



بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران، دانشگاه سیستان و بلوچستان، زاهدان، ایران.  
۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹



کد مقاله : ۴-۱۹۱۷-۱۰-A

## بررسی جذب رزونانس موج الکترومغناطیسی در پلاسمای گرم ناهمگن

رضا خونیکی، رضا فلاح، حسین دلشاد

گروه فیزیک دانشگاه بیرجند

چکیده - در این مقاله به بررسی جذب رزونانسی ناشی از انتشار مایل موج الکترومغناطیسی با قطبش p در پلاسمای گرم ناهمگن پرداخته می‌شود. با استفاده از معادلات ماکسول، معادله‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی موج انتشاری در پلازما بدست آورده شد. با تفکیک میدان الکتریکی موج به دو بخش عرضی و طولی، توزیع میدان‌ها در سه ناحیه و نرخ جذب رسم گردید. نتایج نشان می‌دهند که جذب رزونانس در زاویه‌ای خاص به مقدار بیشینه خود می‌رسد و با تغییر ویژگی‌های پلازما و باریکه لیزر، این زاویه تغییر می‌کند. همچنین نتایج نشان می‌دهند که افزایش دما باعث افزایش نرخ جذب شده و ناهمگنی پلازما نیز توزیع میدان‌های الکترومغناطیسی، ضریب جذب و سطح بحرانی را تغییر می‌دهد.

کلیدواژه - برهمکنش لیزر با پلازما، جذب رزونانس، پلاسمای گرم، موج الکترومغناطیسی، پلاسمای ناهمگن

## Investigation of resonance absorption of electromagnetic wave in inhomogeneous warm plasma

Reza Khuniki, Reza Fallah, Hossein Delshad

Department of physics, University of Birjand, Iran

**Abstract-** In this paper, the resonance absorption due to the propagation of the electromagnetic wave with p-polarization in inhomogeneous warm plasma is investigated. Using Maxwell's equations, the electric field and magnetic field equations in the plasma were obtained. By separating the electric field of the wave into two parts, transverse and longitudinal, the distribution of the fields in three regions and the absorption rate curve were plotted. The results show that the resonance absorption reaches its maximum value at a certain angle and this angle changes with the change of plasma and laser beam properties. The results also show that increasing the temperature, increases the adsorption rate and plasma inhomogeneity also changes the distribution of electromagnetic fields and the absorption coefficient.

Keywords: Laser plasma interaction, Resonance absorption, Warm plasma, Electromagnetic wave, inhomogeneous plasma

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (۴)$$

به طوری که،  $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  بردار جابجای الکتریکی و  $\epsilon$  تابع دی الکتریک پلاسما و وابسته به  $Z$  می‌باشد. با گرفتن کرل از رابطه (۴) و استفاده از رابطه (۳)، و در نظر گرفتن  $\vec{\nabla} \times \varphi \vec{F} = \varphi \vec{\nabla} \times \vec{F} + (\vec{\nabla} \varphi) \times \vec{F}$  می‌توان معادله موج میدان مغناطیسی موج انتشاری در پلاسما را به صورت رابطه زیر بدست آورد

$$\nabla^2 \vec{B} + \epsilon \left( \frac{\omega_0}{c} \right)^2 \vec{B} + \frac{\vec{\nabla} \epsilon}{\epsilon} \times [\vec{\nabla} \times \vec{B}] = 0 \quad (۵)$$

با در نظر گرفتن وابستگی مکانی  $\vec{B}$  و  $\epsilon$ ، معادله موج برای میدان مغناطیسی به صورت زیر بدست می‌آید.

$$\frac{d^2 B_y(z)}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon} \frac{d\epsilon}{dz} \frac{dB_y(z)}{dz} + k_0^2 (\epsilon - \sin^2 \theta_0) B_y(z) = 0 \quad (۶)$$

می‌توان معادله میدان الکتریکی موج را نیز به صورت زیر بدست آورد.

$$\nabla_z^2 \vec{E} - \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \left( \frac{\omega_0}{c} \right)^2 \epsilon \vec{E} = 0 \quad (۷)$$

