

محاسبه دینامیکی بهره و توان همجوشی در مخلوط D+T و D+³He با در نظر گرفتن طرح جدید احتراق سریع باریکه دوترونی

سیده نسرین، حسینی مطلق^۱؛ مرجان، جاهدی^{۲*}؛ محمد، قاسمی شبانکاره^۳

^۱دانشگاه آزاد اسلامی شیراز، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، شهرک صدر، پردیس

^۲دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات فارس، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

^۳دانشگاه جامع امام حسین، دانشکده و پژوهشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده:

مکانیزم احتراق سریع که در آن قرص حاوی سوخت گرما هسته ای در ابتدا توسط یک پالس لیزری نانوثانیه ای فشرده می گردد و سپس توسط پرتوهای احتراقی پرشدتی که از پالس لیزری پیکوثانیه ای پرتوانی ناشی شده اند تابش دهی می شود، یکی از رویکردهای امیدبخش در تحقق بخشیدن همجوشی محصورسازی اینرسی (ICF) است. اگر باریکه احتراقی متشکل از دوترون ها باشد انرژی ای اضافی در هدف به دست می آید. بنابراین در مقاله حاضر از روش جدید احتراق سریع باریکه دوترونی استفاده نموده ایم و با در نظر گرفتن فرمولی جدید برای میانگین سطح مقطع واکنش همجوشی به حل معادلات توازن در مخلوط های D+T و D+³He پرداخته و در نهایت بهره حاصل از همجوشی را در شرایط بهینه در زمان ۱۱۰ ns برای واکنش D+T و D+³He به ترتیب ۱۹/۹۰ و ۴/۷۷ به دست آورده ایم.

کلید واژه: احتراق سریع، باریکه دوترونی، بهره، توان، همجوشی

مقدمه:

در سال ۱۹۷۵، A.W.Maschke استفاده از باریکه های یونی سنگین را به منظور محترق ساختن یک جرم محصور شده اینرسی ای از سوخت گرما هسته ای پیشنهاد نمود [۱]. همانند همجوشی محصور شدگی اینرسی مرسوم، سوخت بایستی با ضربی از مرتبه ۱۰^{۱۰} به منظور به حداقل رساندن انرژی مورد نیاز احتراق، از پیش فشرده می شد. Maschke پیشنهاد کرد که لیزر ممکن است سوخت را توسط سرعت بالای برخورد، یا توسط باریکه یونی ای به غیر از پرتو احتراقی فشرده کند. طرح احتراق سریع Maschke سرانجام به نفع روش های مرسوم تر همجوشی اینرسی که انفجار انرژی فشرده سازی و احتراق را فراهم می نمود کنار گذاشته شد. در سال ۱۹۹۴، مقاله ای مهم توسط تاباک و همکارانش [۲] علاقه به احتراق سریع را دوباره برانگیخت و این بار برای فراهم کردن دمای احتراق از لیزرهای پالس کوتاه استفاده شد. مکانیزم احتراق سریع که در آن قرص حاوی سوخت گرما هسته ای در ابتدا توسط یک پالس لیزری نانوثانیه ای فشرده می گردد و سپس توسط پرتوهای احتراقی پرشدتی که از پالس لیزری پیکوثانیه ای پرتوانی ناشی شده اند تابش دهی می شود، یکی از رویکردهای امیدبخش در تحقق بخشیدن همجوشی محصورسازی اینرسی (ICF) است. باریکه احتراقی می تواند شامل الکترونها، پروتونها و یونهای سنگین تری که توسط لیزر شتاب داده می شوند باشد و یا می تواند متشکل از خود باریکه لیزری باشد. حال اگر باریکه احتراقی از دوترون ها تشکیل شده باشد انرژی ای اضافی در هدف حاصل می شود و بهره انرژی هدف را افزایش می دهد. در واقع دوترون ها می توانند با سوخت

