مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۱۸، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۹۷

# اثرات خود- میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی روی جفت شدگی امواج در لیزر الکترون آزاد با پلاسمای زمینه

**محرم اکبری آلاشتی و تقی محسن پور**

گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکدهٔ علوم، دانشگاه مازندران، بابلسر

پست الکترونیکی: mohsenpour@umz.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۱۲/۰۹ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۳۹۶/۱۰/۱۰)

## چکیده

در مقالهٔ حاضر، ناپایداری امواج در لیزر الکترون آزاد با زمینهٔ پلاسما با در نظر گرفتن خود- میدان های الکتریکی و مغناطیسی بررسی می شود. رابطه پاشندگی در رژیم رامان برای لیزر الکترون آزاد در حضور میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی و میدان مغناطیسی محوری یکنواخت با شرایطی که همهٔ مد ها می‌توانند جفت شدگی ناپایدار ایجاد کنند به دست می‌آید. رابطهٔ پاشندگی به دست آمده را به منظور بررسی اثرات خود- میدان‌ها روی ناپایداری امواج به طور عددی حل می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهد که بیشینه نرخ رشد برای مدارهای گروه $I$ کاهش می‌یابد و برای مدارهای گروه $II$ در مقایسه با حالتی که خود میدان‌ها وجود ندارند افزایش می‌یابد.

**واژه‌های کلیدی:** لیزر الکترون آزاد، پلاسمای زمینه، ویگلر پیچشی، ناپایداری، جفت شدگی

## ۱. مقدمه

پلاسمای زمینه به طور گسترده برای برهم‌کنش باریکهٔ الکترونی نسبیتی با امواج الکترومغناطیس و الکترواستاتیک در لیزر الکترون آزاد استفاده می‌شود. چندین مقاله به طور تحلیلی و تجربی به بررسی لیزر الکترون آزاد با پلاسمای زمینه یا بدون پلاسمای زمینه پرداخته‌اند [۱-۱۵]. ون- بینگ و همکاران لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما را از نظریهٔ سیالی مورد بررسی قرار داده‌اند و نشان داده‌اند که افزایش چگالی پلاسمای زمینه باعث افزایش نرخ رشد لیزر الکترون آزاد می‌شود و همچنین نشان دادند که افزایش چگالی پلاسمای زمینه تا یک حدی مجاز است و بیشتر از آن افزایش باعث می‌شود که دیگر موج الکترومغناطیس با میدان ویگلری جفت نشود و ناپایداری در لیزر الکترون آزاد از بین برود [۱۶]. سربتو و همکاران اثرات حرارتی پلاسمای زمینه را با استفاده از نظریهٔ سیالی و تک ذره‌ای مطالعه کرده‌اند و میدان ویگلری را پیچشی در نظر گرفته‌اند و همچنین نرخ رشد را برای پلاسمای زمینه مختلف مورد بررسی قرارداده‌اند و نشان داده‌اند که افزایش چگالی پلاسمای زمینه باعث افزایش نرخ رشد می‌شود [۱۷]. پتریلو و

همکاران لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما را مورد بررسی قرار داده‌اند و نشان داده‌اند، درحالتی که چگالی پلاسمای زمینه کمتر از چگالی باریکهٔ الکترونی است، پلاسمای زمینه تأثیری بر نرخ رشد ندارد و زمانی که چگالی پلاسمای زمینه از چگالی باریکه بیشتر است نرخ رشد افزایش می‌یابد و در این حالت ما دو ناپایداری داریم، یکی ناپایداری لیزر الکترون آزاد و دیگری ناپایداری ناشی از برهم‌کنش بین باریکهٔ الکترونی و پلاسمای زمینه که این دو ناپایداری با هم جفت می‌شوند و باعث افزایش نرخ رشد در لیزر الکترون آزاد می‌شوند [۱۸]. آگاروال و همکاران نشان داده‌اند که در لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما، پلاسما از طریق شکست نور باعث افزایش نرخ رشد می‌شود و به موج تشعشعی در لیزر الکترون آزاد کمک می‌کند [۱۹]. بابایی و مراغه چی از نظریهٔ جنبشی، رابطهٔ پاشندگی را برای لیزر الکترون آزاد با ویگلر انباشته از پلاسما با در نظر گرفتن سرعت پخش در جهت طولی برای باریکه و پلاسما بررسی کردند [۲۰]. محسن پور و مراغه چی رابطهٔ پاشندگی و نرخ رشد امواج در لیزر الکترون آزاد با پلاسمای زمینه را بدون در نظر گرفتن اثر خود- میدان‌ها بررسی کردند [۲۱].

تئوری لیزر الکترون آزاد در رژیم رامان بر پایهٔ جفت شدگی بین امواج الکترومغناطیس و موج بار- فضا است. در این رژیم، به خاطر چگالی بالا و انرژی پایین باریکهٔ الکترونی، خود- میدان‌ها می‌تواند اثرات قابل ملاحظه‌ای بر جفت شدگی امواج داشته باشند. در این تحقیق ما رابطهٔ پاشندگی تمامی امواج الکترومغناطیس و الکترواستاتیک را در لیزر الکترون آزاد با زمینهٔ پلاسما با در نظر گرفتن خود- میدان‌ها به دست می‌آوریم و با حل عددی رابطه پاشندگی به دست آمده، اثرات خود میدان‌ها را بر نرخ رشد امواج بررسی می‌کنیم. ما در بخش بعد مدارهای تعادلی سیستم را معرفی می‌کنیم و با استفاده از آن خودمیدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را به دست می‌آوریم. در بخش سوم با استفاده از معادلات سیالی رابطهٔ پاشندگی امواج را به دست می‌آوریم. در بخش چهارم رابطهٔ پاشندگی به دست آمده را به منظور بررسی ناپایداری‌ها به طور عددی حل می‌کنیم. در بخش آخر نتایج به دست آمده را معرفی می‌کنیم.

