

بررسی اثر متقابل بین خاکستر هلیوم و ناخالصی ها در یک محیط پلاسمای همجوشی غیر نوترونی برای تولید انرژی پایدار

فریناز شریفی^۱، سید محمد متولی^{۱*}، و فرشته فدایی^۲

۱. گروه فیزیک هسته ای، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر

۲. گروه فیزیک، دانشگاه فنی و حرفه‌ای، تهران، ایران

پست الکترونیکی: motavali@umz.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۱۱/۱۴؛ دریافت نسخه نهایی: ???/??/??)

چکیده

در این پژوهش اثر خاکستر هلیوم بر حالت احتراق و سوختن پلاسمای همجوشی غیر نوترونی در راکتور توکامک کروی مورد بررسی قرار گرفت. از آنجایی که حضور خاکستر هلیوم غیر قابل اجتناب می‌باشد، نسبت زمان محصورسازی ذرات هلیوم به زمان محصورسازی انرژی ρ^* را به عنوان پارامتر سنجش در نظر گرفتیم. بنابراین، اثر غلظت هلیوم با استفاده از معادلات صفر-بعدی توازن توان و توازن ذرات جفت شده بر رفتار پلاسمای حالت احتراق و سوختن بررسی شد. در این تحقیق، برخلاف پژوهش‌های قبلی ما، پلاسمای غیر ایده‌آل در نظر گرفتیم و غلظت ناخالصی‌های Be و W ثابت در نظر گرفته شدند تا اثر ناخالصی‌های رایج در محیط پلاسمای توکامک کروی هم بررسی شود. در واقع، توابع استفاده شده برای محاسبه توان اتلاف تابشی بر حسب جدیدترین داده‌های اتمی و مدل تعادل تاجی و رویکردی جدید می‌باشند. با حل عددی معادلات و رسم منحنی‌های هم توان به این نتیجه رسیدیم که غلظت هلیوم در حالت سوختن پلاسمای بیشتر از احتراق پلاسمای می‌باشد و افزایش ρ^* موجب بهبود پایداری در پلاسمای می‌شود. حاصل ضرب سه‌گانه در حالت سوختن برای $\rho^* > 4.63$ و در حالت احتراق برای $\rho^* > 3.0$ بسته می‌شود و امکان فعالیت اجرایی پلاسمای وجود نخواهد داشت.

واژه‌های کلیدی: توکامک کروی، همجوشی غیر نوترونی، خاکستر هلیوم، ناخالصی، توازن توان و ذره.

۱. مقدمه

سوخت‌ها توجه بیشتری به خود جلب کرد. واکنش D-T معیاری دارد که محققان را به فکر جایگزین برای آن لنداخت. از جمله می‌توان به تولید نوترون پر انرژی که مخرب دیواره است و نیاز به محافظت دارد، و زایش تریتم که نیازمند ساختار مجزا و هزینه مازاد دارد، اشاره کرد [۲]. سوخت‌های پیشرفته غیر نوترونی مانند $D-^3He$ برای همجوشی هسته‌ای می‌توانند تولید تریتم، شار نوترون، فعال‌سازی و آسیب‌های ساختاری راکتورهای آینده را کاهش دهند و همچنین امکان تبدیل مستقیم انرژی را فراهم کنند [۳ و ۴]. بنابراین، مطالعه روی $D-^3He$ به

این درک کلی که بشر باید به شدت وابستگی خود را به سوخت‌های فسیلی برای تولید انرژی به علت محدودیت منابع موجود و آلودگی و گرمایش جهانی کاهش دهد، او را به فکر تولید انرژی از طریق همجوشی مغناطیسی همانند آنچه در خورشید رخ می‌دهد، انداخت [۱]. سوخت‌های متفاوتی برای این منظور بررسی شدند، اما سوخت D-T به علت داشتن نرخ واکنش پذیری بالاتر و در دسترس بودن نسبت به دیگر

علت توانایی فراهم کردن انرژی پاک مورد توجه قرار گرفته است [۵].

توکامک‌های کروی مزایای فراوانی را برای دستگاه‌های همجوشی آینده ارائه می‌دهند. این دستگاه‌های همجوشی فشرده نه تنها دارای نسبت بالایی از فشار ترمودینامیکی به فشار مغناطیسی (β) هستند بلکه قابلیت تحمل جریان‌های قوی را دارند و هر کدام از این ویژگی‌ها می‌تواند منجر به کاهش تلاطم شود. هندسه متفاوت توکامک کروی و کم بودن نسبت ابعاد آن علاوه بر سیم پیچ‌های میدان حلقوی کمتر و قابلیت توسعه سریع‌تر توان همجوشی برپتانسیل عملکردی آن با هزینه کمتر می‌افزاید [۶-۸]. گرهایس پلاسما به کمک NBI^۱ (گرهایس با ذرات خنثی) در توکامک کروی Globus-M2 مورد مطالعه قرار گرفته است که افزایش گرمای الکترون‌های پلاسما و امکان دستیابی به حالت یون داغ را نشان می‌دهد [۹ و ۱۰].

احتراق در توکامک‌ها شامل تولید توان همجوشی توسط محصولات همجوشی باردار است، مانند ذرات α تا تمام تلفات تابشی را جبران کنند و توکامک به توان خارجی نیاز نداشته باشد که در این حالت دستیابی به واکنش‌های همجوشی پایدار امکان‌پذیر است [۱۱ و ۱۲]. معیارهای احتراق و سوختن برای توکامک‌های کروی مورد بررسی قرار گرفته است و اهمیت به حداقل رساندن nT_E برای احتراق و سوختن را برجسته می‌کند [۱۳]. از بررسی عددی انجام شده به این نتیجه رسیدند که دستیابی به احتراق در پلاسما $D-3He$ نیازمند دما و چگالی بالا و همچنین زمان محصورسازی طولانی مناسب است [۱۴]. برای این منظور آزمایش‌هایی برای بررسی قابلیت انجام سوخت $D-3He$ در میدان مغناطیسی و چگالی زیاد انجام شده است [۱۵]. شرایط احتراق در پلاسما $D-3He$ و $D-T$ با یکدیگر مقایسه شده‌اند [۱۶ و ۱۷].

خاکستر هلیوم فرآورده اجتناب‌ناپذیر واکنش همجوشی $D-T$ و $D-3He$ است. از شبیه‌سازی‌های غیر صفر-بعدی و وابسته به زمان که برای رقیق‌سازی و تجمع خاکستر هلیوم و تأثیر آن بر احتراق پلاسما ایترا^۲ انجام دادند، شرایط پلاسما لبه، رفتار

مگنتوهیدرودینامیکی و ترابرد ذرات هلیوم را موضوعات ضروری برای احتراق پایدار پلاسما برآورد کردند [۱۸]. همچنین، این موضوع مطالعه چندین مدل‌سازی 0-D بوده است. از مطالعه بر نمودارهای پاپ کان^۳ و احتمال احتراق ایترا نشان داده شده است که اگر تجمع خاکستر هلیوم بیش از ۱۰ درصد باشد، احتراق پایدار امکان‌پذیر نیست [۱۹]. هر ذره هلیوم حاصل از واکنش در واقع جای دو ذره دوتریم را می‌گیرد و غلظت دوتریم را کاهش دهد و سوخت را رقیق کند. این رقیق شدن به کاهش سرعت واکنش همجوشی و توان خروجی منجر می‌شود [۲۰ و ۲۱]. بنابراین، در توکامک $D-T$ و $D-3He$ جلوگیری از رقیق شدن سوخت و خاموشی راکتور با خروج مؤثر خاکستر هلیوم امکان‌پذیر است. این امر چالش مهم در مسیر دستیابی به توان همجوشی کارآمد است [۲۲]. به‌طور کلی در حالت سوختن، برای هر دمای معین، دو مقدار مختلف پارامتر همجوشی nT_E و غلظت خاکستر به دست می‌آید [۲۳]. حذف خاکستر هلیوم از پلاسما همجوشی $D-T$ تأثیر مثبتی بر پارامترهای پلاسما از جمله کاهش تابش ترمزی و افزایش پایداری در طول زمان دارد [۲۴]. این که وجود خاکستر بر ویژگی‌های احتراق پلاسما از جمله محصورشدن انرژی، دمای پلاسما و مدت زمان سوختن تأثیر می‌گذارد، امری اجتناب‌ناپذیر است. برخی از محققان استدلال می‌کنند که خاکستر می‌تواند به عنوان یک کاتالیزور عمل کند و عملکرد احتراق را با تسهیل و بهبود محصورکردن انرژی افزایش دهد و پدیده تخلیه خاکستر و انتقال ناخالصی می‌تواند عملکرد پلاسما را کاهش دهد، در حالی که برخی دیگر پیشنهاد می‌کنند که خاکستر ممکن است با کاهش توان گرهایشی موثر، احتراق را مهار کند. بحث در این موضوع به مکانیسم‌های مختلفی می‌پردازد که از طریق آن خاکستر بر احتراق پلاسما $D-3He$ و شرایطی که تحت آن این اثرات مشاهده می‌شود، تأثیر می‌گذارد [۲۵]. خاکستر He در پلاسما $D-3He$ مسئله‌ای حیاتی برای راکتورهای همجوشی آینده است. اثرات میکرو آشفتگی، مانند گرادیان دمای یون (ITG^4)، برش سرعت موازی (PVS^5)، و

۱. ion temperature gradient

۲. parallel velocity shear

۱. Neutral Beam Injection

۲. ITER

۳. POPCON

۲. محاسبات تئوری

در واکنش همجوشی دوتریم D و ^3He محصولات تولید شده ذرات آلفا α با انرژی 3.67 MeV و ذرات پروتون P با انرژی 14.68 MeV هستند. این ذرات که به «خاکسترهای واکنش» معروف هستند، بسیار پرانرژی بوده و با خود انرژی حمل می‌کنند. اثرات خاکسترها و ذرات ناخالصی بر عملکرد پلاسمای همجوشی قابل توجه است. به منظور بررسی این اثرات، از مدل عددی صفر-بعدي استفاده کردیم که شامل معادلات توازن توان و توازن ذرات هلیوم جفت شده است. به منظور بررسی روند حذف خاکستر در این واکنش، از معادله توازن جرمی ذرات استفاده شد [۳۰]:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot (n_k v_k) = Q_k, \quad (1)$$

جریان ذرات، از جمله پخش و انتشار، توسط $n_k v_k$ نمایش داده می‌شود. پارامتر Q_k نشان‌دهنده جریان چشمه است. بنابراین، معادله توازن ذره شامل جریان چشمه، جریان هدررفت و تولید ذرات از طریق سوختن و اتلاف ذرات به علت پخش و انتشار است. برای ساده‌سازی معادله توازن ذره، از میانگین‌گیری حجمی استفاده شد و به صورت زیر بازنویسی کردیم [۳۰]:

$$\frac{dn_i}{dt} = -\frac{n_i}{\tau_p} - n_i n_j \langle \sigma v \rangle_{ij} + D_i, \quad (2)$$

