

بررسی بهینه شرایط سوختن پلاسمای تبهگن در همجوشی پلازما به روش لختی

محمد مهدوی^{۱*}، محمد رضا اسکندری^۲، فاطمه خدادادی آزادبنی^۱^۱ بابلسر، دانشگاه مازندران، دانشکده علوم، گروه فیزیک^۲ سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشگاه فیزیک پلازما و گداخت هسته ای

چکیده:

با پیشرفت تکنولوژی شتابدهنده های لیزر و تولید انرژیهای بالاتر 1 GJ سوختهای پیشرفته که سوختهای سالمتری هستند برای راکتورهای همجوشی مورد توجه قرار می گیرند. با تعریف مناسبی از شرایط تبهگنی، بهره انرژی و رفتار دمائی ساچمه های سوخت مورد مطالعه قرار گرفته است. نتیجه مطالعات بر روی سوختن سوخت $D^3\text{He}$ در دمای 6 keV ، برای انرژی محرک 1000 MJ ، فشار 17 Tbar و چگالی 10^4 g/cm^3 ، 3.75 ، بهینه حالت جرم سوختن 0.4 mg و بهره هدف 120 را نشان داده است.

کلمات کلیدی: شرط اشتعال، ضریب کوپل شدگی، فشار، سوخت سرد ایزوتروپیک، چگالی بحرانی

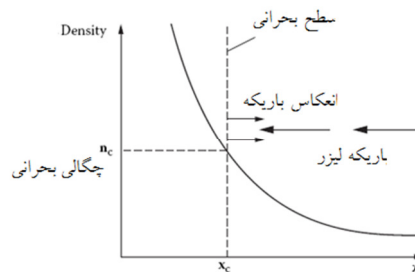
مقدمه:

در همجوشی به روش محصورسازی لختی (ICF)، قرص سوخت بطور یکنواخت و متقارن توسط تابشهای ضربانی پرنانرژی لیزر یا باریکه یونی پرتودهی می شود و با جذب انرژی پرتو در سطح سوخت، یونیزاسیون و انتقال جرم به سمت خارج سوخت صورت می گیرد. پس زنی حاصل از جرم کنده شده از سطح سوخت، فشاری که موج ضربه ای قوی را تولید می کند، به سمت مرکز سوخت جریان می دهد. بطوریکه گرم شدگی پیش از موعد سوخت رخ ندهد، سوخت را تا چگالی خیلی بالا فشرده می کند. در این حین، جرقه مرکزی مشتعل می شود و یک موج سوختن گرما هسته ای به سمت خارج، در میان جرم سوخت متراکم منتشر می شود [۱-۳]. رسیدن به چگالی بالا ملزم فشردهگی ایزوتروپیک است. اگر سوخت در پایین ترین انرژی مجاز که معروف به آنتروپی فرمی تبهگن است قرار گیرد، کمینه مقدار انرژی برای فشردهگی سوخت مصرف می شود [۴]. فشرده کردن سوخت سرد انرژی زیادی می خواهد، زیرا این نوع فشردهگی با فشار کوانتومی در تضاد است. همانطوریکه سوخت فشرده می شود، الکترونها با فشار به داخل فاصله میان ذرات که کوچکتر از طول موج برگی است می روند. بر طبق اصل عدم قطعیت، با افزایش اندازه حرکت الکترون طول موج کوتاه و کوتاه تر می شود و این عمل افزایش اندازه حرکت معادل فشار است. در همجوشی به روش محصورسازی لختی، سوخت بشدت متراکم شده معمولاً جزئی تبهگن هستند تا زمانی که مشتعل شود و تا دماهای خیلی بالا گرم شود. در بررسی تحلیلی، امکان انتشار موج سوختن با تغییر در مقدار واکنش پذیری و بازه دمای کاری راکتور، توسط پلاسمای کلاسیک یا تبهگن مشخص می شود. هدف از این مقاله، تعریف مناسبی از پارامترهای مهم در بهره بالای سوخت؛ سوخت سرد ایزوتروپیک، فشار، شرایط اشتعال و ضریب کوپل شدگی است.

تئوری:

وقتی باریکه لیزر به هدف ضربه می زند، مواد فوراً از سطح قرص سوخت تبخیر می شوند و یک لایه پلاسما که هاله نامیده می شود، کل ناحیه اطراف قرص سوخت را در بر می گیرد. باریکه لیزر تنها بشرطی می تواند در پلاسما نفوذ کند که فرکانس پلاسما از فرکانس لیزر بزرگتر نباشد. اگر ناحیه پلاسما با یک چگالی بالاتر از چگالی بحرانی تشکیل شود، فرکانس پلاسما از فرکانس لیزر بزرگتر خواهد بود و باریکه منعکس میشود (شکل ۱). اغلب باریکه لیزر در نزدیکی سطح بحرانی $n_e = n_c$ (جائیکه فرکانس پلاسما برابر فرکانس لیزر) جذب می شوند.