برای محاسبه مؤلفه  $Z$  میدان الکتریکی موج انتشاری، با قرار دادن رابطه (۲) در رابطه (۷) خواهیم داشت

$$E_z(z) = \frac{1}{\epsilon} B_y(z) \sin \theta_0 \quad (۸)$$

چون  $E_z$  تنها مؤلفه میدان الکتریکی عمود بر پلاسما است بنابراین تنها همین مؤلفه در فرآیند جذب تأثیرگذار می‌باشد. برای بررسی بهتر فرآیند جذب، میدان الکتریکی را به دو بخش طولی و عرضی مطابق زیر تقسیم می‌نماییم

$$E_z = E_{zt} + E_{zl} \quad (۹)$$

که در آن،  $E_{zt} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}_z}{\partial t}$  مؤلفه‌ی میدان الکترومغناطیسی وابسته به موج الکترومغناطیسی و  $E_{zl} = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}$  مؤلفه‌ی الکترواستاتیکی وابسته به موج

## مقدمه

فرود مایل و انتشار موج الکترومغناطیسی با قطبش P در پلاسما منجر به وقوع پدیده جذب رزونانس در نزدیکی سطح بحرانی شده که در آن، فرکانس موج فرودی با فرکانس الکترونی پلاسما برابر است، می‌شود. با تفکیک میدان الکتریکی موج انتشاری به یک جزء الکترومغناطیسی و یک جزء الکترواستاتیکی، فیزیک جذب رزونانس می‌تواند به طور واضح‌تری مورد تحلیل قرار گیرد. از کاربردهای مهم جذب رزونانس که در برهمکنش لیزر با پلاسما صورت می‌گیرد، به همجوشی هسته‌ای به روش محصور سازی لختی [۱] و شتاب دادن ذرات پلاسما [۲] می‌توان اشاره کرد. امواج پلاسمایی ایجاد شده توسط فرآیند جذب رزونانسی سبب گرم شدن پلاسما و در نتیجه، افزایش دمای الکترون‌ها می‌گردد. یک زمینه‌ی جالب دیگر این فرآیند، استفاده در تولید هارمونیک‌های مرتبه بالا در پلاسما است [۳]، [۴].

## معادلات اساسی

موج الکترومغناطیسی را که با قطبش P به طور مایل و با زاویه  $\theta_0$  به پلاسمایی گرم با چگالی ناهمگن  $n_e(z)$  برخورد کرده و در آن منتشر می‌شود، را در نظر می‌گیریم. میدان الکتریکی موج را در صفحه  $x, z$  و میدان مغناطیسی آن را در جهت  $y$  و به صورت زیر در نظر می‌گیریم.

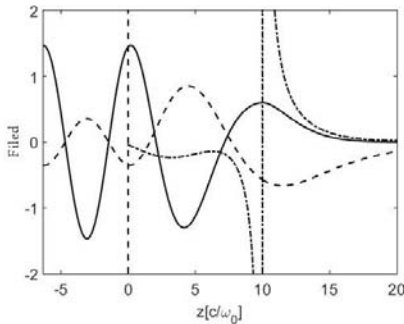
$$B_y(x, z, t) = B_y(z) e^{i\omega_0 t + ik_0 x \sin \theta_0} \quad (۱)$$

$$E_{x,z}(x, z, t) = E_x(z) e^{i\omega_0 t + ik_0 x \sin \theta_0} + E_z(z) e^{i\omega_0 t + ik_0 x \sin \theta_0} \quad (۲)$$

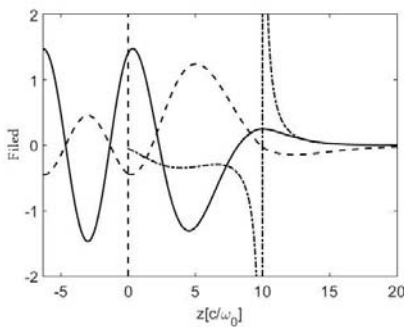
برای بررسی رفتار موج در پلاسما، می‌توان معادلات میدان الکتریکی و مغناطیسی موج انتشاری را با استفاده از معادلات ماکسول زیر (قانون آمپر و فارادی) بدست آورد.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (۳)$$

دمای  $T_e = 50 \text{ Kev}$  رسم شده است. همانطور که مشاهده می‌شود میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موج انتشاری در ناحیه  $z < 0$  (مثلاً  $z < 0$ ) سینوسی بوده و پس انتشار در پلاسما  $0 < z < l$  به دلیل غیریکنواختی پلاسما و از دست دادن انرژی از حالت سینوسی خارج شده، و اینکه در صفحه بحرانی  $z=l$  مولفه طولی میدان الکتریکی  $E_{zl}$  به بی نهایت میل می‌کند. در ناحیه  $z > l$  به دلیل اینکه  $\omega_p > \omega$  می‌شود موج نمی‌تواند انتشار داشته باشد، لذا به سرعت میرا شده و میدان‌ها به صفر میل می‌کنند. شکل‌های ۱ تا ۳ نشان می‌دهند که زاویه فرود  $\theta_0$  بر بهمکنش موج با پلاسما تاثیرگذار بوده و با تغییر زاویه رفتار میدان‌های موج انتشاری تغییر می‌کند. لذا بنا بر رابطه (۱۲) انتظار می‌رود مقدار زاویه  $\theta_0$  بر میزان جذب رزونانس تاثیرگذار باشد.



