

مطالعه آهنگ تشکیل اتمهای اگزوتیک در محیط تحت فشار

سید محمد متولی

دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده

هنگامیکه ذرات سنگینتر از الکترون مانند K^- ، π^- ، \bar{p} و ... در محیطی تحت فشار از ایزوتوپهای هیدروژن تزریق می‌شوند، از طریق سه فرآیند مجزا توسط مولکولها، اتمها و یا یونهای محیط، تسخیر و اتمهای اگزوتیک XK ، $X\pi$ ، $X\bar{p}$ را تشکیل می‌دهند. در این مقاله، آهنگ تشکیل این اتمهای از طریق فرآیند جذب پرتوزا و گذار بدون تشعشع سه-جسمی در چگالی و دماهای متفاوت سوخت محاسبه شده است. نتایج حاصل از محاسبات نشان می‌دهد، آهنگ موثر واکنش تشکیل اتم اگزوتیک در دماهای پایین با افزایش چگالی سریعاً افزایش می‌یابد، هرچند این فرآیند در دماهای بالا به کندی انجام می‌شود.

کلمات کلیدی: اتمهای اگزوتیک، فرآیند جذب پرتوزا، گذار بدون تشعشع سه-جسمی، آهنگ موثر واکنش.

۱. مقدمه

با تاباندن پرتو یونی و یا لیزر به این قرص سوخت دوتریوم-تریوم جامد یا مایع، چگالی و دمای سوخت بر اثر این فشردگی افزایش می‌یابد. هنگامیکه دمای سوخت افزایش یابد، سوخت از هیدروژن مولکولی به هیدروژن اتمی تغییر کرده و سپس به پلاسما تبدیل می‌شود [۴-۱]. هنگامیکه ذرات K^- ، π^- ، \bar{p} و ... در محیط تحت فشار تزریق می‌شوند، در اثر فرآیندهای مختلف انرژی آنها کاهش یافته و جایگزین الکترون اتمی شده و اتمهای اگزوتیک XK ، $X\pi$ ، $X\bar{p}$ را تشکیل می‌دهند. این اتمها ابتدا در حالتی برانگیخته تشکیل شده و طی فرآیندهای آبخاری از قبیل الکترون اوژه، و انگیختگی کولمبی، انتقال، مخلوط-شدگی استارک و تابش، سریعاً به حالتی پایینتر انرژی گذار می‌کنند [۷-۵]. از مقایسه انرژی کایون مقید شده در حالت نهایی با انرژی الکترون مقیدی که جایگزین آن شده است، داریم:

$$n_K = n_e \left(\frac{m_K}{m_e} \right)^{1/2} \quad (1)$$

از آنجائیکه جرم کایون $493.68 \text{ MeV}/c^2$ است [۸]، اتمهای کایوندار در حالت برانگیخته در تراز $n_K = 25$ ، تشکیل می‌شوند. بدلیل اینکه آهنگ فرآیندهای انتقال آبخاری در اتمهای اگزوتیک بسیار بالا می‌باشد، امکان تشکیل مولکولهای سه-جسمی در طی فرآیند انتقال خیلی کم است، ولی پس از رسیدن این اتمها به حالت پایه، تشکیل مولکول و فرآیندهای همجوشی سه-جسمی شروع خواهد شد. در این مقاله آهنگ تشکیل یکی از اتمهای اگزوتیک یعنی اتمهای کایوندار را در گستره وسیعی از چگالی و دمای سوخت مورد بررسی قرار می‌دهیم.

۲. محاسبات نظری

هنگامیکه چگالی اتمی بر اثر فشردگی افزایش می‌یابد، متعاقباً سایز مولکولی برای مدل‌های ارتعاشی پایتتر، برابر یا متجاوز از فاصله بین اتمها می‌شود، بنابراین پتانسیل جدایی کاهش می‌یابد. در چگالیهای بالاتر از حدود $7 LHD$ ، پتانسیل جدایی بطور تقریبی با انرژی اولین حالت ارتعاشی برابر شده و هر برانگیختگی به جدایی مولکولی منجر خواهد شد. هنگامیکه چگالی سوخت افزایش می‌یابد، فاصله اتمی کوچکتر از مدارهای اتمی می‌شود، بنابراین یونش در انرژیهای پایتتر بتدریج اتفاق می‌افتد، لذا یونش کل در دماهای پایین نیز رخ می‌دهد. محاسبات نشان می‌دهد که، مطابق با مدل کروی یونی، برای چگالیهای بزرگتر از در حدود $37 LHD$ ، مسافت فاصله اتمی کوچکتر از شعاع اتمی بوهر حالت پایه است و اتمها بطور کامل در هر دمایی یونیزه می‌شوند.

