

محاسبه توان توقف یون هلیوم میونی و باز فعالسازی میون در محیط پلاسما

محمد رضا پهلوانی^۱، سید محمد متولی^{۲*}

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه مازندران، بابلسر، کد پستی ۴۷۴۱۵-۴۱۶

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد آیت ا... آملی، آمل - کد پستی ۶۷۸

چکیده:

در این مقاله، برای دستیابی به یک سیستم مداوم اقتصادی، توان توقف یون هلیوم میونی در محیط پلاسما سوخت با استفاده از تقریب فاز کاتوره ای (RPA) که شامل مکانیزم های کوانتومی برخوردهای کوتاه برد و اثرات تجمعی، بدلیل اندرکنشهای بلند برد پلاسما می باشد، بر حسب چگالی و دمای سوخت محاسبه شده است. مطالعات ما در محیط پلاسما نشان می دهد که توان توقف در پلاسما بر خلاف حالت مایع، یک وابستگی غیرخطی تقریباً قوی با چگالی سوخت دارد و در یک چگالی و سرعت معین با افزایش دما، کاهش می یابد. همچنین ضریب باز فعالسازی و چسبندگی میون با شرایط هیدروژن مولکولی مورد مقایسه قرار گرفته است.

واژه های کلیدی: توان توقف، هلیوم میونی، تقریب فاز کاتوره ای، باز فعالسازی میون، چسبندگی میون.

۱- مقدمه

یک راه مهم برای وقوع فرایند همجوشی، استفاده از ذره بنیادی میون به عنوان کاتالیزور است که بر پایه کاهش سد کولنی استوار است و در دماهای نسبتاً پائین نیز قابل انجام است [۱ و ۲]. بطور تجربی مشخص شده که طول زنجیره همجوشی کاتالیزور میونی (μCF) در سوخت دوتریوم - تریتیوم (D-T) برای درجه حرارت‌های کمتر از 1000°C و در چگالی هیدروژن مایع (LHD)، کمتر از حدود 170 همجوشی برمیون می باشد [۳ و ۴]. برای دستیابی به یک سیستم مداوم اقتصادی در روش μCF ، ابتدا میون را به یک هدف D-T جامد یا مایع تزریق کرده و سپس با تاباندن یک لیزر و یا پرتو یونی به این هدف، چگالی و دما را بر اثر این فشردگی افزایش می دهیم. هنگامیکه دمای سوخت افزایش یابد، سوخت از هیدروژن مولکولی به هیدروژن اتمی تغییر کرده و سپس به یک پلاسما تبدیل می شود. تشکیل اتم میونی از طریق ۳ خط سیر مجزا صورت می گیرد [۵]. اولین خط سیر به یک میون و مولکول هیدروژن (D_2 یا T_2) ارتباط دارد، بنابراین در چگالی ها و دماهای کمتر از تجزیه مولکولی اتفاق می افتد. هنگامیکه محیط یونیزه می شود، فرآیندهای

^۱. m.pahlavani@umz.ac.ir

^۲. motavali@umz.ac.ir

جذب پرتوزاو گذارهای بدون تشعشع سه - جسمی می تواند اتفاق بیفتد. واکنشهای سه - جسمی در چگالی‌های معمولی بندرت اتفاق می افتد اما به علت وابستگی غیرخطی به چگالی، با افزایش آن اهمیت می یابد. بطوریکه در چگالی های متفاوت، آهنگ تشکیل اتم میونی در دماهای بالاتر از ۱۰ eV کاهش می یابد. فرایندهای تشکیل اتم میونی در محیط پلاسما بصورت‌های زیر امکان پذیر می باشد:



که X و Y بترتیب ایزوتوپ هیدروژن (p, d, t) و یک یون دیگر می باشد. آهنگ انتقال میون از μd به μt برای تمامی دماها، وابستگی خطی یکسانی به چگالی دارد، بطوریکه $\lambda_{dt}^{-1} \approx 10^{-10} \text{ (sec)}^{-1}$ می باشد $\lambda_{dt}^{-1} \approx 10^{-10} \text{ (sec)}^{-1}$ ، که چگالی محیط سوخت بهنجار شده به چگالی هیدروژن مایع است. آهنگ انتقال میون از μt به μd فقط وقتی امکانپذیر است که دمای محیط به ۴۸/۱ eV برسد. آهنگ این انتقال (λ_{td}) برای دماهای بزرگتر از ۴۸/۱ eV یکسان و برای دماهای کمتر از ۴۸/۱ eV فرض می شود $(\mu t + d \xrightarrow{\lambda_{td}} \mu d + t - 48.1 \text{ eV})$.