هدف (هر دوی D و ${}^3\text{He}$ و یا D و T) در هنگامی که کند می شوند همجوشی کنند و یک بهره ی انرژی جایزه را تأمین کنند [۳]. بسته به شرایط پلاسمای هدف، این بهره ی همجوشی اضافه شده می تواند یک سهم قابل ملاحظه باشد [۴]. در این مقاله علاوه بر سوخت $D+T$ از سوخت $D+{}^3\text{He}$ نیز استفاده گردیده است. این واکنش به علت مزایای فراوانی که دارد از جمله کاهش آسیب تشعشعی، فعال سازی کمتر، عدم زایش پوششهای تریتیومی، کارایی بالا در تبدیل انرژی مستقیم، نگهداری آسان تر و... بسیار مورد توجه است [۱۰]. همچنین یکی دیگر از مواردی که به جذابیت این واکنش می افزاید عدم تولید نوترون در محصولات است. بنابراین در مقاله حاضر ما از سوخت های $D+T$ و $D+{}^3\text{He}$ و باریکه احتراقی دوترونی استفاده می نمایم و تحت شرایط بهینه کل انرژی جایگذاری شده در لکه داغ را محاسبه می کنیم و به طور دینامیکی بهره و توان انرژی همجوشی را با استفاده از فرمولی جدید برای سطح مقطع واکنش همجوشی برای هر دو واکنش به دست می آوریم.

روش کار:

در مقاله حاضر محاسبات بر پایه فرمول جدید برازش سه پارامتری سطح مقطع همجوشی انجام گرفته است. این فرمول دارای سه پارامتر قابل تنظیم C_1 ، C_2 ، C_3 می باشد که در جدول ۱ بیان شده اند. فرمول برازش سه پارامتری به صورت زیر می باشد [۵]:

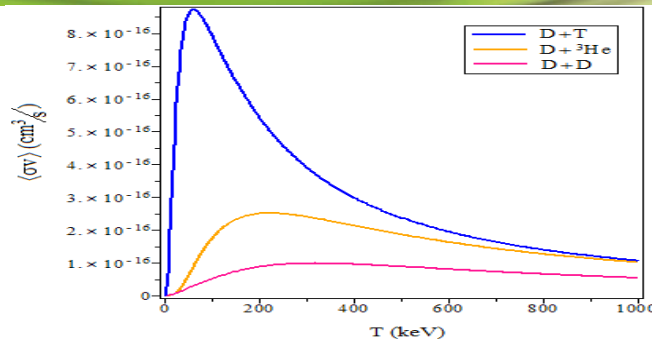
$$\sigma(E) = -16389 C_3 \left(1 + \frac{m_a}{m_b}\right)^2 \times \left[m_a E \left[\text{Exp} \left(31.40 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{m_a}{E}} \right) - 1 \right] \left\{ (C_1 + C_2 E)^2 + \left(C_3 - \frac{2\pi}{\left[\text{Exp} \left(31.40 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{m_a}{E}} \right) - 1 \right]} \right)^2 \right\} \right]^{-1} \quad (1)$$

در فرمول (۱)، m_a و m_b به ترتیب اعداد جرمی برای هسته ی فرودی و هسته ی هدف می باشند، E انرژی دوترون در سیستم آزمایشگاهی بر حسب واحد keV و σ بر حسب واحد بارن می باشد. با استفاده از رابطه (۲) که در آن m_r جرم کاهش یافته و k_B ثابت بولتزمن است، سطح مقطع میانگین واکنش های $D+T$ ، $D+{}^3\text{He}$ و $D+D$ را محاسبه و نتایج آن را در شکل ۱ نشان داده ایم.

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4\pi}{(\pi m_r)^2} \frac{1}{(k_B T)^2} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE \quad (2)$$

جدول ۱: مقادیر عددی C_1 ، C_2 ، C_3 برای واکنش های $D+T$ ، $D+{}^3\text{He}$ و $D+D$ [۵].

| | D + T | D+ ³ He | D + D |
|-------|----------|--------------------|----------|
| C_1 | -۰,۵۴۰۵ | -۱,۱۳۳۴ | -۶۰,۲۶۴۱ |
| C_2 | ۰,۰۰۵۵۴۶ | ۰,۰۰۳۰۳۹ | ۰,۰۰۰۶۶ |
| C_3 | -۰,۳۹۰۹ | -۰,۶۷۰۲ | -۵۴,۹۹۳۲ |



