

ghasemi@guilan.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۸/۷/۲۶؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۸۹/۶/۱)

(D-T)

$\beta$

( $\beta = \pi/2$ )

D-T

:

و دمای آن به  $10 \text{ keV}$  رسیده و سوخت مشتعل می‌شود. در نتیجه، واکنش‌های همجوشی در داخل ساچمه انجام شده و انرژی همجوشی تولید می‌شود [۱].



ذرات آلفای حاصل از واکنش‌های همجوشی، به سرعت انرژی خود را در برخورد با یون‌های موجود در سوخت چگال از دست می‌دهند. این امر باعث گرمایش بیشتر سوخت شده و فرآیند سوختن گرما هسته‌ای به طرف خارج سرایت می‌کند. ساچمه سوخت تا زمانی که فشار خارجی ناشی از نیروهای لختی از فشار داخلی ناشی از همجوشی بیشتر باشد به سوختن ادامه می‌دهد تا اینکه سرانجام منفجر شده و انرژی همجوشی آزاد شود. در طراحی یک نیروگاه مبتنی بر این فرآیند، انتظار می‌رود

به منظور دستیابی به همجوشی گرما هسته‌ای، تا کنون دو روش متفاوت محصورسازی مغناطیسی و لختی برای محصورسازی پلاسمای با دمای بالا مورد تحقیق و بررسی واقع شده است. در همجوشی به روش لختی، ساچمه بسیار کوچک حاوی سوخت D-T با شعاعی کمتر از  $4 \text{ mm}$  به صورت کاملاً متقارن تحت تابش پرتوهای محرک پالسی از جمله باریکه‌های لیزری پالسی با شدتی از مرتبه  $10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$  قرار می‌گیرد. با جذب انرژی پرتو محرک توسط لایه خارجی ساچمه و تبخیر این لایه، بر اساس قانون سوم نیوتن یک موج ضربه‌ای تراکمی به طرف قلب ساچمه سوخت ایجاد می‌شود، طوری که چگالی قلب به بیش از  $500$  تا  $1000$  برابر چگالی حالت جامد سوخت

سهولت و به منظور ایجاد تقارن، ساچمه‌های سوخت را استوانه‌ای شکل فرض نموده‌ایم. در این مقاله با در نظر گرفتن شکل کروی برای کپسول سوخت و محاسبه بهره انرژی کپسول کروی، بحث را به هدف‌های مخروطی مربوط ساخته و به کمک بررسی‌های به عمل آمده در مورد اشتعال سریع توسط اتزنی<sup>۲</sup> و دیگران که بر اساس شبیه‌سازی‌های دو بعدی به وسیله کد DUED صورت گرفته [۱۱-۱۴]، بهره انرژی این گونه هدف‌ها را مورد بررسی قرار داده و با بهره انرژی هدف‌های کروی مورد مقایسه قرار می‌دهیم.

مطابق شکل ۱ یک کپسول کروی سوخت D-T را در نظر می‌گیریم، به طوری که این کپسول توسط یک هولرام محصور شده باشد. فرض می‌کنیم در ابتدا پالس لیزر فوق‌العاده پرشدتی بر سطح هولرام بتابد. یکی از پیامدهای بسیار مهم برخورد باریکه لیزر به این سطح، تولید اشعه ایکس در داخل هولرام است. اشعه ایکس تولید شده، باعث گرم شدن سطح کپسول سوخت شده و سوخت D-T تا چگالی بسیار زیاد  $\rho$  فشرده می‌شود. پیامد دیگر برخورد باریکه لیزر به سطح هولرام، تولید پروتون‌های سریع در نزدیکی سطح آن است. بدین معنی که در نتیجه برخورد غیرالاستیک باریکه فرودی با پروتون‌های داخل هسته، این پروتون‌ها به سمت خارج پرتاب می‌شوند. با توجه به اینکه این مکانیزم فیزیکی، فقط در طی چند ثانیه عمل می‌کند [۱۵]، می‌توان فرض نمود که یک چشمه پروتونی در نزدیکی سطح هولرام واقع در فاصله  $d$  از مرکز سوخت فشرده شده قرار دارد و پروتون‌های سریع گسیل می‌کند. در نتیجه، این امر منجر به تولید پالس پروتونی در فاصله چند میلیمتری از چشمه گردیده و باریکه پروتونی ایجاد شده با شعاع محل کانونی  $r_{pb}$ ، در سوخت متراکم شده وارد می‌شود. به عقیده رت و دیگران، این پروتون‌ها برد مناسب برای نهشت انرژی خود در پلاسمای D-T و ایجاد ناحیه داغ اشتعالی مرکزی با چگالی  $\rho_{hs} \leq \rho$  را

