مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۸، شمارهٔ ۴، زمستان ۱۳۹۷

شرایط گذار به اشتعال غیرتعادلی در افروزش حجمی هدف‌های کروی ساده

محدثه رجب‌نژاد، سهیل خوشبین‌فر و عباس قاسمی‌زاد

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه دانشگاه گیلان، رشت

پست الکترونیکی: skhoshbinfar@guilan.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۶/۰۶/۰۱ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۳۹۷/۰۳/۲۷)

چکیده

در این پژوهش، شرایط گذار از افروزش تعادلی به اشتعال غیرتعادلی به ازای ساچمه‌های سوخت کروی ساده به ابعاد چند mm، متشکل از لایهٔ سوخت داخلی DT و لایهٔ خارجی طلا، راه اندازی شده با باریکهٔ یون سنگین ^{209}Bi با استفاده از کد شبیه‌سازی DEIRA4 مورد مطالعه قرار گرفت. ساچمه‌های سوخت مفروض به دلیل افزایش کدری پلاسما، قادر به گیراندازی ذرات باردار، تابش و حتی کسری از انرژی نوترون‌های سریع هستند. بدین ترتیب، سوخت می‌تواند در چارچوب رهیافت افروزش حجمی و دمای خود- افروزشی پایین‌تری در حدود ۲-۱ keV افروخته شود. به منظور کاهش زمان محصورسازی و انرژی راه انداز، افروزش تعادلی باید به اشتعال غیرتعادلی گسترش یابد. در این راستا، تحولات سازوکارهای گرمایشی، اتلافی پلاسما و رقابت میان آنها برای رسیدن به شرایط گذار به اشتعال غیرتعادلی در چنین هدف‌هایی مورد بررسی قرار گرفت. در این محاسبات، تأثیر سهم انفرادی و تجمعی تمامی عوامل فیزیکی گرمایشی چون سهم ذرات آلفای حاصل از گداخت DT، گرمایش نوترونی به ازای تقریب اولین پراکندگی و واکنش‌های گداخت ثانویه در مقیاس بازه زمانی افروزش و اشتعال سوخت DT در نظر گرفته شده است. بر این اساس، نشان داده شد که نقش واکنش‌های ثانویه‌ای چون DD، D^3He و همچنین سهم نهشت انرژی نوترون‌های ۱۴٫۰۶ MeV و ۲٫۴۵ MeV به ازای تقریب اولین پراکندگی، بر کاهش دمای گذار به اشتعال غیرتعادلی اثر می‌گذارد. دمای گذار به اشتعال غیرتعادلی در ساچمه سوخت ساده با در نظر گرفتن سهم نهشت انرژی نوترون‌ها نسبت به اشتعال غیرتعادلی آرمانی ۳٫۶ keV به مقدار کمتری برابر با ۳٫۲۴ keV کاهش می‌یابد و به نوبه خود کوچک‌تر از دمای افروزش آرمانی ۴٫۳ keV طرح افروزش لکه داغ است. به جهت بررسی تأثیر پارامترهای راه‌انداز در شرایط گذار، محاسبات به ازای پیکربندی‌های مختلف ساچمه سوخت کروی ساده انجام شد و مشخص شد که کاهش چند برابری در مدت زمان تابش دهی باریکه و افزایش چند برابری در توان ورودی، منجر به کاهش دمای گذار در این نوع از ساچمه‌ها می‌شود.

واژه‌های کلیدی: همجوشی محصورشدگی لختی، افروزش حجمی، راه‌انداز یون سنگین، افروزش تعادلی، اشتعال غیرتعادلی

۱. مقدمه

یکی از زمینه‌های جذاب پژوهشی در فیزیک هسته‌ای، همجوشی محصورشده لختی (ICF) است. پایه و اساس این روش، فشرده‌سازی، افروزش و اشتعال پلاسمای سوخت است. ایدهٔ افروزش جرقه‌ای و حجمی به عنوان راهکارهای سنتی آن محسوب می‌شوند [۱]. در ایدهٔ افروزش جرقه‌ای، افروزش از لکهٔ داغ مرکزی آغاز می‌شود و از آنجا یک موج اشتعال گرما هسته‌ای فراصوتی به سمت خارج هدف و از درون لایهٔ سوخت عبور می‌کند [۲]. در مقابل، در ایدهٔ دوم، سراسر ناحیهٔ سوخت به شرایط مورد نیاز برای افروزش می‌رسد [۳]. در ساچمه‌های

سوخت افروزش جرقه‌ای، لکهٔ داغ به دلیل داشتن چگالی سطحی کم ($0.2-0.3\ g/cm^2$)، نسبت به عبور تابش از سطح خود شفاف بوده و در عمل به سرمایش پلاسما کمک می‌کند. بدین ترتیب، رسیدن به شرایط خود- افروزشی در دماهای بالاتر از دمای آرمانی (۴٫۳ keV) امکان پذیر می‌شود و از آن دما به بعد، فرایندهای گرمایشی می‌توانند بر فرایندهای سرمایشی غلبه کرده و بهرهٔ انرژی قابل توجهی را حاصل کنند. این افزایش دما تا هر میزانی نمی‌تواند اثر مطلوبی بر روند فرایند همجوشی هسته‌ای داشته باشد و این به علت وابستگی چگالی توان تابش ترمزی به تغییرات دما است، به نحوی که با افزایش دما، اتلاف انرژی تابشی بیشتر می‌شود و از سویی دیگر، از یک دمای مشخص به بعد، چگالی توان نهشتی محصولات همجوشی به دلیل کاهش میزان سطح مقطع همجوشی، سیر نزولی پیدا می‌کند. علاوه بر این، حتی حضور سوخت سرد در اطراف لکهٔ داغ با چگالی سطحی بالاتر نیز ($1-3\ g/cm^2$) نمی‌تواند به گیراندازی تابش کمکی کند. بنابراین امکان برقراری تعادل بین مؤلفه‌های ماده و تابش وجود ندارد و مراحل افروزش و اشتعال در حالت چند دمایی اتفاق می‌افتد [۴].

بر اساس بررسی‌های انجام شده، مشخص شد که به منظور کاهش دمای خود- افروزشی ، کلید اصلی، گیراندازی تابش در لایهٔ سوخت است. به همین سبب روش جایگزینی به نام افروزش حجمی با دمای پایین پیشنهاد شد. در واقع، اگر سوخت به اندازهٔ کافی چگال و ضخیم باشد، میزان اتلاف تابشی به طور قابل توجهی کاهش خواهد یافت و همچنین سوخت می‌تواند کسر قابل ملاحظه‌ای از انرژی نوترون‌ها را نیز دریافت کند [۵]. این نوع ساچمه‌های سوخت دارای چگالی سطحی بیشتری ($5-10\ g/cm^2$) نسبت به ساچمه‌های افروزش جرقه‌ای هستند. بنابراین، افروزش در محدودهٔ دمایی بسیار پایین‌تری نسبت به روش افروزش جرقه‌ای (در حدود ۱-۲ keV) رخ می‌دهد [۶]. از سویی دیگر، در جهت افزایش بهرهٔ انرژی، ساچمه‌های سوخت فوق چگال شامل هل دهنده با عدد اتمی بالا نیز پیشنهاد شدند. بررسی جامع شرایط افروزش و اشتعال چنین ساچمه‌هایی، نخستین بار توسط کیرکپاتریک و بعداً توسط لکنر مطالعه شد [۷ و ۸]. این هل دهنده‌ها به دلیل میزان کدری بالا می‌توانند به گیراندازی تابش در سوخت و محصورسازی سوخت داغ کمک کنند و موجب افزایش مؤثری در بهرهٔ انرژی شوند و به همین سبب، شرایطی را فراهم کنند که سوخت در زمان افروزش در حالت تعادل حرارتی قرار داشته باشد [۹]. بعد از دستیابی به شرایط افروزش تعادلی، دمای الکترون، یون و تابش به طور هم‌زمان افزایش می‌یابد. بدیهی است که قسمت عمدهٔ انرژی محصولات همجوشی باید به یون‌ها به منظور دستیابی به بهرهٔ انرژی بالا منتقل شود و این موضوع نیازمند جداسازی دمای ذره و تابش است. از طرفی، اگر سوخت در شرایط تعادل با تابش باقی بماند، به زمان محصورسازی بیشتری نیاز است که این خود بحث پایداری هیدرودینامیکی را مطرح می‌کند که بدین ترتیب سلامت کل فرایند به خطر می‌افتد.

