

شکل (۱): تصویر طرح واره احتراق سریع، راه اندازی شده به وسیله یون های ایجادی در نتیجه اندرکنش لیزر با صفحه مبدل.

سطح مقطع پراکندگی الاستیک ذرات باردار سبک

فرآیندهای فیزیکی دخیل در طول کند شدن ذرات باردار فرودی در پلاسمای همجوشی عبارتست از:

- ۱- پراکندگی الاستیک کولنی با الکترون های پلازما.
- ۲- پراکندگی الاستیک کولنی و پراکندگی الاستیک هسته ای با یونهای پلازما (شامل جمله تداخلی).
- ۳- برهمکنش هسته ای با یونهای پلازما.
- ۴- برهمکنش تابش ترمزی با یونهای پلازما (ناچیز).

سطح مقطع پراکندگی الاستیک ذرات باردار تجربی، شامل مولفه های پراکندگی کولنی، پراکندگی هسته ای و جمله تداخلی می باشد. سطح مقطع کولنی را با استفاده از رابطه تحلیلی زیر می توان محاسبه کرد.

$$\frac{d\sigma_{Coul}}{d\Omega} = \frac{Z_p^2 Z_f^2 e^4}{m_{pf}^2 V_{pf}^2 (1-\mu)^2} \quad (1)$$

سپس با تفریق سطح مقطع کولنی از سطح مقطع کل، سطح مقطع هسته ای و تداخلی بدست می آید. در رابطه بالا زیروند f نماد پلاسمای زمینه و زیروند p نماد ذره باردار فرودی می باشد.

$$\frac{d\sigma^{NI}}{d\Omega} = \frac{d\sigma^s}{d\Omega} - \frac{d\sigma^{Coul}}{d\Omega} \quad (2)$$

جهت محاسبه سطح مقطع دیفرانسیلی هسته ای تحلیلی شامل جمله تداخلی، بسط چند جمله ای دقیق زیر پیشنهاد می گردد [۴]:

$$\sigma_{NI}(\mu) = -\frac{2\eta}{1-\mu} \text{Re}[\exp(i\eta \ln(\frac{1-\mu}{2})) \sum_{l=0}^{l_{\max}} \frac{2l+1}{2} a_l P_l(\mu)] + \sum_{l=0}^{2l_{\max}} \frac{2l+1}{2} b_l P_l(\mu) \quad (3)$$

در رابطه بالا، μ کسینوس زاویه پراکندگی در مختصات مرکز جرم، η پارامتر کولمب و l_{\max} بزرگترین مرتبه موج جزئی در پراکندگی الاستیک هسته ای است.

توان توقف ذرات باردار ناشی از پراکندگی هسته ای (شامل جمله تداخلی)

توان توقف ذرات باردار فرودی در پلاسمای همجوشی، از رابطه زیر محاسبه می شود [۵]:

$$\frac{dE_p^{NI}}{dx} = -4\pi \sum_f n_f E_p \frac{m_p m_f}{(m_p + m_f)^2} \int_{-1}^1 \left(\frac{d\sigma_{pf}^{NI}}{d\Omega} \right) (1 - \mu) d\mu \quad (4)$$

توان توقف ذرات باردار ناشی از پراکندگی کولنی

جهت محاسبه توان توقف ذره باردار در پلاسمای همجوشی، از تئوری لی [۶]، استفاده شده است:

$$\frac{dE_f^p}{dx} = - \frac{(Z_p e)^2}{V_p^2} \omega_f^2 G \left(x^f \right) \text{Ln} \Lambda \quad (5)$$