شکل ۱: تغییرات میدان‌های مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط ممتد)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (منحنی خط بریده) و الکتریکی طولی  $E_{zl}$  (منحنی دو نقطه-خط بریده) برای توزیع چگالی خطی برحسب  $z$  برای  $k_0 l = 10$  و  $\theta_0 = 14^\circ$ .



شکل ۲: تغییرات میدان‌های مغناطیسی  $B_y$  (منحنی خط ممتد)، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  (منحنی خط بریده) و الکتریکی طولی  $E_{zl}$  (منحنی دو نقطه-خط بریده) برای توزیع چگالی خطی برحسب  $z$  برای  $k_0 l = 10$  و  $\theta_0 = 18^\circ$ .

الکترونی پلاسما می‌باشد.  $\vec{A}_z$  و  $\varphi$  به ترتیب، پتانسیل برداری و اسکالر می‌باشند. از طرفی دیگر  $E_{zt}$  غالب است زیرا این مولفه‌ی میدان الکتریکی می‌تواند با بخش زیادی از موج پلاسمایی تا رسیدن به نقطه بازگشتی رزونانسی مقابله نماید [۵]. اکنون با استفاده از رابطه (۲) و جایگذاری آن در رابطه (۷)، رابطه زیر بدست می‌آید

$$\frac{d^2 E_z(x,z)}{dz^2} + \frac{d^2 E_z(x,z)}{dx^2} + k_0^2 B_y(z) \sin \theta_0 = 0 \quad (10)$$

با توجه به اینکه  $E_{zt}$  غالب است، رابطه زیر برقرار است

$$\frac{d^2 E_{zt}}{dz^2} - E_{zt} k_0^2 \sin^2 \theta_0 = -k_0^2 B_y(z) \sin \theta_0 \quad (11)$$

با محاسبه میدان‌ها، می‌توان نرخ جذب را در انتشار موج الکترومغناطیسی در پلاسما با کمک رابطه زیر محاسبه کرد

$$f_{RA} = \frac{v}{8\pi I_L} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_{zl}|^2 dz \quad (12)$$

در این رابطه  $I_L$  و  $v$  به ترتیب شدت لیزر و نرخ برخورد هستند. همانطور که این رابطه بیان می‌کند نرخ جذب وابستگی به نوسانات میدان طولی  $E_{zl}$  در پلاسما دارد.

### محاسبات عددی

تابع دی الکتریک برای پلاسمای ناهمگن گرم برخوردی در حالت غیرنسبیتی با در نظر گرفتن شرط  $\frac{T_e}{m_e c^2} \ll 1$  به صورت زیر بیان می‌شود [۶].

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2(z)/\omega^2}{1 - i\nu_e/\omega} - \frac{T_e}{m_e c^2} \frac{\omega_p^2(z)/\omega^2}{1 - i\nu_e/\omega^3} \left( 1 - \frac{\omega_p^2(z)/\omega^2}{1 - i\nu_e/\omega} \right) \quad (13)$$

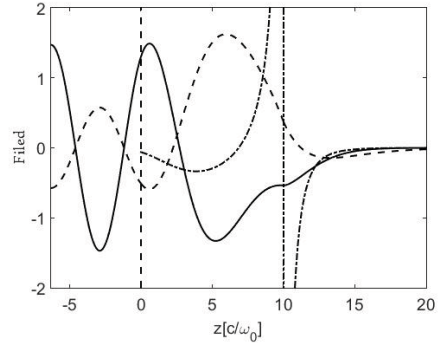
$\omega_p(z)$  فرکانس پلاسما و  $T_e$  دمای الکترون است. همچنین چگالی الکترونی پلاسمای ناهمگن به صورت  $n_e(z) = n_0 + (n_{cr} - n_0) \frac{z}{l}$  در نظر گرفته می‌شود که  $n_{cr}$  چگالی بحرانی است. در شکل‌های (۱) تا (۳)، تغییرات میدان‌های مغناطیسی  $B_y$ ، الکتریکی عرضی  $E_{zt}$  و الکتریکی طولی  $E_{zl}$  را برحسب  $z$  و برای زاویه‌های فرودی مختلف در