بنابراین به منظور کاهش انرژی راه‌انداز و افزایش بهرهٔ انرژی، باید افروزش تعادلی به شرایط اشتعال خودنگهدار گسترش یابد. کیرکپاتریک، این مقدار نقطهٔ گذار دمایی را برای ساچمه‌های سوخت DT شامل هل دهنده، ۳ keV محاسبه کرد که نشان دهندهٔ مرز وقوع شرایط اشتعال غیرتعادلی است [۷]. در این حالت، میان پارامترهای اتلافی و گرمایشی پلاسما شرایط توازن برقرار شده است. لازم به توضیح است که این مقدار در شرایطی به دست آمده است که اشتعال سوخت در زمان ایستایی رخ دهد. در سال‌های اخیر در شبیه سازی عددی افروزش و اشتعال کپسول سوخت NIF[1]، لی و همکاران شرایط دقیق‌تری از گذار غیرتعادلی در مرحله اشتعال سوختDT و با در نظرگرفتن تنها واکنش گداخت DT با کمک کد تک بعدی RDMG را به دست آوردند و مقدار حاصل در محدوده ۳٫۴-۳٫۵۵ keV برآورد شد که این مقدار کمی بالاتر از مقدار به دست آمده به وسیلهٔ کیرکپاتریک است. علت این تفاوت، ناشی از آن است که در عمل، اشتعال غیرتعادلی در زمان ایستایی رخ نداده است. آنها نشان دادند که این موضوع وابسته به تأثیر کار مکانیکی در زمان گذار است [۱۰].

۱. National Ignition Facility

در بخش اول این مقاله، فیزیک شرایط گذار به اشتعال غیرتعادلی بر اساس معادلات توازن انرژی بررسی می‌شود. در سایر پژوهش‌های انجام شده، فقط به ازای ساچمه‌های حاوی سوخت DT با راه انداز لیزری، نقاط گذار به اشتعال غیرتعادلی محاسبه شده و از طرفی، به دلیل کوچکی و چگالی سطحی پایین این نوع ساچمه‌ها از نقش مثبت سهم نوترون‌ها در تغییر دمای گذار صرف نظر شده است [۷ و ۱۰]. در این پژوهش، قصد داریم که معیار دمایی لی را به ازای ساچمه‌های سوخت متناسب با راه‌انداز یونی بررسی کنیم. به همین منظور، جهت بررسی این شرایط کد شبیه سازی DEIRA4 را که برای فرایندهای همجوشی لختی با باریکهٔ یونی طراحی شده است به کار می‌گیریم [۱۱]. به دلیل قابلیت کد، در محاسبهٔ سهم تَرابُرد فراورده‌های باردار واکنش‌های جانبی DD، D^3He و همچنین سهم نهشت انرژی نوترون‌های ۱۴٫۰۶ MeV و ۲٫۴۵ MeV، می‌توان شرایط گذار از افروزش تعادلی به اشتعال غیرتعادلی را در ایدهٔ افروزش حجمی با در نظرگرفتن این فرایندها و تأثیر آن بر تغییر شرایط گذار در ساچمه‌های با راه‌انداز یونی به دقت مطالعه کرد. در این راستا، تلاش می‌شود که تحولات هر یک از فرایندهای سهیم در ایجاد این حالت و نقش رقابتی آنها در دینامیک افروزش و اشتعال برای ساچمهٔ سوخت کروی ساده راه‌اندازی شده با باریکهٔ یونی مورد مطالعه قرار گیرد.

۲. فیزیک گذار به اشتعال غیرتعادلی

فرالی و همکاران، نخستین محاسبات روابط حاکم بر افروزش و اشتعال سوخت‌های پرچگال را در سال ۱۹۷۴ انجام دادند[۱۲]. آنها با بهره‌گیری از فیزیک اشتعال توانستند ویژگی‌های مختلف ساچمه از جمله شرایط خود گرمایش، فروپاشی و افروزش سوخت را به دست آورند. کیرکپاتریک نیز با کمک محاسبات تحلیلی و با در نظرگیری فرایندهای گرمایشی و سرمایشی پلاسما، شرایط کمینه برای افروزش در ساچمه‌های سوخت DT کوچک را تعیین کرد. وی در محاسبات خود نقش اثر متقابل فرایندهای فیزیکی در حین فرایند انفجار درونی به ویژه در نزدیکی لحظهٔ ایستایی را که وابستگی خاصی به تغییرات کوچک آهنگ انرژی اتلافی و گرمایشی دارد بررسی کرد [۷]. به طورکلی، شرایط لازم جهت افروزش و اشتعال در سوخت با توازن مناسب بین سازوکارهای اتلافی و گرمایشی پلاسما ایجاد می‌شود. به همین سبب، می‌توان با بررسی تحلیلی معادلات توازن انرژی که خود نیز وابسته به دمای یون، الکترون و تابش است، به درک بهتری از نحوهٔ تغییرات و رقابت بین این فرایندها دست یافت. پلاسمای همجوشی معمولاً با تئوری سه دمایی توصیف می‌شود که در آن یون، الکترون و تابش با دماهای مجزای T_i، T_e و T_r معرفی می‌شوند [۱۳ و ۱۴]. با فرض پیروی یون‌ها و الکترون‌ها از توزیع انرژی ماکسولی و تابش از توزیع انرژی پلانکی، می‌توان انرژی درونی یون‌ها، الکترون‌ها و انرژی تابشی را در زمان t به ازای سوخت هم‌مولار DT در کره‌ای به شعاع R به صورت روابط زیر نشان داد:

$$E_i = \rho V C_{vi} T_i \,,\; E_e = \rho V C_{ve} T_e \,,\; E_r = \rho V C_{vr} T_r \,, \quad (۱)$$

که در آنها، ρ چگالی سوخت بر حسب g/cm^3، T_e، T_i و T_r به ترتیب دمای الکترون، یون و تابش بر حسب keV و V حجم ناحیهٔ سوخت بر حسب cm^3 است. C_{vi}، C_{ve} و C_{vr} را به ترتیب ظرفیت گرمایی ویژهٔ یون، الکترون و تابش می‌نامند و به صورت روابط زیر مشخص می‌شوند [۱۲ و ۱۴]:

$$C_{vi} = \frac{3k_B}{2\overline{m_i}} \,,\; C_{ve} = \frac{3\bar{Z}k_B}{2\overline{m_i}} \,,\; C_{vr} = \frac{16\sigma_B T_r^3}{\rho c} \,, \quad (۲)$$

که در آن k_B ثابت بولتزمن، m_i جرم میانگین یون بر حسب گرم، σ_B ثابت استفان- بولتزمن، $\bar{Z}$ عدد اتمی میانگین و c سرعت نور است. معادلات انرژی جفت شده به ازای سوخت هم مولار DT با شعاع R و توزیع چگالی و دمای یکنواخت، پس از انتگرال‌گیری در سراسر ناحیهٔ سوخت به صورت روابط زیر به دست می‌آیند [۱۲و۱۴]:

$$\rho C_{vi} \frac{\partial T_i}{\partial t} = W_{\mathrm{Pr}oducts,i} - W_{ie} - \frac{3F_i}{R} - W_{mi} \,, \quad (۳)$$

$$\rho C_{ve} \frac{\partial T_e}{\partial t} = W_{\mathrm{Pr}oducts,e} + W_{ie} - \frac{3F_e}{R} - W_{me} - \left(A_{er} + A_C\right)(T_e - T_r) \,, \quad (۴)$$

$$\rho C_{vr} \frac{\partial T_r}{\partial t} = -W_{mr} - \frac{3F_r}{R} + \left(A_{er} + A_C\right)(T_e - T_r) \,, \quad (۵)$$

که در آن $W_{Products,i}$ و $W_{Products,e}$ به ترتیب چگالی توان تَرابُـرد انرژی محصولات همجوشی به یون‌ها و الکترون‌ها، F_i، F_e و F_r به ترتیب شار رسانش یون، الکترون و تابش در سطح سـوخت و W_{mi}، W_{me} و W_{mr} سهم مربوط به کار مکانیکی یون، الکترون و تابش هستند. در روابط بالا، $(A_{er}+A_C)(T_e-T_r)$ آهنـگ مبادلـهٔ انرژی میان الکترون‌ها و تابش است که شامل فرایندهای تـابش ترمزی و پراکندگی کـامپتون وارون اسـت. هنگـامی کـه دمـای پلاسمای سوخت در بازهٔ چند keV باشد، الکترون‌ها و یـون‌هـا در اثر مجاورت با سایر ذرات باردار، بخشی از انـرژی جنبشـی خود را از طریق تابش ترمزی از دست می‌دهند و از آنجایی که خاصیت تحرک‌پذیری الکترون‌ها بـه مراتـب بیشـتر از یـون‌هـا است، آهنـگ تـابش ترمـزی بـرای الکتـرون‌هـا دارای اهمیـت بیشـتری اسـت و بـه شـکل $A_{er}\sim A_b\rho T_e^{-1/2}G(T_r/T_e)$ محاسـبه می‌شود [۱۲ و ۱۴]. علاوه بر فرایند تابش ترمزی، الکترون‌ها نیز می‌توانند انرژی را به وسیلهٔ تابش پراکندگی کامپتون وارون بـه صورت تابش انتقال دهند که آهنگ آن را بـا اسـتفاده از رابطـهٔ زیر می‌توان محاسبه کرد [۱۴]:

$$A_C\left[\frac{erg}{s.\,cm^3.\,keV}\right]=\frac{128}{3}\frac{\pi}{m_e c^2}\sigma_B n_e r_c^2 T_r^4\,, \qquad (6)$$

