محاسبه ضریب جذب برخوردی نور لیزر در پلاسماهای چگالی بالا با کمک معادلات جنبشی

هدا محمدزمانی افشار* – صمد سبحانیان

دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات آذربایجان شرقی، تبریز، فیزیک اتمی- مولکولی

چکیده

جذب برخوردی انرژی لیزر در پلاسما یکی از مکانیزم‌های اصلی در آزمایش‌های محصورسازی لختی می‌باشد. اینجا تنها برخوردهای الکترون- یون را در نظر می‌گیریم و از برخوردهای الکترون- الکترون و یون- یون به علت سطح مقطع کوچکشان چشم پوشی می‌کنیم، در طرف دوم معادله‌ی بولتزمن، انتگرال برخوردی الکترون- یون مربوط به برخورد الکترون و یون پرده‌پوش شده و یک جمله مربوط به برخورد سخت الکترون- یون می‌باشد. به این ترتیب معادله جنبشی را با در نظر گرفتن انتگرال برخوردی کولنی پرده‌پوش شده و اصطکاک توقف یونی (برخوردهای سخت) خواهیم نوشت و تابع توزیع را از خطی سازی اختلال محاسبه خواهیم کرد.

از تابع توزیع به‌دست آمده، میانگین σv، و سپس فرکانس برخوردی، $\nu_{ei} = n\langle\sigma v\rangle$، به‌دست می‌آید. σ سطح مقطع رادرفورد، v سرعت الکترون ها و n چگالی الکترون‌ها می‌باشد به طوری‌که ضریب جذب مورد نظر از روی فرکانس برخوردی به دست آمده، حاصل خواهد شد و در نتیجه با افزایش دما، کاهش میزان جذب در واحد طول(ضریب جذب) را مشاهده خواهیم کرد.

واژه‌های کلیدی:

جذب برخوردی، پرده پوش‌شده، اصطکاک توقف‌یونی، ضریب جذب.

مقدمه

یکی از راه‌های تحقق واکنش‌های همجوشی(گداخت) هسته‌ای همجوشی با محصورسازی لختی است، در این روش با تاباندن لیزرهای پرتوان بر روی قرص‌های سوخت جامد، چگالی و دما را آنقدر بالا می‌برند که معیار لاوسون برای شروع واکنش‌ها فراهم شود، این مرحله را اشتعال می‌نامند. در فاز اول تابش لیزر پرتوان روی هدف جامد، سطح هدف به صورت پلاسما تبخیر شده و در جهت خلاف لیزر تابشی منتشر می‌شود. در برهمکنش لیزر با این پلاسمای تولید شده، انرژی لیزر با یکی از مکانیزم‌های زیر به پلاسما منتقل می‌شود:
جذب برخوردی(عکس اشعه ترمزی)، جذب تشدیدی، جذب تلاطمی یونی، جذب به وسیله‌ی اثر برونل و ...

روش کار

در این مقاله مسأله جذب برخوردی به وسیله‌ی معادلات جنبشی بررسی می‌شود. معادله اصلی جنبشی که شامل جملات برخوردی هم هست برای یک پلاسمای غیرمغناطیسی و همگن به صورت رابطه زیر می‌باشد:

$$\frac{\partial f_e(p,t)}{\partial t} - eE(t)\frac{\partial f_e(p,t)}{\partial p} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \qquad (1)$$

که در این رابطه، $f_e(p,t)$ تابع توزیع سرعت الکترون، $E(t)$ میدان الکتریکی اعمالی خارجی(مثلاً میدان الکتریکی نور لیزر) و p ممنتوم می‌باشد. طرف دوم معادله‌ی(1)، تغییر زمانی تابع توزیع در اثر برخوردهاست.

در بعضی کارهای تحقیقاتی، به $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c$، انتگرال برخوردی هم گفته می‌شود که به صورت رابطه زیر با در نظر گرفتن برخوردهای کولنی الکترون–الکترون و الکترون–یون به صورت کوانتومی بررسی شده است [1] :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c = I_{ee}(p,t) + I_{ei}(p,t) \qquad (2)$$

معمولاً برخوردهای ذرات مشابه $(e-e)$ و $(i-i)$ در مقایسه با برخوردهای غیرمشابه $(e-i)$ قابل صرفنظر کردن هستند[2] . لذا در اینجا ما فقط عبارت برخوردی $I_{ei}(p,t)$، را در نظر می‌گیریم و آن‌را بر حسب مدل برخورد سخت بررسی می‌کنیم.