در اینجا، چشمه ذره را با D_i نشان داده‌ایم و چگالی ذرات نوع i و n_j به ترتیب با n_i و n_j نمایش می‌دهیم. نماد $\langle \sigma v \rangle$ نمایانگر نرخ واکنش همجوشی $\text{D-}^3\text{He}$ است و τ_p زمان محصورسازی ذرات را نشان می‌دهد. بنابراین، برای بررسی خاکستر هلیوم در حالت پایدار، معادله توازن ذره هلیوم به شکل زیر به دست می‌آید [۲۳]:

$$D_{\text{He}}^* = \frac{n_{\text{He}}}{\tau_{\text{He}}^*}, \quad (3)$$

چشمه تولید یون‌های هلیوم در واکنش همجوشی را با عبارت D_{He}^* نمایش می‌دهیم. همچنین، چگالی یون‌های هلیوم را با n_{He} و زمان کلی محصورسازی یون‌های هلیوم را با τ_{He}^* نشان می‌دهیم. معادله توازن توان در حالت پایدار به شکل زیر تعریف می‌شود [۳۰]:

تلاطم حالت الکترون به دام افتاده بدون برخورد (CTEM^1)، بر حذف خاکستر هلیوم مورد مطالعه قرار گرفته است [۲۶ و ۲۷]. نسبت زمان محصورشدن ذرات هلیوم τ_{He} به زمان محصورشدن انرژی τ_E یا پارامتر سنجش ρ^* به عنوان کمیتی در نظر گرفته می‌شود که محصورسازی رایج و رژیم خروج را مشخص می‌کند. آزمایشات نشان داده است که زمان محصورسازی هلیوم در واکنش D-T حداقل 10^{-6} برابر زمان محصورسازی انرژی است [۲۸]. از آنالیز واکنش همجوشی $\text{D-}^3\text{He}$ ، محدودیت‌های بیشتری در نسبت ρ^* مشاهده شد، که در مقایسه با مورد D-T باید سه یا چهار برابر کوچک‌تر باشد. با افزایش نسبت ρ^* محدوده دماهای مجاز و پارامترهای احتراق کاهش می‌یابد و در نهایت ناپدید می‌شود. اگر ناخالصی‌های اضافی از براهمکنش پلاسمای دیواره هم در نظر بگیریم، فضای پارامترهای قابل دستیابی کاهش بیشتری می‌یابد [۲۹].

یکی از چالش‌های کلیدی در تحقیقات پلاسمای همجوشی، درک نقش خاکستر هلیوم در توازن توان و ذرات است. هدف این پژوهش، بررسی اثر آلودگی ناشی از خاکستر هلیوم با استفاده از نسبت زمان محصورسازی هلیوم به زمان محصورسازی انرژی ρ^* بر عملکرد و پارامترهای پلاسمای D- ^3He در توکامک کروی ST و همچنین امکان دستیابی به احتراق و سوختن در حضور ذرات هلیوم در محصورسازی حالت H- است. در بخش دوم، با استفاده از تئوری حاکم بر واکنش همجوشی دوتریم-هلیوم-۳ به معادلات توازن انرژی و توازن ذره هلیوم و در نهایت معادله درجه ۳ که از جفت کردن آنها حاصل شد، دست یافتیم. در بخش سوم، برای بررسی اثر خاکستر هلیوم بر سوختن و همچنین احتراق دوتریم-هلیوم-۳ با در نظر گرفتن کسر ذرات ثابت برای ناخالصی‌های Be و W و قوانین مقیاس‌گذاری، رفتار توان اتلافی تابشی و خالص، زمان محصورشدن انرژی، پایداری، حاصل‌ضرب سه گانه، به عنوان تابعی از ρ^* ، در این سناریوها مورد مطالعه قرار گرفت. همچنین در این پژوهش، با نشان‌دادن وابستگی شرایط احتراق به ρ^* ، حداقل مقدار حاصل‌ضرب سه گانه $nT\tau_E$ به عنوان معیار احتراق را به دست آوردیم.

می‌توان تعریف کرد. در واکنش D-T حداکثر انرژی در نسبت سوخت $50:50$ آزاد می‌شود، اما با توجه به مطالعات گذشته بر روی He^3D ، نسبت سوخت مناسب برای تولید بیشترین انرژی $70:30$ است. ما نیز در ادامه همین نسبت سوخت را برای محاسبات انتخاب کردیم. برای ساده سازی در محاسبات، از تابع $\langle U_\alpha \rangle$ استفاده کردیم که یک تابع متوسط حجمی است و نشان‌دهنده ارتباط بین دمای متوسط $\langle T \rangle$ و چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ است و خود تابع صرفاً وابسته به دمای متوسط $\langle T \rangle$ است. بنابراین، از رابطه (۵) تابع $\langle U_\alpha \rangle$ به شکل زیر به دست آمد:

$$\langle n_e \rangle^2 = \frac{\langle U_\alpha \rangle}{f_{D-^3\text{He}}^2}, \quad (6)$$

پلاسمای $\text{D-}^3\text{He}$ که حاوی ناخالصی و خاکستر است، در آن باید شرط شبه-خنثی بودن رعایت شود. این شرط به صورت زیر است [۱۱]:

$$n_e = \sum_l \sum_m Z_m^l n_m^l \quad (7)$$

با فرض جمع بر روی تمام حالات یونیزاسیون هر یون ناخالصی در این معادله، بالانویس l نوع یون ناخالصی و زیرنویس m حالت یونیزاسیون یون ناخالصی را تعریف می‌کند. بنابراین، n_m^l نشان‌دهنده چگالی یون l در حالت یونیزاسیون m و Z_m^l بیانگر بار یون‌های ناخالصی l در حالت یونیزاسیون m است. پس، معادل g (۷) را بر حسب کسر ذرات بسط می‌دهیم، $f_{\text{He}} = \frac{n_{\text{He}}}{n_e}$ چگالی ذره He را نسبت به چگالی الکترون، و $f_i = \frac{n_i}{n_e}$ کسر ذرات ناخالصی گونه i یا چگالی ناخالصی گونه i به چگالی الکترون و f_p کسر ذرات پروتون را نشان می‌دهند. در کل فرض کردیم که اگر n^l چگالی ناخالصی کل گونه‌ها باشد، $f_m^l = \frac{n_m^l}{n^l}$ را به عنوان کسر ذرات یون‌های ناخالصی در نظر بگیریم. میانگین بار ناخالصی گونه l در تعادل تاجی که با $\langle Z_l \rangle$ نشان می‌دهند، در واقع همان عبارت $\sum_m Z_m^l n_m^l$ است. ما از $\langle Z_l \rangle$ گونه‌های مختلف ناخالصی در [۳۲] استفاده کردیم. غلظت کل با حاصل جمع چگالی تمام اجزای پلاسما تعیین می‌شود. در نتیجه،

$$n_{\text{tot}} = n_e + n_{D-^3\text{He}} + n_\alpha + n_p + \sum_l n_l, \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{3}{2} \left(n_e + \sum_\lambda n_\lambda \right) kT + \nabla \cdot \mathbf{J} = \quad (4)$$

$POH + PAUX + P_\alpha - PRAD - PEC - Pie$ ، در اینجا، چگالی الکترون را با n_e و چگالی یون را با n_λ نمایش می‌دهیم. همچنین، T به عنوان دمای یون و الکترون، k به عنوان ثابت بولتزمن و \mathbf{J} به عنوان جریان گرمای کل ناشی از پخش و انتشار گرما شناخته می‌شود. در بررسی در حالت پایدار، می‌توان از این عبارت که ناشی از فشار ذرات به صورت $v_e \cdot \nabla P_e + \sum_i v_i \cdot \nabla P_i$ است، در مقابل مقدار زیاد چشمه گرمایی ورودی صرف نظر کرد. علاوه بر این، توان گرمایشی اهمی برابر با $\eta j^2 \sim POH$ است. در دمایی که واکنش همجوشی He^3D رخ می‌دهد، به دلیل وابستگی مقاومت پلاسما η به دما $(\eta \propto \frac{1}{T^{3/2}})$ ، این عامل را در این مدل نادیده گرفتیم. توان کمکی $PAUX$ نیز به پلاسما منتقل می‌شود تا به شرایط همجوشی برسد. توان اتلافی سیکلوترونی PEC از جمله عوامل هدررفت انرژی در پلاسما توسط الکترون‌ها است. توان گرمایشی تولید شده توسط ذره آلفا را با P_α نشان می‌دهیم. در اینجا فرض کرده‌ایم که ذرات آلفا با محیط به تعادل حرارتی رسیده‌اند و بنابراین انرژی آنها به طور کامل به پلاسما منتقل می‌شود. توان تولید شده توسط ذرات آلفا

$$P_\alpha = \frac{PFUS}{5} = \frac{1}{5} \int_V n D n_{^3\text{He}} E_{FUS} \langle \sigma v \rangle_{D-^3\text{He}} dV = \int_V n D n_{^3\text{He}} E_\alpha \langle \sigma v \rangle_{D-^3\text{He}} dV, \quad (5)$$

است [۳۰]. در عبارت بالا n_D چگالی دوتریم و $n_{^3\text{He}}$ چگالی هلیوم-۳ هستند. بنابراین، انرژی ذره آلفا $\frac{1}{5}$ کل انرژی همجوشی آزاد شده است. نرخ انجام واکنش همجوشی $\langle \sigma v \rangle_{D-^3\text{He}}$ از [۳۱] گرفته شده است. حجم پلاسما V_{PL} معادل $2\pi^2 \kappa R a$ است که R شعاع اصلی پلاسما، a شعاع فرعی پلاسما، و κ کشیدگی پلاسما است. با انتگرال گیری حجمی عبارت بالا به $P_\alpha = \langle D_\alpha \rangle V_{PL}$ رسیدیم که در آن $\langle D_\alpha \rangle$ توان گرمایشی تولید شده ذره α می‌باشد. با در نظر گرفتن اثرات توزیع شعاعی چگالی و دما، می‌توان این معادلات را بهبود بخشید [۲۳].