که در این رابطه، n_e چگالی عددی الکترون بـر حسـب g/cm^3 و r_e شعاع کلاسیکی الکترون است. در پلاسمای همجوشی، مبادله انرژی بین یون‌ها و الکترون‌ها از طریق برخوردهای کولنی اتفاق می‌افتد که یکی از سازوکارهای اتلاف انرژی یون‌هـا محسـوب می‌شود. در روابط(۳) و(۴)، W_{ie} چگالی توان مبادلهٔ انرژی بـین الکترون و یون است و به کمک رابطهٔ زیر معرفی می‌شود [۱۵]:

$$W_{ie}\left[\frac{erg}{s.\,cm^3}\right]=\left(\frac{3}{2}\right)\frac{k_B(T_i-T_e)}{\tau_{eq}}\,, \qquad (7)$$

که در آن، τ_{eq}، زمان واهلش متوسط مؤلفه‌های پلاسـما بـوده و با رابطهٔ زیر نشان داده می‌شود:

$$\tau_{eq}=\frac{3m_e m_i}{8\sqrt{2\pi}\,n_i e^4\ln\Lambda}\left(\frac{k_B T_e}{m_e}+\frac{k_B T_i}{m_i}\right)^{\frac{3}{2}}. \qquad (8)$$

در رابطهٔ بالا، پارامتر $\ln\Lambda_{ei}$ لگاریتم کولن الکترون- یون است.

در ساچمه‌های سوخت شامل هل دهنـده بـه دلیـل کـدری بالای پلاسما، شرایطی ایجاد می‌شود که تابش از ناحیهٔ سوخت در همان آهنگی که تولید می‌شود، نشت پیدا نکند بلکـه بیشـتر انرژی خود را صرف گرمایش قسمت‌هایی از سوخت کنـد کـه دمای کمتری دارند. در نتیجه، ناحیه سوخت در تعادل دمایی بـا تابش به شرایط افروزش می‌رسد. حال با در نظر گیـری تعـادل دمایی ($T_i=T_e=T_r=T$) در زمان افروزش و ساده سازی معادلات (۳) تا (۵)، رابطه زیر به دست می‌آید:

$$W_{Products}={}^{3F}/_{R}\,, \qquad (9)$$

که در آن $F=F_e+F_i+F_r$ اسـت و بـه صـورت رابطـهٔ زیـر قابـل محاسبه می‌شود:

$$F=\kappa_e\nabla T_e+\kappa_i\nabla T_i+\kappa_r\nabla T_r\,, \qquad (10)$$

که ∇T_e، ∇T_i و ∇T_r به ترتیب گرادیان دمـای الکتـرون، یـون و تابش است و ضرایب κ_e، κ_i و κ_r با اسـتفاده از روابـط تحلیلـی قابل محاسبه است [۱۱ و ۱۲]. رابطهٔ (۹)، شرط وقوع افـروزش تعادلی را نشان می‌دهد. زمانی افروزش تعادلی رخ می‌دهـد کـه دمای تابش، یون و الکترون در تعادل با هم قرار داشته باشند. از سـویی دیگـر، بـه دلیـل کـاهش انـرژی راه انـداز و زمـان محصورسـازی، بایـد گـذاری از افـروزش تعـادلی بـه اشـتعال غیرتعادلی رخ دهد. به همین سبب، انرژی نهشـتی محصـولات همجوشی باید بتواند بـر عناصـر اتلافـی پلاسـما غلبـه کنـد و موجب گرمایش پلاسما، افزایش دمای یون و در نتیجه اشـتعال آن شوند.

از آنجایی که افروزش تعادلی در دماهای پایین (۱keV-۲keV~) رخ می‌دهد و بر اساس روابط و پارامترهـای مـؤثر در محاسـبهٔ شار رسانش، میزان شار رسانش الکترون و به خصوص یون در زمان افروزش تعادلی، بسیار کمتر از شار تابشی در سطح ناحیهٔ سوخت است، می‌توان رابطهٔ (۹) را به صورت ساده‌تر شده زیر بیان کرد [۱۱ و ۱۲]:

$$W_{Products}={}^{3F_r}/_{R}\,. \qquad (11)$$

در سال‌های اخیر نیز لـی و همکـاران بـه منظـور بررسـی ایـن شرایط، یک افزایش دمای تحلیلی در حالت تعادل بـین مـاده و تابش را به ازای ساچمهٔ سوخت NIF در نظر گرفتند تا تخمینی از انرژی نهشتی محصولات همجوشی مورد نیاز جهت اشـتعال

غیرتعادلی به دست آید. بنابراین به ازای افزایش ناچیز دما δT، با صرف نظر از شار رسانش الکترونی و یونی به دلیل کوچکی در مقایسه با شار تابشی و همچنین با ساده سازی معادلات بالا به رابطهٔ زیر رسیدند [۱۰]:

$$W_{\Pr oducts} = \frac{1}{3}\left(\frac{\pi^2}{6} W_b + W_C + W_m\right), \qquad (12)$$

که در آن W_b و W_C به ترتیب چگالی توان تابش ترمزی به ازای پلاسمای رقیق و چگالی توان پراکندگی کامپتون هستند. W_b، $W_m=W_{me}+W_{mi}$ و W_C با استفاده از روابط زیر محاسبه می‌شوند [۴ و ۱۴]:

$$W_b\left[\frac{erg}{s.cm^3}\right] = 2\left[\frac{25\,\bar{Z}^3 e^6}{3hm_e c^3}\right]\left(\frac{2\pi k_B}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (13)$$

$$n_e^2 T_e^{\frac{1}{2}} = 5/34\times10^{-24}\, n_e^2 T_e^{\frac{1}{2}},$$

$$W_{me}\left[\frac{erg}{s.\,cm^3}\right] = \frac{3P_e}{R}\frac{dR}{dt},\quad W_{mi}\left[\frac{erg}{s.\,cm^3}\right] = \frac{3P_i}{R}\frac{dR}{dt},$$

$$W_{mr}\left[\frac{erg}{s.\,cm^3}\right] = \frac{3P_r}{R}\frac{dR}{dt}, \qquad (14)$$

$$W_C\left[\frac{erg}{s.\,cm^3}\right] = \frac{128}{3}\frac{\pi}{m_e c^2}\sigma_B n_e r_c^2 T_r^4\left(T_e\right), \qquad (15)$$

که در آن P_i، P_e و P_r به ترتیب بیانگر فشار یون، الکترون و تابش بر حسب erg/cm^3 و dR/dt سرعت موج انفجار با واحد cm/s است. بر اساس رابطهٔ (۱۲) شرایط گذار غیرتعادلی زمانی اتفاق می‌افتد که انرژی آزاد شده از محصولات همجوشی بتواند بر عناصر اتلافی غلبه کند. از طرفی، پراکندگی کامپتون تنها زمانی چشمگیر است که دمای تابش فراتر از ۶ keV شود [۷]. در نتیجه، در شرایط گذار غیرتعادلی که مقادیر دمای تابش کم است، چگالی توان پراکندگی کامپتون نقش مهمی در تعیین نقطهٔ گذار ندارد. با این حال در دماهای بالاتر، چگالی توان پراکندگی کامپتون عامل مهمی در سرمایش پلاسما است و نمی‌توان از آن صرف نظر کرد. در محاسبات لی و همکاران، تنها واکنش سوخت DT در نظر گرفته شد و از سهم سایر واکنش‌های جانبی چشم پوشی شد و از طرفی، به دلیل اهمیت کم نهشت انرژی نوترون‌ها در ساچمه‌های لیزری NIF، تنها نهشت انرژی ذرات آلفا به عنوان عامل اصلی گرمایش در نظر گرفته شد. در ادامه نشان داده می‌شود که در هدف‌های با مقیاس راکتور گداخت لختی راه‌اندازی شده با باریکهٔ یونی، نقش واکنش‌های ثانویه و کسر انرژی نهشتی نوترون‌ها می‌تواند بر تغییر دمای گذار به اشتعال غیرتعادلی تأثیرگذار باشد.