شکل ۱: تغییرات سطح مقطع میانگین واکنش های $D+T$ ، $D+{}^3\text{He}$ و $D+D$ بر حسب دما

همان گونه که از شکل ۱ دیده می شود دمای رزونانس برای واکنشهای $D+T$ و $D+{}^3\text{He}$ به ترتیب ۶۰ و ۲۰۰ keV است. حال با استفاده از این فرمول جدید به محاسبه کل انرژی جایگذاری شده در لکه داغ می پردازیم. اینجا ما بر روی ارزیابی انرژی اضافه شده در زمانی که دوترون های پر انرژی با یون های سوخت هدف بهمکنش می کنند و آزاد می شوند، تمرکز می کنیم. این بهره ی انرژی اضافه شده اگرچه یک خصوصیت مهم است اما قبلاً ارزیابی نشده است. بنابراین در اینجا ما از ضریب تقویت Φ برای تعیین کمیت انرژی اضافی (جایزه) بر حسب گرمادهی لکه ی داغ اضافه شده به وسیله ی واکنش همجوشی باریکه-هدف استفاده می کنیم. نسبت بین انرژی همجوشی تولید شده ی E_f و انرژی یون ورودی به درون پلاسما E_I که مقدار F نامیده می شود و عبارتست از [۳] و [۹]:

$$F = n_j \frac{\int_{E_{th}}^{E_I} S(E) dE}{E_I} \quad (3)$$

اندیس j بسته به نوع واکنش مورد نظر می تواند T یا ${}^3\text{He}$ باشد. در اینجا E_I و E_{th} به ترتیب انرژی اولیه میانگین و انرژی حرارتی یون منفرد تزریق شده در هر یک از واکنش های مورد نظر می باشند [۳] و داریم:

$$S(E) \equiv \sum_k K_k [\langle \sigma v(E) \rangle_{Ik} (E_f)_{Ik}] / \left(\frac{dE}{dt} \right) \quad (4)$$

در رابطه (۴) داریم [۹]:

$$\frac{1}{n_j} \left(\frac{dE}{dt} \right) = - \frac{Z_I^2 e^4 m_e^{1/2} E \ln \Lambda}{\sqrt{\pi} (\pi)^{1/2} \epsilon_0^2 m_I (kT_e)^{3/2}} \times \left[1 + \frac{\sqrt{\pi} m_I^{3/2} (kT_e)^{3/2}}{\epsilon m_k m_e^{1/2} E^{3/2}} \right] \quad (5)$$

m_e جرم الکترون و m_I جرم یون تزریق شده بر حسب واحد جرم اتمی (amu) هستند. $\langle \sigma v \rangle_{Ik}$ واکنش پذیری همجوشی برای یون تزریق شده ی I از انواع k می باشد که کسر اتمی K_k را درون هدف دارند. $(E_f)_{Ik}$ انرژی آزاد شده ی متناظر در هر یک از واکنش های همجوشی و T_e دمای الکترون هدف می باشد [۳]. در مورد واکنش $D+T$ ، لگاریتم کولن به شکل $\ln \Lambda_{D+T} \approx 6.5 - \ln(Z_k \sqrt{\rho} / T_e^{3/2})$ ، لگاریتم کولن برای واکنش $D+{}^3\text{He}$ را می توان به شکل $\ln \Lambda_{D+{}^3\text{He}} = 14.8 - \ln(\sqrt{n_e} / T_e)$ تعریف نمود که در آن چگالی الکترون هدف است [۷]. در واکنش $D+T$ و $D+{}^3\text{He}$ در هدف تنها ۲۰٪ از انرژی همجوشی حمل شده توسط ذرات آلفا برای گرمایش لکه داغ