اولین فرآیندی که منجر به تشکیل اتم اگزوتیک کایوندار می‌گردد، اندرکنش کایون با مولکولهای هیدروژن (D_2 یا T_2) است. بنابراین این فرآیند در چگالیها و دماهای کمتر از تجزیه مولکولی اتفاق می‌افتد و با افزایش دما سریعاً افت می‌کند. بعد از بوجود آمدن یونها در چگالیها و دماهای بالای سوخت دوتریوم-تریتیوم، واکنشهای جذب پرتوزا بصورت زیر اتفاق می‌افتد:



فاصله آستانه گیراندازی کایون توسط یک یون را می‌توان با رابطه زیر تخمین زد:

$$r_{th} \approx \frac{a_K I_K}{kT} = \frac{a_e I_e}{kT} = \frac{e^2}{2kT} \quad (4)$$

که a_K ، شعاع بوهر اتم هیدروژن کایوندار، a_e ، شعاع بوهر اتم هیدروژن معمولی، I_K ، پتانسیل یونیزاسیون هیدروژن کایوندار، I_e ، پتانسیل یونیزاسیون هیدروژن معمولی می‌باشد [۹]. با استفاده از این مدل، آهنگ واکنشهای جذب پرتوزا از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$\Lambda_a (radiative) = c_i \pi r_{th}^2 v_K c_K (\text{sec}^{-1}) \quad (5)$$

$$v_K = \left(\frac{3kT}{m_K} \right)^{1/2} \quad (6)$$

که v_K ، سرعت کایون، c_K ، غلظت کایونها و c_i ، غلظت یونها می‌باشد. در حین تسخیر کایون توسط یک یون، این احتمال وجود دارد که مقداری از انرژی کایون به یک ذره سوم (Y) مانند یک یون یا ذره خشی و یا الکترون منتقل شود. این فرآیند را واکنش بدون تشعشع سه-جسمی می‌نامند. واکنشهای بدون تشعشع سه-جسمی به صورت زیر اتفاق می‌افتد:



$$K^- + T^+ + Y \rightarrow Kt + Y \quad (8)$$

$$K^- + D^+ + e \rightarrow Kd + e \quad (9)$$

$$K^- + T^+ + e \rightarrow Kt + e \quad (10)$$

این اندرکنشها در صورتی رخ می دهد که کایون به اندازه کافی انرژی از دست بدهد تا به تسخیر یون در بیاید. از طرفی احتمال انتقالات انرژی کایون از طریق برخورد های هسته ای ضعیف می باشد، بنابراین آهنگ تشکیل اتم کایوندار وقتی که جسم سوم یک هسته باشد خیلی کوچک است. اما وقتی جسم سوم الکترون باشد، آهنگ واکنشهای فوق به احتمال کسب کردن انرژی توسط الکترون در واکنش بستگی دارد. این احتمال در واکنشهایی که جسم سوم الکترون باشد از رابطه زیر بدست می آید:

$$P = \int d^3 p_e f(p_e) \int d^3 p'_e (1 - f(p'_e)) |M_{p_e \rightarrow p'_e}| \delta^3 \left(\frac{p'_e}{2m} - \frac{p_e}{2m} + \Delta E \right) \quad (11)$$

که p_e ، تکانه اولیه الکترون، p'_e ، تکانه نهایی الکترون، ΔE ، انرژی انتقال، $M_{p_e \rightarrow p'_e}$ ، احتمال انتقال، $f(p_e)$ ، تابع توزیع الکترونها می باشد. توزیع تکانه یک گاز از الکترونها آزاد با تابع توزیع فرمی-دیراک توصیف می شود. در دماهای بالا یا چگالیهای پایین، توزیع فرمی-دیراک به توزیع ماکسول-بولتزمن ساده می شود. توابع توزیع با استفاده از انتگرال

$$\int_0^\infty k^2 f(k) dk = 1 \quad (12)$$

بصورت زیر نرمالیزه می شوند:

$$f_{F-D}(p) = \frac{(mkT)^{-3/2}}{\sqrt{2} F_{1/2} \left(-\frac{E_{Fermi}}{kT} \right)} \frac{1}{1 + \exp \left(-\frac{E_{Fermi}}{kT} + \frac{p^2}{2mkT} \right)} \quad (13)$$

$$F_{1/2} \left(-\frac{E_{Fermi}}{kT} \right) = \int_0^\infty \frac{(u)^{1/2}}{1 + \exp \left(-\frac{E_{Fermi}}{kT} + u \right)} du \quad (14)$$

$$E_{Fermi} = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m} n_e^{2/3} \quad (15)$$