که تعداد زیادی (۱۰۰-۱۰) ساچمه در هر ثانیه مصرف شود [۲]. به منظور تداوم انرژی در سیستم همجوشی، باید انرژی در ساچمه سوخت با ضریب  $G_T$  افزایش یابد. بنابراین ضریب تکثیر انرژی  $G_T$ ، که بهره انرژی هدف نامیده می‌شود، مطابق رابطه زیر به انرژی همجوشی  $E_{fus}$  و انرژی پالس راه انداز  $E_d$  مربوط می‌گردد:

$$E_{fus} = G_T E_d, \quad G_T > 1 \quad (2)$$

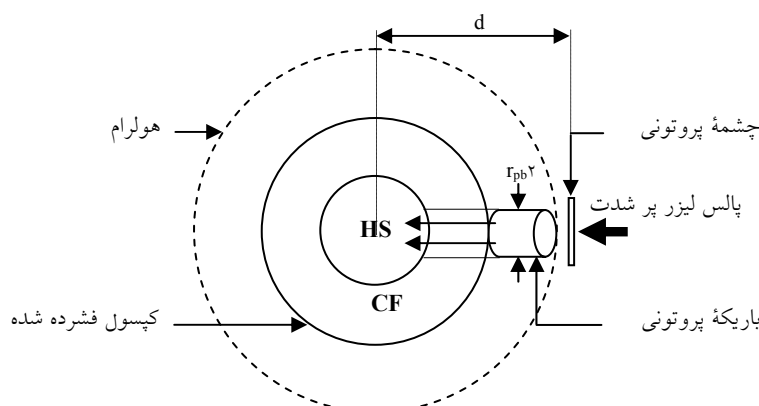
یکی از ایده‌های مطرح در همجوشی محصورسازی لختی، ایده اشتعال سریع است [۳ و ۴]. بر اساس این ایده، ابتدا سوخت D-T توسط باریکه لیزری فوق‌العاده پرشدت تا چگالی زیاد  $\rho$  فشرده می‌شود، سپس این سوخت فشرده شده، تحت برخورد باریکه‌ای ذره‌ای قرار گرفته و بخشی از آن مستقیماً توسط باریکه گرم می‌شود. به این ترتیب یک ناحیه داغ مرکزی احاطه شده توسط سوخت سرد، ایجاد شده و تحت یک سری شرایط فیزیکی مشخص، اشتعال و در نتیجه سوختن صورت گرفته و متعاقب آن انرژی همجوشی آزاد می‌شود. شایان ذکر است که در ایده اشتعال سریع، تنها مسئولیت باریکه لیزر فرودی، فشرده‌سازی سوخت و یا به عبارتی انفجار داخلی است و انرژی لازم برای اشتعال را باریکه ذره‌ای مهیا می‌کند. بنابراین بر اساس این ایده می‌توان با انرژی ورودی کمی، انرژی خروجی زیادی کسب کرده و به بهره انرژی زیاد دست یافت.

به پیروی از گواه تجربی تولید باریکه‌ای از پروتون‌های چند مگا الکترون ولتی در اثر برهم‌کنش باریکه لیزری فوق‌العاده پر شدت با هدف‌های جامد، رت<sup>۱</sup> و دیگران چنین باریکه پروتونی را به عنوان راه انداز اشتعال سریع پیشنهاد نموده‌اند [۵-۹]. با توجه به اینکه اشتعال باید قبل از اینکه سوخت متراکم شده رقیق شود رخ بدهد، بنابراین انرژی لازم برای ایجاد ناحیه داغ اشتعالی باید توسط یک پالس پروتونی در مدت زمانی کمتر از مدت زمان محصورسازی در پلاسمای D-T به نهشت گذاشته شود.

