بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شهید چمران اهواز،
خوزستان، ایران.
۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰

برانگیزش موج دنباله پلاسما توسط موج الکترومغناطیس غیرعادی کم‌فرکانس

یگانه حیدرزاده[۱]، حسین آکو[۱،*]

[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی نوشیروانی بابل
***h.akou@nit.ac.ir**

چکیده – در این مقاله، برانگیختگی موج دنباله‌ی آمیخته بالا، ناشی از برهمکنش موج گاوسی غیرعادی با پلاسمای مغناطیده سرد و همگن، بررسی شده است. با به دست آوردن معادلات حاکم بر میدان دنباله‌ی پلاسما، وابستگی دامنه‌ی دنباله به پارامترهای مختلف مطالعه شده است. نتایج نشان می‌دهد که نوسانات دنباله‌ی بزرگتر، هنگامی رخ می‌دهند که طول پالس به طور تقریبی نزدیک به $3\lambda_p/\pi$ است و همچنین فرکانس موج X بزرگتر از ω_p است، به عبارتی دیگر سرعت فاز کمتر از سرعت نور در خلاء ($v_p < c$) است.

کلید واژه- پلاسمای مغناطیده، تولید میدان دنباله، موج الکترومغناطیسی، موج غیرعادی

Plasma wake wave excitation by a low-frequency extraordinary EM wave

Yeganeh Heydarzadeh[1], Hossein Akou[1]

[1]Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Babol Noshirvani University of Technology
h.akou@nit.ac.ir*

Abstract- In this paper, the excitation of upper-hybrid wake wave with interaction of an extraordinary Gaussian wave in a cold homogeneous magnetized plasma is investigated. By obtaining the equation governing the plasma wake, the dependency of the wake amplitude on the parameters is studied. It is observed that larger wake oscillation takes place when the pulse length is approximately close to $3\lambda_p/\pi$ and the X-wave frequency is greater than ω_p, which means that the phase velocity is less than the speed of light in vacuum.

Keywords: Magnetized plasma, wake field generation, electromagnetic wave, extraordinary wave,

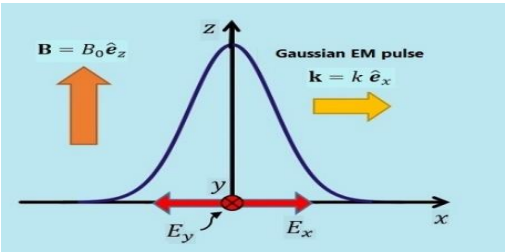
[Downloaded from opsi.ir on 2026-01-31]

مقدمه

برانگیختگی امواج دنباله‌ی پلاسما، یکی از فرآیندهایی می‌باشد که در آن از شتاب میدان دنباله‌ی لیزری استفاده می‌شود. موج لیزر در محیط پلاسمای مغناطیده، با توجه به جهت زاویه‌ی انتشار موج و میدان الکتریکی آن با میدان مغناطیسی خارجی B_0 می‌تواند امواج با مدهای مختلف برانگیخته کند. در حالتی که پالس لیزر در طول میدان مغناطیسی خارجی منتشر شود، دو موج قطبیده دایروی راستگرد و چپگرد (موج R و L) و اگر در عرض میدان مغناطیسی خارجی منتشر شود، با توجه به عمود یا موازی بودن میدان الکتریکی موج با جهت میدان مغناطیسی، به ترتیب، موج قطبیده بیضوی (موج غیرعادی X) و موج قطبیده خطی (موج O) برانگیخته می شود. در زمینه ی برانگیزش امواج و شتاب ذرات توسط انتشار پالس لیزر در پلاسمای مغناطیده مطالعه شده است [۱-۳]. برای مثال، سادها و همکارانش [۴] و پورهیت [۵]، برانگیزش موج آمیخته بالا توسط پرتو EM در مد عادی را بررسی کرده‌اند. همانطور که گفته شد، انتشار موج X در عرض میدان مغناطیسی، به‌طوریکه میدان الکتریکی آن نیز عمود بر B_0 باشد، موج غیرعادی را توصیف می‌کند. میدان الکتریکی این موج، مولفه‌ای در جهت انتشار k ($\perp B_0$) و مولفه ای عمود بر B_0 و k دارد. موج X دو ناحیه انتشار دارد که با عنوان نواحی فرکانس بالا (HF) و فرکانس پایین (LF) شناخته می‌شوند. در این مقاله، برانگیختگی موج دنباله پلاسما توسط موج غیرعادی X فرکانس پایین، در یک پلاسمای مغناطیده با استفاده از معادله پاشندگی موج غیرعادی و معادلات مگنتوهیدرودینانیک، بررسی شده است.

