

# SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



عضویت در خبرنامه



فیلم های آموزشی

## کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛ شبکه های توجه گرافی (GAN)

مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛  
شبکه های توجه گرافی  
(Graph Attention Networks)



آموزش استفاده از وب آو ساینس

کارگاه آنلاین آموزش استفاده از  
وب آو ساینس



کارگاه آنلاین مکالمه روزمره انگلیسی



# سومین کنفرانس الکترومغناطیس

مهندسی (کام) ایران

۱۳-۱۱ آذرماه ۱۳۹۳



وزارت علوم، تحقیقات و فناوری  
سازمان پژوهش‌های علمی و صنعتی ایران

## تولید هارمونیک دوم پراکندگی رامان در برهمکنش لیزر با پلاسما

علیرضا پاک نژاد

گروه فیزیک دانشگاه آزاد اسلامی واحد شبستر، شبستر، ایران.

a.paknezhad@iaushab.ac.ir

چکیده - در این تحقیق، مکانیزم تولید هارمونیک دوم پراکندگی رامان در برهمکنش لیزر با پلاسما بررسی شده و آهنگ رشد هارمونیک دوم ناپایداری رامان به طور صریح بدست آمده و نشان داده می شود که با افزایش چگالی پلاسما مقدار آهنگ رشد ابتدا افزایش یافته و پس از رسیدن به یک مقدار بیشینه کاهش می یابد. همچنین نتایج بیانگر این واقعیت هستند که آهنگ رشد نسبت به زاویه پراکندگی به صورت متناوب تغییر می کند بطوری که در برخی زاویه های مشخص آهنگ رشد صفر شده و این پراکندگی حاصل نمی شود.

کلید واژه- پراکندگی رامان، هارمونیک دوم، آهنگ رشد.

### ۱- مقدمه

در هارمونیک اصلی پراکندگی رامان، نوسانات عرضی الکترونها باعث پراکنده شدن لیزر می شوند [۱ و ۲] در حالی که در هارمونیک دوم پراکندگی رامان نوسانات طولی پلاسما که به واسطه نیروی پاندروموتیو تولید می شوند، در امتداد انتشار لیزر آن را پراکنده می کنند [۳]. هارمونیک دوم پراکندگی رامان به این ترتیب ایجاد می شود که نیروی پاندروموتیو حاصل از برهمکنش لیزر با پلاسما باعث ارتعاش الکترونها در امتداد انتشار لیزر شده و این ارتعاش موج لیزر را به صورت یک موج لیزر دیگر و موج پلاسمایی تحریک شده تبدیل می کند [۳ و ۴]. با توجه به شرط جفت و جور شدن فرکانس  $\omega = 2\omega_p - \omega_p$  تا زمانی که فرکانس نرمالیزه پلاسمایی کوچکتر از فرکانس نرمالیزه لیزر باشد این پراکندگی اتفاق می افتد. به عبارت دیگر در پلاسمای پرچگال ( $n \leq n_{cr}$ ) هارمونیک دوم پراکندگی رامان بر هارمونیک اصلی آن که عمدتاً در پلاسمای کم چگال ( $n \leq n_{cr}/4$ ) رخ می دهد غالب می شود. با وجود این اگر برخورد ذرات در پلاسما زیاد باشد هر دو پراکندگی اهمیت خود را از دست می دهند.

پراکندگی رامان که در برهمکنش لیزر با پلاسما بوجود می آید و به عنوان یک مانع در گداخت لیزری محسوب می شود. این پدیده باعث احتراق زود رس سوخت هسته ای قبل از گرمایش کافی آن می شود بطوری که ناپایداری حاصل از این پراکندگی در پلاسما باعث کاهش بهره وری سیستم در آزمایش های گداخت لیزری شده و از این نظر مورد توجه دانشمندان گداخت هسته ای قرار گرفته است. در این پدیده، موج لیزر با فرکانس  $\omega$  هنگام عبور از محیط پلاسما توسط تابش الکترون ها به صورت موج لیزری با فرکانس  $\omega - \omega_p$  پراکنده شده و سبب تحریک نوسانات پلاسمایی با فرکانس  $\omega_p$  می شود. نیروی پاندروموتیو حاصل از زنش پالس لیزر پراکنده شده و پالس ورودی سبب می شود نوسانات چگالی پلاسما با نوسانات دامنه پالس پراکنده شده جفت شده و دامنه نوسانات پلاسما با گذشت زمان افزایش یابد. بدین ترتیب با افزایش نوسانات چگالی پلاسما، ناپایداری ایجاد شده در پلاسما با گذشت زمان رشد می کند.

