پلاسمای تبهگن



شکل ۳. توان برخورد یون-الکترون در پلاسمای تبهگن و غیر تبهگن



شکل ۴. بهره هدف برحسب نسبت غلظت تریتیوم به دوتریوم



۲ و ۳ اسفند ماه ۱۳۹۱  
دانشگاه فردوسی مشهد



Nuclear society of Iran  
19 th Iranian's Nuclear Conference  
20-21 February , 2013  
Ferdowsi University of Mashhad

19 th Iranian's Nuclear Conference

مراجع:

- [1] S. Son , N.J. Fisch, Phys. Letters A 329 (2004) 76.
- [2] M. Tabak, Phys. Of Plasma 1 (1994) 1626.
- [3] P. T. Leon, Sh. Eliezer and J. M. Martinez-Val, Phys. Letters A 343 (2005) 181.
- [4] M. Mahdavi, B. Kaleji and T. Koochrokh, Mod. Phys. Letters B 24 (2010) 2939.
- [5] M. Mahdavi and B. Kaleji, Mod. Phys. Lett. A 26 (2011) 1273.