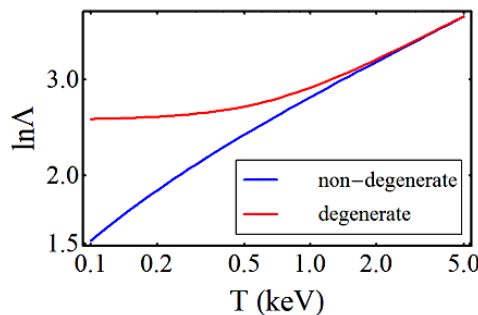
در این رابطه، $\frac{dE_f^p}{dx}$ توان توقف ذره باردار فرودی در نتیجه اندرکنش با ذرات باردار پلاسمای محیط

$$G \left(x^f \right) = \mu \left(x^f \right) - \frac{m_f}{m_p} \left\{ \frac{\mu \left(x^f \right)}{dx^f} - \frac{1}{\text{Ln} \Lambda} \left[\mu \left(x^f \right) + \frac{\mu \left(x^f \right)}{dx^f} \right] \right\} \quad (6)$$

در روابط بالا $Z_p e$ بار ذره فرودی، $x^f = V_p^2 / V_f^2$ ، $(V_f) V_p$ سرعت ذره فرودی (ذره پلاسما)،

$$\mu \left(x^f \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x^f} e^{-\xi} \sqrt{\xi} d\xi \quad \text{فرکانس پلاسمای محیط و} \quad \omega_f = \sqrt{4\pi n_f e_f^2 / m_f}$$

می باشد. در حالات غیر تبهگن، لگاریتم کولمب از رابطه $\text{Ln} \Lambda = \text{Ln}(\lambda_D / p_{\min})$ محاسبه می شود که در آن λ_D طول دبی و $p_{\min} = \sqrt{p_{\perp}^2 + (h / 4\pi m_r u)^2}$ است. $p_{\perp} = e_p e_f / m_r u$ پارامتر برخورد کلاسیکی تحت زاویه پراکندگی 90° ، m_r جرم کاهیده و u سرعت نسبی ذرات است. با این وجود در پلاسماهای با چگالی بالا و دمای پایین، اثرات تبهگنی الکترونیهای (نه یون ها) پلاسما در محاسبات λ_D و p_{\min} می بایست مد نظر قرار گیرد (شکل (۲)).



شکل (۲): بررسی و محاسبه اثر تبهگنی الکترون های پلاسمای همجوشی در لگاریتم کولمب

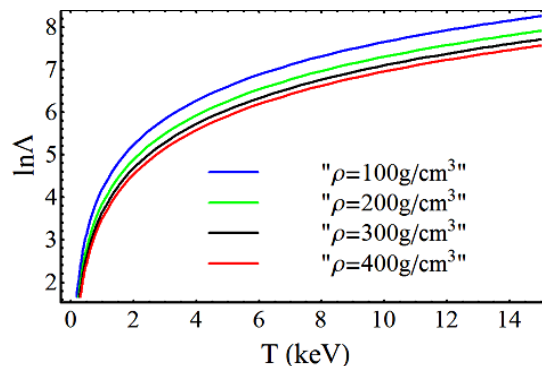
با در نظر گرفتن اثرات تجمعی پلاسما، توان توقف به صورت زیر محاسبه می گردد:

$$\frac{dE^f}{dx} = -\frac{(Z_p e)^2}{V_p^2} \omega_f^2 G\left(x^f\right) \text{Ln} \Lambda + \theta\left(x^f\right) \text{Ln}(1.123 \sqrt{x^f}) \quad (7)$$

در رابطه (۷)، $\theta\left(x^f\right)$ تابع پله ای است که به ازای $x^f \leq 1$ (> 1) دارای مقدار $\theta(1) = 0$ می باشد.

در ادامه، فرض ها و تخمین های اولیه ای را که جهت انجام محاسبات به کار برده ایم، بیان می کنیم. فرض می کنیم سوخت پیش فشرده شامل مخلوط ۵۰٪-۵۰٪ دوتریوم-تریتیوم (D-T) دارای چگالی یکنواخت $\rho = 300 \text{ g/cm}^3$ و دمای $T = 1 \text{ KeV}$ (فرض می کنیم دمای الکترونها و یونهای پلاسما یکسان است) باشد. همچنین فرض می کنیم که سوخت پیش فشرده D-T در ابتدا در حالت سکون قرار دارد، زیرا سوخت در مدت زمانی که در ماکزیمم ρr (در اینجا r شعاع توقف یون فرودی، معادل با شعاع لکه داغ، است) قرار دارد، تقریباً ایستا است.