مفید می باشد در حالی که این مقدار برای واکنش D+D این مقدار در حدود ۶۳٪ می باشد [۶]. بنابراین برای جلوگیری از اشتباه، یک ضریب جدید Φ را برای نشان دادن ضریب انرژی برای گرمادهی به لکه داغ به وسیله ذرات باردار معرفی می کنیم و بنابراین $\Phi_{D+T} = 20\% F_{D+T}$ ، $\Phi_{D+^3He} = 20\% F_{D+^3He}$ و برای همجوشی D+D در مخلوط D+T و D+ 3He ، $\Phi_{D+D_b} = 63\% F_{D+T}$ و $\Phi_{D+D_a} = 63\% F_{D+^3He}$ باشد (اندیس a و b به ترتیب بیانگر واکنش D+D مربوط به واکنش D+ 3He و D+T است). به طور خلاصه انرژی کلی که به خاطر گرمادهی یون دوترون ترکیب شده و همجوشی باریکه هدف می تواند به درون هدف جایگذاری شود عبارت است از $\epsilon_{D+^3He} = E_I(1 + \Phi_{D+^3He})$ ، $\epsilon_{D+T} = E_I(1 + \Phi_{D+T})$ و $\epsilon_{D+D_a} = E_I(1 + \Phi_{D+D_a})$ ، $\epsilon_{D+D_b} = E_I(1 + \Phi_{D+D_b})$ [۶]. بنابراین دیده می شود که Φ در انرژی جایزه برای FI تحریک شده ی دوترونی نقش دارد. نتایج حاصل از محاسبات ماکزیمم مقادیر Φ و ϵ برای هر دو واکنش در جدول ۲ و ۳ نشان داده شده اند.

جدول ۲: ماکزیمم مقادیر محاسبه شده ضریب تکثیر و کل انرژی جایگذاری شده در لکه داغ در دماهای مختلف در

محدوده انرژی ۰ تا ۱۰۰۰۰ keV برای واکنش D+ 3He در حالتی که $n_e = 10^{26} cm^{-3}$

| D+ 3He | | | | | |
|------------------|-------------|---------------------------------|----------------------------------|-----------------------|------------------------|
| $n_e (cm^{-3})$ | $T_e (keV)$ | $\epsilon_{D+^3He_{max}} (keV)$ | $\epsilon_{D+D_{a_{max}}} (keV)$ | $\Phi_{D+^3He_{max}}$ | $\Phi_{D+D_{a_{max}}}$ |
| ۱۰ ^{۲۶} | ۱۵ | ۱۰۰۴۷،۵۸۸۵۶ | ۱۰۱۴۹،۹۰۳۹۷ | ۰،۰۰۴۷۵۸۸۵۶۳ | ۰،۰۱۴۹۹۰۳۹۷۳۹ |
| ۱۰ ^{۲۶} | ۶۰ | ۱۰۸۴۰،۸۲۲۶۶ | ۱۲۶۴۸،۵۹۱۳۸ | ۰،۰۸۴۰۸۲۲۶۶۰ | ۰،۲۶۴۲۳۷۲۰۷۹ |
| ۱۰ ^{۲۶} | ۱۰۰ | ۱۲۴۶۶،۸۳۴۴۹ | ۱۷۷۷۰،۵۲۸۶۵ | ۰،۲۴۶۰۹۰۴۴۸۹ | ۰،۷۷۷۰۵۲۸۶۴۹ |
| ۱۰ ^{۲۶} | ۲۰۰ | ۱۷۶۶۵،۵۰۳۲۷ | ۲۲۷۷۸،۷۴۴۴ | ۰،۴۰۵۶۷۴۴۲۵۳ | ۱،۲۷۷۸۷۴۴۴ |

جدول ۳: ماکزیمم مقادیر محاسبه شده ضریب تکثیر و کل انرژی جایگذاری شده در لکه داغ در دماهای مختلف در