همجوشی کاتالیزور میونی در دماهای پایین ($T < 1 \text{ eV}$) در سوخت D-T بوسیله تشکیل رزونانسی μdt صورت می گیرد، بطوریکه مولکول میونی در یک حالت برانگیخته قرار گرفته و آهنگ آن تابعی از انرژی اتمهای میونی است، اما در محیط پلاسما بدلیل تجزیه مولکولهای هیدروژن امکان پذیر نمی باشد [۷]. آهنگ تشکیل مولکولهای میونی μdt و μdd برای دماها و چگالی های مورد بحث، بمراتب کوچکتر و آهسته تر از آهنگ تشکیل μdt است. علاوه بر این، آهنگ تشکیل μdt از طریق μd نیز همیشه آهسته تر از آهنگ تشکیل از طریق μt می باشد. در دماهای بالا، آهنگ تشکیل رزونانسی μdt کوچک شده و مکانیزم های تشکیل سه - جسمی حاکم می شوند [۸]. مکانیزم های ممکن دیگر که همواره تشکیل رزونانسی و یا تشکیل سه - جسمی بر آنها مسلط می شوند، شامل جذب یونی و تشکیل غیر رزونانسی اند. فرایندهای تشکیل رزونانسی مولکول میونی در مخلوط سرد سوخت D-T بصورت‌های زیر میتواند اتفاق بیفتد:



در رابطه اخیر $\lambda_{\mu dt}$ ، C_d و C_t به ترتیب آهنگ تشکیل مولکول میونی، غلظتهای نسبی D و T می باشند. تشکیل رزونانسی مولکول μdt در حالت برانگیخته دورانی - ارتعاشی با اعداد کوانتومی $(j, v) = (1, 1)$ اتفاق می افتد [۹]. فرایندهای تشکیل مولکول میونی در محیط پلاسما از راههای زیر امکان پذیر است:



$$\mu t + D + e \leftrightarrow (\mu dt)e + e \quad (۸)$$

$$\mu t + D + X \leftrightarrow (\mu dt)e + X \quad (۹)$$

$$\mu t + d + X \rightarrow \mu dt + X \quad (۱۰)$$

$$\mu t + d + X \leftrightarrow (\mu dt)e + X^+ + e \quad (۱۱)$$

به دنبال تشکیل مولکول میونی واکنش همجوشی با آهنگ $\lambda_{\mu dt}^f$ بوقوع می پیوندد [۶]. بعد از واکنش همجوشی، میون با احتمال زیادی برای کاتالیز واکنشهای بعدی آزاد می شود. البته این احتمال نیز وجود دارد که میون به محصول باردار همجوشی (${}^4\text{He}$) بچسبد. احتمال چسبیدن میون به ذره آلفا بعنوان ضریب چسبندگی اولیه نامیده شده و با $\omega_s^0 (= 0/912\%)$ [۱۰] نشان داده می شود. اما یون $(\mu^4\text{He})^+$ بوجود آمده در واکنشهای همجوشی، در طی فرآیند کند شدن در مخلوط D-T با هسته های موجود در محیط برخورد کرده و با احتمال مشخصی می تواند دوباره میون را آزاد کند. ضریب چسبندگی مؤثر با رابطه $\omega_s^{\text{eff}} = \omega_s^0(1-R)$ مشخص می شود، که در آن R احتمال بازفعالسازی میون است.

۲- محاسبات تئوری

میدان کل تولید شده بوسیله یک ذره فرضی که با سرعت \vec{v} در بردار مکان $\vec{r}_{\text{test}}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}t$ حرکت می کند بصورت زیر می باشد:

$$\vec{E}_{k,\omega}^{\text{tot}} = \frac{\vec{E}_{k,\omega}^{\text{test}}}{D(k,\omega)} \quad (۱۲)$$

که $\vec{E}_{k,\omega}^{\text{test}} = (2\pi q) \exp(-i \vec{k} \cdot \vec{r}_0) \delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})$ تبدیل فوریه $\vec{E}^{\text{test}}(r) = q(\vec{r} - \vec{r}_{\text{test}}(t)) / |\vec{r} - \vec{r}_{\text{test}}(t)|^3$ می باشد. میدان ایجاد شده بوسیله ذرات موجود در محیط از رابطه زیر بدست می آید [۱۱]:

$$\begin{aligned} \vec{E}^{\text{pol}}(\vec{r}_{\text{test}}, t) &= \int E^{\text{pol}}(\vec{k}, \omega) \exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}_{\text{test}} - i \omega t) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{d\omega}{2\pi} \\ &= q \int \epsilon_k \left[\frac{1}{D(k, \vec{k} \cdot \vec{v})} - 1 \right] \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} = -4\pi q \int \left[\frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{k^2 v} \frac{\text{Im} D(k, \vec{k} \cdot \vec{v})}{|D(k, \vec{k} \cdot \vec{v})|^2} \right] \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \end{aligned} \quad (۱۳)$$