لیزر صورت می‌گیرد، در اثر تابش الکترومغناطیسی یک موج نوری با میدان الکتریکی  $\vec{E}_1 = E_1 \hat{a}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{z} - \omega_1 t)}$  و میدان مغناطیسی  $\vec{B}_1 = \frac{c \vec{k}_1 \times \vec{E}_1}{\omega_1}$  به ترتیب با عدد موج و فرکانس  $(\omega_1 = \omega - 2\omega, \vec{k}_1 = \vec{k} - 2\vec{k})$  در پلاسما پراکنده می‌کند بطوری که الکترون‌ها در میدان تابشی موج استوکس سرعت  $\vec{v}_1 = \frac{e \vec{E}_1}{im \omega_1}$  را کسب می‌کند. زنش سرعت نوسانی  $\vec{v}_2 \omega$  با سرعت  $\vec{v}_1$  و میدان مغناطیسی  $\vec{B}_1$  موج استوکس که باعث تولید نیروی پاندروموتیو مرتبه سوم می‌شود که طبق تعریف برابر است با [۴]:

$$\vec{F}_p = -\frac{e}{2c} (\vec{v}_{2\omega_0} \times \vec{B}_1) - \frac{m}{2} \vec{\nabla} (\vec{v}_{2\omega_0} \cdot \vec{v}_1) \quad (6)$$

بطور کلی در طی فرآیند پراکندگی رامان سرعت الکترون در حضور پتانسیل پاندروموتیو مرتبه سوم  $\varphi_p$  و پتانسیل الکتروستاتیک  $\varphi$  با در نظر گرفتن حرکات حرارتی (با سرعت  $v_T$ ) باعث تولید نوسانات چگالی الکترون با فرکانس و عدد موج  $(\omega, k)$  می‌شود که برابر است با:

$$n = \frac{k^2 \chi_e (\varphi + \varphi_p)}{4\pi e} = -\frac{k^2 \varphi}{4\pi e} \quad (7)$$

که در این رابطه  $\chi_e = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 v_T^2}$  ضریب نفوذپذیری الکتریکی می‌باشد.

چگالی جریان الکترون‌ها تحت فرکانس  $\omega_1 = \omega - 2\omega$  عبارت است از:

$$\vec{J}_1 = -\frac{1}{\nu} n e \vec{v}_{2\omega}^* - \frac{1}{\nu} n_{2\omega}^* e \vec{v} - n e \vec{v}_1 \quad (8)$$

با جایگذاری  $\vec{v}_1 = \frac{e \vec{E}_1}{im \omega_1}$  و  $n_{2\omega}^* = \frac{n \cdot k}{\omega} v_{2\omega}^*$  در رابطه فوق

چگالی جریان به صورت زیر خواهد بود:

$$\vec{J}_1 = \frac{k^2 \varphi}{4\pi} \vec{v}_{2\omega}^* + \frac{k \cdot \vec{k} \omega \varphi}{4\pi \omega} \vec{v}_{2\omega}^* - \frac{\omega_p^2 \vec{E}_1}{4\pi i \omega_1} \quad (9)$$

۲- محاسبه آهنگ رشد هارمونیک دوم پراکندگی رامان در پلاسما

یک موج پمپ لیزری با میدان الکتریکی  $\vec{E} = E \cdot \hat{x} e^{i(k \cdot z - \omega t)}$  را در نظر می‌گیریم که در امتداد محور  $\hat{z}$  از پلاسما می‌گذرد. معادله حرکت الکترون‌ها در میدان تابشی لیزر عبارت است از:

$$m \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -e \left( \vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) \quad (1)$$