معادلات مگنتوهیدرودینامیک و پاشندگی

انتشار موج X در یک پلاسمای کم‌چگال تحت تاثیر میدان مغناطیسی خارجی $\mathbf{B}_0 = B_0\hat{e}_z$ را در نظر بگیرید. میدان الکتریکی موج X، باتوجه به فرکانس ω، هر دو مولفه‌ی طولی (E_x) و عرضی (E_y) را دارد. هنگامی که ω به تشدید آمیخته بالا ($\omega_h = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$) نزدیک می‌شود، $\mathbf{E}_x \parallel \mathbf{k}$ و از طرفی $\mathbf{E}_y \perp \mathbf{k}$ است. $\omega_p = n_0 e^2/\varepsilon_0 m$ فرکانس پلاسما و $\omega_c = eB_0/m$ فرکانس سیکلوترونی است. پیکربندی موج X در شکل ۱، آمده است. میدان الکتریکی موج به شکل $\mathbf{E} = (E_{0x}\hat{\mathbf{e}}_x + E_{0y}\hat{\mathbf{e}}_y)\psi(x,t)e^{i(kx-\omega t)}$ است. که $\psi(x,t) = \exp[-(x - v_g t)^2/2L_p^2]$ است و L_p طول پالس و v_g سرعت گروه موج است.



شکل ۱: پیکربندی هندسی موج X در پلاسمای مغناطیده

برهمکنش الکترون‌های پلاسمای سرد و موج EM، با استفاده از معادلات MHD و ماکسول قابل توصیف است. این معادلات به شکل زیر هستند

$$mn_e\left[\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + (\mathbf{u}_e.\nabla)\mathbf{u}_e\right] = -en_e\left[-\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{u}_e \times (\nabla\times\mathbf{A} + \mathbf{B}_0)\right] \quad (۱)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla\cdot(n_e\mathbf{u}_e) = 0 \quad (۲)$$

$$\varepsilon_0\nabla^2\varphi = e(n_i - n_e) \quad (۳)$$

در روابط بالا، e و m به ترتیب، جرم و بار الکترون، و $\mathbf{u}_e$ سرعت و n_e چگالی الکترونی، ε_0 ضریب گذردهی خلاء، φ پتانسیل الکترواستاتیک و $\mathbf{A}$ پتانسیل برداری پالس EM است که با $\mathbf{B} = \nabla\times\mathbf{A}$ و $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t - \nabla\varphi$ به میدان مغناطیسی و الکتریکی مرتبط می‌شوند. با توجه به رابطه پاشندگی موج X (معادله ۴)، این موج دارای دو ناحیه قطع سمت راست $\omega_R = (\omega_c^2 + 4\omega_p^2)^{1/2}/2$ و قطع سمت چپ $\omega_L = [-\omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_p^2)^{1/2}]/2$ و دو ناحیه‌ی انتشار

[Downloaded from opsi.ir on 2026-01-31]

$\omega > \omega_R$ و $\omega_l < \omega < \omega_h$ است، که به ترتیب نواحی فرکانس بالا (HF) و فرکانس پایین (LF) هستند.