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m \omega_l^2}{e^2} = 1.1 \times 10^{21} \left(\frac{\lambda_l}{1 \mu m} \right)^{-2} [cm^{-3}] \quad (1)$$



شکل ۱: جذب و انعکاس باریکه لیزر در سطح سوخت و تشکیل سطح چگالی بحرانی

از طرفی، با توجه به مدل توماس فرمی در دماهای محدود و با فرض تقارن کروی، چگالی الکترون برای یک پلاسمای جزئی تبهگن، از رابطه زیر بدست می آید [۵]

$$n_e(r) = \frac{1}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty dp \frac{p^2}{1 + \exp \left[\frac{\frac{p^2}{2m} - eV(r)}{k_B T_e} - \alpha \right]} \quad (2)$$

در اینجا، p اندازه حرکت و α پارامتر تبهگنی است. بنابراین برای سوخت تبهگن، داریم:

$$n_e (cm^{-3}) > 1.4 \times 10^{23} \left(\frac{kT(eV)}{10} \right)^{3/2} \quad (3)$$

در دمای ۱۰ keV برای داشتن سوخت تبهگن، چگالی الکترون پلاسما باید بزرگتر از 44×10^{26} باشد. بنابراین شدت لیزر، دما و شرایط تبهگنی، چگالی الکترون را بصورت زیر بیان می کند:

$$1.4 \times 10^{23} \left(\frac{k_B T(eV)}{10} \right)^{3/2} < n_e \leq 1.1 \times 10^{21} \left(\frac{\lambda_l}{1 \mu m} \right)^{-2} [cm^{-3}] \quad (4)$$

معمولاً افزایش چگالی، باعث رشد توان گداخت خروجی می شود. گرچه، برای یک سایز مشخص از هدف، اتلاف هدایت گرمایی با سرعت بیشتری افزایش می یابد.

درجه تبهگنی فرمی بوسیله نسبت انرژی گرمایی به انرژی فرمی، $\Theta = k_B T / \epsilon_F = T_e / T_d$ تعریف می شود و دمای تبهگنی T_d از برابر قرار دادن $k_B T = \epsilon_F$ بدست می آید، بطوریکه k_B ثابت بولتزمن و ϵ_F انرژی فرمی است. معمولاً، تبهگنی کامل برای سیستم ICF بوقوع نمی پیوندد و تمایز بین الکترون تبهگن و غیر تبهگن، با بالا

رفتن دما ناگهان کمتر می شود. در ناحیه میانی، گاز الکترون تبهگن جزئی نامیده می شود و شامل اثرات گرمایی و کوانتومی می شود [۲]. تحت چنین شرایطی، فشار سوخت متراکم عمدتاً بعلت الکترون های تبهگن است و از رابطه زیر بدست می آید:

$$p_c(\rho_c, T_c) = \alpha p_{deg}(\rho_c) \quad (5)$$

فشار سوخت گاز الکترونی تبهگن برابر است با p_{deg} پارامتر تبهگنی و α چگالی سوخت سرد، ρ_c جاییکه

$$p_{deg} = \frac{1}{5} \frac{v^2}{m_e} (3\pi^2)^{2/3} \left[\frac{\rho_c}{m_f} \right]^{5/3} = 2.08 [\rho_c (g/cm^3)]^{5/3} [Mbar] \quad (6)$$

که m_f جرم میانگین سوخت است. از طرفی مقدار انرژی مورد نیاز برای فشردگی سوخت سرد برابر است با [۶]:

$$\epsilon_c(\rho_c, T_c) = \alpha \epsilon_{deg}(\rho_c) = 3 \times 10^5 \alpha (\rho_c)^{2/3} \quad (7)$$

است. پارامتر 1000 g/cm^3 انرژی فرمی است و برای چگالیهای از مرتبه $0.6 \epsilon_{deg}$ در اینجا و اینکه چه مقدار سیستم در کمینه آنتروپی فرمی تبهگن قرار گرفته را بزرگتر مساوی یک است تبهگنی طول موج گرمایی الکترون $(\lambda_{th} = 2\pi v^2 / (m_e k_B T))$ ، $\lambda_{th} \geq 1$ اندازه می گیرد. در محدوده چگالیهای بالا است. رابطه تقریبی از پارامتر تبهگنی بصورت زیر است [۷]:

$$\alpha = \frac{\mu}{k_B T} = -\frac{3}{2} \ln \Theta + \ln \left(\frac{4}{3\sqrt{\pi}} \right) + \frac{0.25054 \Theta^{-1.858} + 0.072 \Theta^{-1.858/2}}{1 + 0.25054 \Theta^{-0.858}} \quad (8)$$