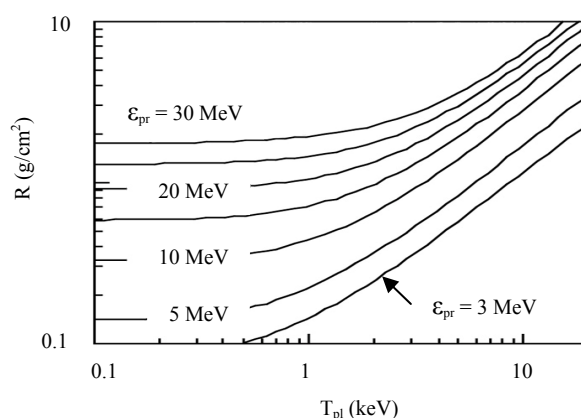
ما در مرجع [۱۰] برای تحلیل و بررسی دینامیک اشتعال سریع با استفاده از مدل‌های فروصوتی و فوق صوتی، برای

۲. Atzeni

۱. Roth



شکل ۱. نمایش طرح وار ایده اشتعال سریع با هدف کروی. CF و HS روی شکل به ترتیب بیانگر سوخت سرد و ناحیه داغ اشتعالی می باشند.



شکل ۲. نمودار برد پروتونی R بر حسب دمای پلاسما،  $T_{pi}$ ، برای پروتون‌های با انرژی اولیه  $\epsilon_{pr}$  در پلاسمای D-T با چگالی  $400 \text{ g/cm}^3$  [۱۱].

بردشان افزایش می‌یابد. در نتیجه، این پروتون‌ها قادرند در پلاسما نفوذ کرده و انرژی خود را در آنجا به نهشت بگذارند. بدون این اثر، انرژی چنین پروتون‌هایی در پلاسمای هاله و در ناحیه خارجی سوخت، به نهشت گذاشته شده و این پروتون‌ها در تشکیل ناحیه داغ اشتعالی شرکت نمی‌کنند.

در شبیه سازی به عمل آمده توسط انزنی و دیگران، فرض شده است که پروتون‌های سریع تولید شده در نتیجه برخورد باریکه لیزر به سطح هولرام، یک باریکه استوانه‌ای را تشکیل می‌دهند و بدین ترتیب طرح‌هایی برای طیف انرژی پروتون، با توزیع دمایی متفاوت، مطابق جدول ۱ ریخته شده است. در

این جدول،  $E$  انرژی پروتونی کل و  $\tau = \left[ m_p d^2 / (2T_p) \right]^{1/2}$  مدت زمان پالس پروتونی است که در آن جرم پروتون می‌باشد.

دارند [۵]، به طوری که این ناحیه توسط سوخت سرد با چگالی  $\rho$  احاطه شده است.

در شکل ۲ برد پروتون‌های با انرژی اولیه مختلف در پلاسمای متراکم شده D-T، نشان داده شده است [۱۱]. مطابق این شکل، هر چه انرژی اولیه پروتون فرودی بیشتر باشد برد آن بیشتر است. همچنین در یک گستره دمایی برای پلاسما، برد پروتون‌ها - با هر انرژی‌ای که باشند، تقریباً مقدار ثابتی است اما وقتی دمای پلاسما از حد معینی بیشتر شود، برد پروتون‌ها به شدت افزایش می‌یابد. طولانی شدن برد پروتون‌ها در طی گرم شدن پلاسما، تأثیر بسیار مثبتی در ایجاد ناحیه داغ اشتعالی دارد. بدین صورت که پروتون‌های اولیه که انرژی جنبشی بیشتری دارند، ترجیحاً یک ناحیه معین پلاسما، دور تا دور انتهای بردشان را گرم می‌کنند. پروتون‌های بعدی که انرژی جنبشی کمتری دارند برد کمتری دارند، اما با برخورد به پلاسمای گرم،

جدول ۱. توزیع‌های انرژی پروتونی در شبیه‌سازی به عمل آمده توسط اتزنی و دیگران.

توزیع (۲)	توزیع (۱)	
$\frac{3}{2}T_p$	$T_p$	دمای پروتونی (انرژی جنبشی متوسط پروتون)
$\frac{8}{3\sqrt{\pi}} \frac{E}{\tau} \left(\frac{\tau}{t}\right)^6 e^{-(\tau/t)^2}$	$\frac{\sqrt{E}}{\tau} \left(\frac{\tau}{t}\right)^5 e^{-(\tau/t)^2}$	توان باریکه پروتونی در فاصله $d$ در لحظه $t$
$\frac{\sqrt{E}}{\tau}$	$\frac{1/6E}{\tau}$	توان بیشینه باریکه پروتونی