به طوری‌که در این مدل، برخورد کولنی الکترون–یون را با احتساب اصطکاک ناشی از برخوردهای سخت الکترون–یون (قدرت توقف یون ها) در نظر خواهیم گرفت. یون‌ها به دلیل سنگینی ساکن فرض می‌شوند، و در مقابل حرکت الکترون‌ها مثل نیروی اصطکاک عمل می‌کنند.

معادله جنبشی را با در نظر گرفتن انتگرال برخوردی کولنی و اصطکاک توقف یونی نوشته و با خطی‌سازی اختلال، تابع توزیع را به دست می‌آوریم. سپس با استفاده از جواب حاصله برای تابع توزیع $f_e(p,t)$، میانگین، $\langle\sigma v\rangle$را پیدا کرده و از روی آن فرکانس برخوردی، $\nu_{ei} = n\,\langle\sigma v\rangle$، محاسبه می‌شود و نهایتاً ضریب جذب لیزر در پلاسما به دست می‌آید.

با توجه به مطالب ذکر شده در مورد انتگرال برخوردی، معادله ی(1) به صورت رابطه زیر بازنویسی می‌شود:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \left[-\frac{eE(t)}{m} + I_{if}\right].\frac{\partial f_0}{\partial v} = I_{ei} \qquad (3)$$

که در آن I_{if}، جمله مربوط به اصطکاک توقف یونی می‌باشد. با توجه به در نظر گرفتن انتگرال برخوردی کولنی و اصطکاک توقفی ناشی از یون که متناسب با سرعت گرفته می‌شود خواهیم داشت[3]:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t}+\left[-\frac{eE(t)}{m}+Rv\right].\frac{\partial f_0}{\partial v}=\frac{-2A}{v^3}f_1 \qquad (4)$$

به طوری که $A=(2\pi n_e Ze^4/m^2)\ln\Lambda$، Z بار یون، n_e چگالی الکترون و m جرم الکترون می‌باشد.

از خطی کردن معادله (4) و حل آن، با توجه به اینکه f_0، تابع توزیع ماکسولی و f_1، تابع توزیع اختلال می باشد، تابع توزیع کل برای این حالت را به صورت رابطه زیر خواهیم داشت :

$$f(v)=f_0(v)+f_1(v) \qquad (5)$$

نور فرودی در اینجا نرمال در نظر گرفته شده است.

با خطی‌سازی معادله (4)، می‌توانیم تابع توزیع اختلال را به این ترتیب به دست آوریم:

$$-i\omega f_1+\left[-\frac{eE(t)}{m}+Rv\right].\frac{\partial f_0}{\partial v}=\frac{-2A}{v^3}f_1$$

$$\left[-i\omega+\frac{2A}{v^3}\right]f_1=-\left[\frac{-eE(t)}{m}+Rv\right].\frac{\partial f_0}{\partial v}$$

$$f_1=\frac{-\left[\frac{-eE(t)}{m}+Rv\right]}{\left[-i\omega+\frac{2A}{v^3}\right]}\frac{\partial f_0}{\partial v} \qquad (6)$$

با در نظر گرفتن توزیع ماکسولی $f_0(v)$، مشتق آن را $\frac{\partial f_0}{\partial v}$، پیدا کرده و از روی آن، $f_1(v)$ یافته می‌شود:

$$E(t)=E_0\exp(-i\omega t) \quad \text{و} \quad f_0{\sim}f_M=\left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2}\exp\left(\frac{-v^2}{v_{th}^2}\right)$$

$$f_1=\frac{\left[\frac{eE_0}{m}-Rv\right]}{\left[-i\omega+\frac{2A}{v^3}\right]}\left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2}\left(\frac{-2v}{v_{th}^2}\right)\exp\left(\frac{-v^2}{v_{th}^2}\right)$$