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = \frac{c^2}{v_p^2} = 1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2-\omega_p^2)}{\omega^2(\omega^2-\omega_h^2)} \qquad (۴)$$

در ناحیه انتشار با فرکانس پایین –که در این مقاله مورد بحث است- سرعت فاز برای $\omega > \omega_p$، کمتر از سرعت نور و برای $\omega < \omega_p$ بیشتر از سرعت نور است. فشار تابشی ناشی از پوش موج X، الکترون‌ها را از محل خود رانده (یون‌ها در مکان خود ثابت فرض شده‌اند) و به دنبال آن، میدان الکتریکی بار فضای $\mathbf{E}_w = -\nabla\varphi$ ظاهر می‌شود. که پتانسیل بار فضای مربوط به نوسانات آمیخته بالای پلاسما است. با ترکیب معادلات ۱ تا ۳ و استفاده از تغییر متغیر $\xi = x - v_g t$، رابطه‌ی زیر برای میدان دنباله برانگیخته توسط موج غیرعادی در پلاسما به دست می‌آید

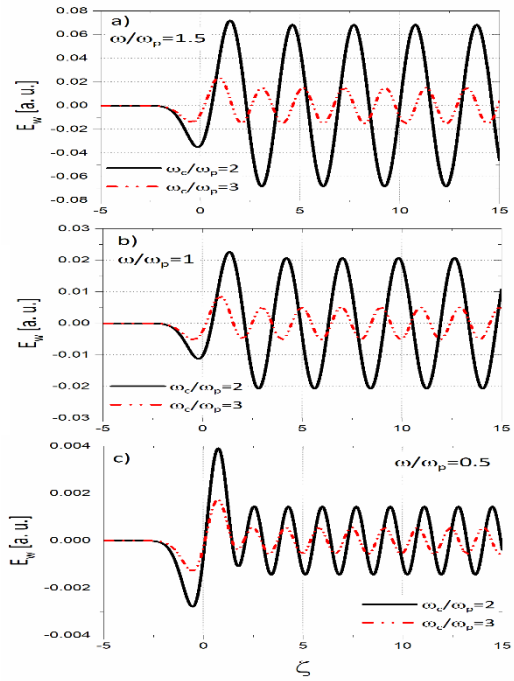
$$\frac{\partial^2\phi}{\partial\zeta^2} = \frac{\Omega_h^2}{\beta_g^2}\phi - \frac{\Omega_l^4}{2\beta_g^2}\left[1+\left(1+\frac{\Omega_c^2}{\Omega_l^2(\Omega_l^2-\Omega_h^2)}\right)\frac{(\Omega_l^2-\Omega_h^2)^2}{\Omega_c^2(\Omega_l^2-\Omega_c^2)}\right]|a|^2 \qquad (۵)$$

$$\beta_g = \hat{e}_x\left[\beta_p\left(1+\frac{\Omega_c^2}{(\Omega_l^2-\Omega_h^2)^2}\right)\right]^{-1} \qquad (۶)$$

β_g و $\beta_p = \left[1-(\Omega_l^2-1)/(\Omega_l^4-\Omega_l^2\Omega_h^2)\right]^{-1/2}$ به ترتیب، سرعت گروه و سرعت فاز بدون بعد مد X است. Ω_h، Ω_l و Ω_c، به ترتیب، فرکانس آمیخته بالا، فرکانس موج EM و فرکانس سیکلوترونی است که با ω_p بدون بعد شده است.