محدوده انرژی ۰ تا ۱۰۰۰۰ keV برای واکنش D+T در حالتی که $\rho = 500 (g/cm^3)$

| D+T | | | | | |
|-----------------|-------------|------------------------------|----------------------------------|--------------------|------------------------|
| $\rho (g/cm^3)$ | $T_e (keV)$ | $\epsilon_{D+T_{max}} (keV)$ | $\epsilon_{D+D_{b_{max}}} (keV)$ | $\Phi_{D+T_{max}}$ | $\Phi_{D+D_{b_{max}}}$ |
| ۵۰۰ | ۱۵ | ۱۳۵۱۰،۰۸۳۷۵ | ۲۰۹۳۲،۸۳۷۳۶ | ۰،۳۵۱۰۰۸۳۷۴۶ | ۱،۱۰۵۶۷۶۳۸ |
| ۵۰۰ | ۶۰ | ۱۹۲۶۹،۳۹۰۶۱ | ۳۹۱۹۸،۵۸۰۴۳ | ۰،۹۲۶۹۳۹۰۶۱۳ | ۲،۹۰۵۷۰۸۶۲ ۸ |
| ۵۰۰ | ۱۰۰ | ۱۷۸۱۴،۳۴۱۳۱ | ۳۴۹۴۹،۴۳۲۱۴ | ۰،۷۹۲۰۴۵۶۶۴۸ | ۲،۴۸۲۰۶۷۴۹ |
| ۵۰۰ | ۲۰۰ | ۱۵۰۶۶،۶۶۸۸۳ | ۲۵۹۶۰،۰۰۶۸ | ۰،۵۰۵۴۳۸۷۴۹۲ | ۱،۵۹۶۰۰۰۶۸ |

اکنون در ادامه با حل دسته معادلات توازن به محاسبه بهره همجوشی بر حسب زمان می پردازیم. معادلات

توازن برای واکنش D+ 3He عبارتند از:

$$\frac{dn_D}{dt} = -\frac{n_D}{\tau_p} - n_D n_{^3He} \langle \sigma v \rangle_{D+^3He} + S_D \quad (6)$$

$$\frac{dn_{^3He}}{dt} = -\frac{n_{^3He}}{\tau_p} - n_D n_{^3He} \langle \sigma v \rangle_{D+^3He} + S_{^3He} \quad (7)$$

$$\frac{dn_a}{dt} = -\frac{n_a}{\tau_a} + n_D n_{^3He} \langle \sigma v \rangle_{D+^3He} \quad (8)$$



$$\frac{dE}{dt} = -\frac{E}{\tau_E} + Q_\alpha n_D n_{\text{He}} \langle \sigma v \rangle_{D+\text{He}} - P_{\text{rad}} \quad (9)$$

در روابط فوق S_{He} و S_D چگالی های تزریق می باشند. τ_E و τ_α ، τ_p به ترتیب زمان های محصورسازی دوتریوم و هلیوم ۳، ذرات آلفا و انرژی می باشند. $Q_\alpha = 3.52 \text{ MeV}$ و $P_{\text{rad}} = P_{\text{brem}} = A_b Z_{\text{eff}} n_e \sqrt{T}$ که در آن $A_b = \frac{n_D + n_{\text{He}} + n_\alpha}{n_e} \times 10^{-27} \frac{\text{Wm}^3}{\sqrt{\text{keV}}}$ و 0.35 است. معادلات توازن برای واکنش D+T نیز به طور مشابه نوشته می شوند فقط در روابط به جای ${}^2\text{H}$ باید T نوشته شود البته توجه کنید که برای واکنش D+T، $A_b = 4.85 \times 10^{-27} \frac{\text{Wm}^3}{\sqrt{\text{keV}}}$ می باشد. بهره همجوشی بر حسب زمان به صورت $G(t) = \frac{E_f(t)}{E_{\text{driver}}}$ تعریف می شود که در آن $E_f(t)$ انرژی حاصل از تعداد واکنش های رخ داده در هدف بر حسب زمان و E_{driver} انرژی مورد نیاز برای راه اندازی واکنش های همجوشی در لکه داغ و برابر با ۴MJ است [۸]. چگالی توان همجوشی برای هر یک از واکنش های D+T و $D+{}^2\text{He}$ به ترتیب به شکل $P_{D+{}^2\text{He}} = n_D(t) n_{\text{He}}(t) \langle \sigma v \rangle_{D+{}^2\text{He}}$ و $P_{D+T} = n_D(t) n_T(t) \langle \sigma v \rangle_{D+T}$ تعریف می شوند که $Q_{D+{}^2\text{He}} = 18.3 \text{ MeV}$ و $Q_{D+T} = 17.6 \text{ MeV}$ می باشد. در جدول ۴ با توجه به نتایج حاصل از حل معادلات توازن با در نظر گرفتن $S_D = S_{\text{He}} = S_T = 10^{24} (\text{cm}^{-3})$ به طور دینامیکی بهره و توان همجوشی هر یک از دو واکنش محاسبه شده است.