با استفاده از معادله (۱) سرعت اختلالی مرتبه اول الکترون در میدان تابشی لیزر که فقط وابسته به میدان الکتریکی لیزر می‌باشد به صورت زیر است:

$$\vec{v}_{\omega} = \vec{v}_x^{(1)} = \frac{e \vec{E}}{im \omega} \quad (2)$$

برای محاسبه سرعت اختلالی مرتبه دوم جمله دوم نیروی لورنتس نقش مهمی ایفا می‌کند. در این صورت معادله (۱) به صورت زیر خواهد بود:

$$m \frac{\partial \vec{v}^{(2)}}{\partial t} = -e \left( \frac{\vec{v}^{(1)} \times \vec{B}}{c} \right) \quad (3)$$

$$= -\frac{e^2}{2im \omega^2} \vec{\nabla} E^2 = -\frac{e^2 E^2 \vec{k}}{2im \omega^2} e^{i(2k \cdot z - 2\omega t)}$$

این جمله همان نیروی پاندروموتیو مرتبه دوم است که از نیروی مغناطیسی وارد بر الکترون ناشی می‌شود. در واقع زنش سرعت مرتبه اول با میدان مغناطیسی موج این نیرو را بوجود می‌آورد. حال با خطی سازی رابطه (۳) سرعت الکترون در هارمونیک دوم (سرعت اختلالی مرتبه دوم) بدست می‌آید:

$$\vec{v}_{2\omega} = \frac{1}{\nu} v_{2\omega} \hat{z} e^{i(2k \cdot z - 2\omega t)} + c.c. \quad (4)$$

همچنین با استفاده از معادله پیوستگی می‌توان چگالی اختلالی مرتبه دوم نیز عبارت است از:

$$n_{2\omega} = -\frac{n \cdot e^2 k^2 E^2}{2m^2 \omega^4} e^{i(2k \cdot z - 2\omega t)} \quad (5)$$

مکانیزم تولید هارمونیک دوم پراکندگی رامان به این صورت است که نوسان الکترون در هارمونیک دوم که در امتداد انتشار

$$\varphi = -\frac{\chi_e}{\varepsilon} \varphi_p = -\frac{\chi_e}{\varepsilon} \frac{iv_{\perp\omega}}{2\omega_1} E_{1z}$$

با در نظر گرفتن (۱۴) خواهیم داشت:

$$\varepsilon(\omega) D_1(\omega) = -\frac{\chi_e |v_{\perp\omega}|^2 \sin^2 \delta}{4} \quad (15)$$

$$\times \left( k^2 + 2k_1^2 \frac{\omega}{\omega_1} \right) - \frac{k_1 k_{\perp} |v_{\perp\omega}|^2 \chi_e \omega \sin^2 \delta}{2\omega_1}$$

در این رابطه  $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$  ضریب دی-الکتریک پلاسما می باشد که بسط آن حول فرکانس پلاسما به صورت زیر است:

$$\varepsilon(\omega) = (\omega - \omega_p) \frac{2\omega_p^2}{\omega^3}, \quad \varepsilon(\omega_p) = 0 \quad (16)$$

بدین ترتیب با در نظر گرفتن تشدید هارمونیک دوم موج استوکس ( $D_1(\omega_p) = 0$ ) و همچنین با توجه به

$$\frac{\partial D_1}{\partial \omega} = 2(\omega - \omega_p)$$

زیر خواهد بود:

$$D_1(\omega) = 2(\omega - \omega_p)(\omega - \omega_p) \quad (17)$$

بدین ترتیب رابطه (۱۵) را می توان به صورت زیر نوشت:

$$2(\omega - \omega_p)(\omega - \omega_p)^2 = -\frac{\chi_e |v_{\perp\omega}|^2 \omega_p \sin^2 \delta}{16} \quad (18)$$

$$\times \left( k^2 + 2k_1^2 \frac{\omega}{\omega_1} \right) - \frac{\chi_e k_1 k_{\perp} |v_{\perp\omega}|^2 \omega \sin^2 \delta}{8\omega_1}$$

حال برای محاسبه آهنگ رشد در رابطه (۱۸)  $\omega \rightarrow \omega_p + i\gamma$

را قرار دهیم که خواهیم داشت:

$$\gamma = \left[ \frac{|v_{\perp\omega}|^2 \sin^2 \delta}{4} \left( \frac{\omega_p}{2\omega - \omega_p} \right) \left( \frac{k^2}{4} + \frac{k_1^2 \omega_p}{2\omega} \right) + \frac{k_1^2 |v_{\perp\omega}|^2}{4(2\omega - \omega_p)} \left( \frac{\omega_p}{ck} \right) \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \sin^2 \frac{\delta}{2} \right]^{1/2} \quad (19)$$