که  $\varepsilon_{fus} = 34 \frac{\text{MJ}}{\text{mg}}$  انرژی ویژه همجوشی D-T،  $m_{DT}$  جرم سوخت کپسول کروی بر حسب  $\text{mg}$  و  $f_b$  کسر مصرف سوخت D-T است که مطابق رابطه زیر به دست می‌آید [۱۶]:

$$f_b = \frac{1}{1 + (0.15 N_{i,0} \langle \sigma v \rangle_{DT} t_b)^{-1}} \quad (8)$$

در این رابطه  $N_{i,0}$  چگالی یونی در لحظه  $t=0$ ،  $\langle \sigma v \rangle_{DT}$  آهنگ همجوشی متوسط ماکسولوی مخلوط D-T و مدت زمان مصرف سوخت است. بر اساس آنچه که در مراجع [۶ و ۱۷] گزارش شده است، با لحاظ کردن مقادیر  $E_c = 635 \text{ kJ}$ ،  $E_{ig} = 12 \text{ kJ}$ ،  $\eta_c = 0.3$  و  $\eta_{ig} = 0.112$  و اینکه انرژی همجوشی حاصل از کپسول کروی برابر  $488 \text{ MJ}$  می‌باشد، بهره  $G_{Ts} = 220$  را تخمین می‌زنیم.

بنابر بررسی‌های به عمل آمده، انرژی لازم برای ایجاد ناحیه داغ اشتعالی که توسط باریکه پروتونی مهیا می‌شود، با فاصله  $d$  میان چشمه پروتونی و سوخت چگال افزایش می‌یابد [۱۱]. همچنانکه در شکل ۳ نشان داده‌ایم، به منظور کاهش این فاصله و در نتیجه نیاز به انرژی اشتعال کمتر، می‌توان به جای هدف‌های کروی از هدف‌های مخروطی استفاده نمود. بر اساس شبیه‌سازی‌های هتجت<sup>۱</sup> و دیگران [۱۸] و همچنین نتایج تجربی کدام<sup>۲</sup> و دیگران [۱۹]، می‌توان فرض کرد که هدف مخروطی،

بر اساس آنچه گفته شد، می‌توانیم بنابر ایده اشتعال سریع، لیزر را راه انداز اصلی و باریکه پروتونی را راه انداز اشتعال سریع بنامیم. بنابراین مطابق رابطه (۲) می‌توان بهره انرژی هدف کروی،  $G_{Ts}$ ، را چنین نوشت:

$$G_{Ts} = \frac{E_{fus}}{E_{dc} + E_{dig}} \quad (3)$$

در این رابطه  $E_{dc}$  انرژی پالس راه انداز اصلی است، که بازده جفت شدگی این پالس را با سوخت،  $\eta_c$  می‌نامیم. بدین معنی که این پالس با بازده جفت شدگی  $\eta_c$ ، فشردگی سوخت را موجب می‌شود. بنابراین کسری از انرژی پالس راه انداز اصلی که باعث این فشردگی می‌شود،  $E_c$ ، مطابق رابطه زیر داده می‌شود:

$$E_c = \eta_c E_{dc}, \quad \eta_c < 1 \quad (4)$$

همچنین  $E_{dig}$  انرژی پالس راه انداز اشتعال سریع است، که بازده جفت شدگی این پالس را با سوخت،  $\eta_{ig}$  می‌نامیم. بدین معنی که این پالس با بازده جفت شدگی  $\eta_{ig}$ ، ایجاد ناحیه داغ اشتعالی را موجب می‌شود. بنابراین کسری از انرژی پالس راه انداز اشتعال سریع که باعث ایجاد این ناحیه می‌شود،  $E_{ig}$ ، مطابق رابطه زیر داده می‌شود:

$$E_{ig} = \eta_{ig} E_{dig}, \quad \eta_{ig} < 1 \quad (5)$$

با استفاده از سه رابطه اخیر خواهیم داشت:

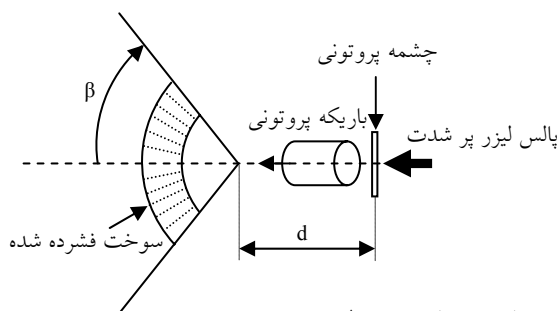
$$G_{Ts} = \frac{E_{fus}}{\frac{E_c}{\eta_c} + \frac{E_{ig}}{\eta_{ig}}} \quad (6)$$

در این رابطه، برای انرژی همجوشی  $E_{fus}$  داریم:

$$E_{fus} = \varepsilon_{fus} f_b m_{DT} \quad \text{MJ} \quad (7)$$

۱. Hatchett et al.

۲. Kodama et al.



شکل ۳. نمایش طرح وار ایده اشتعال سریع با هدف‌های مخروطی.