رابطه فشار و آنتروپی، از مفاهیم مهم همجوشی به روش لختی است. امواج ضربه در طول فشردگی آنتروپی، آنتروپی بر واحد حجم و فشار بصورت زیر بیان می شود: $\epsilon_f \ll Te$ را افزایش می دهند. برای

$$p = \frac{2}{5} \frac{s}{V} T_e + \frac{2}{5} n_e \mu \quad \text{و} \quad \frac{s}{V} = \frac{3}{2} n_e k_B \left(\frac{\pi^2}{3} \Theta \right) \quad (9)$$

آنتروپی در دمای صفر مطلق صفر است. در دماهای پایین اثرات گرمایی بر فشار سوخت کم می شود. فشار می رسد. $2n_e \mu / 5$ نسبت به آنتروپی حساس نیست تا وقتی که به یک مقدار آستانه دینامیک گازها فرایند ژن قرص را به شکل یک موج رقیق که با سرعت صوت (که از رابطه زیر بدست می آید)، منفجر می شود، در نظر می گیرید.

$$c_s = \sqrt{\frac{(n_e + n_i) k_B T}{\rho}} = 2.8 \times 10^7 T^{1/2} (cm/s) \quad (10)$$

در ICF، مقدار سوختن سوخت را نسبت زمان محصورسازی جرم به مدت زمان مورد نیاز برای انجام واکنش همجوشی، تعیین می کند.

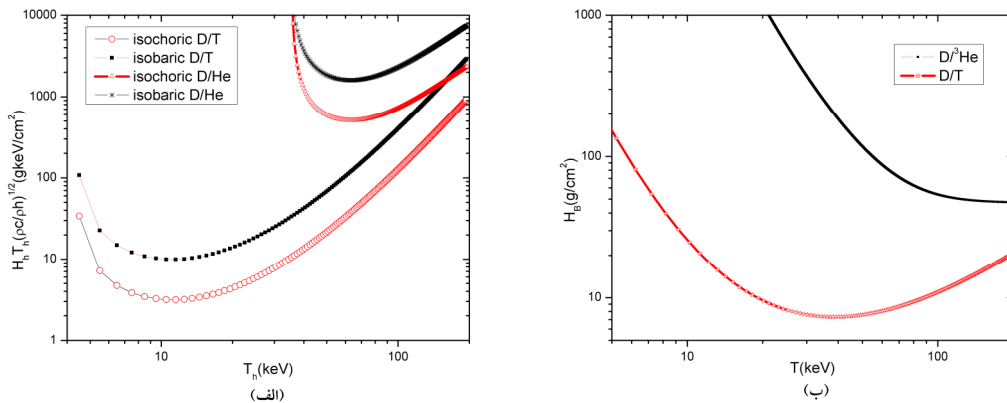
$$\frac{\tau_{conf}}{\tau_{fus}} = \langle \sigma v \rangle n_0 \tau_{conf} = \langle \sigma v \rangle \frac{\rho}{m_f} \tau_{conf} \quad \text{و} \quad \tau_{conf} = \frac{R_f}{4c_s} \quad (11)$$

بنابراین هرچه چگالی یونی پلاسما (سوخت) و واکنش پذیری بیشتر، سوخت بیشتری می سوزد و بازده سوختن را می توان بصورت زیر تعریف کرد [۸-۹]:

$$\Phi = \frac{\rho R}{H_B + \rho R} \quad (12)$$

که H_B پارامتر سوختن و ρR پارامتر محصورسازی سوخت است. بازه سوختن هدف های ICF در بازه دمایی کاری راکتور های همجوشی با کمینه مقدار H_B برای سوخت D/T بین $9-7 \text{ g/cm}^2$ و برای سوخت $D^3\text{He}$ بین $80-61 \text{ g/cm}^2$ برآورد شده است. بنابراین کسر سوختگی $D^3\text{He}$ خیلی کوچکتر از سوخت D/T است، که علتی برای پایین بودن بهره سوختن می باشد. شرط اشتعال برای هر دو حالت هم فشار و هم چگالی با توجه به منحنی $\rho_c/\rho_h(\rho_h R_h T_h)^{1/2}$ برحسب دما T_h بدست می آید. همانطوریکه در شکل (۲ الف) نشان داده شده و با توجه به رابطه (۱۳) شرط اشتعال و بازه کاری راکتور های همجوشی با سوخت $D^3\text{He}$ در بازه دمایی $80-60 \text{ keV}$ و سوخت D/T در بازه دمایی $15-5 \text{ keV}$ تعریف می شود. مجانب قائم منحنی اشتعال، دمای اشتعال را می دهد. دمای اشتعال برای سوخت D/T برابر 5 keV و برای سوخت $D^3\text{He}$ برابر 38 keV بدست آمده است.