جدول ۴: مقادیر محاسبه شده توان تولیدی بر حسب زمان و بهره بر حسب زمان برای واکنش D+T و $D+{}^2\text{He}$ با در نظر

گرفتن دماهای مختلف و زمان های متفاوت و در ازای $S_D = S_{\text{He}} = S_T = 10^{24} (\text{cm}^{-3})$

| T_e (keV) | t (s) | $P_{D+{}^2\text{He}}(t) (\frac{W}{\text{cm}^3})$ | $G_{D+{}^2\text{He}}(t)$ | $P_{D+T}(t) (\frac{W}{\text{cm}^3})$ | $G_{D+T}(t)$ |
|-------------|------------|--|--------------------------|--------------------------------------|------------------|
| ۱۵ | 10^{-20} | $450.12E15$ | $0.00057096E-22$ | $1549.2E17$ | $0.00059748E-22$ |
| ۱۵ | 10^{-11} | $204.35E11$ | $0.057096E-16$ | $702.75E13$ | $0.059750E-16$ |
| ۱۵ | ۶۰ | $180.05E-8$ | $2.7702E-8$ | $619.61E-6$ | $2.8990E-8$ |
| ۱۵ | ۱۱۰ | $180.05E-8$ | $0.047945E1$ | $619.61E-6$ | $0.050176E1$ |
| ۶۰ | 10^{-20} | $402.962E17$ | $0.0192876E-22$ | $3092.76E17$ | $0.23686E-22$ |
| ۶۰ | 10^{-11} | $182.91E13$ | $1.92846E-16$ | $1393.49E13$ | $2.3573E-15$ |
| ۶۰ | ۶۰ | $161.18E-6$ | $0.93566E-7$ | $1229.50E-6$ | $1.1489E-6$ |
| ۶۰ | ۱۱۰ | $161.18E-6$ | $0.161943E1$ | $1229.50E-6$ | $1.9907E1$ |
| ۲۰۰ | 10^{-20} | $920.77E17$ | $0.051412E-22$ | $1927.05E17$ | $0.13535E-22$ |
| ۲۰۰ | 10^{-11} | $417.87E13$ | $0.01397E-15$ | $874.09E13$ | $1.3530E-15$ |
| ۲۰۰ | ۶۰ | $368.31E-6$ | $2.4982E-7$ | $770.82E-6$ | $0.65644E-6$ |
| ۲۰۰ | ۱۱۰ | $368.31E-6$ | $0.47692E1$ | $770.82E-6$ | $1.1362E1$ |

نتایج :

با توجه به نتایج محاسبه شده در جدول ۲ و ۳ دیده می شود که در هر یک از واکنش های D+T و $D+{}^2\text{He}$ ماکزیمم مقادیر ضرایب تکثیر $(\phi_{D+T}, \phi_{D+D_b}, \phi_{D+{}^2\text{He}}, \phi_{D+D_a})$ و همچنین ماکزیمم مقادیر کل انرژی های جایگذاری شده در لکه داغ $(\epsilon_{D+D_b}, \epsilon_{D+T}, \epsilon_{D+D_a}, \epsilon_{D+{}^2\text{He}})$ در دمای رزونانس مربوط به آن واکنش حاصل



شده است (دمای رزونانس واکنش $D+^3He$ ، 200 keV و دمای رزونانس واکنش $D+T$ ، 60 keV می باشد). همچنین با توجه به محاسبات دینامیکی انجام گرفته در جدول ۴ به وضوح دیده می شود که ماکزیمم مقادیر بهره و توان همجوشی برای هر یک از واکنش ها در دمای رزونانس مربوط به آن واکنش انجام گرفته است. این موضوع از آنجا ناشی می شود که بیشترین احتمال وقوع هر واکنش در دمای رزونانس آن واکنش است. برای واکنش $D+T$ ماکزیمم میزان بهره $19/90$ را در دمای رزونانس 60 keV در زمان 110 s و برای واکنش $D+^3He$ ماکزیمم میزان بهره $4/77$ را در دمای رزونانس 200 keV و در زمان 110 s به دست آورده ایم.