جدول ۲. نسبت بهره هدف‌های مخروطی با زاویه‌های مشخصه مختلف، به بهره کپسول کروی، بر اساس رابطه (۱۳) و همچنین شبیه‌سازی‌ها.

	$\beta$	$\pi/6$	$\pi/4$	$\pi/3$	$\pi/2$
$G_{Tc}(\beta)/G_{Ts}$	بر اساس رابطه (۱۳)	۰/۶۱	۰/۷۹	۰/۸۸	۰/۹۶
	بر اساس شبیه‌سازی‌ها	۰/۵۵	۰/۶۸	۰/۷۸	۰/۹۶

$$\frac{G_{Tc}(\beta)}{G_{Tc}(\pi)} \equiv \frac{G_{Tc}(\beta)}{G_{Ts}} = f_V(\beta) \frac{f_b(\beta)}{f_b(\pi)} \frac{\frac{E_c + E_{ig}}{\eta_c + \eta_{ig}}}{f_V(\beta) \frac{E_c + E_{ig}}{\eta_c + \eta_{ig}}} \quad (12)$$

در عین حال که مطابق گفته فوق داریم  $f_b(\beta)/f_b(\pi) \leq 1$ ، فرض می‌کنیم که  $f_b(\beta)$  مستقل از  $\beta$  بوده و برابر است با  $f_b(\pi)$  و سپس دقت معادله حاصله، که به صورت زیر می‌باشد را بررسی خواهیم نمود.

$$\frac{G_{Tc}(\beta)}{G_{Tc}(\pi)} \equiv \frac{G_{Tc}(\beta)}{G_{Ts}} = f_V(\beta) \frac{\frac{E_c + E_{ig}}{\eta_c + \eta_{ig}}}{f_V(\beta) \frac{E_c + E_{ig}}{\eta_c + \eta_{ig}}} \quad (13)$$

این نسبت را با لحاظ کردن مقادیر ذکر شده در بخش ۲.۲ برای پارامترهای  $E_c$ ،  $E_{ig}$ ،  $\eta_c$  و  $\eta_{ig}$  و استفاده از رابطه (۱۰)، برای زاویه‌های مختلف  $\pi/6$ ،  $\pi/4$ ،  $\pi/3$  و  $\pi/2$  محاسبه و در جدول ۲ ارائه نموده‌ایم.

اکنون دقت رابطه (۱۳) را به کمک شبیه‌سازی‌های دو بعدی به عمل آمده توسط اتزنی و دیگران [۱۱-۱۴]، با در نظر گرفتن زاویه‌های مذکور مورد بررسی قرار می‌دهیم. ما بر اساس این شبیه‌سازی‌ها، در شکل‌های ۴ و ۵ نمودارهای توان و انرژی همجوشی گرما هسته‌ای را به صورت تابعی از زمان برای قطاع‌های مخروطی مختلف رسم نموده‌ایم و سپس با استفاده از نمودار شکل ۵ برای انرژی همجوشی  $E_{fus}(\beta)$  و روابط (۹) و (۱۰)

چندان اثری روی دینامیک انفجار داخلی نمی‌گذارد. کدما و دیگران نشان داده‌اند که جایگذاری مخروط در مقایسه با انفجار داخلی کره، چگالی سوخت متراکم شده را حدود ۲۰٪-۳۰٪ کاهش می‌دهد.