توان توقف $\left| q E^{\text{pol}} \right|$ ، اتلاف انرژی ذره در واحد طول می باشد، که از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$\frac{dK}{dl} = \frac{q^2}{2\pi^2} \int \left[\frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{k^2 v} \frac{\text{Im} D(k, \vec{k} \cdot \vec{v})}{|D(k, \vec{k} \cdot \vec{v})|^2} \right] d^3 k \quad (۱۴)$$

با در نظر گرفتن تاثیر الکترونها بر روی یون فرضی میدان دی الکتریک D^l در یک پلاسما کاملاً واکن با رابطه زیر مشخص می‌شود [۱۱]:

$$D^l(k, \omega) = 1 + \left(\frac{3\omega_{pe}^2}{k^2 v_F^2} \right) (f_r + if_i) \quad (15)$$

$$f_r = \frac{1}{2} + \frac{1}{8z} (1 - (z-u)^2) \log \left(\frac{z-u+1}{z-u-1} \right) + \frac{1}{8z} (1 - (z+u)^2) \log \left(\frac{z+u+1}{z+u-1} \right) \quad (16)$$

$$f_i = \begin{cases} \pi/2 & |z+u| < 1 \\ \frac{\pi}{8z} (1 - (z+u)^2) & |z-u| < 1 < |z+u| \\ 0 & |z-u| > 1 \end{cases} \quad (17)$$

که در آن $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n e^2 / m_e}$ ، فرکانس پلاسما، $v_F = (\hbar / m_e) (3\pi^2 n)^{1/3} = 4.16 \times 10^{13} \phi^{1/3} c$ ، فرمی و ϕ چگالی پلاسما بر حسب واحد چگالی هیدروژن مایع، $z = k / 2k_F$ و $u = (\omega + i\hbar\gamma) / kv_F$ می‌باشد. با استفاده از معادلات (۱۴) تا (۱۷)، توان توقف در پلاسما با رابطه زیر مشخص می‌شود:

$$\frac{dK}{dl} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mev^2} nL \quad (18)$$

که در آن L ، عدد توقف است و از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$L = \frac{6}{\pi} \int_0^{v/v_F} u du \int_0^\infty z^3 dz \frac{f_i}{(z^2 + \chi^2 f_r)^2 + \chi^4 f_i^2} \quad (19)$$

که $\chi^2 = e^2 / (\pi \hbar v_F)$ می‌باشد. عدد توقف در پلاسما با استفاده از تقریب فاز کاتوره ای (RPA) [۱۲] که شامل مکانیزم های کوانتومی برخورد های کوتاه برد و اثرات تجمعی، بدلیل اندرکنش بلند برد پلاسما می‌باشد، محاسبه می‌شود:

$$L = \begin{cases} L_{low} / (1 + Gv^2) & v \leq v_{int} \\ L_{high} & v \geq v_{int} \end{cases} \quad (20)$$

که در آن L_{low} ، L_{high} و v_{int} بترتیب رفتار مجانبی عدد توقف در سرعت های کم و زیاد و سرعت درون یابی شده می‌باشند. با رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$v_{int} = [1.5 \langle v_e^2 \rangle + \frac{3\hbar\omega_{pe}}{2m_e}]^{1/2} \quad (21)$$

ثابت G در معادله (۲۰) با توجه به اینکه $L(v)$ در $v = v_{int}$ پیوسته است، تعیین می‌شود. عدد توقف در سرعت های بالا از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$L_{high} = \ln \left(\frac{2m_e^2}{\hbar\omega_{pe}} \right) - \frac{\langle v_e^2 \rangle}{v^2} - \frac{\langle v_e^4 \rangle}{2v^4} \quad (22)$$