اگر چگالی دوتریم و هلیوم-۳ را $n_D + n_{^3\text{He}} = n_{D-^3\text{He}}$ و n_e را چگالی الکترون تعریف کنیم، کسر ذرات سوخت He^3D را

و کسر ذرات کل به صورت $f_{tot} = \frac{n_{tot}}{n_e}$ است. برای اندازه‌گیری اثرات ناخالصی بر خلوص پلاسما از بار مؤثر پلاسما $\langle Z_{eff} \rangle$ استفاده کردیم [۱۱]:

$$Z_{eff} = \frac{1}{n_e} \sum_l \sum_m (Z_m^l)^2 n_m^l, \quad (9)$$

ما فرض کردیم که جمع بر روی تمام حالات یونیزاسیون m از هر گونه یون ناخالصی l موجود در پلاسما بسته می‌شود. مقادیر میانگین بار ناخالصی گونه l در تعادل تاجی $\langle Z_l \rangle$ و مجذور آن $\langle Z_l \rangle^2$ را با فرض $\langle Z_l^2 \rangle \approx \langle Z_l \rangle^2$ محاسبه کردیم. نکته مهم این است که روابط فوق برای توزیع‌های شعاعی چگالی همگن صادق است. با این وجود، شایان ذکر است که چگالی ناخالصی در سراسر شعاع پلاسما اغلب غیر یکنواخت است و در معرض نوسانات چگالی الکترون است. با این حال، این روابط یک برآورد نسبتاً دقیق برای تعیین کسر ذرات He^{D} ، کسر ذرات کل f_{tot} و بار مؤثر پلاسما $\langle Z_{eff} \rangle$ ارائه می‌دهند. با تعریف چگالی و دما با توزیع شعاعی چگالی α_n و توزیع شعاعی دما α_T به صورت زیر

$$n(\rho) = n_0 (1 - \rho^2)^{\alpha_n}, \quad (10)$$

$$T(\rho) = T_0 (1 - \rho^2)^{\alpha_T}$$

به دمای میانگین خطی \bar{T} و چگالی میانگین خطی الکترون \bar{n}_e برای مدل ارائه شده دست می‌یابیم. پارامتر $\rho = \frac{r}{R}$ مختصات شعاعی نرمال شده است.

$$\bar{x} = \int_0^1 x(\rho) d\rho = \frac{x_0 \sqrt{\pi} \Gamma(\alpha_x + 1)}{2 \Gamma(\alpha_x + \frac{3}{2})} \approx \frac{2x_0}{2 + \alpha_x}, \quad (11)$$

در عبارت بالا Γ تابع گاما است. بنابراین، میانگین حجمی چگالی الکترون و دما را داریم:

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{V_{PL}} \int_V n_e dV = \frac{n_0}{1 + \alpha_n} \quad (12)$$

$$\langle T \rangle = \frac{\int_V n_e T dV}{\int_V n_e dV} = T_0 \cdot \frac{1 + \alpha_n}{1 + \alpha_n + \alpha_T},$$

جدول ۱. پارامترهای توکامک کروی ST [۳۴].

Parameter	Unit	Value
Toroidal Magnetic Field B_t	T	۴/۴
Major Radius R	m	۵/۶

و متوسط چگالی خطی الکترون به فرم $\bar{n}_e = \langle n_e \rangle \cdot \frac{1 + \alpha_n}{1 + \frac{\alpha_n}{2}}$

تعریف می‌شود [۱۱]. از تعریف ارائه شده برای توان گرمایی ذره آلفا و با فرض نسبت ۷۰:۳۰ چگالی سوخت He^{D} ، $\langle D_\alpha \rangle$ را به صورت زیر اصلاح کردیم:

$$D_\alpha = 0.21 f_{D-\text{He}}^2 \langle n_e \rangle^2 E_\alpha \int_0^1 (1 + \alpha_n)^2 u^{2\alpha_n} \langle \sigma v \rangle_{D-\text{He}}(w) du$$

$$Y_\alpha(\alpha_n, \alpha_T, \langle T \rangle) = \int_0^1 (1 + \alpha_n)^2 u^{2\alpha_n} \langle \sigma v \rangle_{D-\text{He}}(w) du \quad (13)$$

$$w = \frac{1 + \alpha_n + \alpha_T}{1 + \alpha_n} \cdot \langle T \rangle u^{\alpha_T},$$

هستند و می‌توانیم با این‌ها تعریف جدیدی برای $\langle U_\alpha \rangle$ بیابیم:

$$\langle U_\alpha \rangle = \frac{\langle D_\alpha \rangle}{0.21 E_\alpha Y_\alpha}, \quad (14)$$

تابش اتلافی سینکروترون به عنوان مکانیزم مهم اتلاف شناخته شده است و بنابراین باید هنگام ارزیابی توازن توان مورد توجه قرار گیرد. عبارت توان اتلافی سینکروترون که توسط [۳۳] ارائه شد، در تجزیه و تحلیل ما گنجانده شده است. هدف ما اطمینان از حفظ خطی بودن رابطه توازن توان نسبت به $\langle n_e \rangle$ بود. در نتیجه، چون $P_{SYC} \propto \sqrt{\langle n_e \rangle}$ است، جایگزین مناسبی برای حفظ خطی بودن معادله انجام دادیم. با این کار که $\sqrt{\langle n_e \rangle} = \frac{\langle n_e \rangle}{\sqrt{n^*}}$ ، توان اتلافی سینکروترون به شیوه زیر اصلاح شد:

$$P_{SYC} = \langle n_e \rangle \langle L_{SYC} \rangle V_{PL}, \quad (15)$$

در نهایت، به منظور تعیین اعتبار این جایگزینی، مقدار چگالی قابل تنظیم n^* را با مقدار محاسبه شده $\langle n_e \rangle$ مقایسه می‌کنیم. اگر این مقادیر با یکدیگر هم‌خوانی داشته باشند، می‌توان نتیجه گرفت که این رویکرد عددی مناسب است. با توجه به این‌که واکنش همجوشی He^{D} در دماهای بالا رخ می‌دهد، رفتار ذرات نسبتی می‌شود. از این رو، ما عبارت تابش سینکروترونی را که رفتار نسبتی ذرات را نیز در نظر می‌گیرد، جایگزین تابش

Minor Radius a	m	۳/۴
Density Profile α_n		۰/۵
Temperature Profile α_T		۱/۰
Elongation κ_s		۳/۰
Ion to Electron Ratio γ_T		۱/۲۸
Aspect Ratio A		۱/۶۴
Fusion Power P_{FUS}	MW	۳۰۰۰
Auxiliary Power P_{AUX}	MW	۲۵۰
Be concentration f_{Be}		$۰/۸ \times ۱۰^{-۲}$
W concentration f_W		$۰/۶ \times ۱۰^{-۴}$

سینکروترون. به طور معمول، سه کانال اول با استفاده از ضریبی خنک کننده باهم ترکیب می‌شوند و در محاسبات گنجانده می‌شوند که نشان‌دهنده نرخ خنک‌کننده تابشی ناشی از ناخالصی‌ها است. در مدل تعادل تاجی، هنگامی که یونیزاسیون ناشی از برخورد الکترون دقیقاً با بازترکیب کل متوازن شود، حالت تعادل درون پلاسما حاصل می‌شود. بر اساس پایگاه داده جامع اتمی (ADAS)، به عنوان تقریبی برای نرخ خنک‌کننده تابشی تاجی استفاده کردیم [۳۲]. اتلاف تابشی P_{RAD} ، به صورت $P_{RAD} = \int_V n_e \sum_l f_l L_{RAD}^l dV$ تعریف می‌شود، که در آن L_{RAD}^l عامل خنک‌کننده تابشی برای گونه‌های ناخالصی l را با نشان دادیم. نرخ خنک‌کننده تاجی را در $n_e = ۱۰^{۲۰} \text{ m}^{-۳}$ محاسبه کردیم. میانگین اتلاف توان تابشی را می‌توان به صورت ریاضی بیان کرد [۳۶]:

$$P_{RAD} = \langle n_e \rangle \langle Y_{RAD} \rangle V_{PL}, \quad (۱۶)$$

نرخ اتلاف تابشی را با روش مشابه استفاده شده برای $\langle D_\alpha \rangle$ ، به صورت زیر نوشتیم:

$$\langle Y_{RAD} \rangle = \sum_l f_l \int_0^1 (1 + \alpha_n)^{-1} u^{\gamma \alpha_n} L_{RAD}^l(w) du, \quad (۱۷)$$

با گسترش عبارت بالا، تفاوت بین سهم اتم‌های هیدروژن، هلیوم و ناخالصی را می‌توان لحاظ کرد. برای بیان چگالی توان ترمزی به صورت $S_{BR} = n_e \sum_l L_{BR}^l$ ، از [۳۶] استفاده کردیم. با استفاده از CODATA اخیر برای ضریب عددی [۳۷]، به نرخ خنک‌کننده تابشی ترمزی

$$L_{BR}^l = ۴.۸۵۶۲ \times ۱۰^{-۳۷} \sqrt{T_e} f_l \sum_m \left(Z_m^l \right) f_m^l \left\langle g \left(Z_m^l, T_e \right) \right\rangle \quad (۱۸)$$

سیکلوترونی در رابطه (۴) کردیم. نسبت دمای یون T_i به دمای الکترون T_e را به عنوان γ نشان دادیم و مقدار $۱/۲۸$ در نظر گرفتیم. علاوه بر این، توان سینکروترون شامل انتقال تابش مذکور از محفظه به خارج از طریق پورت‌ها و تابش جذب شده توسط دیواره اول است. ما کسر نشت از سوپاخ دیورتور و پورت‌ها را با $f_H = ۰.۱$ نشان دادیم و ضریب بازتاب مؤثر دیواره را به صورت $R_W = ۰.۹$ در نظر گرفتیم. شعاع اصلی پلاسما $R = ۵.۶ \text{ m}$ و شعاع فرعی $a = ۳.۴ \text{ m}$ است و نسبت ابعاد، یا نسبت شعاع اصلی به شعاع فرعی، توسط $A = \frac{R}{a}$ نشان داده می‌شود. در محاسبه تابش سینکروترون، اثرات گرادیان میدان تروئیدی، اثر دیامغناطیسی پلاسما و اثر بتا β همگی در نظر گرفته شدند. میدان مغناطیسی تروئیدی برابر با $B_t = ۴.۴ \text{ T}$ است. توکامک کروی ST در مرجع [۳۴] را برای بررسی انتخاب کردیم. پارامترهای ورودی مربوط به این توکامک در جدول ۱ ارائه شده است. در حالت یون داغ که از ضروریات سوخت D-³He است، از اختلاف دمای یون و الکترون با هم و در نتیجه از برخورد آنها، انرژی بین آنها منتقل می‌شود. مقدار اتلاف انرژی ناشی از برخورد یون و الکترون از [۳۵] گرفته شده است و در توازن توان قرار دادیم.