به کمک رابطه (۶) می‌توانیم بهره انرژی هدف مخروطی با زاویه مشخصه  $\beta$  را چنین بنویسیم:

$$G_{Tc}(\beta) = \frac{E_{fus}(\beta)}{\left[ f_V(\beta) \frac{E_c + E_{ig}}{\eta_c + \eta_{ig}} \right]}, \quad (9)$$

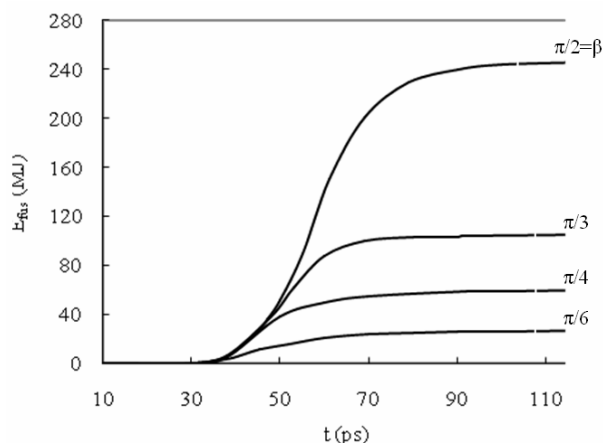
در این رابطه،  $f_V(\beta)$  نسبت حجم پوسته مخروطی به حجم پوسته کروی است، به طوری که می‌توان نوشت:

$$f_V(\beta) = \frac{1 - \cos\beta}{2}, \quad (10)$$

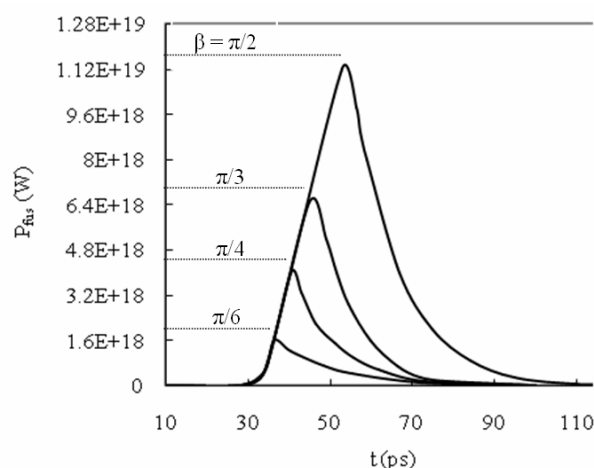
و برای انرژی همجوشی  $E_{fus}(\beta)$  داریم:

$$E_{fus}(\beta) = \varepsilon_{fus} f_b(\beta) m_{DT} f_V(\beta) \text{ MJ} \quad (11)$$

که  $f_b(\beta)$  کسر مصرف سوخت D-T برای کپسول مخروطی با زاویه مشخصه  $\beta$  و  $m_{DT}$  جرم سوخت کپسول کروی بر حسب mg است. با افزایش زاویه  $\beta$ ، مدت زمان مصرف سوخت و در نتیجه مطابق رابطه (۸) کسر مصرف سوخت افزایش می‌یابد. بنابراین انرژی همجوشی و در نتیجه بهره هدف، افزایش یافته تا اینکه به مقدار بیشینه  $G_{Tc}(\pi) \equiv G_{Ts}$  برسد. با استفاده از روابط (۶)، (۷)، (۹) و (۱۱) می‌توان نوشت:



شکل ۵. نمودار انرژی همجوشی گرما هسته‌ای به صورت تابعی از زمان برای مقاطع‌های مخروطی با زاویه‌های مختلف  $\beta$ .



شکل ۴. نمودار توان همجوشی گرما هسته‌ای به صورت تابعی از زمان برای مقاطع‌های مخروطی با زاویه‌های مختلف  $\beta$ .

کپسول سوخت توسط باریکه پروتونی (راه انداز اشتعال سریع) صورت می‌گیرد، می‌توان بهره انرژی هدف کروی و به کمک آن بهره انرژی هدف مخروطی با زاویه مشخصه  $\beta$  را نوشت. با توجه به وابستگی کسر مصرف سوخت به مدت زمان مصرف سوخت و به عبارتی به زاویه مشخصه  $\beta$ ، بهره هدف همجوشی با افزایش زاویه  $\beta$  افزایش یافته تا اینکه به مقدار بیشینه خود، که مربوط به هدف کروی است، برسد. علی‌رغم این واقعیت، اگر فرض کنیم که کسر مصرف سوخت مستقل از  $\beta$  است، یک رابطه تقریبی برای نسبت بهره هدف‌های مخروطی به بهره هدف کروی به دست می‌آید. محاسبات و بررسی‌های ما، که بر اساس شبیه‌سازی‌های ایزوتروپی و دیگران صورت گرفته، حاکی از این است که این شبیه‌سازی‌ها با رابطه تقریبی مذکور در توافق خوبی هستند، به طوری که یک کپسول نیم‌کروی ( $\beta = \pi/2$ )، بهره‌ای به اندازه ۹۶ درصد بهره کپسول کروی دارد. به نظر می‌رسد که این موضوع با واقعیت سازگار است، چرا که کره کامل به فاصله بزرگتر  $d$  و در نتیجه به انرژی اشتعال بیشتری نیاز دارد. از اینرو بهره کپسول نیم‌کروی حتی ممکن است از بهره کپسول کروی بیشتر باشد.

