



مطالعه پارامترهای اپتیکی پلاسمای همجوشی تبهگن

محمد مهدوی - بهناز کالچی

بابلسر، دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده:

فرآیند تابش ترمزی معکوس، یکی از فرآیندهای تابشی در محیط پلازما می‌باشد. در این مقاله، ویژگی‌های اپتیکی پلازما، از جمله، ضریب شکست، ضریب جذب، رسانندگی الکتریکی و تابع دی الکتریک پلازما از نقطه نظر مدل اتم متوسط محاسبه شده‌اند. سپس با استفاده از ضریب جذب تابشی آزاد-آزاد، توان تابش ترمزی معکوس به عنوان فرآیند جذبی در محیط پلازما با توجه به تابع توزیع فرمی-دیراکحاکم بر پلاسمای تبهگن محاسبه شده است. نتایج نشان می‌دهند که با مهیا نمودن شرایط تبهگن برای محیط پلاسمای همجوشی، اتلاف انرژی نسبت به حالت کلاسیک کاهش خواهد یافت.

کلمه کلیدی: پلاسمای تبهگن، تابع دی الکتریک، رسانندگی الکتریکی، توان تابش ترمزی معکوس

۱- مقدمه

تابش ترمزی معکوس، یکی از فرآیندهای جذب در برهمکنش فوتون با الکترون در پلاسمای همجوشی می‌باشد. این فرآیند عکس فرآیند تابش ترمزی می‌باشد که در آن الکترون با جذب انرژی حاصل از دیگر فرآیندهای تابشی در پلازما به تراز بالاتر می‌رود و انرژی آن افزایش می‌یابد. در این فرآیند نیز همانند تابش ترمزی، هم در حالت اولیه و هم در حالت نهایی، الکترون به صورت آزاد و دارای طیف انرژی پیوسته می‌باشد. باید توجه کرد که در پلاسمای تبهگن، حالت نهایی ممکن است توسط الکترون‌های دیگر اشغال شده باشد و طبق اصل طرد پائولی، برخی گذارها محدود می‌شوند [۱].

در این مقاله ویژگی‌های اپتیکی پلازما با استفاده از مدل اتم متوسط که در دماهای پایین و چگالی‌های بالا مورد مطالعه قرار می‌گیرد، بررسی شده است. با استفاده از این مدل، می‌توان فرمول کوبو-گرین‌وود (Kubo-Greenwood) را برای محاسبه رسانندگی وابسته به فرکانس فوتون در پلازما را محاسبه نمود [۲]. سپس با توجه به روابط پخش کرامرز-کرونیگ (Kramers-Kronig)، تابع دی الکتریک مختلط بدست می‌آید که از آن می‌توان ضریب جذب آزاد-آزاد و در نهایت توان تابش ترمزی معکوس را محاسبه نمود.

۲- تئوری

با توجه به برهمکنش میان نوکلئون ها و الکترون‌های پلاسما در یک محیط تبه‌گن، یکی از پتانسیل‌هایی که به عنوان پتانسیل برهمکنش می‌توان در نظر گرفت، پتانسیل کلبگ (kelbg) می‌باشد [۳]:

$$V(x) = \frac{1}{x} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{x^2}{\Lambda_{ei}}\right) \right\} + \frac{\sqrt{\pi}}{\Lambda_{ei}} \left\{ 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{\Lambda_{ei}}\right) \right\} \quad (1)$$

که در آن:

$$\Lambda_{ei} = \frac{\hbar}{\sqrt{2mKT}} \quad (2)$$

و تابع خطا برابر است با:

$$\operatorname{erf}\left(\frac{x}{\Lambda_{ei}}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{\Lambda_{ei}}} dt \exp(-t^2) \quad (3)$$

با توجه به این پتانسیل، تابع موج گاوسی برای توصیف هر ذره در نظر گرفته می‌شود [۴]:

$$\psi(x) = \left(\frac{r}{\pi\gamma^2}\right)^{3/4} \exp\left\{-\left[\frac{r}{\varepsilon\gamma^2} - \frac{ip\gamma}{2\hbar\gamma}\right](x-r)^2 + \frac{i}{\hbar}P \cdot (x-r)\right\} \quad (4)$$

که در اینجا، r و P ، مختصات و تکانه ذره و γ و $p\gamma$ ، پهنای بسته موج گاوسی و تکانه آن می‌باشد.