نهایتاً با جایگذاری f_0 و f_1 در معادله (5)، تابع توزیع کلی به صورت رابطه زیر به دست می‌آید:

$$f(v)=\left[1+\frac{\left(\frac{eE_0}{m}-Rv\right)}{\left(-i\omega+\frac{2A}{v^3}\right)}\right]\left(\frac{-2v}{v_{th}^2}\right)\left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2}\exp\left(\frac{-v^2}{v_{th}^2}\right) \qquad (7)$$

حال محاسبه ضریب جذب برای این تابع توزیع به دست آمده را از محاسبه میانگینσv ، شروع می‌کنیم :

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f\sigma v dv}{\int_{-\infty}^{+\infty} f dv} \qquad (8)$$

$$\sigma = \frac{\pi}{2}\left(\frac{Ze^2}{m_e v^2}\right)^2 \ln \Lambda \qquad (9) \quad ; \quad \Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

b_{max} و b_{min} به ترتیب بیشترین و کمترین پارامتر برخورد می‌باشند. با جایگذاری تابع توزیع به دست آمده (رابطه (7))، و سطح مقطع رادرفورد (رابطه (9)) در رابطه(8)، با عباراتی انتگرالی بر حسب تغییرات سرعت مواجه خواهیم شد و با به دست آوردن حل انتگرال‌ها نتایج زیر مشاهده می‌شود.

نتایج

با توجه به اینکه برای انتگرال‌های حاصل، حل کلاسیکی وجود ندارد می‌توانیم با کمک حل عددی؛ با در نظر گرفتن سطح زیر منحنی مربوط به هر یک از انتگرال‌ها که به دو قسمت حقیقی و موهومی تقسیم می‌شوند آنها را محاسبه کرده و در نهایت$\langle \sigma v \rangle$ ، به ازای مقادیر$\lambda = 1\ \mu m$، $I = 16 w/cm^2$، $z=1$ و $R=0.1$ که به ترتیب طول موج و شدت نور فرودی، عدداتمی و ضریب اصطکاک توقف یونی می‌باشند، به دست می‌آید.

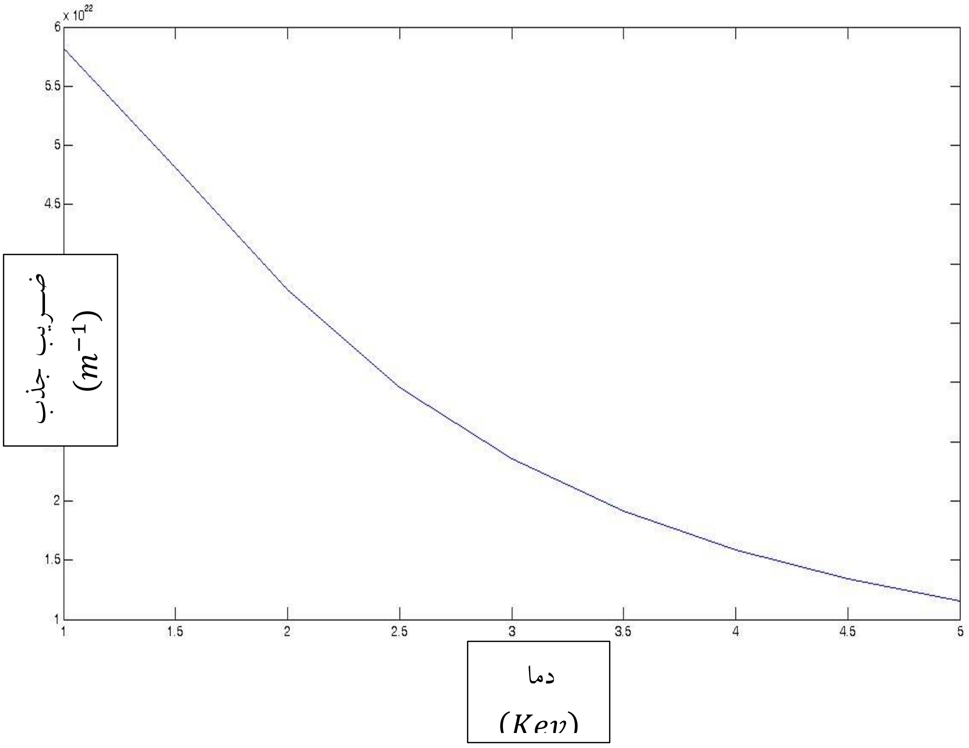
جدول ۱-۳). جدول مقادیر میانگین σv، به ازای دماهای مختلف.