همچنین مقادیر سرعت متوسط الکترون، با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\langle v_e^{2n} \rangle = v_F^{2n} T_e^n \frac{F_{n+1/2}(\alpha)}{F_{1/2}(\alpha)} \quad (23)$$

$$F_m = \int_0^\infty \frac{x^m}{e^{x-\alpha} + 1} dx \quad (24)$$

که $T_e = T / E_F$ مقدار درجه تبهگنی، T دمای پلاسما، $E_F = mv_F^2 / 2$ انرژی فرمی و $\alpha = \mu / T$ می باشد. در سرعت‌های پایین داریم:

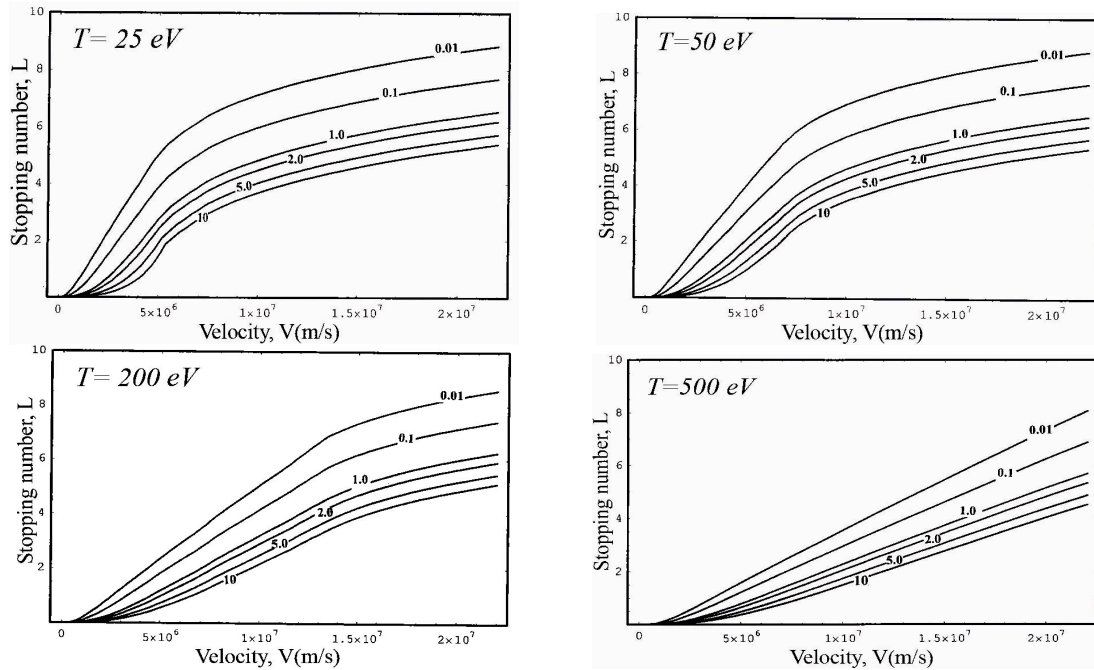
$$L_{low} = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \left[\frac{v}{v_{th}} \right]^3 \ln \left[1.984 \frac{T_e a_0^2(T_e)}{r_s} \right] \quad (25)$$

$$a_0(T_e) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\gamma + (\gamma^2 + \pi^2 T_e^2)^{1/2}]^{1/2} \quad (26)$$

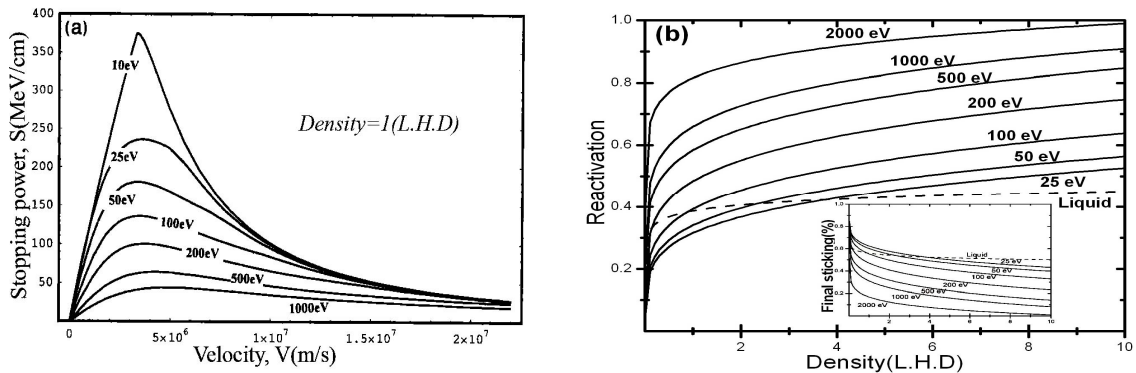
که در آن $v_{th} = v_F a_0(T_e)$ ، $\gamma = \mu / E_F$ و $r_s = (me^2 / \hbar)(3/4\pi n)^{1/3}$ ، فاصله متوسط بین الکترون‌ها بر حسب واحد اتمی می باشد.