۳. مشخصات راه‌انداز و ساچمهٔ سوخت

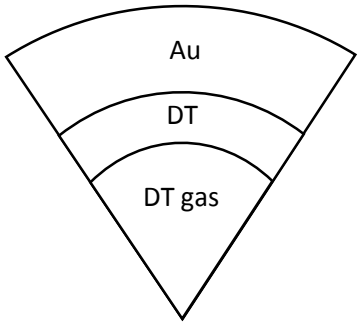
یکی از مهم‌ترین بخش‌های تحقیقات همجوشی هسته‌ای در راکتورهای گداخت آتی، طراحی و ساخت ساچمهٔ سوخت است. بر این اساس، چندین نوع طراحی بر حسب مقاصد مختلف از جمله آزمایش‌های تجربیICF، تعیین پارامترهای راه انداز و آهنگ رشد ناپایداری‌های هیدرودینامیکی وجود دارد. اهداف اصلی در همه این طراحی‌ها، بهینه‌سازی تَرابُرد انرژی و فشردگی سوخت با کمینه انرژی ورودی است. در انتخاب و طراحی ساچمه باید به عوامل مختلفی از جمله نوع باریکهٔ راه‌انداز و شیوه راه‌اندازی توجه کرد. از آنجایی که استفاده از باریکه‌های یون سنگین به عنوان یکی از گزینه‌های مطرح در جهت دستیابی به انرژی‌های حاصل از همجوشی قلمداد می‌شود، در این پژوهش، از ساچمه‌هایی که تحت تابش باریکهٔ یون سنگین قرار می‌گیرند، استفاده می‌شود. علت این انتخاب نیز آن است که باریکهٔ یون سنگین به دلیل ویژگی‌های مثبتی که در مقایسه با باریکه‌های لیزری و الکترونی دارد، می‌تواند گزینهٔ مناسب‌تری به جهت دستیابی به بهرهٔ انرژی بالاتر باشد. مزیت اصلی این باریکه‌ها، عدم تولید الکترون‌های داغ و در نتیجه جلوگیری از پیش‌گرمایش نامناسب ساچمهٔ سوخت است. از طرفی، اختلاف اساسی در تَرابُرد انرژی بین باریکه‌های یونی و لیزری آن است که یون‌ها می‌توانند به دلیل برد جرمی بالاتر خود در اعماق بیشتری از درون ساچمهٔ سوخت نفوذ کرده و قسمت عمده‌ای از انرژی‌شان را به نهشت بگذارند، اما در مقابل، لیزر تنها با سطح ساچمه برهم‌کنش انجام می‌دهد. از سویی دیگر، عمق نفوذ باریکهٔ یونی به جرم یون و انرژی ماده نیز بستگی دارد. در نتیجه یون‌های سنگین نظیر Bi، Pb و U

می‌توانند در یک فاصلهٔ معین حتی نسبت به یون‌های سبک انرژی بیشتری را به نهشت بگذارند [۱۶ و ۱۷]. بر اساس بررسی‌های انجام شده، تابش نقش مهم‌تری در ساچمه‌های راه‌اندازی شده با باریکهٔ یونی نسبت به همجوشی لیزری دارد. این حقیقت حاکی از آن است که در همجوشی با راه‌انداز لیزری، به طور کلی تَرابُرد الکترون‌های فوق حرارتی از تابش نیز اهمیت بیشتری دارد و عامل مهم دیگری در جهت اتلاف انرژی پلاسمای سوخت است. ولی در ساچمه‌های همجوشی با راه‌انداز یونی، تَرابُرد تابش و رسانش حرارتی الکترون، تنها موارد انتقال انرژی هستند [۱۸].

به منظور تعیین مقادیر قابل قبول به ازای پارامترهای باریکهٔ یونی و ساچمهٔ سوخت مطلوب متناظر با آن، تحقیقات گسترده‌ای صورت گرفته است [۱۹–۲۱]. از بین ساچمه‌های سوخت پیشنهاد شده، برای تعیین شرایط گذار اشتعال غیرتعادلی به بررسی ساچمه‌های سوخت کروی ساده متشکل از لایهٔ سوخت داخلی و لایهٔ خارجی از جنس طلا پرداختیم [۹]. نکته مهم در عملکرد این نوع ساچمه‌ها که آنها را از سایر پیکربندی‌های موجود متمایز می‌کند آن است که در این ساچمه‌ها نه تنها امکان رسیدن به شرایط رهیافت افروزش حجمی وجود دارد بلکه به دلیل طراحی ساده، قابلیت ساخت و اجرای آسان خود می‌تواند گزینهٔ مناسبی به منظور تعیین کمینه شرایط باریکهٔ یون سنگین برای رسیدن به یک بهرهٔ انرژی آرمانی باشند.

۴. نتایج شبیه‌سازی

به منظور تعیین نقاط گذار با توجه به فیزیک آن، به ازای ساچمهٔ سوخت کروی ساده متناسب با راه‌انداز یونی با کد محاسباتی DEIRA4 شبیه‌سازی را انجام داده‌ایم و میزان تغییرات دمای گذار با و بدون در نظر گرفتن سهم نهشت انرژی نوترون‌ها و واکنش‌های جانبی مورد مطالعه قرار گرفته است [۱۱]. از طرفی عوامل مؤثر بر تغییرات بازهٔ زمانی بین این نقاط و همچنین تأثیر وجود لایهٔ هل دهنده در این نوع ساچمه‌ها نیز بررسی شد. در این مقاله، از مشخصات باریکه و هندسهٔ ساچمهٔ سوخت مرجع الگوبرداری شده است [۹]. در این مرجع با تابش متقارن باریکهٔ یون سنگین بیسموت ($Pb^{۲۰۹}$) بر سطح هدف



شکل ۱. قطاعی از ساچمهٔ سوخت هدف کروی ساده برگرفته از مرجع [۹].

پوسته‌ای دو لایه شامل ترکیب هم مولار سوخت دوتریوم وتریتیوم، شرایط بهینهٔ بهرهٔ انرژی ساچمه سوخت مورد بررسی قرارگرفته است. از آنجایی که در این مرجع به منظور شبیه سازی از کد دو دمایی (GITTAM) استفاده شده است، ورود مستقیم مقادیر ورودی آن در کد DEIRA4 منجر به دستیابی به نتیجهٔ مطلوب نمی‌شود. از طرفی، ضرورت استفاده از کد DEIRA4 و بررسی مجدد ساچمه‌های سوخت ساده در این نکته است که کد مربوطه سه دمایی بوده و شامل دمای ذرات و تابش است. با توجه به نقش مهم دمای تابشی در فرایندهای باز جذب تابشی از جمله تابش ترمزی معکوس، پراکندگی کامپتون وارون و شار تابشی که منجر به جذب انرژی در ساچمه می‌شود، تغییرات جزئی در پیکربندی ساچمه اعمال شد تا به کمک آن بتوان به شرایط رهیافت افروزش حجمی در کد DEIRA4 دست یافت. در مرجع شرایط بهینه‌سازی شده ساچمه‌های سوخت کروی ساده با کد DEIRA4 استخراج شد [۲۲]. بررسی‌ها نشان می‌دهند که ساچمه‌های سوخت بسیار فشرده شده با جرم چندین mg، می‌توانند کسری از انرژی نوترون‌ها را دریافت کنند [۵ و ۲۳]. مطابق شکل ۱، ساچمه سوخت شامل، یک پوستهٔ فلزی کروی شامل دو لایهٔ مختلف است که سوخت هم‌مولار دوتریوم وتریتیوم برودتی در لایهٔ داخلی آن نهشت یافته و گاز DT در حفرهٔ مرکزی آن قرار دارد. لایهٔ بیرونی نیز از جنس طلا ساخته شده است.

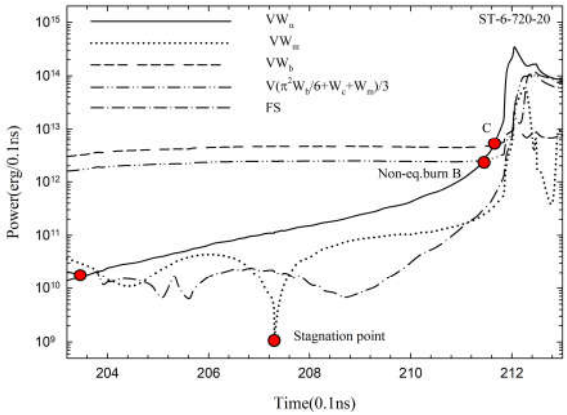
در این ساچمه، اثری از لایهٔ کوبه، جاذب و هل دهندهٔ مجزا نبوده، بلکه پس از نهشت انرژی باریکه، این لایه به دو قسمت تقسیم شده است که بخش خارجی لایهٔ طلا به عنوان جاذب عمل می‌کند و انرژی باریکه در آن به طور کامل به نهشت

جدول ۱. مشخصات باریکه و ساچمهٔ سوخت و پارامترهای فیزیکی آن.

مشخصات باریکه		مشخصات ساچمه سوخت		
۷۲۰	W_{in}(TW)	لایه ها	ضخامت(mm)	چگالی(g/cm^3)
۶٫۱۲	E_{in}(MJ)	بخار DT	۰–۱٫۹۵۳	۰٫۰۰۵
۸٫۵	t_{in}(ns)	DTجامد	۱٫۹۵۳–۲٫۱۰۰	۰٫۲۲۵
۲۰	E_b(GeV)	طلا	۲٫۱۰۰–۲٫۵۸۰	۱۹٫۵

جدول ۲. مشخصات ساچمهٔ سوخت و پارامترهای فیزیکی استخراج شدهٔ آن در مرحلهٔ سوختن.