جایگذاری همان مقادیر برای پارامترهای  $E_c$ ،  $E_{ig}$ ،  $\eta_c$  و  $\eta_{ig}$  بهره انرژی کپسول‌های مخروطی با زاویه‌های مختلف  $\pi/6$ ،  $\pi/4$ ،  $\pi/3$  و  $\pi/2$  را به ترتیب برابر  $12^\circ$ ،  $15^\circ$ ،  $171$  و  $212$  به دست آورده‌ایم. بدین ترتیب، نسبت  $G_{Tc}(\beta)/G_{Ts}$  را با لحاظ کردن مقدار ذکر شده در بخش ۲.۲ برای  $G_{Ts}$ ، برای زاویه‌های مذکور محاسبه و در جدول ۱ ارائه نموده‌ایم. همچنانکه ملاحظه می‌شود، مقادیر حاصل از شبیه‌سازی‌ها در توافق خوبی با مقادیر به دست آمده از رابطه (۱۳) می‌باشند. البته برای زاویه‌های کمتر از  $\pi/2$ ، مقادیر حاصل از شبیه‌سازی‌ها از مقادیر به دست آمده از رابطه (۱۳) کمتر است. این اختلاف، به دلیل ثابت فرض نمودن کسر مصرف سوخت می‌باشد. به هر حال، رابطه (۱۳) با تقریب خوبی نسبت بهره کپسول مخروطی به بهره کپسول کروی را نتیجه می‌دهد. نتایج ما نشان می‌دهد که یک کپسول نیم‌کروی ( $\beta = \pi/2$ )، بهره‌ای به اندازه ۹۶ درصد بهره کپسول کروی دارد.

نظر به اینکه در همجوشی لختی به روش اشتعال سریع، فشردگی سوخت توسط باریکه لیزر (راه انداز اصلی) و اشتعال

## مراجع

3. M Perry and G Morou, *Science* **264** (1994) 917.
4. A R Piriz and M M Sanchez, *Phys. Plasmas* **5** (1998) 2721.

1. S Nakai and H Takabe, *Rep. Prog. Phys.* **59** (1996) 1071.
2. K S Krane, "Introductory Nuclear Physics", John Wiley & Sons, New York (1988).

14. S Atzeni, *Comput. Phys. Commun.* **43** (1986) 107.
15. S C Wilks, A B Langdon, T E Cowan, et al., *Phys. Plasmas* **8** (2001) 542.
۱۶. محمدرضا اسکندری، اصول همجوشی هسته‌ای، انتشارات دانشگاه شیراز (۱۳۷۴).
17. D A Callahan-Miller and M Tabak, *Phys. Plasmas* **7** (2000) 2083.
18. S P Hatchett, M Tabak, R Turner and R Stephens, *Proceedings, 28th European Physical Society Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics and 5th Workshop on Fast Ignition of Fusion Targets, Funchal* (2001).
19. R Kodama, P A Norreys, K Mima, et al., *Nature, London*, **412** (2001) 798.
5. M Roth, T E Cowan, M H Key, et al., *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 436.
6. R A Snavely, M H Key, S P Hatchett, et al., *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 2945.
7. E L Clark, K. Krushelnick, J R Davies, et al., *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 670.
8. S P Hatchett, C G Brown, T E Cowan, et al., *Phys. Plasmas* **7** (2000) 2076.
9. R Kodama, K A Tanaka, Y. Sentoku, et al., *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 674.
۱۰. عباس قاسمی زاد و محمدجعفر طباطبائی، مجله پژوهش فیزیک ایران ۷ (۱۳۸۶) ۳۱.
11. S Atzeni, M Temporal and J J Honrubia, *Nucl. Fusion* **42** (2002) 1.
12. S Atzeni, *Phys. Plasmas* **6** (1999) 3316.
13. S Atzeni and M L Ciampi, *Nucl. Fusion* **37** (1997) 1665.

Archive of SID