برای ارزیابی دقیق تعادل گرمایی و عملکرد پلاسما، در نظر گرفتن تمام کانال‌هایی که از طریق آنها اتلاف تابشی رخ می‌دهد، بسیار مهم است. در مجموع چهار کانال اصلی وجود دارد: تابش خطی، تابش بازترکیب، تابش ترمزی و تابش

مقدار بار متوسط ناخالصی $\langle Z \rangle$ که m نشان دهنده نوع ناخالصی است، استفاده می کنند [۳۲].

$$\langle Z \rangle = \sum_m m f_m, \quad (19)$$

عوامل مختلفی از جمله چگالی پلاسما، دما و ترکیب در نرخ تابش خنک کننده L_{RAD} مؤثر هستند. وجود ناخالصی ها در ترکیب پلاسما، اثر چشم گیری بر نرخ تابش خنک کننده دارد. به طور مثال، اتم ها یا یون های ناخالصی با انتشار امواجی در انرژی ها و طول موج های خاص به فرآیند خنک سازی کمک کنند. از این رو، درک میزان تابش خنک کننده برای کنترل و بهینه سازی عملکرد پلاسما توکامک حیاتی است. با ایجاد تعادل مناسب بین مکانیزم های گرمایش و تابش خنک کننده می توان به دمای پلاسما، واکنش های همجوشی و جلوگیری از ناپایداری پلاسما کمک کرد. چون یون های ناخالصی با Z بالا کاملاً استریپ شده هستند، پس، آن ها را می توان از میانگین بار ناخالصی $\langle Z_I \rangle$ و تعادل یونیزاسیون تخمین زد. برای ناخالصی های Z کم یا ناخالصی های متوسط و هم چنین با Z بالا، اگر L_{BR} بزرگتر از نرخ تابش ناخالصی کل L_{RAD} باشد، نرخ تابش کل را با نرخ تابش ترمزی L_{BR} هر اتم جایگزین می کنیم. علت این تکنیک عددی این است که همه عوامل خنک کننده تابشی به $\sqrt{T_e}$ بستگی ندارند، و این بدان معناست که تابش ترمزی در ADAS دست کم گرفته می شود. در توازن توان واکنش $D-3He$ باید از تابش ترمزی نسبی استفاده کنیم. بنابراین، اگر معادله (۱۹) یا سهم تابش ترمزی را از Y_{RAD} کم کنیم، فقط مجموع نرخ تابش خطی و تابش باز ترکیب برای هر ناخالصی به دست می آید. در عوض، از تابش ترمزی نسبی در [۳۳] که شامل پراکندگی e-e و i-e است، در توازن توان استفاده کردیم. بار مؤثر پلاسما Z_{eff} در P_{BR} شامل اثرات یون ها و ناخالصی ها است. در این کار تحقیقاتی، ناخالصی های مد نظر ما، تنگستن W و بریلیم Be هستند. ما توزیع شعاعی چگالی α_n و توزیع شعاعی دما α_T را به ترتیب ۵٪ و ۱۰٪ فرض کردیم. برای اندازه گیری توان گرمایی کل از دست رفته در توازن توان، از تعریف آن استفاده کردیم [۱۱]:

$$P_{LOSS} = \frac{W_{TH}}{\tau E}, \quad (20)$$

سپس توان گرمایی کل از دست رفته P_{LOSS} با نسبت میانگین

در واحد $W.m^3$ رسیدیم. دما در واحد keV است. عبارت $\langle g(Z'_m, T_e) \rangle$ فاکتور گلنت میانگین الکترون آزاد است. چون دمای مرکز توکامک بالاتر از ۰.۱ keV است، پس عبارت $\sum_m (Z'_m)^2 f_m^l \langle g(Z'_m, T_e) \rangle$ که جمع روی حالت های یونیزاسیون است، را با عبارت $\langle (Z_I)^2 g(Z_I, T_e) \rangle$ برای ناخالصی های Z کم به عنوان مثال، He, Li, Be, C که به شکل یون هیدروژنیک هستند، جایگزین کردیم.

به منظور محاسبه دقیق توان اتلافی ترمزی از عبارت موجود در [۳۸] برای محاسبه ضریب گانت آزاد-آزاد غیر نسبیتی هر ناخالصی استفاده کردیم. میزان انتشار تابش خنک کننده از هر ناخالصی که توسط داده های الکی مربوطه تعیین می شود، نقش مهمی در دستیابی به حداکثر مقدار مجاز ناخالصی ها در پلاسما دارد. این تابع در محاسبه اتلاف تابشی بسیار مؤثر است. رفتار نرخ تابش خنک کننده در لبه پلاسما با مرکز پلاسما متفاوت است [۳۹-۴۰]. علیرغم مدل های قبلی برای محاسبه میزان اتلاف تابشی خنک کننده تاجی، از مدل پیشنهادی [۳۲] در محاسبات خود استفاده کردیم [۴۱-۴۴]، زیرا با استفاده از جدیدترین داده های دیتابیس ADAS است و به دلیل طولانی ارائه سریع ترین و دقیق ترین تقریب برای اتلاف تابشی در پلاسما در محاسبات ما گنجانده شدند. مدل تعادل تاجی روشی بسیار مناسب برای محاسبه اتلاف در پلاسما و در نتیجه تعیین پارامترها و خصوصیات کلیدی یک توکامک در حالت پایدار است، زیرا توزیع بار ناخالصی را با حل معادله ای که فرآیندهای یونیزاسیون، باز ترکیب و حمل و نقل ناخالصی ها را در پلاسما حل می کند، توصیف می کند. بنابراین، تمام این نرخ های تابشی به دمای الکترون و چگالی الکترون بستگی دارند. محاسبه این مدل در چگالی بسیار رایج در هسته پلاسما توکامک یعنی $n_e = 10^{20} m^{-3}$ ، انجام شده است، زیرا محاسبه نرخ تابش خنک کننده وابستگی بسیار کمی به n_e دارد. در مجموع، نرخ تابش خنک کننده حاصل مجموع نرخ تابش ناشی از تابش خطی، تابش باز ترکیب و تابش ترمزی برای هر گونه ی خاص ناخالصی است. به عبارتی $L_{RAD} = L_m^{line} + L_m^{rec} + L_m^{br}$ در واحد W/m^3 است. در محاسبه تعداد الکترون های آزاد تولید شده در حین یونیزاسیون ناخالصی و محاسبه تابش ترمزی از پارامتر

در این معادل g مکعبی، متغیر τ_E حذف می‌شود، در نتیجه باعث می‌شود که تمام ضرایب معادله مکعبی در کنار سایر پارامترهای ثابت به دما $\langle T_e \rangle$ تکیه کنند. جواب های این معادله به صورت پاسخ های فیزیکی زوج ظاهر می‌شوند و منحنی های بسته را در صفحه $\langle T_e \rangle - f_{He}$ تشکیل می‌دهند. شرط در مورد این جواب ها به شرح زیر است:

$$0 < f_{He} < \frac{1}{\gamma} \left(1 - 1.3 f_{D-\tau He} - f_P - \sum_l f_l Z_l \right), \quad (24)$$

در فرآیند مدل سازی عملکرد یک راکتور همجوشی، مهم است که هم انرژی تولید شده و هم انرژی اتلاف شده را در نظر بگیریم. برای رسیدن به این هدف، ما از قوانین مقیاس گذاری استفاده می‌کنیم که مقدار τ_p و τ_E را پیش بینی می‌کنند. با استفاده از پارامترهای پلاسما و مشخصات دستگاه به عنوان ورودی، می‌توانیم مدلی را بسازیم. مدت زمان محصور شدن، به عنوان معیاری برای ارزیابی و پیش بینی سرعت از دست دادن انرژی پلاسما و ذرات عمل می‌کند. این مدل این فرصت را برای ما فراهم می‌کند تا پدیده های احتراق و پایداری پلاسما را در ارتباط با چگالی، دما، انرژی و انتقال ذرات بررسی کنیم. محققان از قوانین مقیاس گذاری در راکتورهای همجوشی برای بررسی حضور ذرات آلفا در شرایط خاص استفاده می‌کنند و استراتژی هایی را برای بهینه سازی شرایط غالب پیاده سازی می‌کنند. لازم به ذکر است که کلیه کمیت های متوسط گیری شده، متوسط گیری شده حجمی هستند و در صورت تفاوت نوع متوسط گیری پارامتر، حتماً به آن اشاره کردیم.

۳. بحث و بررسی اثر خاکستر هلیوم

پلاسمای ایده آل در درک مدل توازن توان در حالت سوختن و احتراق کارآمد می‌باشد. در این زمینه، ذرات آلفا، که به عنوان

انرژی ذخیره شده حرارتی پلاسما $\langle W_{TH} \rangle$ به زمان محصور شدن انرژی τ_E متناسب است. میانگین انرژی ذخیره شده حرارتی برابر است با $W_{TH} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} f_{tot} \langle n_e \rangle \langle T \rangle V_{PL}$. برای دستگاه های آینده، قوانین مقیاس گذاری مختلفی برای زمان محصور شدن انرژی برای پیش بینی ضرایب انتقال پیشنهاد شده است. زمان محصور سازی انرژی که در آزمایش توکامک های معمولی مانند ایترا شناخته شده است، از مقیاس IPb98y2 پیروی می‌کند. برای توکامک هایی با نسبت ابعاد کم یا آنهایی که مشابه توکامک های کروی هستند، $\tau_{E,NSTX}$ پیشنهاد شده است [۴۵]. حال با توجه به روابط ارائه شده برای هر یک از توان ها، به معادله (۴) یا توازن توان بر می‌گردیم:

$$\langle D\alpha \rangle + \langle D_{AUX} \rangle + \langle n_e \rangle^\gamma \langle Y_{RAD} \rangle - \langle n_e \rangle \langle L_{SYC} \rangle - \langle n_e \rangle^\gamma \langle R_{ie} \rangle - \langle n_e \rangle^\gamma \langle R_{BR} \rangle = \frac{\gamma}{\gamma - 1} f_{tot} \frac{\langle n_e \rangle \langle T \rangle}{\tau_E}, \quad (21)$$

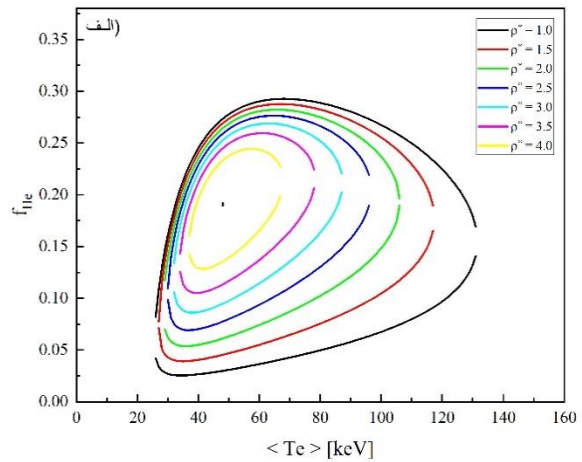
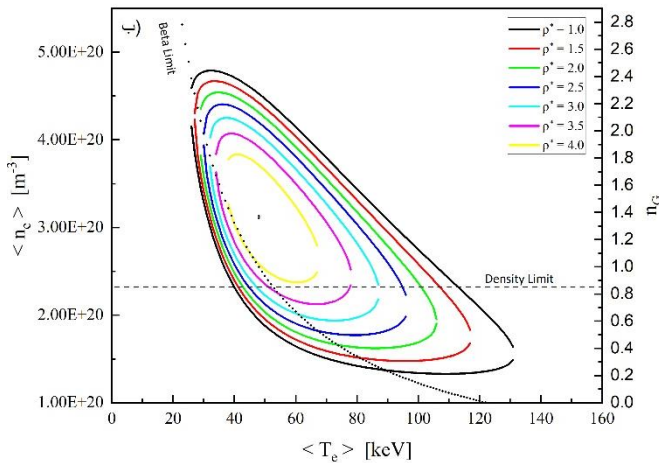
با معادله توازن ذرات He در معادله (۳)، چشمه هلیوم D_{He}^* را با جایگزین کردیم، سپس داریم:

$$\frac{\langle D\alpha \rangle}{E\alpha} = \frac{f_{He} \langle n_e \rangle}{\rho^* \tau_E}, \quad (22)$$

که در آن $\rho^* = \frac{\tau_{He}}{\tau_E}$ زمان محصور شدن هلیوم نسبت به زمان محصور شدن انرژی است. از این پارامتر برای سنجش مدل استفاده کردیم. پس از آن، با جفت کردن معادلات (۲۱) و (۲۲)، به معادله زیر رسیدیم:

$$\frac{\langle D\alpha \rangle + \langle D_{AUX} \rangle}{\langle U\alpha \rangle} f_{He} f_{D-\tau He}^\gamma - f_{He} \langle Y_{RAD} \rangle - \frac{\langle REC \rangle}{\sqrt{\langle U\alpha \rangle}} f_{He} f_{D-\tau He} - f_{He} \langle R_{BR} \rangle - f_{He} \langle R_{ie} \rangle - \frac{\gamma}{\gamma - 1} f_{tot} f_{D-\tau He}^\gamma \frac{\rho^* \langle D\alpha \rangle \langle T \rangle}{\langle U\alpha \rangle E\alpha} = 0, \quad (23)$$

این معادله ای درجه ۳ بر حسب کسر ذرات هلیوم f_{He} است.