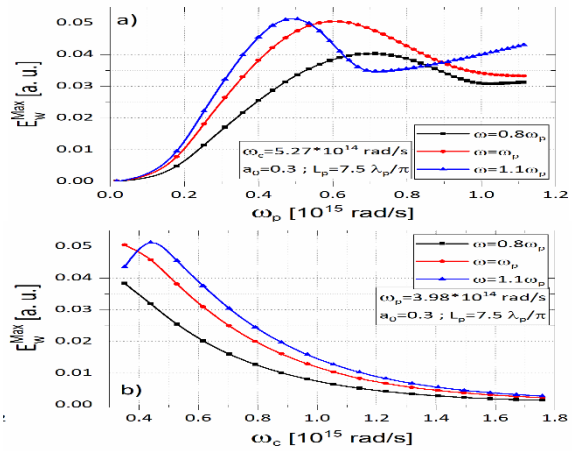
نتایج عددی

با حل عددی معادلات بخش قبل به روش رانگ-کوتای مرتبه چهار –با فرض شرایط مرزی $\phi = \partial\phi/\partial\zeta = 0$ در $\zeta = 0$ به بررسی رفتار میدان دنباله پرداخته شده است. چنانچه گفته شد، انتشار موج X در ناحیه $\omega_l < \omega < \omega_h$ در نظر گرفته شده است. شکل ۱، تغییرات دامنه‌ی میدان دنباله را برحسب ζ برای $\omega/\omega_p = 1.5, 1.0, 0.5$ و $\omega_c/\omega_p = 2, 3$ نشان می‌دهد. شدت دامنه‌ی میدان دنباله نسبت به مقادیر ω_c، در فرکانس پلاسمایی ثابت، بسیار حساس است. همچنین با افزایش ω_c، برای هر ω/ω_p، E_w کاهش می‌یابد. کاهش فرکانس موج X، سبب کاهش دامنه و دوره‌ی نوسانات دنباله پلاسما شده است.



شکل ۲: دامنه میدان دنباله در دو مقدار $\omega_c/\omega_p = 2,3$ ، در سه حالت $\omega/\omega_p = 1.5, 1.0, 0.5$

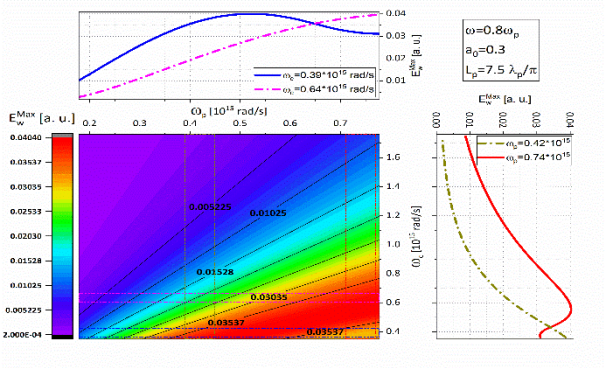
در شکل ۳، بیشینه مقادیر E_w برحسب ω_p و ω_c برای سه مقدار Ω (۰,۸، ۱و ۱,۱) آمده است. تا وقتی $\omega_p < \omega_c$ است، موج X با افزایش ω در پلاسمایی با چگالی (یا ω_p) بزرگتر، دامنه میدان دنباله بزرگتری تولید می‌کند.



شکل ۳: تغییرات بیشینه مقدار E_w برحسب (a) ω_p (b) ω_c

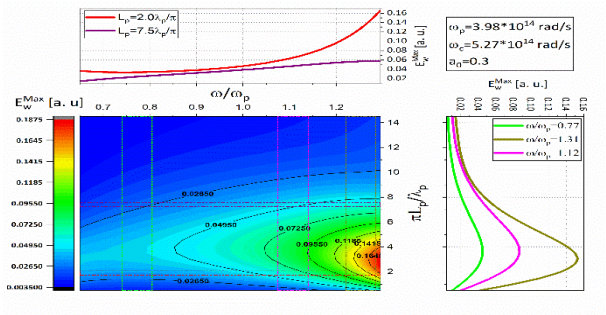
[Downloaded from opsi.ir on 2026-01-31]