بحث و نتیجه گیری :

در این مقاله علاوه به بررسی سوخت $D+T$ ، سوخت $D+^3He$ نیز با توجه به مزایای آن بررسی گردیده است و با استفاده از روش جدید باریکه FI دوترونی به محاسبه کل انرژی جایگذاری شده در لکه داغ پرداخته شده است. محاسبات انجام گرفته به وضوح نشان می دهند که در FI تحریک شده با باریکه دوترون با توجه به برهمکنش باریکه-هدف و ایجاد انرژی جایزه در لکه داغ می توان انرژی محرک لیزری را کاهش داد. همچنین اگر چه واکنش $D+^3He$ نسبت به واکنش $D+T$ مزایای فراوانی از جمله فراهم سازی انرژی پاک را دارد اما با توجه به محاسبات دینامیکی انجام گرفته در شرایط بهینه این طرح و مقایسه بهره دینامیکی دو واکنش فوق الذکر میزان بهره واکنش $D+T$ بیشتر از واکنش $D+^3He$ است.

مراجع:

- [۱] A. W. Maschke; "Relativistic Heavy Ions for Fusion Applications"; IEEE Trans. Nucl. Sci, ۲۲, ۱۸۲۵, ۱۹۷۵.
- [۲] M.Tabak, et al.; "Ignition and High Gain with Ultra-Powerful Lasers"; Phys. Plasmas, ۱, ۱۶۲۶, ۱۹۹۴.
- [۳] C. Bathke, H.Towner and G. H.Miley, "Fusion Power by Non-Maxwellian Ions in D-T, $D+^3He$ and p- ^{11}B Systems"; Trans. Am. Nucl. Soc, ۱۷, ۴۱, ۱۹۷۳.
- [۴] M.L.Shamatov, "Creation of the Directed Plasma Fluxes with Ignition of Microexplosions by and with the use of Distant Microexplosions"; J. Br. Interplanet. Soc, ۵۷, ۳۶۲-۳۷۸, ۲۰۰۴.
- [۵] Xing Z. Li, Qing M. Wei and Bin Liu, "A new simple formula for fusion cross-sections of light nuclei"; Nucl. Fusion, ۴۸, ۱۲۵۰۰۳ (۵pp), ۲۰۰۸.
- [۶] Xiaoling Yang, George H.Miley, Kirk A.Flippo and Heinrich Hora, "Energy enhancement for deuteron beam fast ignition of a precompressed inertial confinement fusion target"; PHYSICS OF PLASMAS, ۱۸, ۰۳۲۷۰۳, ۲۰۱۱.
- [۷] D.Baie-Quan, Y.gian-Cheng, D.Mei-Gen, P.Li-Lin, "Quantum Effects on the Coulomb Logarithm for Energetic Ions During the Initial Thermalization Phase"; Chin. Phys.Lett. Vol. ۱۹, No. ۷, ۹۶۲, ۲۰۰۲.
- [۸] S.Pfalzner, "An Introduction to Inertial Confinement Fusion", Published by CRC Press Taylor & Francis Group, ۲۰۰۶.
- [۹] Xiaoling Yang, George H.Miley, Kirk A.Flippo and Heinrich Hora, "An Energy Gain Estimation of Deuteron Beam Driven Fast Ignition", Clean Technology, ۲۱, ۲۰۱۰.
- [۱۰] L.J.Wittenberg, et al.; "A Review of Helium-۳ Resources and Acquisition for Use as Fusion Fuel"; Fusion Technology, ۲۱, ۲۲۳۰, ۱۹۹۲.