شکل ۱. الف. بررسی اثر ρ^* بر تغییرات کسر ذرات هلیوم f_{He} براساس دما T_e در واحد کیلو الکترون ولت ب. تغییرات چگالی الکترون n_e بر حسب دما در توکامک کروی ST در حالت سوختن با کسر ثابت ذرات ناخالصی های بریلیوم و تنگستن.

هم توان آن‌ها را در نمودار ۱. ب به دست آوردیم. حد گرین‌والد بر چگالی، که به صورت n_G نشان داده می‌شود، توسط یک خط تیره افقی در نمودار ۱. ب مشخص شده است. با بررسی تقاطع این خط با هر منحنی، دو مقدار دما به دست آمد: یکی نشان‌دهنده پاسخ در دما-پایین و دیگری نشان‌دهنده پاسخ دما-بالا است. پس از آن، تجزیه و تحلیل‌های باقی مانده منحصراً با استفاده از پاسخ دما-پایین انجام شد. با استفاده از این دمای خاص برای هر منحنی، مقدار کسر ذرات هلیوم f_{He} را برای هر ρ^* در نمودار ۱. الف به دست آوردیم. در نهایت با در نظر گرفتن مقدار دما $\langle T_e \rangle$ ، کسر ذرات هلیوم f_{He} ، و چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ در هر ρ^* ، ما توانستیم دیگر پارامترهای پلازما را محاسبه کنیم. هنگامی که مقدار حد گرین‌والد 0.185 باشد، برای تمام مقادیر ρ^* که بین 0.4 تا 1.0 است، دما بین 40 keV و 40 keV تغییر کرد و در نتیجه f_{He} از 0.118 تا 0.26 تغییر کرد، یعنی تقریباً $4/5$ بار شد. چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ نیز بین 1.5×10^{20} و 4.7×10^{20} قرار گرفت. با افزایش زمان محصورسازی ذرات یا ρ^* بازه چگالی متوسط الکترونی $\langle n_e \rangle$ کاهش یافت به طوری که در $\rho^* = 4/6$ ، مقدار m^{-3} $\langle n_e \rangle = 3.1 \times 10^{20}$ بدست آمد. مقدار $\langle n_e \rangle$ به دست آمده با مقدار n^* فرض شده ما از یک مرتبه به دست آمد، پس این رویکرد از نظر عددی مناسب است. حد ترویون که به عنوان β_{limit} نیز شناخته می‌شود، نشان‌دهنده فشار پلازما است که به شدت

خاکستر غیر قابل چشم‌پوشی و کفش هستند، به انرژی واکنش‌های بعدی کمک می‌کنند. از این رو، اتخاذ رویکرد مناسب برای توازن توان و کنترل مؤثر خاکستر واکنش ضروری است. در این راستا، ما برای بررسی اثر غلظت هلیوم و ناخالصی از روش پیشنهاد شده توسط [۲۳ و ۴۶] استفاده کردیم.

در شکل ۱. الف، جواب‌های حل عددی معادله درجه ۳ را برای توکامک کروی ST و داده‌های ورودی مشخص شده نشان داده‌ایم. این جواب‌ها را برای مقادیر خاص ρ^* در محدوده 1.0 تا 4.0 به دست آورده‌ایم. هر منحنی شامل دو شاخه پاسخ است که از نظر فیزیکی به هم مرتبط هستند. در این منحنی‌ها، بریلیوم و تنگستن W را به عنوان ناخالصی‌های مورد نظر انتخاب کرده‌ایم. کسر ذره ناخالصی را برابر با مقدار ثابت $f_{Be} = 0.1 \times 10^{-2}$ برای بریلیوم و $f_W = 0.6 \times 10^{-4}$ برای تنگستن در نظر گرفتیم. در این سناریوی خاص، ما تلاش کرده‌ایم تا توکامک کروی ST را در حالت سوختن ارزیابی کنیم. نقطه سیاه در نمودار ۱. الف بیان‌گر حداکثر مقدار $\rho^* = 4.63$ است که در آن نقطه هیچ جواب عددی برای معادله درجه ۳ در دسترس نیست.

با استفاده از رابطه $\langle U_\alpha \rangle$ ، ما توانستیم منحنی‌های نشان داده شده در صفحه $f_{He} - \langle T_e \rangle$ را به منحنی‌های $n_e - \langle T_e \rangle$ تبدیل کنیم و در نتیجه با استفاده از مقادیر مشخص شده ρ^* ، منحنی‌های بسته توان همجوشی ثابت $P_{FUS} = 3000$ MW یا منحنی‌های

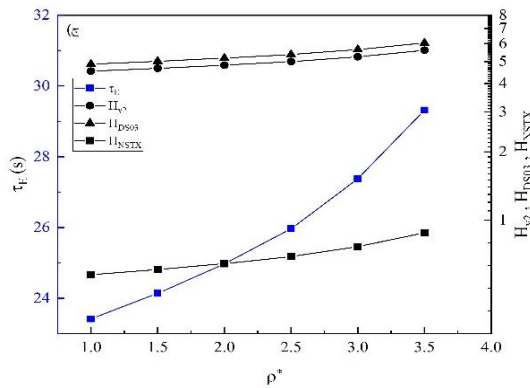
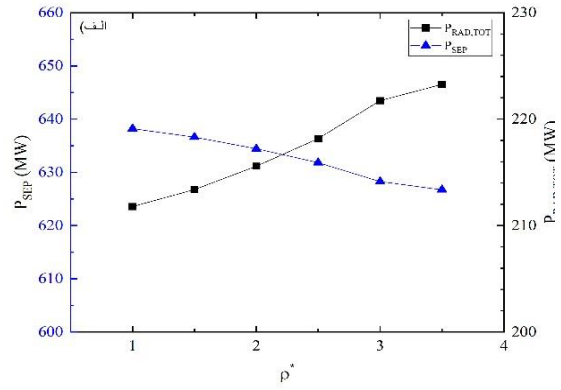
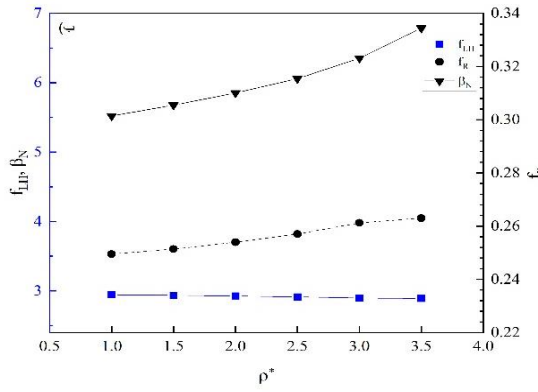
ناشی از تابش خطی، تابش حاصل از بازترکیب و یونیزاسیون می‌باشد. بنابراین،

$$\begin{aligned} P_{RAD,TOT} &= P_{SYC} + P_{BR} + P_{ie} + P_{Lri} \\ P_{SEP} &= P_{\alpha} + P_{AUX} - P_{RAD,TOT}, \end{aligned} \quad (25)$$

است. در این پژوهش، ما $P_{SEP} = P_{LOSS}$ را ارزیابی کردیم. در نمودار ۲-الف تغییرات P_{SEP} و $P_{RAD,TOT}$ به عنوان تابعی از ρ^* مورد بررسی قرار گرفت. با افزایش مقدار ρ^* از ۰/۱ به ۰/۴ مقدار $P_{RAD,TOT}$ افزایش یافت. دلیل این افزایش اتلاف کل تابش را می‌توان به افزایش کسر ذرات هلیوم و تابش مرتبط با آن نسبت داد. با وجود ثبات توان همجوشی و توان کمکی، توان گذرا از سپرتریکس کاهش یافت. علاوه بر این، نمودار نشان می‌دهد که اصلاح زمان محصورسازی ذرات یا محصورسازی انرژی از طریق یک فرآیند یا حتی خروج ذرات از پلازما تا حد زیادی بر توان خروجی خالص می‌تواند تأثیر بگذارد. این مسئله چالش قابل توجهی را به همراه دارد، زیرا پتانسیل خاموش کردن ناگهانی راکتور را دارد. با این وجود، این پارامتر می‌تواند به عنوان یک عامل فعال در کنترل سوخت مورد استفاده قرار گیرد [۴۷].

نسبت توان تابشی کل به توان گرمایی کل، که به صورت $f_R = \frac{P_{RAD,TOT}}{P_{heat}}$ نشان دادیم، توسط کسر نسبی اتلاف تابش کل تعیین می‌شود. در اصل به عنوان مجموع توان همجوشی تولید شده توسط ذره α ، P_{α} ، و توان کمکی، P_{AUX} تعریف می‌شود. با مشاهده نمودار (۲) ب، آشکار می‌شود که افزایش مقدار ρ^* یا زمان محصورسازی هلیوم بر افزایش مقدار کسر نسبی اتلاف تابش کل، f_R اثرگذار است. برای اینکه انتقال از حالت L به حالت H رخ دهد، لازم است توان عبورکننده از سپرتریکس P_{SEP} از مقدار توان آستانه P_{LH} فراتر رود، یعنی به صورت $P_{SEP} > P_{LH}$ برقرار باشد. پارامتر f_{LH} نشان دهنده کسر نسبی توان گذرا از سپرتریکس به توان آستانه است و تغییرات آن در نمودار ۲. ب نشان داده شده است. مشاهده شد که با افزایش زمان محصورسازی هلیوم یا ρ^* ، کسر f_{LH} کاهش یافت. به طور کلی مقدار این کسر بیش از ۱ است که نشان‌دهنده وقوع انتقال از حالت L به حالت H است.