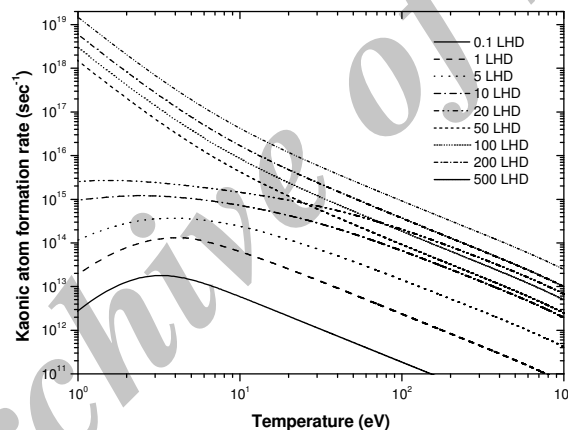
$$f_{M-B}(p) = \frac{2(mkT)^{-3/2}}{\sqrt{\pi}} \exp \left(-\frac{p^2}{2mkT} \right) \quad (16)$$

که E_{Fermi} ، انرژی فرمی و n_e ، تعداد موثر الکترونها که به عنوان جسم سوم می توانند عمل کنند می باشد. بدلیل طبیعت توزیع فرمی، تنها الکترونها که نزدیک سطح فرمی هستند بعنوان جسم سوم عمل می کنند. بنابراین تعداد موثر الکترونها که به عنوان جسم سوم می توانند عمل کنند به صورت زیر تقریب زده می شود:

$$n_e = n_i F_{\text{deg}} = n X_i(\phi, T) F_{\text{deg}} = 4.25 \times 10^{22} \phi X_i(\phi, T) F_{\text{deg}} \quad (17)$$

$$F_{\text{deg}} = \begin{cases} \left(\frac{kT}{E_{\text{Fermi}}} \right)^{3/2} & kT \leq E_{\text{Fermi}} \\ 1 & kT > E_{\text{Fermi}} \end{cases} \quad (18)$$

که $X_i(\phi, T)$ کسر یونی به صورت تابعی از چگالی و دمای سوخت می باشد. محاسبات نشان می دهد، آهنگ تشکیل اتم کایوندار از طریق واکنشهای سه-جسمی هنگامیکه الکترون جسم سوم است، در چگالیهای پایین بندرت اتفاق می افتد، اما به علت وابستگی غیرخطی به چگالی، با افزایش آن با اهمیت می شود. شکل (۱) نمودار آهنگ موثر تشکیل اتم کایوندار را در محیط تحت فشار سوخت دوتریوم-تریوم بر حسب دما در چگالیهای مختلف نشان می دهد.



شکل ۱. آهنگ موثر تشکیل اتم کایوندار در محیط تحت فشار بر حسب دما در چگالیهای مختلف

۳. بحث و نتیجه گیری:

در این مقاله آهنگ تشکیل یکی از اتمهای اگزوتیک یعنی اتمهای کایوندار را در گستره وسیعی از چگالی و دمای سوخت مورد بررسی قرار داده ایم. نتایج حاصل از محاسبات نشان می دهد، آهنگ موثر تشکیل اتم کایوندار در چگالیهای بالا با افزایش دما افت می کند، ولی این آهنگ در چگالیهای پایتتر از حدود 20 LHD، با افزایش دما به کندی افزایش یافته و بعد از رسیدن به یک بیشینه مقدار کاهش می یابد. بطوریکه در چگالیهای متفاوت، آهنگ تشکیل اتم کایوندار در دماهای بالاتر از حدود 5eV سریعاً افت می کند. آهنگ این واکنش در دماهای حدود 1eV با افزایش چگالی سریعاً افزایش می یابد.

قدردانی

بدینوسیله از معاونت محترم پژوهشی دانشگاه مازندران که امکانات لازم را در جهت انجام این پژوهش فراهم آوردند تقدیر و تشکر می‌شود.

مراجع

- [1]. M. Temporal *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 035010 (2009).
- [2]. S. Nakai, Nuclear Fusion **30**, 1779 (1990).
- [3]. M. Basko, Nuclear Fusion **39**, 8 (1999).
- [4]. W-b. Yang *et al.*, Fusion Engineering and Design **83**, 725 (2008).
- [5]. Y. Yan *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 065208 (2010).
- [6]. J. Yamagata *et al.*, Phys. Rev. C **76**, 045204 (2007)
- [7]. T. Yamazaki *et al.*, Phys. Rep. **366**, 183 (2002)
- [8]. K. O. Greulich, J. Mod. Phys. **1**, 300 (2010)
- [9]. Y.B. Zel'dovich and Y.P. Paizer, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Academic Press, New York (1966).

Archive of SID