با استفاده از فرمول KG، از مدل اتم متوسط، سهم جذب آزاد-آزاد (تابش ترمزی معکوس) رسانندگی الکتریکی، بدین صورت بدست می‌آید [۵]:

$$\sigma(\omega) = \frac{\pi e^2}{\omega\Omega} \sum_{l_i} \int_0^\infty d\varepsilon_i (f_i - f_j) \left[\left| \langle \varepsilon_i l_i | V | \varepsilon_j l_i + 1 \rangle \right|^2 + \left| \langle \varepsilon_i l_i | V | \varepsilon_j l_i - 1 \rangle \right|^2 \right] \quad (5)$$

که

$$\varepsilon_j = \varepsilon_i + \omega \quad (6)$$

در شرایط پلاسما تبه‌گن، $n^{2/3} \hbar^2 / 2\pi m_e \ll KT$. یعنی در حالتی که دمای الکترون از دمای فرمی کوچکتر و چگالی پلاسما از چگالی بحرانی بزرگتر می‌باشد، تابع توزیع حاکم بر الکترون‌ها، تابع توزیع فرمی-دیراک می‌باشد.

$$f_{i,f} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_{i,f} - \mu}{KT}\right)} \quad (7)$$

Ω و ω ، به ترتیب بیانگر حجم در واحد اتم و فرکانس فوتون می‌باشند.

تابع دی الکتریک مختلط از طریق رابطه زیر به رسانندگی مختلط مربوط می‌شود:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 + i \frac{\pi}{\omega} \sigma(\omega) \quad (8)$$

بخش موهومی تابع دی الکتریک براساس بخش حقیقی رسانندگی الکتریکی و بخش حقیقی آن با بخش موهومی رسانندگی الکتریکی تعریف می‌شود. بخش حقیقی رسانندگی الکتریکی از فرمول (۵) و بخش موهومی آن با استفاده از روابط بخش بصورت زیر محاسبه می‌شود:

$$J\sigma(\omega) = -\frac{2\omega}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Re\sigma(\omega')}{\omega'^2 - \omega^2} d\omega' \quad (9)$$

بنابراین بخش حقیقی و موهومی تابع دی الکتریک برابر است با:

$$\mathcal{R}\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\varepsilon\pi}{\omega} \mathcal{J}\sigma(\omega) \quad (10)$$

و

$$\mathcal{J}\varepsilon_r(\omega) = \frac{\varepsilon\pi}{\omega} \mathcal{R}\sigma(\omega) \quad (11)$$

ضریب شکست مختلط طبق رابطه زیر به تابع دی الکتریک مختلط مربوط می‌شود:

$$\sqrt{\varepsilon_r} = \eta + i\kappa \quad (12)$$

که با استفاده از روابط بالا داریم:

$$\eta(\omega) = \sqrt{\frac{[\mathcal{R}\varepsilon_r(\omega)]^2 + [\mathcal{J}\varepsilon_r(\omega)]^2 + \mathcal{R}\varepsilon_r(\omega)}{2}} \quad (13)$$

و

$$\kappa(\omega) = \sqrt{\frac{[\mathcal{R}\varepsilon_r(\omega)]^2 + [\mathcal{J}\varepsilon_r(\omega)]^2 - \mathcal{R}\varepsilon_r(\omega)}{2}} \quad (14)$$

از طرفی، طبق روابط الکترومغناطیس، برای ضریب شکست و عدد موج داریم:

$$\eta + i\kappa = \frac{c}{\omega} (k + iK) \quad (15)$$

که در اینجا، K ، ضریب جذب می‌باشد.

با داشتن ضریب جذب K ، می‌توان کدوری پلاسما را برای حالت آزاد-آزاد، محاسبه نمود [۶]:

$$\kappa_v^{ff} = K \frac{\sqrt{1 - \omega_p^2/\omega_L^2}}{\rho(1 - \exp(-\omega/KT))} \quad (16)$$

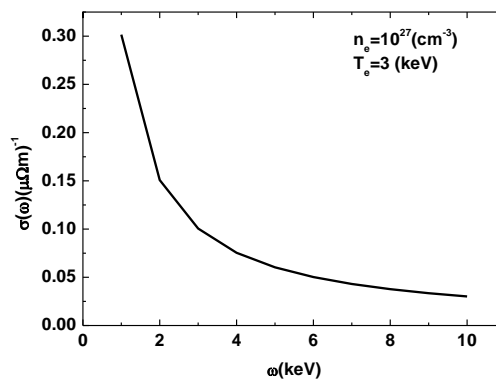
که در آن ω_p و ω_L ، به ترتیب فرکانس پلاسما و فرکانس لیزر می‌باشند که به چگالی الکترونی و طول موج لیزر بستگی دارند. با محاسبه پارامترهای ذکر شده، با انتگرال‌گیری کدوری پلاسما برای گذار الکترونی آزاد-آزاد روی تمام انرژی فوتون‌ها می‌توان، توان تابش ترمزی معکوس را بصورت زیر محاسبه نمود.

$$P_{IBr} \left(\frac{keVcm^3}{s} \right) = \varepsilon\pi \int_0^\infty \kappa_v^{ff} dv \quad (17)$$