وابسته به شکل پلازما است. همان‌طور که در نمودار ۱. ب نشان داده شده است، هنگامی که منحنی از این حد فراتر رود، ناپایداری مگنتوهیدرودینامیکی انتشار می‌یابد. این ناپایداری هندسه میدان مغناطیسی را تغییر می‌دهد و منجر به اختلال و نابودی نهایی پلازما و راکتور می‌شود. تا مقادیر $\rho^* = ۴.۰$ که زیر حد بتا قرار دارند، حداکثر دمای الکترون‌ها برای تمام منحنی‌ها ۵۵ keV و حداکثر چگالی الکترون m^{-3} $n_e = ۲/۵ \times 10^{۲۰}$ است. در نتیجه، برای این مقادیر ما می‌توانیم انتظار پلاسمایی پایدار را داشته باشیم. با این حال، نقطه سیاه روی نمودار که مربوط به $\rho^* = ۴/۶$ است، هم از حد بتا و هم حد چگالی فراتر رفت. در نتیجه، آشکار است که این نسبت زمان محصورسازی هلیوم به زمان محصورسازی انرژی مناسب سوختن پایدار نیست و در نتیجه، احتمال اختلال و تخریب بسیار زیاد است. در واقع، هدف ما بررسی تأثیر پارامتر ρ^* بر شرایط سوختن با حفظ کسر ذرات ثابت ناخالصی‌ها و سپس شناسایی مقادیر حداکثر و بحرانی آن بود که فراتر از آن سوختن پایدار غیرقابل دستیابی می‌شود. برای بیان دقیق‌تر این موضوع باید توجه داشت که دو جواب ممکن برای کسر ذرات هلیوم وجود دارد. این نشان می‌دهد که پلاسمای در حال سوختن می‌تواند با کسر ذرات He پایین، تقریباً ۰/۱۵-۰/۰۳، یا در حالتی که تابش و رقیق‌شدن بیشتر است، با کسر ذرات He بالاتر، حدود ۰/۳۰-۰/۲۵ کار کند. منحنی سوختن، با توان همجوشی ثابت $P_{FUS} = ۳۰۰۰$ MW، نشان داد که با افزایش زمان محصورشدن هلیوم، نه تنها دما و چگالی توکامک کاهش یافت، بلکه منحنی سوختن زمانی که $\frac{\tau_{He}}{\tau_E} > ۴/۶$ وجود ندارد. از جمله محدودیت‌های یک راکتور، ظرفیت تحمل مقدار سوخت و خاکستر است. با توجه به جفت بودن چگالی الکترون با چگالی تمام یون‌ها، و این واقعیت که یک ذره هلیوم به‌طور مؤثر جایگزین دو ذره سوخت می‌شود، با افزایش f_{D-3He} رقیق شدن رخ می‌دهد. توان همجوشی نیز به طور مستقیم با n_e^2 متناسب است و در نتیجه منجر به کاهش توان خروجی می‌شود. توان تابشی کل محاسبه شده شامل توان تابشی سینکروترونی، توان ترمزی، توان ناشی از برخورد بین یون و الکترون و توان



شکل ۲. الف. توان اتلافی تابش کل $P_{RAD, TOT}$ ، توان گذرنده از سپربریکس P_{SEP} بر حسب ρ^* . ب. کسر نسبت توان گذرنده از سپربریکس به توان آستانه f_{LH} ، کسر نسبت توان اتلافی تابش کل به توان گرمایی fR و بنای نرمالایز شده β_N نسبت به ρ^* . ج. زمان محصورسازی انرژی τ_E بر حسب ثانیه نسبت به ρ^* و ضریب افزایش محصورسازی H بر حسب مقیاس‌های متفاوت نسبت به ρ^* . همه نمودارها در برای توکامک کروی ST در حال سوختن هستند.

نسبت زمان محصورسازی هلیوم به زمان محصورسازی انرژی یا ρ^* منجر به افزایش مقدار بتا β_N می‌شود. این را می‌توان به افزایش کسر ذرات هلیوم f_{He} و همچنین افزایش متناظر در چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ و دمای متوسط الکترون $\langle T_e \rangle$ نسبت داد. این تغییرات به افزایش انرژی حرارتی کل پلازما کمک می‌کند. توجه به این نکته مهم است که انرژی حرارتی در پلازما مستقیماً با چگالی الکترون و دما متناسب است. بنابراین، با افزایش ρ^* از ۱ تا ۴، مقدار β_N افزایش قابل توجهی در حدود ۲۳٪ را تجربه کرد. هنگامی که $\rho^* > 1$ باشد که نشان‌دهنده زمان حبس طولانی‌تر برای ذرات هلیوم در مقایسه با انرژی τ_E است، و این نشان می‌دهد که ذرات هلیوم حبس مطلوب‌تری نسبت به انرژی موجود در پلازما دارند. در چنین مواردی، حضور ذرات هلیوم به افزایش پایداری پلازما و بهبود محصورشدن انرژی کمک می‌کند و در نتیجه

در پیکربندی توکامک، پارامتری معروف به بتا β_N برای تشخیص و جلوگیری از ناپایداری بالاتر از حالت مگنتوهیدرودینامیکی^۱ معرفی می‌شود. در مورد توکامک‌هایی مانند ایتر که با D-T کار می‌کنند، حد $\beta_N < 3.0$ برقرار است. اگرچه، لازم به ذکر است که این پارامتر برای هر توکامک بسته به شرایط خاص آن متفاوت است. توکامک‌های کروی که با ساختار فشرده و میدان مغناطیسی شدید خود مشخص می‌شوند، مقادیر β_N بالاتری نسبت به توکامک‌های معمولی دارند. مقادیر قابل توجه بتا تا حدود ۳۵٪ در آزمایش‌های انجام شده بر روی توکامک‌های کروی مانند NSTX و MAST حاصل شده است [۶]. علاوه بر این، در مطالعات اخیر بر روی توکامک کروی MAST-U با ساختار دیواره مقدار $\beta_N > 5.5$ را گزارش کرده‌اند [۴۸].

با تجزیه و تحلیل نمودار ۲. ب، مشخص می‌شود که افزایش

^۱ Magneto Hydrodynamics (MHD)

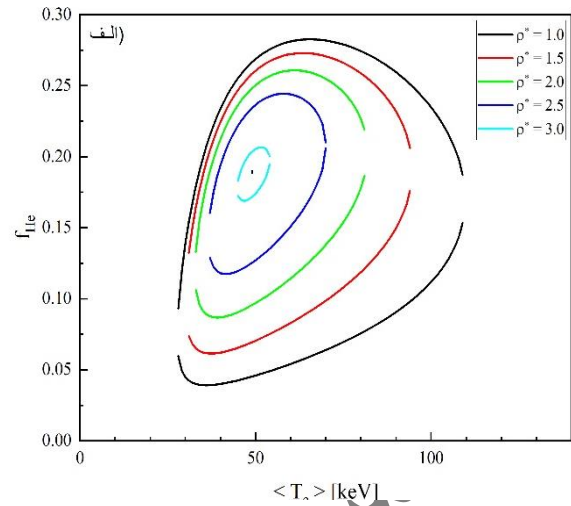
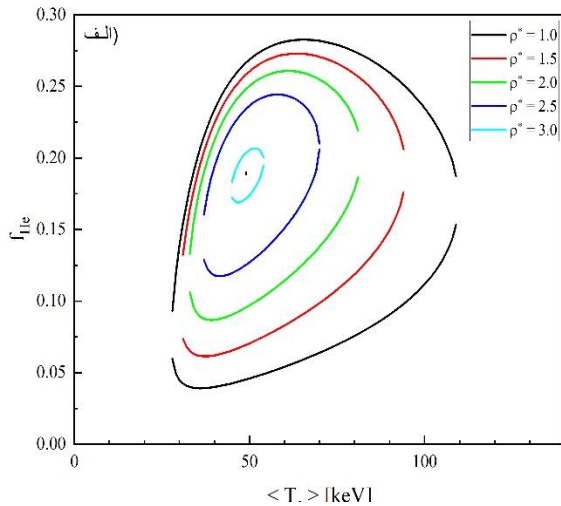
مقادیر بتا β_N بالاتر می‌رود. این پدیده معمولاً در مطالعات تجربی و همچنین شبیه‌سازی مشاهده شد.

در نمودار ۲، ج، نمودارهای زمان محصورشدن انرژی τ_E ، همراه با ضرایب محصورسازی انرژی H را بر حسب ρ^* نمایش داده شدند. معادله درجه سوم به دست آمده مستقل از τ_E است. با این حال، در حالت سوختن در توان همجوشی ثابت، ما مقادیر f_{He} و $\langle n_e \rangle$ و $\langle T_e \rangle$ در یک ρ^* را به دست آوردیم و با معادله توازن متوسط ذرات هلیوم در معادله (۲۳)، مقدار τ_E را تعیین کردیم. شایان ذکر است که دستگاه‌های مختلف از مقیاس‌گذاری‌های مختلف استفاده می‌کنند. در این تحقیق، ما بر بررسی زمان محصورسازی انرژی با استفاده از مقیاس IPb98y2، مقیاس DS03 [۴۹]، و همچنین زمان محصورسازی انرژی با مقیاس NSTX مناسب توکامک کروی تمرکز کردیم. همه این عوامل به عنوان نشانه‌ای از کیفیت محصورسازی پلاسما عمل می‌کنند. با استفاده از زمان محصورسازی محاسبه شده و قوانین مقیاس‌گذاری مربوط برای هر کدام، مقدار ضریب افزایش محصورسازی در حالت H می‌تواند به صورت $H = \frac{\tau_E}{\tau_{E,scaling}}$ تعیین شود. این اطلاعات در نمودار نشان داده

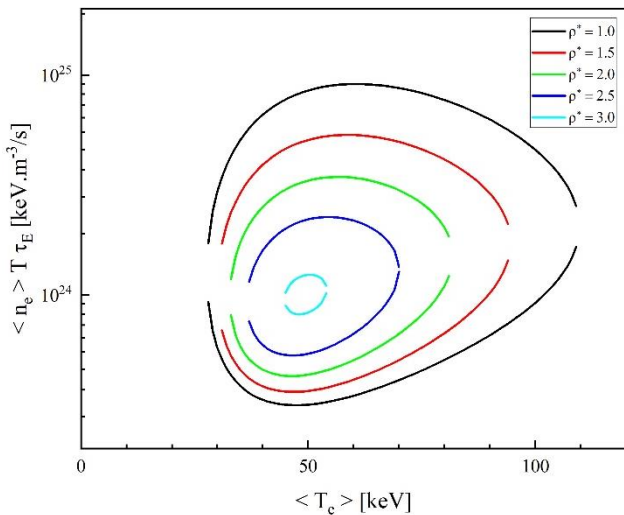
شد. زمان محصورشدن انرژی τ_E برای $\rho^* = 1.0$ تقریباً ۲۳/۴۱ ثانیه است، در حالی که برای $\rho^* = 3.5$ تقریباً ۲۹/۳۵ ثانیه است. به عبارت دیگر، زمان محصورشدن انرژی τ_E تنها ۱/۲۵ برابر زمان محصورشدن هلیوم τ_{He} است. در نمودار ۲، ج، می‌توان مشاهده کرد که مقدار $\rho^* = 1.0$ برای H_{DS} و H_{y2} کمتر از ۴/۵ و برای H_{NSTX} کمتر از ۰/۷۵ است. این نشان می‌دهد که پایین بودن محصورسازی از سوختن جلوگیری می‌کند. نمودارهایی که نشان دهنده ضریب افزایش محصورسازی با مقیاس‌های DS03 و IPb98y2 هستند، به یکدیگر نزدیک‌ترند. با این حال، ضریب افزایش محصورسازی H_{NSTX} در بازه متفاوتی قرار می‌گیرد. به طور کلی، مقدار ضریب افزایش محصورسازی با افزایش ρ^* روند صعودی را نشان می‌دهد. دلیل این رشد را می‌توان به افزایش زمان محصورشدن هلیوم یا ρ^* نسبت داد، زیرا غلظت بالاتر هلیوم با محصورسازی بهتر، واکنش همجوشی