۳- بحث و نتیجه گیری

عدد توقف بصورت تابعی از سرعت یون $(\mu^4 He)^+$ در چگالی‌های مختلف و در دماهای انتخابی ۲۵ eV، ۵۰ eV، ۲۰۰ eV و ۵۰۰ eV در شکل (۱) رسم شده است. همچنانکه از شکل پیداست در یک دما و سرعت معین با افزایش چگالی عدد توقف کاهش می یابد و بر خلاف حالت مایع، یک وابستگی غیرخطی تقریباً قوی با چگالی سوخت دارد. در شکل (۲-a) تغییرات توان توقف در پلاسما برحسب سرعت یون $(\mu^4 He)^+$ در دماهای مختلف و در چگالی ۱ L.H.D نمایش داده شده است. این شکل نشان می دهد که بیشینه توان توقف در محیط پلاسما در دماهای بیش از ۲۰ eV کمتر از این مقدار در محیط هیدروژن مولکولی است. با حل معادلات دینامیکی مربوط به یون هلیوم میونی، نمودار تغییرات ضریب بازفعالسازی میون، R و ضریب چسبندگی نهایی، ω_s را با چگالی و دما محاسبه و با شرایط هیدروژن مولکولی در شکل (۲-b) مورد مقایسه قرار داده ایم. به عنوان مثال در چگالی سوخت ۱ L.H.D و در محیط هیدروژن مولکولی مقدار $R = 0.389$ و $\omega_s = 0.557$ می باشد، در حالیکه در شرایط پلاسما و در دماهای ۲۵ eV، ۵۰ eV، ۱۰۰ eV، ۲۰۰ eV و ۵۰۰ eV، R بترتیب ۰/۳۴۱، ۰/۳۵۱، ۰/۳۹۸، ۰/۴۸۸ و ۰/۵۵۲ و ω_s بترتیب ۰/۰۶۰۱، ۰/۰۵۹۱، ۰/۰۵۴۹، ۰/۰۴۶۶ و ۰/۰۴۰۸ می باشد. همانطور که از این ملاحظه می شود برخلاف حالت مولکولی، با افزایش چگالی و دما، افزایش قابل توجهی در ضریب بازفعالسازی میون و در نتیجه کاهش ضریب چسبندگی نهایی در شرایط پلاسما بوجود می آید.



شکل (۱): نمایش وابستگی غیرخطی عدد توقف با چگالی سوخت پلاسما بر حسب سرعت $\mu\alpha^+$ در دماهای مختلف.



شکل (۲): (a) نمودار تغییرات توان توقف پلاسما بر حسب سرعت $\mu\alpha^+$ در چگالی $\rho = 1 \text{ L.H.D.}$ و $\phi = 1$ و (b) تغییرات ضریب باز فعالسازی و چسبندگی میون بر حسب چگالی سوخت (بهنجار شده به چگالی هیدروژن مایع) در دماهای مختلف.

مراجع:

- [1] M. Faifman and L. I. Menshikov, *Hyperfine Interact.*, 138, 61 (2001)
- [2] T. Matsuzaki et al., *Phys. Lett. B* 557, 176 (2003)
- [3] S. E. Jones, *Nature*, 321, 6066, 127 (1986)
- [4] M. R. Eskandari, *Nucl. Science J.*, 31, 247 (1994)
- [5] G. Cripps et al., *Fusion Tech.*, 20, 904 (1991)
- [6] V. R. Bom et al., *J. Exper. Theor. Phys.*, 100, 663 (2005)
- [7] S. E. Jones et al., *Phys. Rev. Lett.*, 51, 1757 (1983)
- [8] L. I. Menshikov and L. I. Ponomarev, *JETP Lett.*, 46, 6, 312 (1987)
- [9] L. I. Ponomarev and C. Petitjean, *Fusion Tech.*, 20, 1022 (1991)
- [10] C-Y. Hu et al., *Phys. Rev. A* 49, 4481 (1994)
- [11] G. J. Lafrate, J. F. Ziegler, *J. Appl. Phys.*, 50, 5579 (1979)
- [12] J. Lindhard, *Mat. Fys. Medd.* 28, 1 (1954)