$$\rho_h R_h T_h > \frac{1.1 T_h^{1/2}}{1 - 3.47 T_h^{-3/2}} \left(\frac{\rho_h}{\rho_c} \right)^{1/2} \left(\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right) \quad (13)$$



شکل ۲ الف) منحنی پارامتر سوختن برحسب دما،

ب) منحنی $\rho_c/\rho_h(\rho_h R_h T_h)^{1/2}$ برحسب دما T_h در شرایط هم فشار و هم چگالی برای دو سوخت $D^3\text{He}$ و DT

اشتعال حجمی (اشتعال در پلاسمای خیلی چگال و از نظر اپتیکی ضخیم)، می تواند در دمایی زیر دمای اشتعال ایده آل صورت گیرد. شرط خودگرمایی و این که کسر زیادی از ذرات α حاصل از همجوشی انرژی شان را داخل حجم لکه تزریق کنند، بصورت زیر تعریف می شود:

$$\rho_h R_h > 0.2 - 0.5 (\text{g/cm}^2); \quad T_h = 5 - 15 (\text{keV}) \quad \text{for } DT \quad (14)$$

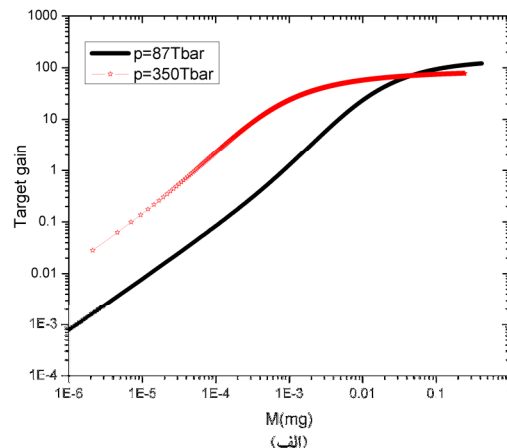
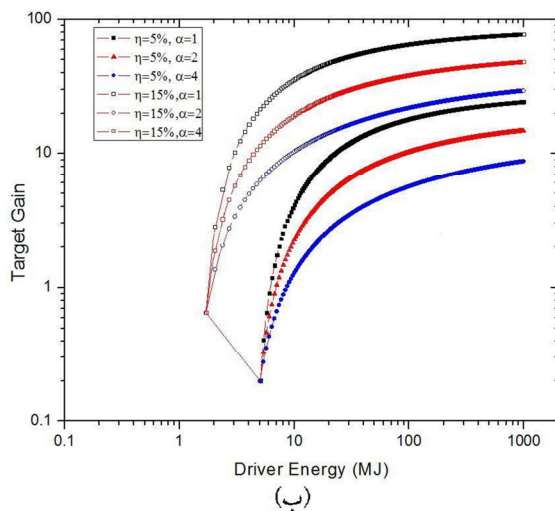
$$\rho_h R_h > 7.0 - 8.5 (\text{g/cm}^2); \quad T_h = 60 - 80 (\text{keV}) \quad \text{for } D^3\text{He} \quad (15)$$

با توجه به توازن انرژی راکتور می توان انرژی مورد نیاز هدف برای تولید انرژی بوسیله ICF را ارزیابی کرد. انرژی پرتو مورد نیاز شدت به نرخ همگرایی سوخت (شعاع اولیه به شعاع نهایی سوخت) وابسته است. که خود تحت تاثیر درجه ای از یکنواختی کره ای از کپسول ساخته شده و پرتو دهی کپسول است. همچنین به

دلیل میکروانفجاری که باید سوخت را در برگیرد، جرم نباید از چند میلی گرم افزایش یابد. از طرفی، انتخاب جرم بسیار کوچک و کاهش شعاع لکه داغ، سوخت را به عدم تقارن حساس ترمی سازد. با توجه به نکات بالا پارامترهای سوخت و میزان بهره هدف برای دو سوخت DT و $D/{}^3\text{He}$ در جدول ۱ ارائه شده است.