را سرکوب می‌کند و توان تولید شده را کاهش می‌دهد. در ادامه پژوهش، معادله درجه ۳ را برای حالت احتراق توکامک کروی ST حل کردیم. در این سناریوی خاص، ما همچنین کسر ذرات ثابت ناخالصی‌ها، مانند بریلیم (Be) و تنگستن (W) را در نظر گرفتیم. وجود ناخالصی‌ها در یک پلاسما همجوشی توکامک کروی، حتی اگر در مقادیر ناچیز باشد، آشکارا اجتناب‌ناپذیر است. این ناخالصی‌ها، مانند بریلیم یا تنگستن که از طریق دیواره راکتور وارد پلاسما می‌شوند، یا نئون (Ne) و نیتروژن (N) که برای افزایش توان تابشی در دایورتور مورد استفاده قرار می‌گیرند، هستند. ورود ناخالصی‌ها به پلاسما منجر به رقیق شدن سوخت و با افزایش عدد اتمی مؤثر Z_{eff} موجب افزایش توان اتلاف تابشی می‌شوند. یکی از پیامدهای این پدیده، کاهش قابل توجه مقادیر قابل دست‌یابی چگالی و دما برای هر ρ^* است و به دنبال آن کاهش مقدار بیشینه ρ^* است. در چارچوب این پژوهش، تأثیر ناخالصی‌های مختلف حذف شد و تمرکز بر در نظر گرفتن ناخالصی‌های رایج در توکامک‌های کروی به عنوان ثابت قرار گرفت.

بهره همجوشی که به صورت $Q_{fus} = \frac{P_{FUS}}{P_{AUX}}$ نشان داده می‌شود، به عنوان پارامتری نام‌گذاری شده است که نشان‌دهنده نسبت توان همجوشی به توان کمکی است. برای اینکه توکامک به حالت احتراق برسد، مقدار $P_{AUX} = 0$ یا $Q_{fus} = \infty$ باید برقرار باشد. با دربرگرفتن این شرایط و با استفاده از داده‌های توکامک کروی ST به عنوان ورودی محاسبه، نمودارهای $f_{He} - \langle T_e \rangle$ و $\langle n_e \rangle - \langle T_e \rangle$ را رسم کرده که این نمودارها به ترتیب در نمودارهای ۳-الف و ۳-ب نشان داده شدند. در طول حالت احتراق، مقدار ρ^* از ۰/۱ به ۰/۳ تغییر کرد و حداکثر مقدار $\rho^* = ۳/۰۱۶$ تعیین شد که فراتر از آن دیگر نمی‌توان به احتراق دست یافت. به طور خاص، با این نسبت ρ^* ، احتراق برای مقادیر بزرگ‌تر از $f_{He} = ۰/۱$ در $T_e = ۲۹$ keV امکان‌پذیر نیست. علاوه بر این، محدوده دمایی هر منحنی در حالت احتراق، در مقدار مشخص شده ρ^* ، به طور قابل توجهی کمتر از حالت سوختن در همان توان همجوشی است. با استفاده از



شکل ۳. الف. اثر ρ^* بر کسر ذرات He ب. اثر ρ^* بر چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ در m^{-3} برای توکامک کروی ST در حالت احتراق بر حسب دمای الکترون keV. نوع و غلظت ناخالصی ثابت فرض شده است.



شکل ۴. اثر ρ^* بر حاصل ضرب سه گانه برای توکامک کروی ST در حالت احتراق بر حسب دمای الکترون در واحد keV. نوع و غلظت ناخالصی ثابت فرض شده است.

نگرفتیم [۴۹]. در واقع هدف ما بررسی تأثیر خاکستر هلیوم بر رفتار و عملکرد پلاسمای ناخالص همجوشی بود. حاصل ضرب سه گانه $nT\tau_E$ بر حسب دما و ρ^* در نمودار ۴ رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، با افزایش ρ^* ، حاصل ضرب سه گانه کاهش می‌یابد. برای واکنش D-T، منحنی احتراق برای $\rho^* < 15$ وجود دارد [۵۰]. لازم به ذکر است که در این محاسبات، ما تأثیر ρ^* یا اثر مهار خاکستر هلیوم را با در نظر گرفتن حضور ثابت ناخالصی‌ها بررسی کردیم. در هر دو

رابطه تبدیل حالت سوختن، از نمودار $f_{He} - \langle T_e \rangle$ به نمودار $\langle n_e \rangle - \langle T_e \rangle$ دست یافتیم. از نمودار ۳. ب مشهود است که در مقدار بیشینه ρ^* که بعد از آن احتراق صورت نمی‌گیرد، مقدار نشان‌دهنده محدودتر شدن بازه اجرایی توکامک به ازای افزایش ρ^* می‌باشد. نقاط دما-پایین حاصل از تقاطع این منحنی‌ها با خط $nG = 0/85$ برابر با $T_e = 34 - 47$ keV هستند. در مقایسه نمودار ۳. ب با نمودار ۱-ب در $P_{FUS} = 3000$ MW می‌توان دریافت که با افزایش توان کمکی، منحنی‌ها بزرگتر می‌شوند (انتقال از احتراق به سوختن)، محدوده دمای اجرایی گسترش می‌یابد و اجازه کار در چگالی الکترون کمتر نیز وجود دارد. در غیاب توان کمکی، مقدار ρ^* محدودتر می‌شود. به عبارت دیگر، برای مقادیر کمتر ρ^* ، منحنی و پنجره اجرایی بسیار سریع‌تر بسته می‌شوند.

جواب عددی مورد نظر که ما باید شرط (۲۵) را برآورده کند. زیرا اگر $f_{He} = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{1}{3} f_{D-T} - f_{He} - f_{He} - \sum_l f_l Z_l \right)$ باشد، پلاسمای صرفاً هلیومی تشکیل می‌شود. از طرفی، اگر $f_{He} = 0$ باشد، در واقع $\tau_P = 0$ خواهد بود و برای مقدار ثابت ρ^* ، مقدار $n_e \tau_E = 0$ بدست خواهد آمد و هیچ جواب فیزیکی متناظر وجود نخواهد داشت.

ما تجزیه و تحلیل خود را برای پلاسمای ایده آل در نظر جدول ۲. مقایسه کسر ذرات هلیوم در حالت سوختن و احتراق.

سوختن			احتراق	
ρ^*	f_{He}	$\langle T_e \rangle$ keV	f_{He}	$\langle T_e \rangle$ keV
۱/۰	۰/۰۲۶	۳۹/۴۴	۰/۰۳۹	۳۹/۷۷
۱/۵	۰/۰۴۰	۴۰/۶۴	۰/۰۶۳	۴۲/۱۸
۲/۰	۰/۰۵۶	۴۲/۰۹	۰/۰۹۰	۴۵/۰۳
۲/۵	۰/۰۷۳	۴۳/۸۲	۰/۱۲۸	۵۰/۵۲
۳/۰	۰/۰۹۲	۴۶/۲۳	-	-
۳/۵	۰/۱۱۵	۴۹/۷۴	-	-

[۵۳]

با وجود ناخالصی Be و W، مینیمم دمای احتراق در $\rho^* = 1$ یا حدوداً ۵۰ keV است. با افزایش محصورسازی خاکستر He یا ρ^* ، مقدار مینیمم حاصل ضرب سه گانه افزایش یافت. این افزایش به تأثیر غلظت خاکستر هلیوم بر رقیق شدن سوخت نسبت داده می شود. چون غلظت خاکستر در واحد حجم افزایش می یابد، احتمال برهمکنش با ذرات دیگر بیشتر می شود و سرعت واکنش همجوشی آن بالا می رود. ذرات هلیوم هم چنین نقشی مؤثر در تابش اتلافی از پلاسما دارند. از سوی دیگر، با افزایش زمان محصورسازی هلیوم در پلاسما، تعامل با ذرات دیگر، افزایش دما و فشار پلاسما را در پی خواهد داشت که باز هم باعث افزایش سرعت همجوشی ذرات خاکستر هلیوم می شود و بر مینیمم حاصل ضرب سه گانه اثر می گذارد. حاصل ضرب سه گانه پارامتری است که در ارزیابی راکتورها استفاده می شود، زیرا مستلزم ضرب چگالی n و دمای T در زمان محصورسازی τ_E است.

ضرب چگالی و دما به عنوان شاخص فشار پلاسما عمل می کند که به نوبه خود به طور مستقیم با میدان مغناطیسی مرتبط است. علاوه بر این، مدت زمان محصورسازی بستگی به ابعاد دستگاه دارد. در نتیجه، تقریب بزرگی میدان مغناطیسی و اندازه دستگاه از طریق استفاده از حاصل ضرب سه گانه فوق امکان پذیر می شود و در نتیجه هزینه را کنترل کرد.

۴. نتیجه گیری

تأثیر خاکستر و ذرات ناخالصی بر عملکرد پلاسما همجوشی از اهمیت زیادی برخوردار است. برای بررسی تأثیر آلودگی

توکامک معمولی و کروی، محصورسازی ذرات از حبس انرژی برتر است، و نسبت ρ^* برای سوخت D-T بین ۵-۱۰ [۵۱] یا حتی ۱۰-۳۰ [۵۲] گزارش شده است. محصورسازی مناسب انرژی برای کاهش انرژی اتلافی ضروری است. برعکس، محصورسازی مناسب ذرات به جذب خاکستر توسط واکنش کمک می کند. تأثیر ذرات محصورشده بر تعادل احتراق را می توان به راحتی در منحنی $nT\tau_E - T$ مشاهده کرد. به دلیل وضوح آشکارا و بحث قبلی، ترسیم منحنی $\rho^* = 0$ را حذف کرده ایم. این منحنی نشان دهنده یک منحنی باز است که در آن تأثیر بلعیدن واکنش توسط ذرات هلیوم نادیده گرفته شده است. با این وجود، هنگام در نظر گرفتن اثر بلعیدن ذرات، مقادیر $\rho^* > 0$ قابل قبول است و این منجر به بسته شدن و محدود شدن منحنی ها می شود. مقدار پارامتر ρ^* برای سوخت $D - {}^3He$ باید کمتر از ۰/۳ باشد تا احتراق رخ دهد. به طور طبیعی، مقدار دقیق این پارامتر بستگی به ماهیت و مقدار ناخالصی های آزاد شده در هنگام تعامل با دیواره و سایر اتم ها دارد. در جدول ۲، غلظت خاکستر هلیوم f_{He} به ازای افزایش نسبت زمان محصورسازی هلیوم به زمان محصورسازی انرژی ρ^* ارائه شد. این جدول برای مقایسه این پارامترها در حالت سوختن و احتراق پلاسما در حالت پایدار ارائه شده است. از این رو، تغییرات زمانی جمعیت ذرات پلاسما سوخت، صفر در نظر گرفته شده است. همان طور که در حالت احتراق مشاهده می شود، کسر ذرات هلیوم نسبت به حالت سوختن افزایش بیشتری یافت. با توجه به این که آن ها در تعیین مقدار ρ^* ، از خروجی هلیوم در لبه پلاسما کمک می گیرند، این امر کنترل سوخت را از طریق استفاده از پمپاژ هلیوم تسهیل می کند [۵۴-۵۴].