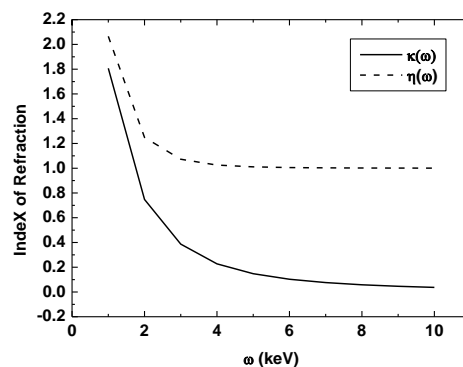
۳- نتیجه‌گیری:

در شکل (۱)، رسانندگی الکترون بر حسب تابعی از انرژی فوتون فرودی رسم شده است. این نتایج به ازای چگالی 10^{27} cm^{-3} و دمای الکترون 3 keV ، که کمتر از دمای فرمی، $7/1 \text{ keV}$ ، می‌باشد، بدست آمده

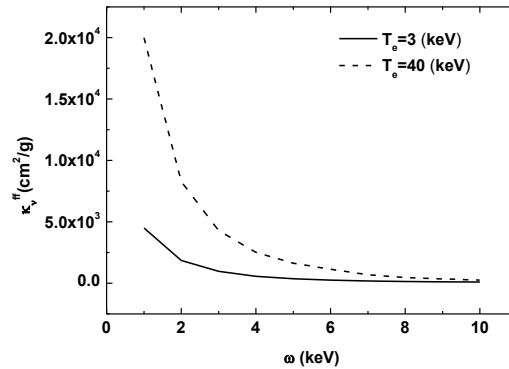
است. در شکل (۲)، قسمت‌های حقیقی و موهومی ضریب شکست بر حسب انرژی فوتون رسم شده است. در شکل (۳)، کدری پلاسما برای گذار الکترونی آزاد-آزاد تابش ترمزی معکوس در دو دمای ۳ keV و ۴۰ keV، یعنی در پلاسمای تبهگن و غیر تبهگن، باهم مقایسه شده‌اند. مشاهده می‌شود که تبهگنی باعث کاهش در مقدار کدری شده است و این ناشی از ممنوعیت گذار توسط اصل طرد پائولی در پلاسمای تبهگن می‌باشد. در شکل (۴)، توان تابش ترمزی معکوس در پلاسمای تبهگن و غیر تبهگن، این بار به ازای چگالی‌های مختلف، باهم مورد مقایسه قرار گرفتند. در دماهای پایین که شرایط تبهگنی برقرار است، اختلاف بین دو حالت مشاهده می‌شود. اما، در دماهای بالاتر که اثر تبهگنی از بین می‌رود و دمای اکترون بالاتر از دمای فرمی است، این اختلاف ناچیز می‌شود.



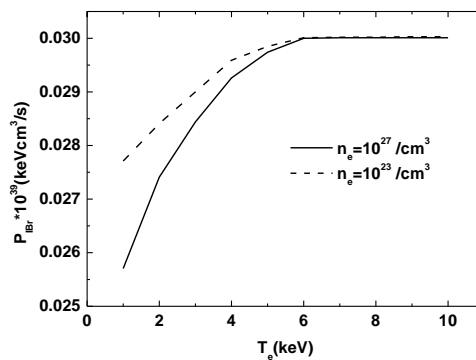
شکل ۱: رسانندگی الکتریکی بر حسب انرژی فوتون ورودی



شکل ۲. ضریب شکست حقیقی و موهومی بر حسب انرژی فوتون



شکل ۳: ضخامت اپتیکی آزاد-آزاد بر حسب انرژی فوتون در دماهای مختلف الکترون



شکل ۴: توان جذب تابش ترمزی معکوس بر حسب دمای الکترون به ازای چگالی‌های مختلف

۴- مراجع:

- [۱] J. E. Bailey and G. A. Rochau, Physics of Plasmas, ۱۶ (۲۰۰۹) ۰۵۸۱۰۱.
- [۲] W. A. Harrison, "Solid state theory", New York, McGraw-Hill (۱۹۷۰).
- [۳] W. Ebeling, A. Filinov and et al, J. Phys. A; Math. Gen. ۳۹ (۲۰۰۶) ۴۳۰۹-۴۳۱۷.
- [۴] Zh. Q. Feng, G. M. Jin and et al, Nuclear Physics A, ۸۰۲ (۲۰۰۸) ۹۱-۱۰۶.
- [۵] W. R. Johnson, C. Guet and G. F. Bertsch, Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer ۹۹ (۲۰۰۶) ۳۲۷-۳۴۰.
- [۶] S. Atzani and J. Meyer-Ter-Vehn, "Inertial Fusion", Clarendon Press - Oxford (۲۰۰۴) ۳۲۴-۳۳۰.