در طول تشکیل لکه داغ (در اثر نهشت انرژی باریکه یون فرودی)، چگالی ناحیه مزبور تغییرات بسیار ناچیزی داشته، در حالیکه دما به صورت قابل توجهی افزایش می یابد [۷]. بنابراین فرض بر این است که چگالی لکه داغ قبل و بعد از نهشت انرژی باریکه یون فرودی ثابت بوده و لگاریتم کولمب تنها با تغییر دمای لکه داغ، تغییر خواهد کرد

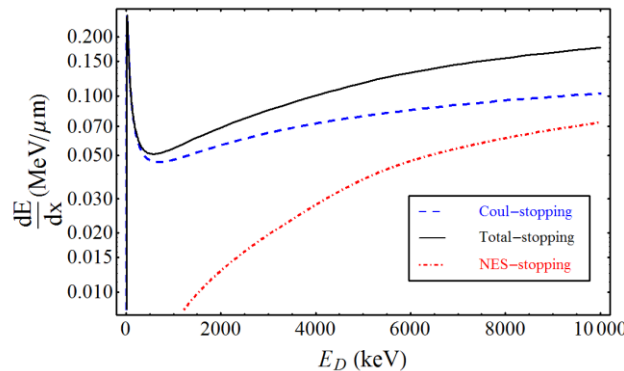


شکل (۳): نمودار تغییرات لگاریتم کولمب با دما به ازای چگالی های $\rho = 100 \text{ g/cm}^3$ ، $\rho = 200 \text{ g/cm}^3$ ، $\rho = 300 \text{ g/cm}^3$ و $\rho = 400 \text{ g/cm}^3$

محاسبه توان توقف کل

توان توقف ذرات باردار (دوترون ها) در پلاسما همجوشی در شکل (۴) نشان داده شده است. دوترون های فرودی در اثر پراکندگی کولنی با الکترونها و یونهای (دوتریوم-تریتیوم) پلاسما و نیز پراکندگی الاستیک هسته ای با یونهای پلاسما کند شده و انرژی خود را در محیط پلاسما همجوشی به نهشت می گذارند.

با مشاهده شکل (۴) می توان دریافت که در انرژی های پایین دوترون فرودی، پراکندگی کولنی نقش اساسی در توان توقف را بازی می کند. پیک توان توقف مشاهده شده در شکل (۴)، ناشی از پراکندگی کولنی با یونهای پلاسما و اهمیت این فرایند در انرژی های پایین دوترون فرودی است. با افزایش انرژی دوترون ها پراکندگی الاستیک هسته ای حائز اهمیت می یابد و می بایست در محاسبات مد نظر قرار گیرد



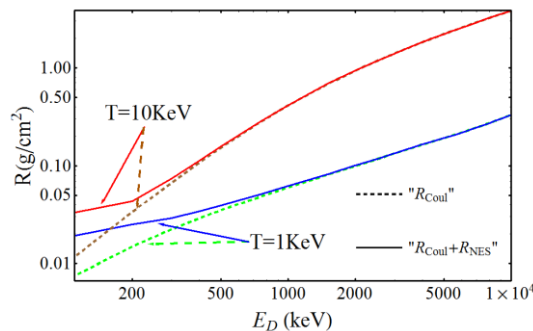
شکل (۴): توان توقف دوترون ها در پلاسمای پیش فشرده D-T با چگالی $n_e = 7.2 \times 10^{25}$ در دمای $T = 10 \text{ KeV}$. خط چین آبی، توان توقف پراکندگی کولنی، خط چین-نقطه قرمز، توان توقف پراکندگی هسته ای و نمودار سیاه رنگ توان توقف کل را نشان می دهد.

محاسبه برد ذرات باردار

برد ذرات باردار فرودی در پلاسمای D-T را از رابطه زیر می توان محاسبه نمود.

$$R = \int_{E_D}^0 \left[\frac{dE^{NI}}{dx} + \frac{dE^{Coul}}{dx} \right]^{-1} dE \quad (۸)$$

که در رابطه بالا E_D انرژی ذره باردار فرودی است. شکل (۵) برد دوترونهای فرودی را به ازای انرژی های فرودی مختلف E_D در پلاسمای با چگالی $\rho = 300 \text{ g.cm}^{-3}$ بر حسب تغییرات دما نشان می دهد.