در اینجا $\omega_c = ۵.۲۷\times۱۰^{۱۴}\ rad/s$ ثابت فرض شده است. در شکل ۳ (a)، برای $\omega = ۱.۱\omega_p$، هنگامی که فرکانس پلاسما از ω_c فراتر می‌رود، روند تغییرات E_w کاهش می‌یابد. بیشترین E_w تولید شده برای $\Omega = ۰.۸$، $۰.۴۷GV/cm$ برای $\Omega = ۱.۰$، $۰.۴۴GV/cm$ و برای $\Omega = ۱.۱$، $۰.۳۸GV/cm$ است. در شکل ۳ (b)، در مقدار ثابت $\omega_p = ۳.۹۸\times۱۰^{۱۴}\ rad/s$، برای تمام موارد، با افزایش فرکانس سیکلوترونی دامنه کاهش یافته است. وابستگی دامنه‌ی میدان دنباله به ω_p و ω_c در $\omega = ۰.۸\omega_p$، در شکل ۴ نشان داده شده است. با افزایش فرکانس پلاسما دامنه، افزایش و با افزایش ω_c، دامنه میدان دنباله کاهش می‌یابد. در تمامی شکل‌ها، $L_p = ۷.۵\lambda_p/\pi$ طول پالس، λ_p طول موج پلاسما و $a_0 = ۰.۳$ شدت پالس بدون بعد در رژیم غیرنسبیتی است.



شکل ۴: بیشینه مقدار E_w برحسب ω_p و ω_c

در شکل ۵، وابستگی میدان دنباله به L_p و ω/ω_p، نشان داده شده است. محدوده انتشار موج X، $۰.۶۵ < \Omega < ۱.۳$ در نظر گرفته شده است. ضمیمه بالای شکل، تغییرات E_w برحسب ω/ω_p برای $L_p = ۲.۰\lambda_p/\pi$ و $L_p = ۷.۵\lambda_p/\pi$ است. هنگامی که $\omega > \omega_p$ شود، بیشینه E_w بزرگتر می‌شود. ضمیمه سمت راست نیز تغییرات میدان را برحسب طول پالس لیزر، برای $\Omega = ۰.۷۷, ۱.۳۱, ۱.۱۲$ نشان می‌دهد. هنگامی که طول پالس به طور تقریبی به $۳\lambda_p/\pi$ نزدیک می‌شود (بدون در نظر گرفتن بزرگی ω/ω_p) E_w تمایل به بیشینه مقدار دارد. در این شکل $\omega_p = ۳.۹۸\times۱۰^{۱۴}\ rad/s$ و $\omega_c = ۵.۲۷\times۱۰^{۱۵}\ rad/s$ فرض شده است.



شکل ۵: بیشینه مقدار E_w برحسب ω/ω_p و L_p

نتیجه‌گیری

هدف اصلی این مقاله، مطالعه‌ی برانگیختگی موج دنباله آمیخته بالا توسط برهمکنش موج گاوسی غیرعادی LF و پلاسمای مغناطیده سرد است. با استفاده از نظریه سیالی، معادله دیفرانسیل مرتبه دوم حاکم بر پتانسیل میدان دنباله به دست آمد. نتایج عددی نشان می‌دهد، هنگامی که سرعت فاز موج X فرکانس پایین، از سرعت نور کمتر است (یا $\omega > \omega_p$)، دامنه‌ی موج دنباله در حدود ۱۷ برابر زمانی که $v_p > c$ است، خواهد بود (برای $\omega_c/\omega_p = ۲$). در نهایت، بررسی طول پوش موج X نشان می‌دهد، طول پالس اثر چشمگیری روی دامنه دارد و قدرت میدان الکتریکی دنباله هنگامی که L_p نزدیک به $۳\lambda_p/\pi$ می‌شود، به بیشینه‌ی خود می‌رسد. انتخاب مناسب پارامترهای پلاسما و موج X، سبب تولید دامنه‌های بزرگتری از میدان دنباله می‌شود.

مرجع‌ها

[1] T. Tajima, J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 1979, 43, 267.

[2] H. Akou, M. Asri, Phys. Lett. A 2016, 380, 1729.

[3] Y. Heydarzadeh and H. Akou, EEE T Plasma Sci, 2020, 48, 3088.

[4] M. S. Sodha, D. P. Tewari, B. L. Patheja, R. P. Sharma, J. Plasma Phys. 1979, 21, 267.

[5] G. Purohit, P. K. Chauhan, R. P. Sharma, Phys. Plasmas 2008, 15, 052101.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-01-31]