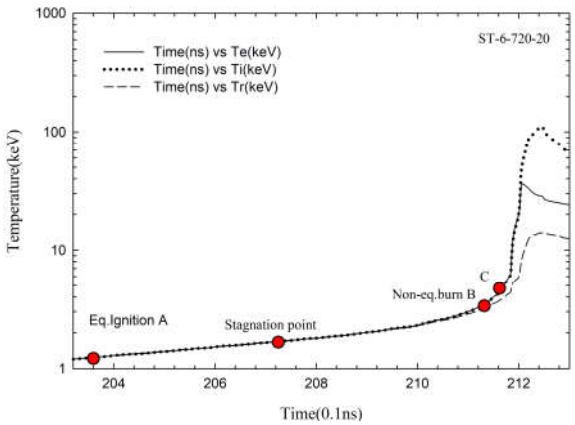
بیشینهٔ فشردگی اول					
$\rho(g/cm^3)$	$\langle\rho R\rangle_{DT}(g/cm^2)$	T_i(keV)	T_e(keV)	T_r(keV)	لحظهٔ بیشینه فشردگی اول(ns)
۲۳۳	۱٫۶۳۲	۲٫۰۴	۲٫۰۴	۲٫۰۴	۲۰٫۶۹
بیشینه فشردگی دوم					
بهرهٔ انرژی	$\langle\rho R\rangle_{DT}(g/cm^2)$	T_i(keV)	T_e(keV)	T_r(keV)	لحظهٔ بیشینه فشردگی دوم(ns)
۷۶	۱٫۱۱۵	۱۰۸	۲۷٫۳	۱۶٫۲	۲۰٫۸۶



شکل ۲. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) تحول زمانی توان حجمی جملات فرایندهای گرمایشی (فقط سهم نهشت انرژی ذرات آلفا) و اتلافی ساچمهٔ سوخت افروزشی $F=F_e+F_i+F_r$ ، S و V به ترتیب مساحت و حجم ناحیهٔ سوخت هستند.

گذاشته می‌شود و بخش درونی آن که هیچ سهمی از نهشت انرژی نداشته، هل دهنده نام دارد. مشخصات باریکهٔ راه انداز و هندسهٔ ساچمهٔ سوخت و برخی از پارامترهای فیزیکی آن مطابق جدول ۱ و ۲ هستند. مقادیر جدول۲ متناظر با شرایطی است که سهم نهشت انرژی نوترون‌ها و واکنش‌های جانبی در محاسبات و شبیه سازی‌ها در نظر گرفته شده باشد.

به منظور ارزیابی حساسیت دمای گذار به اشتعال غیرتعادلی به عواملی چون واکنش‌های جانبی و نهشت انرژی نوترون در هدف‌های کروی ساده، ابتدا تحولات زمانی توان نهشتی ذرات آلفا (بدون در نظر گیری انرژی نهشتی نوترون‌ها و سایر محصولات همجوشی)، شار رسانش حرارتی (الکترون، یون و تابش)، تابش ترمزی و کارمکانیکی را به ازای ساچمهٔ معرفی شده، در شکل ۲ نمایش داده شده است و در آن تنها سهم نهشت انرژی ذرات آلفا را به عنوان فرایند گرمایشی در نظر گرفته‌ایم. در این شکل، نقطهٔ A نشان دهنده شرط افروزش تعادلی، نقطهٔ B شرط وقوع اشتعال غیرتعادلی و نقطهٔ C شرط



شکل ۳. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) تغییرات دمای یونی، الکترونی و تابش در لایهٔ سوخت DT ساچمهٔ سوخت.

خود- افروزشی آرمانی لکهٔ داغ دمای ۴٫۳ keV است. از طرفی، به دلیل حضور لایهٔ هل دهنده، ممکن است شرایط گذار پیش یا پس از لحظهٔ ایستایی اتفاق بیافتد. در این حالت اثر سازنده یا مخرب کار مکانیکی باعث تغییر دمای گذار می‌شود. نکتهٔ قابل توجه آن است که افروزش تعادلی همیشه قبل از زمان ایستایی اتفاق می‌افتد، اما گذار به اشتعال غیرتعادلی می‌تواند وابسته به نقش کار مکانیکی انجام شده، در هر زمانی بعد از افروزش تعادلی رخ دهد. همان طور که مشاهده می‌شود در این ساچمه، اشتعال غیرتعادلی بعد از لحظهٔ ایستایی رخ می‌دهد. به همین سبب، سهم کار مکانیکی انجام شده به وسیلهٔ سوخت نیز به عنوان عنصر اتلافی در نظر گرفته می‌شود و نهشت انرژی محصولات همجوشی علاوه بر شکست عناصر تابشی باید بر کار مکانیکی نیز غلبه کنند. در نتیجه، دمای گذار اشتعال غیرتعادلی در این ساچمه ۳٫۶۵ keV به دست می‌آید. بر این اساس می‌توان نتیجه گرفت که افروزش لکهٔ داغ در شرایط غیرتعادلی، تحول خواهد یافت. در این حالت، نقطهٔ گذار پس از لحظهٔ ایستایی اتفاق افتاده است. هر چه فاصلهٔ نقطهٔ گذار با زمان ایستایی کمتر باشد، شرایط بهتری ایجاد خواهد شد، زیرا با کاهش میزان کار مکانیکی انجام شده به وسیلهٔ سوخت، که اثر منفی بر گرمایش پلاسما دارد، دمای گذار می‌تواند در دماهای کمتری رخ دهد. از طرفی، هر چه نقطهٔ گذار B زودتر از لحظهٔ C رخ دهد، شرایط دستیابی به بهرهٔ انرژی بیشتر نیز فراهم می‌شود. یکی از عوامل اصلی در افزایش این اختلاف فاصلهٔ زمانی را می‌توان همانند حالت قبل، کار مکانیکی دانست. از سویی دیگر، اگر این شرایط در پلاسمایی که از نظر اپتیکی ضخیم محسوب می‌شود، ایجاد شود، افروزش و اشتعال می‌تواند به دلیل کدری محیط نسبت به عبور تابش در دماهای پایین‌تری اتفاق بیافتد.

در شکل ۳، تغییرات دمای یونی، الکترونی و تابش در لایهٔ سوخت DT ساچمهٔ سوخت کروی ساده را نشان داده‌ایم. همان طور که مشاهده می‌شود، سوخت در لحظهٔ افروزش در حالت تعادل حرارتی قرار دارد. برای ساچمهٔ سوخت مورد مطالعه در این شبیه‌سازی، افروزش حجمی اتفاق افتاده است. در لحظهٔ افروزش تعادلی (۲۰٫۳۵ ns)، شرایط تعادل دمایی میان یون‌ها، الکترون‌ها و تابش برقرار است، اما از لحظهٔ ۲۱٫۱۴ ns (نقطهٔ هم ارز B) به تدریج جدایی میان دمای الکترون، یون و تابش آغاز می‌شود به طوری که دمای یون‌ها از الکترون‌ها بسیار سریع‌تر افزایش می‌یابد و الکترون‌ها نیز در دمای بالاتری نسبت به دمای تابش قرار می‌گیرند. بدین ترتیب، شرایط برای گذار اشتعال غیرتعادلی فراهم می‌شود. بر این اساس، دمای یونی از مرز ۱۰۰ keV می‌گذرد و دارای بیشینهٔ ۱۱۰ keV در لحظهٔ ۲۱٫۲۴ ns است. از طرفی، نوترون‌های آزاد شده در واکنش‌های همجوشی به دلیل بدون بار بودن به راحتی از محیط پلاسما خارج می‌شوند و بخش زیادی از انرژی را با خود به بیرون از ناحیهٔ سوخت حمل می‌کنند، اما

شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهند که در ساچمه‌های سوخت بسیار فشرده شده با چگالی سطحی بیش از $1\ g/cm^2$، احتمال اندرکنش نوترون‌ها با ذرات پلاسمای همجوشی وجود دارد. در نتیجه، این ساچمه‌ها می‌توانند بخشی از انرژی نوترون‌ها را کسب کنند [۵ و ۲۳]. در پلاسمای سوخت، نوترون‌ها عملاً تنها تحت پراکندگی کشسان با ذرات پلاسما اندرکنش انجام می‌دهند. علت این امر آن است که پلاسمای همجوشی DT شامل هسته‌های سبک‌اند و از آنجایی که انرژی آستانهٔ پراکندگی ناکشسان برای هسته‌های سبک بالاست، بنابراین می‌توان از سهم این پراکندگی در سوخت چشم پوشی کرد [۲۴]. به طور میانگین، نوترون‌ها کسر $2A/(A+1)^2$ از انرژی خود را در هنگام برخورد به یک هسته با عدد جرمی A از دست می‌دهند.

به منظور محاسبهٔ انرژی نهشتی نوترون‌ها، باید تخمینی از میزان برد جرمی نوترون‌های MeV ۱۴٫۰۶ را در سوخت همجوشی در نظر گرفت که این مقدار به ازای سطح مقطع میانگین سوخت همجوشی DT مفروض و با توجه به میزان پویش آزاد میانگین نوترون‌های MeV ۱۴٫۰۶ حدود $4.7\ g/cm^2$ به دست می‌آید [۴ و ۲۵]. این مقدار به ازای نوترون‌های MeV ۲٫۴۵، تقریباً $2.1\ g/cm^2$ است.