معادله موجی که انتشار موج پراکنده شده استوکس در پلاسما را توصیف می کند نیز عبارت است از:

$$\nabla^2 \vec{E}_1 - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}_1) = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{J}_1}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_1}{\partial t^2} \quad (10)$$

با قرار دادن رابطه (۹) در معادله (۱۰) داریم:

$$D_1 \vec{E}_1 + c^2 \vec{k}_1 \vec{k}_1 \cdot \vec{E}_1 = -\frac{i\omega_1 k^2 \varphi}{2} \vec{v}_{\perp\omega}^* - \frac{i\omega_1 k \cdot \vec{k} \omega \varphi}{2\omega} v_{\perp\omega}^* \quad (11)$$

بطوری که  $D_1(\omega) = (2\omega - \omega)^2 - c^2 k_1^2 - \omega_p^2$  ضریب پاشندگی هارمونیک دوم موج استوکس می باشد. با ضرب نقطه ای طرفین رابطه (۱۱) در  $\vec{k}_1$  و بعد از ساده سازی رابطه زیر را بدست می آوریم:

$$D_1 \vec{E}_1 = -\frac{i\omega_1 k^2 \varphi}{2} \left[ \vec{v}_{\perp\omega}^* - \frac{c^2 \vec{k}_1 (\vec{k}_1 \cdot \vec{v}_{\perp\omega}^*)}{\omega_1^2 - \omega_p^2} \right] \quad (12)$$

$$-\frac{i\omega_1 k \cdot \omega \varphi v_{\perp\omega}^*}{2\omega} \left[ \vec{k} - \frac{c^2 \vec{k}_1 (\vec{k}_1 \cdot \vec{k})}{\omega_1^2 - \omega_p^2} \right]$$

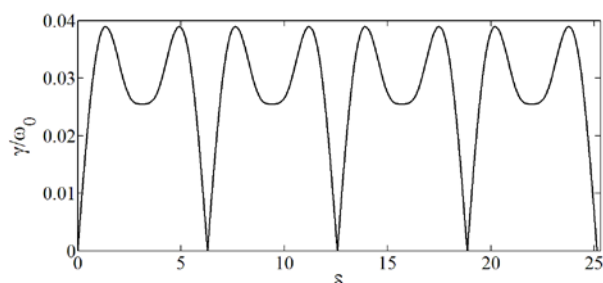
با فرض اینکه موج پراکنده شده استوکس در حال تشدید باشد  $(c^2 k_1^2 = \omega_1^2 - \omega_p^2)$  داریم:

$$D_1 \vec{E}_1 = -\frac{i\omega_1 k^2 \varphi}{2} \left[ \vec{v}_{\perp\omega}^* - \frac{\vec{k}_1 (\vec{k}_1 \cdot \vec{v}_{\perp\omega}^*)}{k_1^2} \right] \quad (13)$$

$$-\frac{i\omega_1 k \cdot \omega \varphi v_{\perp\omega}^*}{2\omega} \left[ \vec{k} - \frac{\vec{k}_1 (\vec{k}_1 \cdot \vec{k})}{k_1^2} \right]$$

با فرض اینکه زاویه پراکندگی یعنی زاویه بین سرعت ارتعاشی  $\vec{v}_{\perp\omega}$  و بردار  $\vec{k}_1$  برابر  $\delta$  باشد رابطه فوق در امتداد محور  $\hat{z}$  به صورت زیر ساده می شود:

$$D_1 E_{1z} = -\frac{i\omega_1 k^2 v_{\perp\omega}^* \varphi}{2} \sin^2 \delta - \frac{i\omega_1 k \cdot \omega \varphi v_{\perp\omega}^*}{2\omega} (k - k_1 \cos \delta - 2k_1 \cos^2 \delta) \quad (14)$$



شکل ۲: تغییرات آهنگ رشد هارمونیک دوم ناپایداری رامان نسبت به زاویه پراکندگی به ازای  $\omega_p/\omega_0 = 0.5$ .