ناشی از حضور خاکستر و ذرات ناخالصی بر عملکرد پلاسما، از یک مدل عددی صفر-بعدی شامل تعادل توان و معادله تعادل ذرات هلیوم جفت شده استفاده شد. نسبت سوخت انتخاب شده برای این پژوهش ۷۰:۳۰ است. به منظور ارزیابی دقیق تعادل گرما و عملکرد پلاسما، این امر که تحلیل ما شامل مدل تعادل تاجی بر حسب جدیدترین داده‌های اتمی و رویکردی جدید باشد تا تمام مسیرهایی را که از طریق آن‌ها اتلاف تابشی از جمله تابش ترمزی و سینکروترون نسبی رخ می‌دهند، بسیار حائز اهمیت است. در این پژوهش برخلاف گذشته، پلاسما را غیر ایده‌آل در نظر گرفتیم و ناخالصی‌های مد نظر ما تنگستن و بریلیوم Be با کسر ذرات ثابت هستند. همچنین از $\rho^* = \frac{\tau_{He}^*}{\tau_E}$ که نسبت زمان محصورشدن هلیوم به زمان محصور شدن انرژی است برای سنجش مدل استفاده کردیم. برای رسیدن به این هدف، ما از اصول مقیاس‌گذاری استفاده کردیم که به عنوان معیاری برای ارزیابی و پیش‌بینی میزان از دست رفتن انرژی پلاسما و ذرات عمل می‌کند. این چارچوب به ما توانایی بررسی وقوع احتراق و پایداری در پلاسما در ارتباط با متغیرهای چگالی، دما، انرژی و انتقال ذرات فراهم می‌کند.

از منحنی سوختن $D-^3He$ با توان همجوشی ثابت $MW_{PFUS} = 3000$ مشخص شد که علاوه بر اینکه دما و چگالی پلاسما با افزایش زمان محصورشدن هلیوم کاهش یافت، منحنی سوختن برای $\frac{\tau_{He}^*}{\tau_E} > 4/6$ وجود ندارد. با افزایش ρ^* مقدار $P_{RAD,TOT}$ افزایش یافت، زیرا افزایش کسر ذرات هلیوم f_{He} و تابش مرتبط با آن به افزایش اتلاف تابشی و در نتیجه کاهش توان گذرا از سپرتریक्स کمک می‌کند. اصلاح زمان محصورسازی ذرات یا انرژی، بر توان خروجی خالص بسیار تأثیرگذار است. عدم رسیدگی به این مسئله منجر به خاموش شدن ناگهانی راکتور می‌شود. پس این پارامتر می‌تواند در کنترل سوخت نقش مهمی را ایفا کند. برای تعیین مقدار ρ^* ، با خروج و پمپاژ هلیوم در لبه پلاسما به این کار کمک می‌کنند. با افزایش ρ^* ، کسر ذرات هلیوم f_{He} ، چگالی و دمای متوسط الکترون و

در نتیجه انرژی حرارتی کل پلاسما W_{TH} افزایش می‌یابد که به افزایش β_N منجر می‌شود. در چنین حالتی، ذرات هلیوم محصورسازی مطلوبتری نسبت به انرژی موجود در پلاسما دارند که به افزایش پایداری پلاسما و بهبود محصورشدن انرژی کمک می‌کنند. با افزایش ρ^* ، غلظت هلیوم بیشتر می‌شود و با محصورسازی بهتر مقدار ضریب افزایش محصورسازی رشد یافت.

محصورسازی مناسب انرژی در جهت کاهش انرژی اتلافی و محصورسازی مناسب ذرات در بلعیدن خاکستر توسط خود واکنش ضروری است. در حالت احتراق پلاسما $D-^3He$ مقدار ماکزیم ρ^* که بعد از آن دیگر نمی‌توان به احتراق دست یافت، $\rho^* = 3/0.86$ است. در مقایسه حالت احتراق و سوختن، منحنی‌ها با افزایش توان کمکی بزرگ‌تر شدند و محدوده دمای اجرایی افزایش یافت. از طرف دیگر، زمانی که توان کمکی را حذف کنیم، کسر ذرات هلیوم نسبت به حالت سوختن افزایش بیشتری می‌یابد، مقدار ρ^* محدودتر می‌شود و منحنی و پنجره اجرایی پلاسما بسیار سریع‌تر بسته می‌شوند. همچنین، این رفتار حدی را در همه منحنی‌های هم تراز می‌توان دریافت که دمای ۲۸ کیلو الکترون ولت، کمترین دمای لازم برای رخ دادن احتراق و سوختن است. از عوامل محدودکننده توکامک توانایی تحمل خاکستر و مقدار سوخت است. مقدار مینیمم حاصل ضرب سه گانه با افزایش محصورسازی خاکستر He یا ρ^* ، به دلیل تأثیر غلظت خاکستر هلیوم بر رقیق‌شدن سوخت افزایش یافت. افزایش غلظت خاکستر در واحد حجم منجر به برهم‌کنش بیشتر با ذرات دیگر، افزایش دما و فشار پلاسما و افزایش سرعت واکنش همجوشی می‌شود. ذرات هلیوم از سویی دیگر در تابش اتلافی از پلاسما نقش دارند. از حاصل ضرب سه گانه در ارزیابی راکتورها استفاده می‌شود، زیرا هم می‌تواند به عنوان شاخص فشار پلاسما یا میدان مغناطیسی عمل می‌کند و هم تقریب خوبی برای اندازه دستگاه و در نهایت هزینه باشد.

مراجع

2. P E Stott, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** (2005) 1305.
3. W R Fundamenski, and A A Harms, *Fus. Technol.* **29** (1996) 313-349.
4. I N Golovin, *Fus. Technol.* **22** (1992) 103-106.
5. E Mazzucato, *Fundam. Plasma Phys.* (2023) 100022.
6. M Ono, and R Kaita, *Phys. Plasmas.* **22** (2015).
7. D C Robinson, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** (1999) A143.
8. A Hudoba, et al., *Nucl. Mater. Energy* **35** (2023) 101410.
9. G S Kurskiev, et al., *Plasma Phys. Rep.* **49** (2023) 403-418.
10. B Carpentieri, "Advances in Fusion Energy Research. From Theory to Models, Algorithms, and Applications", IntechOpen, (2022).
11. S E Wurzel, and S C Hsu, *Phys. Plasmas.* **29** (2022).
12. B Coppi, et al., *Nucl. Fusion* **41** (2001) 1253.
13. J D Galambos, and Y K M Peng, *Fus. Technol.* **19** (1991) 31-42.
14. F Sharifi, S M Motevalli, and F Fadaei, *Phys. Scr.* **96** (2021) 095601.
15. S Meschini, M Zucchetti, and E Pagliuca, *Fusion Sci. Technol.* **77** (2021) 784.
16. L Rajablou, S M Motevalli, and F Fadaei, *Pramana* **97** (2023) 115.
17. S M Motevalli, and F Fadaei, *Int. J. Mod. Phys. E* **21** (2012) 1250078.
18. M H Redi, and S A Cohen, *J. Nucl. Mater.* **176** (1990) 262.
19. S W Haney, and L J Perkins, *IEEE Thirteenth SOFE* (1989) 396.
20. H H Abou-Gabal, and G A Emmert, *Nucl. Fusion* **31** (1991) 407.
21. L Rajablou, S M Motevalli, and F Fadaei, *Phys. Scr.* **97** (2022) 095601.
22. I Ivanova-Stanik, et al., *Fusion Eng. Des.* **146** (2019) 2021.
23. D Reiter, G H Wolf, and H Kever, *Nucl. Fusion* **30** (1990) 2141.
24. A V Eremin, and A A Shishkin, *Journal of Kharkiv University, physical series «Nuclei, Particles, Fields»* **781** (2007).
25. J Ongena, et al., *Nat. Phys.* **12** (2016) 398.
26. M Nakata, et al., *IAEA-CN* **234** (2018).
27. W Guo, et al., *Nucl. Fusion* **61** (2020) 016020.
28. E J Synakowski, et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3689.
29. D Reiter, G H Wolf, and H Kever, *J. Nucl. Mater.* **176** (1990) 756.
30. E R Rebhan, and G Van Oost, *Fusion Sci. Technol.* **49** (2006) 16-26.
31. H S Bosch, and G M Hale, *Nucl. Fusion* **32** (1992) 611.
32. A A Mavrin, *Radiat. Eff. Defects Solids* **173** (2018) 388.
33. O Mitarai, A Hirose, and H M Skarsgard, *Fus. Technol.* **19** (1991) 234.
34. O Mitarai, H Matsuura, and Y Tomita, *Fusion Eng. Des.* **81** (2006) 2719.
35. O Mitarai, "Nuclear Reactors, Nuclear Fusion and Fusion Engineering" **405** (2009).
36. H P Summers, and M B Hooper, *Plasma Physics* **25** (1983) 1311.
37. CODATA Internationally recommended values of the fundamental physical constants 2018 (<https://www.physics.nist.gov/cuu/Constants/>)
38. P A M Van Hoof, et al., *MNRAS*, **444** (2014) 420.
39. I Ivanova-Stanik, et al., *Fusion Eng. Des.* **136** (2018) 1313.
40. R Wenninger, et al., *Nucl. Fusion* **57** (2016) 016011.
41. Post, et al., *At. Data Nucl. Data Tables* **20** (1977) 397.
42. C Breton, C De Michelis, and M Mattioli, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **19** (1978) 367.
43. H P Summers, and R W P McWhirter, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **12** (1979) 2387.
44. D K Morozov, E O Baronova, and I Y Senichenkov, *Plasma Phys. Rep.* **33** (2007) 906.
45. P F Buxton, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** (2019) 035006.
46. E Rebhan, et al., *Nucl. Fusion* **36** (1996) 264.
47. M A Jakobs, "Fusion energy: Burning questions" (2016).
48. J W Berkery, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** (2020) 085007.
49. A C C Sips, et al., *Nucl. Fusion* **58** (2018) 126010.
50. S M Motevalli, and F Fadaei, *Z Naturforsch A* **70** (2015) 79.
51. G Becker, *Nucl. Fusion* **28** (1988) 1458.
52. D L Hillis, et al., *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2382.
53. M Fichtmüller, et al., *J. Nucl. Mater.* **266** (1999) 330.
54. S J Zweben, et al., *Nucl. Fusion* **40** (2000) 91.

نسخه پیش از انتشار