T(Kev)	$\langle \sigma v \rangle$
1.0000	0.0760 + 0.1534i
1.5000	0.0954 + 0.1045i
2.0000	0.0907 + 0.0644i
2.5000	0.0776 + 0.0393i
3.0000	0.0647 + 0.0249i
3.5000	0.0539 + 0.0164i
4.0000	0.0454 + 0.0113i
4.5000	0.0387 + 0.0080i
5.0000	0.0335 +0.0059i

در صورتی‌که رابطه مربوط به ضریب جذب به این صورت می‌باشد[۴] :

$$\alpha_{ib} = \frac{\nu_{ei}}{c}\left(\frac{n_e}{n_c}\right)^2\left(1-\frac{n_e}{n_c}\right)^{-1/2} \qquad (10)$$

به ازای $n_e = 10^{23}\ (cm)^{-1}$ و $n_c = 10^{21}\ (cm)^{-1}$ که به ترتیب چگالی الکترون و چگالی بحرانی می‌باشند، نمودار ضریب جذب (میزان جذب در واحد طول) آن بر حسب دما(Kev) به صورت نمودار زیر حاصل می‌شود:



نمودار ضریب جذب (m^{-1}) برحسب دما (Kev).

بحث و نتیجه‌گیری:

همانطور که از شکل، (ضریب جذب بر حسب دما) پیداست با افزایش دما، کاهش میزان جذب در واحد طول مشاهده می‌شود و رابطه عکس داشتن این دو کمیت را نتیجه می‌دهد. که این نتیجه برای شدت‌های بالا در کار دیگری نیز مشاهده می‌شود[۵] .

همچنین در رابطه اسپایتزر- هارم که برای پلاسماهای چگالی پایین؛ که توزیع سرعت مربوط به آن‌ها ماکسولی است، فرکانس برخوردی آن به صورت رابطه زیر است:

$$\nu_{ei} = \left(\frac{2\pi}{m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{4Z^2e^4n_i}{3(K_BT_e)^{\frac{3}{2}}} \ln\Lambda \qquad (11)؛ \qquad \Lambda = \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

$\ln\Lambda$ لگاریتم کولنی، m_e جرم الکترون، n_i چگالی یون، K_B ثابت بولتزمن، T_e دمای الکترون می‌باشند؛ b_{min} و b_{max} به ترتیب کمترین و بیشترین پارامتر برخورد در پلاسما هستند. و این رابطه (11)، به نظریه‌ی اسپایتزر- هارم معروف است.

در این حالت، فرکانس برخوردی و به نسبت آن ضریب جذب، همانطور که از رابطه(11)، مشاهده می‌شود، متناسب با $(T_e)^{-3/2}$، می‌باشد و در نتیجه با دما رابطه عکس دارد.

در نتیجه، اینطور می‌توان تفسیر کرد که، به‌طور کلی فرکانس برخوردی و میزان جذب در واحد طول، هنگامی‌که پلاسما سرد است، تأثیرگذارتر می‌شود.

مراجع

[1]. A. Grinenko and D.O. Gericke, Nonlinear Collisional Absorption of Laser Light in Dense Strongly Coupled plasmas, Physical Review Letters, 103, 065005 (2009)
[2]. Chen.F.F.1984,Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. Kluwer Academic Pub, Dordrecht
[3]. W. L. Kruer, The Physics of Laser Plasma Interactions. 53-54 (1998)
[4]. *S.* Pfalzner. An IntroductiontoInertialConfinement Fusion, Taylor & Francis (2006)
[5]. Sid. A, Nonlinear inverse bremsstrahlung absorption in laser-fusion plasma corona, Physics of plasmas, 10,214.(2003)