برای محاسبهٔ سهم توان ویژه نهشتی نوترون‌ها با در نظر گرفتن اولین تقریب پراکندگی بورن، می‌توان از روابط عددی زیر استفاده کرد [۱۱]:

$$Q_{n14}(r)[\frac{erg}{s\cdot g}] = \frac{1100\times10^{22}}{\bar{A}} \int_0^{R_{fu}} q_{DT}(r')X_D (r')X_T(r')\left(\frac{\rho(r')}{A_{mol}}\right)^2 \zeta(r,r')dr' \ , \quad (16)$$

$$Q_{n2}(r)[\frac{erg}{s\cdot g}] = \frac{650\times10^{22}}{\bar{A}} \int_0^{R_{fu}} \frac{1}{2} q_{DD}(r') \left(\frac{\rho(r')\times X_D(r')}{A_{mol}}\right)^2 \zeta(r,r')dr' \ , \quad (17)$$

در این روابط، $\zeta(r,r')$ به ازای هندسهٔ کروی به صورت رابطهٔ زیر به دست می‌آید:

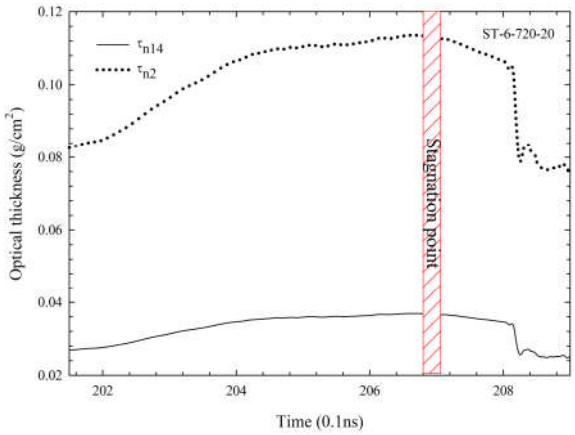
$$\zeta(r,r') = \frac{r'}{r}\ln\left|\frac{r+r'}{r-r'}\right| . \quad (18)$$

اعداد ثابت ۱۱۰۰ و ۶۵۰ در این روابط، مقادیر عددی کمیت $0.5(A_D/\langle\rho l\rangle_D)\langle\Delta E_n/m_A\rangle_D$ اند. پارامتر $\langle\Delta E_n/m_A\rangle_D$ میانگین اتلاف انرژی نوترون‌ها پس از اولین پراکندگی هسته‌های دوترون بر حسب واحد 10^{14}erg/s و $\langle\rho l\rangle_D$ برد میانگین نوترون‌ها در دوتریوم خالص (تریتیوم موجود، تأثیر مؤثری بر این ثابت ندارد) بر حسب واحد mg/mm^2 است. این روابط تنها در محدودهٔ $\tau_{n14}\ll1$ و $\tau_{n2}\ll1$ معتبر هستند که τ_{n14} و τ_{n2} به ترتیب ضخامت اپتیکی ناحیهٔ سوخت در جهت شعاعی با توجه به پراکندگی نوترون‌های MeV ۱۴٫۱ و MeV ۲٫۴۵ در انرژی زایش خود است و با استفاده از روابط عددی زیر قابل محاسبه هستند [۱۱]:

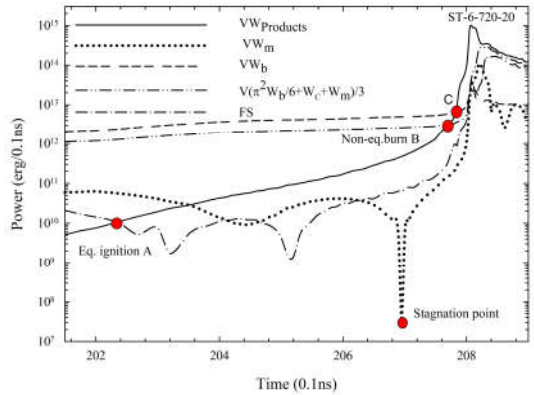
$$\tau_{n2} = \frac{1}{6.5}\int_0^{R_{fu}} \frac{\rho}{A}dr, \qquad \tau_{n14} = \frac{1}{20}\int_0^{R_{fu}} \frac{\rho}{A}dr \ , \quad (19)$$

در این راستا، به جهت تعیین میزان تأثیر نهشت انرژی نوترون‌ها، تحول زمانی ضخامت اپتیکی سوخت با توجه به انرژی نوترون‌های MeV ۱۴٫۰۶ و MeV ۲٫۴۵ محاسبه شد. همان طور که از شکل ۴ مشخص است، سهم نهشت انرژی نوترون‌های MeV ۲٫۴۵ با توجه به برد جرمی آن به مراتب بیشتر از نوترون‌های MeV ۱۴٫۰۶ است. در این حالت شاهد تغییرات یکنواختی در میزان ضخامت اپتیکی ناحیه سوخت با توجه به پراکندگی نوترون‌ها هستیم که در زمان ns ۲۰٫۶۹ به بیشترین مقدار خود می‌رسد و از آن زمان به بعد، به دلیل افت چگالی، سیر نزولی پیدا می‌کند. از سویی دیگر، مطابق منحنی، سهم ضخامت اپتیکی ناحیهٔ سوخت نسبت به نهشت انرژی نوترون‌ها، بسیار کوچک‌تر از یک است که این گواه خوبی برصحت محاسبات نهشت انرژی نوترون‌ها است.

حال، با در نظرگرفتن نهشت انرژی محصولات همجوشی DT از جمله نوترون‌ها و سایر محصولات جانبی ناشی از واکنش‌های زنجیره‌ای همجوشی (پروتون MeV ۳ و MeV ۱۴، هلیوم- ۳ و تریتیوم)، به ازای این پیکربندی معین، شبیه‌سازی انجام شد و مشخص شد که میزان دمای گذار اشتعال غیرتعادلی



شکل ۴. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) آهنگ زمانی ضخامت اپتیکی ناحیهٔ سوخت نسبت به نهشت انرژی نوترون‌های MeV ۱۴٫۰۶ و MeV ۲٫۴۵.



شکل ۵. (رنگی در نسخهٔ الکترونیکی) تحول زمانی توان حجمی جملات فرایندهای گرمایشی (شامل سهم نهشت انرژی محصولات همجوشی DT از جمله نوترون‌های MeV ۱۴٫۱ و ذرات آلفای MeV ۳٫۵ و محصولات جانبی ناشی از واکنش‌های زنجیره‌ای همجوشی خود نگهدار DD و D^3He) و اتلافی ساچمهٔ سوخت افروزشی. $F=F_e+F_i+F_r$، S و V به ترتیب مساحت و حجم ناحیهٔ سوخت هستند.

keV ۳٫۲۴ حاصل می‌شود که به مراتب کمتر از دمای خود-افروزشی لکهٔ داغ است. فهرست واکنش‌های همجوشی خود نگهدار در سوخت گرماهسته‌ای DT مفروض که در این محاسبات در نظرگرفته شده است، به صورت زیر است:

$$^{2}_{1}D+^{3}_{1}T\rightarrow^{4}_{2}He(۳٫۵MeV)+^{1}_{0}n(۱۴٫۱MeV), \qquad (۲۰)$$

$$^{2}_{1}D+^{2}_{1}D\rightarrow^{3}_{2}He(۰٫۸۲MeV)+^{1}_{0}n(۲٫۴۵MeV), \qquad (۲۱)$$

$$^{2}_{1}D+^{2}_{1}D\rightarrow^{3}_{1}T(۱٫۰۱MeV)+^{1}_{1}p(۳٫۰۲MeV), \qquad (۲۲)$$

$$^{2}_{1}D+^{3}_{2}He\rightarrow^{4}_{2}He(۳٫۶۷MeV)+^{1}_{1}p(۱۴٫۶۸MeV), \qquad (۲۳)$$

شکل ۵ تحول زمانی توان نهشتی محصولات همجوشی با در نظرگرفتن فرایندهای معرفی شده و اتلافی پلاسما را نشان می‌دهد. عبارت $W_{Products}$ در شکل ۵ شامل سهم نهشت انرژی محصولات همجوشی DT از جمله نوترون‌های MeV ۱۴٫۰۶ و ذرات آلفای MeV ۳٫۵ و محصولات جانبی ناشی از واکنش‌های زنجیره‌ای همجوشی خود نگهدار (نوترون MeV ۲٫۴۵، پروتون MeV ۳ و هلیوم- ۳ و تریتیوم MeV ۱۴) است. مطابق این نمودار، در این شرایط میزان توان نهشتی محصولات همجوشی به دلیل در نظرگرفتن نوترون MeV ۲٫۴۵، نوترون MeV ۱۴٫۱، پروتون MeV ۳ و هلیوم- ۳ و تریتیوم MeV ۱۴ افزایش پیدا می‌کند و موجب می‌شود که سوخت در دمای پایین‌تری به شرایط اشتعال غیرتعادلی برسد. در این حالت، نقطهٔ گذار تقریباً ns ۰٫۴ زودتر از حالت قبلی