### نتیجه‌گیری

در این مقاله، فرآیند جذب رزونانس ناشی از تابش مایل موج الکترومغناطیسی در پلاسما گرم ناهمگن مورد بررسی قرار گرفت. بدین منظور، با استفاده از معادلات ماکسول، معادله‌های میدان الکتریکی و مغناطیسی موج انتشاری در پلاسما محاسبه گردید. در ادامه با استفاده از روش عددی رانگ-کوتاو تفکیک میدان الکتریکی موج به دو بخش عرضی و طولی، توزیع میدان‌های موج الکترومغناطیسی در سه ناحیه خلا، پلاسما انتشاری، پلاسما غیرانتشاری برای زوایای تابش مختلف رسم گردید. همچنین تغییرات نرخ جذب بر حسب زاویه تابش ( $\tau$ ) برای دماهای متفاوت نشان داده شد. نتایج نشان می‌دهند که توزیع میدان‌های موج انتشاری در پلاسما به زاویه تابش بستگی داشته و جذب رزونانس در زاویه‌های خاص به بیشینه مقدار خود می‌رسد و با تغییر ویژگی‌های پلاسما و لیزر، این زاویه می‌تواند تغییر کند. نشان داده شد که افزایش دما باعث تغییر و افزایش ضریب جذب می‌شود.

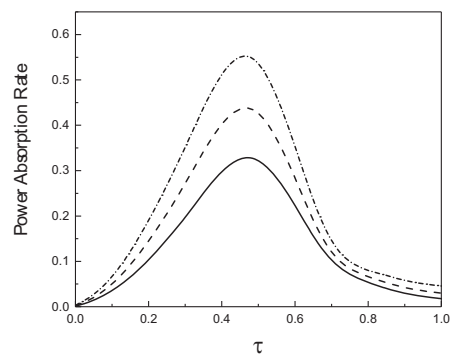
### مرجع‌ها

- [1] J. Meyer-ter-Vehn, S. Atzeni, R. Ramis, *Europhysics news* 29(6) (1999) 202.
- [2] T. Tajima and J. M. Dawson, "Laser electron accelerator," *Phys. Rev. Lett.* **43**, No. 4 (1979) 267.
- [3] P. Gibbon and E. Förster. *Plasma Phys. Contr. F.* **38**, (1996) 769.
- [4] U. Teubner, G. Pretzler, T. Schlegel, K. Eidmann, E. Förster, and K. Witte. *Phys. Rev.* **67**, (2003) 013816.
- [5] H. Cai et al., "Short-pulse laser absorption in very steep plasma density gradients," *Phys. Plasmas* **13**, No. 9(2006) 94504.
- [6] A. R. Niknam, M. R. Banjafar, F. Jahangiri, S. Barzegar, and R. Massudi, *Phys. Plasmas* **23**, No. 5, (2016) 53110.



شکل ۳: تغییرات میدان‌های  $E_{zl}$ ،  $E_{zt}$ ،  $B_y$  برای توزیع چگالی خطی بر حسب  $z$ ، برای  $k_0 l = 10$  و  $\theta_0 = 23^\circ$

در شکل (۴) نرخ جذب بر حسب  $\tau = (k_0 l)^{1/3} \sin \theta_0$  رسم شده است. مشاهده می‌شود با افزایش دمای الکترون‌ها، نرخ جذب افزایش پیدا کرده و بیشینه مقدار جذب برای دماهای  $40 \text{ Kev}$ ،  $50 \text{ Kev}$  و  $60 \text{ Kev}$  به ترتیب در نقطه  $\tau = 0.48$ ،  $\tau = 0.49$  و  $\tau = 0.47$  می‌باشد. دلیل آن این است که با افزایش دما، جنب و جوش الکترون‌ها بیشتر می‌شود، بنابراین انتقال انرژی بیشتری از موج به الکترون‌های پلاسما صورت می‌گیرد، لذا میدان طولی  $E_{zl}$  قوی‌تر شده و به طبع آن ضریب جذب افزایش می‌یابد.



شکل ۴: نرخ جذب توزیع چگالی خطی بر حسب  $\tau$ ، برای طول نرمالیزه  $k_0 l = 10$  و دماهای مختلف،  $T_e = 40 \text{ Kev}$  (منحنی خط ممند)،  $T_e = 50 \text{ Kev}$  (منحنی خط بریده) و  $T_e = 60 \text{ Kev}$  (منحنی دونقطه-خط بریده)