جدول ۱) مقایسه نتایج بدست آمده برای سوختهای DT و $D/{}^3\text{He}$ در شرایط مختلف

| سوخت | فشار | کسر سوختگی | جرم سوخت mg | انرژی محرک | پارامتر آنتروپیک | ضریب کوپل شدگی | بهره هدف |
|-------------------|----------|------------|-------------|------------|------------------|----------------|----------|
| $D/{}^3\text{He}$ | ۸۷ Tbar | ۰.۸ | ۰.۴ | ۱۰۰۰MJ | ۱ | ٪۱۵ | ۱۲۰ |
| $D/{}^3\text{He}$ | ۸۷ Tbar | ۰.۷ | ۰.۱۸ | ۱۰۰۰MJ | ۱ | ٪۱۰ | ۴۵ |
| $D/{}^3\text{He}$ | ۳۵۰ Tbar | ۰.۸۵ | ۰.۲۵ | ۱۰۰۰MJ | ۱ | ٪۱۵ | ۷۵ |
| D/T | ۰.۳ Tbar | ۰.۳ | ۰.۱ | ۱MJ | ۲ | ٪۱۰ | ۱۰۰ |



۳: الف) منحنی بهره بر حسب جرم سوخت در فشارهای مختلف ب) منحنی بهره بر حسب انرژی محرک برای بازده جفت شدگی و پارامتر آنتروپیک مختلف.

منحنی بهره بر حسب جرم سوخت و کاهش بهره هدف با افزایش ضریب کوپل شدگی و کاهش پارامتر آنتروپیک برای ضرایب جفت شدگی کلی بین $5\% < \eta < 15\%$ و پارامتر آنتروپیک $1 < \alpha < 4$ به ترتیب در شکل (۳-الف) و (۳-ب) نشان داده شده است.

بحث و نتیجه گیری:

نتایج محاسبات نشان می دهد که سوخت باید حاوی حداقل 0.1 mg باشند و جرمهای کمتر از $10 \mu\text{g}$ به دلایل تقارنی، عملی نیست. هرچه جرم و شعاع سوخت بیشتر، حد بهره بیشتر می شود (شکل ۳). همچنین هرچه فشار سوخت بیشتر، بهره کمتر خواهد بود. ساختارهای هدف، لایه های سوخت سرد و ضخیم دارند و افزایش فشار باعث انتقال انرژی اضافی به سوخت سرد می شود. برای سوخت $D^3\text{He}$ ، با انرژی محرک MJ 1000 ، بهینه حالت جرم 0.4 mg ، فشار 87 Tbar و چگالی 10^4 g/cm^3 ، بهره هدف 120 بدست آمده است. همچنین وقتی انرژی باریکه بیشتری برای شکل گرفتن ناحیه سوخت متراکم در اطراف جرقه اشتعال در دسترس باشد، به علت افزایش ناگهانی ρR و سوختگی سوخت، انتشار سوختن شروع می شود که منجر به افزایش سریع بهره می شود. در انرژی های بالاتر، منحنی های بهره به علت تخلیه سوختن، افت می کنند. افزایش پارامتر تک آنتروپ α ، به علت اثرات پیش گرم کنندگی در طول انفجار درونی، باعث افت ناحیه بهره بالا، می شود.

مراجع:

1. S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, "The Physics of Inertial Fusion", Clarendon Press, Oxford, 2004.
2. S Pflanzner, "An Introduction to Inertial Confinement Fusion", New York London, 2006
3. JAMES J. DUDERSTADT, GREGORY A. MOSES, "Inertial Confinement Fusion", New York, 1892.
4. Pablo T. León, Shalom Eliezer 1, J.M. Martínez-Val, Mireia Píera, "Fusion burning waves in degenerate plasmas", Physics Letters A 289, 135–140, 2001
5. A. R. Piriz, N. R. Arista "Energy loss of fast particles in confined atomic systems at very high temperatures" physical review A 35, 1987
6. Mordecai D. Rosen, "The physics issues that determine inertial confinement fusion target gain and driver requirements", physics of plasmas 6, 1999
7. Setsuo Ichimaru, "Nuclear fusion in dense plasmas", reviews of modern physics, vol. 65, No. 2, 1993
8. Shi Bingren, "Core Plasma Characteristics of a Spherical Tokamak D-3He Fusion Reactor", Plasma Science & Technology, 7, 2005
9. R. Paul Drake, "High energy density physics ;Fundamentals, Inertial Fusion, and Experimental Astrophysics", springer, 2005