### ۳- نتیجه‌گیری

در این تحقیق با استفاده از مدل سیالی آهنگ رشد هارمونیک دوم ناپایداری رامان در برهمکنش لیزر با پلاسما به طور صریح و بدون استفاده از هیچ تقریبی بدست آمده است. نتایج نشان می‌دهند که آهنگ رشد این ناپایداری در پلاسمای پرچگال دارای یک مقدار بیشینه است. همچنین در برخی زوایای مشخص آهنگ رشد صفر شده و ناپایداری از بین می‌رود.

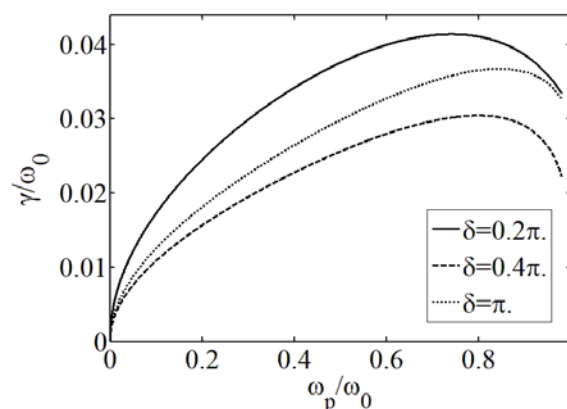
### مراجع

- [1] A. Paknezhad, D. Dorrnian, Nonlinear backward Raman scattering in the short laser pulse interaction with a cold underdense transversely magnetized plasma, *Laser and Particle Beams* **29**, 373-380, 2011.
- [2] A. Paknezhad, D. Dorrnian, Third harmonic stimulated Raman backscattering of laser in a magnetized plasma, *Physics of Plasmas* **20**, 092108, 2013.
- [3] C. S. Liu, V. K. Tripathi, Second-harmonic generation of Raman scattered light in a plasma channel, *Phys. Rev. E* **54** 4, 1996.
- [4] K. Ramachandran, Second Harmonic Stimulated Raman Scattering of Laser Radiation in a Plasma, *IEEE Transactions on Plasma science*, **24**, 2, 1996.

رابطه (۱۹) آهنگ رشد هارمونیک دوم ناپایداری رامان در برهمکنش لیزر با پلاسما را نشان می‌دهد. در این رابطه  $k$  همان عدد موج مربوط به امواج پلاسمایی تحریک شده در اثر این ناپایداری می‌باشد که با استفاده از شرط تشدید موج استوکس یعنی  $D_1(\omega_p) = 0$  مقدار آن عبارت است از:

$$k = \frac{\omega_p}{c} \left[ \sqrt{2 - \frac{\omega_p}{\omega_0} - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}} + \sqrt{2 \left( 1 - \frac{\omega_p}{\omega_0} \right) \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \right) \cos \delta} \right]^{1/2} \quad (20)$$

که در این رابطه  $\delta$  زاویه بین بردارهای  $\vec{k}$  و  $-\vec{k}$  می‌باشد بطوری که آهنگ رشد تنها در  $\delta > 0$  می‌تواند غیرصفر باشد. در شکل (۱) نحوه تغییرات آهنگ رشد نسبت به فرکانس پلاسمایی نرمالیزه به ازای  $v_{Te}/c = 0.03$  و سه مقدار  $\delta$  رسم شده است.



شکل ۱: تغییرات آهنگ رشد هارمونیک دوم ناپایداری رامان نسبت به فرکانس پلاسمایی نرمالیزه به ازای زوایای پراکندگی  $\delta = 0.2\pi, 0.4\pi, \pi$ .

همانطور که ملاحظه می‌شود با افزایش فرکانس پلاسما (با افزایش چگالی پلاسما) آهنگ رشد نیز افزایش می‌یابد و در چگالی‌های بالا پس از رسیدن به یک مقدار بیشینه کاهش می‌یابد.

# SID



سرویس های ویژه



سرویس ترجمه تخصصی



کارگاه های آموزشی



بلاگ مرکز اطلاعات علمی



عضویت در خبرنامه



فیلم های آموزشی

## کارگاه های آموزشی مرکز اطلاعات علمی جهاد دانشگاهی



مباحث پیشرفته یادگیری عمیق؛  
شبکه های توجه گرافی  
(Graph Attention Networks)



کارگاه آنلاین آموزش استفاده از  
وب آوساینس



کارگاه آنلاین مقاله روزمره انگلیسی