اتفاق می‌افتد. عامل اصلی این کاهش دما، توان نهشتی نوترون‌ها به ازای اولین پراکندگی است. بیشینه توان نهشتی نوترون‌های این ساچمه در حدود $۵٫۳ \times ۱۰^{۱۴}$ erg/۰٫۱ ns است که از توان نهشتی ذرات آلفا نیز بیشتر است. با وجود این که سهم توان نهشتی سایر محصولات در حین مراحل افروزش و اشتعال به مراتب کمتر از ذرات آلفا و نوترون‌ها است، با این حال نقش ناچیزی در تغییر دمای گذار ایجاد می‌کنند. مطابق شکل توان نهشتی این محصولات به تدریج با افزایش دما و چگالی با توجه به سطح مقطع همجوشی هر یک از این فرایندها به طور یکنواخت افزایش می‌یابد تا این که در رسیدن به نقطهٔ گذار (هم ارز B) به طور ناگهانی افزایش قابل ملاحظه‌ای در آنها مشاهده می‌شود و در زمان ۲۰٫۸۲ns به بیشترین مقدار خود می‌رسند. مقدار توان نهشتی کل این فرایندها $۱۰^{۱۲}$ erg/۰٫۱ ns~ است که به مراتب از توان نهشتی ذرات آلفا و نوترون‌ها کمتر است. علاوه بر آن، با در نظر گرفتن این فرایندها، افروزش تعادلی نیز در دمای پایین‌تری (۱٫۱ keV) و در زمان زودتری (۲۰٫۲۴ ns) نسبت به منحنی اول رخ می‌دهد. در لحظهٔ افروزش تعادلی، شرایط تعادل دمایی میان یون‌ها، الکترون‌ها و تابش برقرار شد و از لحظهٔ (۲۰٫۷۷ ns) به تدریج با کدر شدن تابشی محیط پیرامون، دمای تابشی کاهش و دمای یونی و الکترونی سریعاً افزایش می‌یابد که معادل با انتشار موج اشتعالی است. بر این اساس، بیشینه دمای ۱۶۳ keV در لحظهٔ ۲۰٫۸۳ ns به دست می‌آید. همان طور که از شکل ۵ مشخص است، در این حالت فاصلهٔ زمانی نقطهٔ گذار با لحظهٔ ایستایی کمتر از حالت قبل است، به همین سبب با کاهش میزان کار مکانیکی انجام شده به وسیلهٔ سوخت نسبت به مورد قبل، دمای گذار در دمای کمتری (۳٫۲۴ keV) رخ می‌دهد و عملاً شرایط بهتری جهت اشتعال ایجاد می‌شود. سطح مقطع همجوشی واکنش‌های (۲۱)، (۲۲) و (۲۳) در دماهای پایین‌تر از ۱۰ keV، کوچک‌تر از واکنش DT است ($۱۰^{-۴}$ barn~)، به نحوی که در دماهای پایین در شرایط افروزش تعادلی به میزان کمی احتمال وقوع این فرایندها وجود دارد و می‌تواند سهم انرژی خود را به نهشت بگذارند، ولی با افزایش دمای یونی ناشی از نهشت انرژی محصولات همجوشی DT، احتمال اندرکنش و وقوع این فرایندها نیز افزایش می‌یابد. این فرایندها در دماهای بالا (۱۰۰ keV~) سطح مقطع همجوشی بالاتری ($۱۰^{-۲}$ barn~) دارند و بنابراین می‌توانند نهشت انرژی بیشتری داشته باشند [۴]. از طرفی، مطابق شکل ۲ از لحظهٔ ۲۱٫۲۵ ns به بعد، معادل با ۱۱ ns بعد از لحظهٔ گذار غیرتعادلی، فرایند رسانش حرارتی بر توان نهشتی ذرات آلفا غلبه کرده و موجب سرمایش پلاسما می‌شود، اما با در نظر گرفتن سهم انرژی نهشتی سایر محصولات به ویژه نوترون‌ها، این شرایط در زمان دیرتری معادل با ۱۸ ns بعد از لحظهٔ گذار غیرتعادلی (۲۰٫۹۵ ns) اتفاق می‌افتد که این به نوبه خود موجب گرمایش بیشتر پلاسما و همچنین افزایش بهرهٔ انرژی می‌شود. البته باید توجه کرد که محاسبات اشاره شده با کد تک‌بعدی شبیه‌سازی DEIRA4 انجام شده و از اثر مخرب ناپایداری‌های هیدرودینامیکی نیز صرف نظر شده است.

نکتهٔ مهمی که در عملکرد این نوع از ساچمه‌های سوخت مشخص است، این است که هل دهنده نقش مؤثری بر کاهش دمای گذار به اشتعال غیرتعادلی دارد. به عبارتی، هل دهنده نقش مثبت خود را بعد از زمان ایستایی ایفا کرده و از انبساط زود هنگام پلاسمای سوخت خودداری می‌کند. به منظور تعیین نقش هل دهنده در افروزش و اشتعال ساچمهٔ سوخت کروی ساده، شبیه‌سازی به ازای شرایط بدون وجود هل دهنده برای ساچمهٔ مفروض انجام شد، یعنی فرض شد که ساچمهٔ سوخت تنها شامل لایهٔ سوخت DT است. مشاهده شد که با حذف لایهٔ هل دهنده از پیکربندی آن، امکان رسیدن به شرایط افروزش حجمی برای این نوع ساچمه‌ها با انرژی راه‌انداز یکسان برقرار نمی‌شود. در این شرایط عملاً همجوشی اتفاق نمی‌افتد و بهرهٔ انرژی صفر می‌شود. علاوه بر این، بیشینه دمای یونی و الکترونی در حدود $۱۰^{-۳}$ keV~ به دست می‌آید. در چنین ساچمه‌هایی که تنها شامل لایهٔ سوخت هستند، انرژی مورد نیاز راه‌انداز، جهت فشرده‌سازی و اشتعال ساچمه بسیار بالا است و همچنین، بعد از فشرده‌سازی، ساچمه در اثر انفجارهای

جدول۳. مقایسهٔ تغییر پارامترهای باریکهٔ فرودی بر دمای گذار به اشتعال غیرتعادلی در هدف کروی ساده.

W_{in}(TW)	t_{in}(ns)	E_{in}(MJ)	E_b(GeV)	$T_{Non-eq.}$ (keV) (با در نظرگرفتن W_α)	$T_{Non-eq.}$ (keV) (با در نظر گرفتن $W_{Products}$)	بهرهٔ انرژی
۳۶۰	۱۷	۶٫۱۲	۲۰	۳٫۷۸	۳٫۴۵	۴۸
۷۲۰	۸٫۵	۶٫۱۲	۲۰	۳٫۶۵	۳٫۲۴	۷۶
۳۶۰	۱۷	۶٫۱۲	۱۰	۳٫۷۵	۳٫۴۱	۵۴
۳۶۰	۳	۱٫۰۸	۵	۳٫۸۴	۳٫۵۳	۳۱
۲۱۸۰	۳٫۲۱	۷	۷٫۴	۳٫۵۵	۲٫۹۰	۱۰۰

میکروسکوپی متلاشی می‌شود. در نتیجه، آهنگ برهم‌کنش‌های همجوشی بسیار پایین و بهرهٔ انرژی نیز کم است [۲۰]. بنابراین، وجود لایهٔ هل دهنده در رسیدن به شرایط افروزش حجمی در این ساچمهٔ سوخت بسیار مهم است. لایهٔ هل دهنده طلا، به دلیل کدری بالا، باعث یکنواخت سازی تابش در ناحیهٔ سوخت و جلوگیری از خروج انرژی تابشی از محیط همجوشی می‌شود [۲۱]. به عبارت دیگر، این لایه تکانه‌های به سمت درون ساچمه را جمع آوری کرده و سوخت را به سمت درون هل می‌دهد و منجر به فشرده‌سازی بیشتر ناحیهٔ سوخت می‌شود که از شروط اساسی جهت افروزش و اشتعال سوخت است. وجود لایهٔ هل دهنده در ساچمه‌های سوخت افروزش جرقه‌ای نیز امری مهم و حیاتی است. به منظور درک تأثیر ویژگی‌های پارامتری راه‌انداز از جمله انرژی ذرات باریکه، توان تابشی و زمان تابش باریکهٔ فرودی، محاسبات اخیر برای پیکربندی‌های دیگر معرفی شده در مرجع شماره [۹ و ۲۲] نیز انجام گرفت و نتایج در جدول ۳ نشان داده شده است. بر این اساس مشخص شد، به ازای کاهش دو برابری در مقدار توان باریکه و افزایش دو برابری زمان تابش دهی و از سویی دیگر بهینه سازی شعاع‌های ساچمهٔ مورد نظر متناسب با تغییرات راه انداز و برقراری رهیافت افروزش حجمی، دمای گذار غیرتعادلی در صورت در نظر گرفتن نهشت انرژی نوترون‌ها و بدون آن به ترتیب در ۳٫۴۵ keV و ۳٫۷۸ keV اتفاق می‌افتد. از طرفی به ازای همین شرایط با انرژی یونی ۱۰ GeV و تغییرات شعاع متناسب با آن، دمای گذار غیرتعادلی به ترتیب در ۳٫۴۱ keV و ۳٫۷۵ keV حاصل می‌شود. در نتیجه در این نوع ساچمه‌ها با کاهش توان باریکه، مقدار دمای گذار اشتعال غیرتعادلی افزایش می‌یابد و منجر به کاهش بهرهٔ انرژی (~۵۰) می‌شود.