شکل (۵): برد دوترون ها در پلاسمای پیش فشرده D-T با چگالی $n_e = 7.2 \times 10^{25}$ در دماهای $T = 1 \text{ KeV}$ و $T = 10 \text{ KeV}$. نمودارهای خط چین سبز و قهوه ای برد کولنی و نمودارهای قرمز و آبی برد کل را نشان می دهد.

همانگونه که از شکل (۵) مشاهده می شود در انرژی های پایین دوتریون فرودی اثر پراکندگی الاستیک هسته ای موجب می شود که برد دوتریون ها افزایش یابد.

نتیجه گیری

در این مقاله، توان توقف و برد یون های دوتریون، که در نتیجه اندرکنش لیزر با صفحه مبدل ایجاد می شود، محاسبه شده است. این بررسی در روش احتراق سریع، که یکی از راههای رسیدن له همجوشی محصور شدگی لختی است، حایز اهمیت است. یون های فرودی، در نتیجه اندرکنش های کولنی با الکترون ها و یون ها، و نیز اندرکنش الاستیک هسته ای با یون های پلاسما، انرژی خود را در پلاسما همجوشی به نهشت گذاشته و با ایجاد لکه داغ، موجب احتراق و انفجار سوخت همجوشی می شود. در بررسی توان توقف یون های فرودی باید توجه کرد که می بایست، نه تنها اندرکنش کولنی یون های فرودی با الکترون ها و یونهای پلاسما همجوشی مد نظر قرار گیرد، بلکه اندرکنش الاستیک هسته ای یون های پلاسما نیز در توان توقف یون های فرودی نقش موثری را ایفا می کنند. از طرفی اثرات اندرکنش الاستیک هسته ای بر روی توان توقف به ازای انرژی های بالای ذره فرودی قابل توجه است. با توجه به معین بودن چگالی پلاسما پیش فشرده و ابعاد لکه داغ، که عموماً توسط شبیه سازی ها بدست می آید، بررسی این اثرات، می تواند به تعیین محدوده مجاز انرژی برای باریکه های یون فرودی، با در نظر گرفتن وابستگی برد این ذرات به دمای پلاسما، کمک نماید.

مرجع ها

- [۱] M. Tabak et al, *Ignition and high gain with ultrapowerful lasers*, Physics of Plasmas, Volume ۱, Issue ۵, (۹), ۱۹۹۴.
- [۲] S. Atzeni, M. Temporal, J.J. Honrubia, *A first analysis of fast ignition of precompressed ICF fuel by laser-accelerated protons*, Nuclear Fusion, Volume ۴۲, Number ۳, (۵), ۲۰۰۲.
- [۳] V. Y. Bychenkov et al, *Fast ignitor concept with light ions*, Plasma Physics Reports, Volume ۲۷, Number ۱۲, (۴), ۲۰۰۱.
- [۴] A. Andrade and G. M. Hale, *Nuclear effects on ion heating within the small-angle charged-particle elastic-scattering regime*. Physical Review A. Volume ۳۰, Number ۴, (۸), ۱۹۸۴.
- [۵] Y. Nakao, M. Ohta, H. Nakashima, *Effects of nuclear elastic scattering on ignition and thermal instability characteristics of D-D fusion reactor plasmas*, Nuclear Fusion, Volume ۲۱, Number ۸, (۷), ۱۹۸۱.
- [۶] C. K. Li et al, *Charged particle stopping power in inertial confinement fusion plasmas*, Physical Review Letters, Volume ۷۰, Number ۲۰, (۴), ۱۹۹۳.
- [۷] X. Yang et al, *Energy enhancement for deuteron beam fast ignition of a precompressed inertial confinement fusion target*, Physics of plasmas, Volume ۱۸, Issue ۳, (۷), ۲۰۱۱.