همان طور که مشخص است تفاوت چندانی بین دمای گذار اشتعال غیرتعادلی در دوحالت فوق وجود ندارد و منجر به بهرهٔ انرژی یکسانی می‌شود. با افزایش توان باریکه تا مرز W_{in} =۲۰۰۰ TW، دمای گذار اشتعال غیرتعادلی به ترتیب در ۳٫۵۵ و ۲٫۹۰ keV برآورد شد و موجب افزایش بهرهٔ انرژی ۱٫۹٪ می‌شود. از طرفی، دمای گذار به ازای ساچمه با انرژی باریکهٔ کم (E_{in} =۱ MJ) نیز در ۳٫۸۴ keV و ۳٫۵۳ keV به دست آمد که بهرهٔ انرژی قابل قبولی (G =۳۱) را حاصل می‌کند. به ازای سه ساچمهٔ سوخت اول که میزان انرژی ورودی آنها در حدود ۶ MJ است، تغییرات دماها بر حسب زمان تقریباً یکسان است. با این وجود، برای ساچمهٔ تحت تابش با انرژی باریکهٔ زیاد (E_{in} =۷ MJ) و ساچمهٔ سوخت با انرژی ورودی ۱ MJ، افزایش و کاهش در دماها را نسبت به سه حالت اول مشاهده کردیم. بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت افزایش چند برابری در توان باریکه و به دنبال آن کاهش چند برابری در مدت زمان تابش، باعث افزایش دمای سوخت و کاهش دمای گذار می‌شود و می‌تواند تا حدودی شرایط را برای اشتعال بهتر و بهره انرژی بیشتر این نوع از ساچمه‌ها فراهم کند. در تمام موارد اشاره شده، شرایط گذار غیرتعادلی بعد از زمان ایستایی رخ داده است.

۵. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، شرایط گذار به اشتعال غیرتعادلی و توازن میان

پارامترهای اتلافی و گرمایشی پلاسما برای ساچمهٔ سوخت کروی ساده راه‌اندازی شده با باریکهٔ یون سنگین در رهیافت افروزش حجمی مورد مطالعه قرارگرفت و تخمینی از میزان انرژی مورد نیاز برای دستیابی به افروزش تعادلی و گذار به اشتعال غیرتعادلی برای این نوع ساچمه‌ها به دست آورده شد. در محاسبات کیرکپاتریک و لی، به منظور بررسی شرایط گذار، فقط نهشت انرژی ذرات آلفا به عنوان عامل اصلی گرمایش سوخت در نظر گرفته شده بود و از سهم سایر واکنش‌های جانبی چشم پوشی شد. اما در این محاسبات، تأثیر سهم عوامل گرمایشی از جمله واکنش‌های جانبی و به ویژه نهشت انرژی نوترون‌ها و همچنین تمامی پارامترهای اتلافی در تغییر دمای گذار به اشتعال غیرتعادلی مورد بررسی قرار گرفت. بدین ترتیب، دمای گذار شرایط اشتعال غیرتعادلی به ازای در نظر گرفتن فقط نهشت انرژی ذرات آلفا برای ساچمهٔ سوخت مفروض در۳٫۶keV به دست آمد. با در نظرگرفتن نهشت انرژی سایر محصولات همجوشی، دمای گذار کاهش می‌یابد و مقدار ۳٫۲۴ keV را حاصل می‌کند. در هر دو حالت با و بدون در نظر گرفتن نهشت انرژی نوترون‌ها، دمای گذار از دمای خود-افروزشی آرمانی کمتر است. این کاهش دما نشان می‌دهد که می‌توان در این نوع ساچمه‌های سوخت در دماهای پایین‌تر به شرایط اشتعال دست یافت و در نتیجه به بهره‌های انرژی مطلوب رسید. این شرایط به ازای ساچمه‌های دیگر مرجع شمارهٔ ۲۲ نیز انجام گرفت و مشخص شد که افزایش چند برابری در توان ورودی و کاهش چند برابری در مدت زمان تابش دهی منجر به کاهش دمای گذار اشتعال غیرتعادلی می‌شود و می‌تواند شرایط بهتری را جهت دستیابی به بهرهٔ انرژی بیشتر این نوع از ساچمه‌های سوخت ایجاد کند. از طرفی، با محاسبهٔ نهشت انرژی نوترون‌ها و سایر محصولات همجوشی ناشی از واکنش‌های همجوشی در کد شبیه‌سازی، به این نتیجه می‌توان دست یافت که نهشت انرژی نوترون‌ها نقش مهمی در کاهش دمای گذار در طراحی هدف‌های کروی ساده، شامل لایهٔ خارجی طلا و داخلی سوختDT، دارد و به نوبهٔ خود موجب افزایش بهرهٔ انرژی می‌شود. همچنین، نشان داده شد که در طراحی ساچمه‌های کروی ساده، با حذف لایهٔ بیرونی طلا از طراحی هندسهٔ آن، رسیدن به شرایط افروزش و اشتعال دشوار می‌شود.

مراجع

1. S Pfalzner, "*An Introduction to Inertial Confinement Fusion*", Taylor & Francis/CRC Press (2006).
2. M J Tabatabai and A Ghasemizad, *Iranian Journal of Physics Research* **10** 4 (2011) 359.

۲. م ج طباطبائی و ع قاسمی‌زاد، *مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران* ۱۰ ۴ (۱۳۸۹) ۳۵۹.

3. R Khoda-Bakhsh, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A330** (1993) 268.
4. S Atzeni and J Meyer-Ter-Vehn, "*The Physics of Inertial Fusion, Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics and Hot Dense Matter*", Oxford University Press (2004).
5. J M Martinez-Val, S Eliezer and M Piera, *Laser and Particle Beams* **12** (1994) 681.
6. M Murakami, *Nuclear Fusion* **37** (1997) 549.
7. R C Kirkpatrick, *Nuclear Fusion* **21** (1981) 1457.
8. K S Lackner, S A Colgate, N L Johnson, R C Kirkpatrick, R Menikoff and A G Petschek, *11th International Workshop on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena* (1993) 356.
9. M M Basko, *Laser and Particle Beams* **11** (1993) 733.
10. J W Li, L Chang, Y S Li and J H Li, *Nuclear Fusion* **51** (2011) 063005.
11. M M Basko, "DEIRA. A 1-D, 3-T Hydrodynamic Code for Simulating ICF Targets Driven by Fast Ion Beams, Version 4", Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow (2001).
12. G S Fraley, E J Linnebur, J R Mason and R L Morse, *Physics of Fluids* **17** (1974) 474.
13. J J Duderstadt and G A Moses, "*Inertial Confinement Fusion*", John Wiley & Sons (1982).
14. B Nayak and S V G Menon, *Laser and Particle Beams* **30** (2012) 517.
15. S Eliezer, A Ravid, Z Henis, N Nissim and J M Martinez-Val, *Laser and Particle Beams* **34** (2016) 343.
16. S Kawata, T Karino and A I Ogoyski, *Matter and Radiation at Extremes* **1** (2016) 89.
17. R B Miller, "*An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams*", Plenum Press, New York (1982).
18. N A Tahir and K A Long, *Physics of Fluids* **29**

(1986) 1282.
19. R C Arnold and J Meyer-ter-Vehn, *Report Progress in Physics* **50** (1987) 559.
20. A Parvazian and J Jafari, *Iranian Journal of Physics Research* **3** 2 (2002) 89.
۲۰. ا پروازیان و ج جعفری، *مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران* **۳** ۲ (۱۳۸۱) ۸۹.
21. S Hasani, B Kaleji, and S Khoshbinfar, *Iranian Journal of Physics Research* **17** 5 (2018) 761.
۲۱. ص حسنی، ب کالجی، س خوشبین فر، *مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران* **۱۷** ۵ (۱۳۹۶) ۷۶۱.
22. M Sefareshi, M. Sc Thesis, University of Guilan (2017).
23. S Eliezer, Z Henis, J M Martinez-Val and M Piera, *Physics Letters* A **243** (1998) 311.
24. J R Lamarsh, "*Introduction to Nuclear Reactor Theory*", Addison-Wesley Publishing Company (1972).
25. R Ramis and J Meyer-Ter-Vehn, *Laser and Particle Beams* **32** (2014) 41.