## ۲. پارامترهای تعادلی

یک باریکهٔ الکترونی نسبیتی با بار $-e$ و جرم سکون $m_\circ$ در نظر می‌گیریم که در جهت مثبت محور $z$ در امتداد محور میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی حرکت می‌کند. میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی در تقریب یک بعدی به صورت زیر توصیف می‌شود

$$B_w = \left(\frac{B_w}{\sqrt{۲}}\right)\left(\exp(-ik_w z)\hat{e} + \exp(ik_w z)\hat{e}^*\right), \qquad (۱)$$

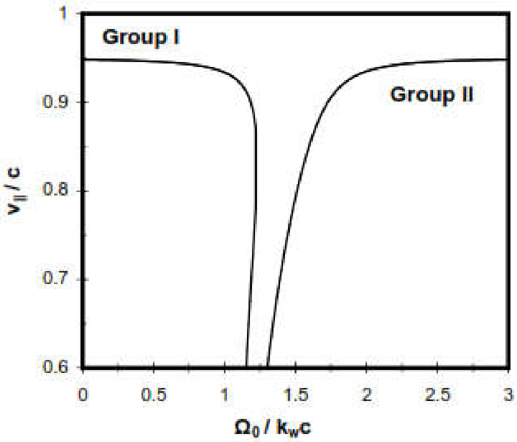
در رابطهٔ بالا $\hat{e} = (\hat{x}+i\,\hat{y})/\sqrt{۲}$، $\hat{e}^* = (\hat{x}-i\,\hat{y})/\sqrt{۲}$ و $\hat{e}_z = \hat{z}$ است و $B_w$ و $k_w\,(=۲\pi/\lambda_w)$ به ترتیب دامنه و عدد موج میدان مغناطیسی پیچشی است. به منظور هدایت باریکهٔ الکترونی از میان ویگلر یک میدان مغناطیسی یکنواخت محوری $(B_\circ\hat{z})$ به کار می‌بریم. مدارهای حالت پایا الکترون در غیاب خود- میدان‌ها از حل معادلهٔ حرکت به دست می‌آید که شامل سرعت محوری ثابت $v_\parallel\hat{z}$ و سرعت عرضی در جهت عمود بر میدان مغناطیسی محوری به شکل زیر است:

$$v_w = \frac{\Omega_w v_\parallel}{\Omega_\circ - k_w v_\parallel}, \qquad (۲)$$

که $\Omega_\circ = eB_\circ/\gamma_\circ m_\circ c$، $\Omega_w = eB_w/\gamma_\circ m_\circ c$ و

$$\frac{۱}{\gamma_\circ} = \left(۱-\frac{v_\parallel^۲}{c^۲}-\frac{v_w^۲}{c^۲}\right)^{۱/۲}. \qquad (۳)$$

در لیزرهای الکترون آزاد با بهرهٔ بالا، برای آنکه میدان تابشی موج الکترومغناطیسی القایی به طور مؤثر تقویت شود باریکهٔ الکترونی با جریان بالا، چگالی بالا و انرژی پایین مورد استفاده قرار می‌گیرد [۲۲-۲۴]. این باریکهٔ الکترونی با شدت بالا، محدودهٔ عمل لیزر الکترون آزاد را در ناحیهٔ میلی‌متر و پایین‌تر از میلی‌متر تعریف می‌کند و در رژیم جمعی رامان عمل می‌کند. وجود جریان و چگالی بالا در این رژیم عملیاتی باعث می‌شود که خود- میدان‌ها، اثراتی بر روی مسیرهای تعادلی و برهم‌کنش‌های موجود در سیستم و در نتیجه بهره آن داشته باشند [۲۵]. برای محاسبه خود- میدان‌ها ما فرض می‌کنیم که به ازای $r < r_b$ چگالی بار الکترونی ثابت و برابر $n_b$ است و به




**شکل ۱.** تغییرات سرعت طولی بر حسب بسامد سیکلوترون مدارهای حالت–پایا در میدان مغناطیسی ویگلر.

ازای $r > r_b$ چگالی باریکهٔ الکترونی برابر صفر است. $n_b$ چگالی تعداد الکترون‌ها و $r_b$ شعاع باریکهٔ الکترونی است. خود- میدان الکتریکی ناشی از چگالی بار باریکهٔ الکترونی از حل معادلهٔ پواسون به صورت زیر به دست می‌آید

$$E_s = -2\pi e n_b r\hat{r} = -2\pi e n_b \left(x\hat{x} + y\hat{y}\right). \qquad (4)$$

خود- میدان مغناطیسی ناشی از چگالی جریان باریکهٔ الکترونی از قانون آمپر به دست می‌آید

$$\nabla \times B_s = \frac{4\pi}{c} J_b , \qquad (5)$$

که $J_b = -en_b \left(v_w \cos k_w z\,\hat{x} + v_w \sin k_w z\,\hat{y} + v_{\|}\hat{z}\right)$ چگالی جریان باریکه الکترونی است. با استفاده از روش معرفی شده در مرجع [۲۶]، خود- میدان مغناطیسی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$B_s = \frac{2\omega_e^2\left(\frac{v_{\|}^2}{c^2}\right)}{k_w v_{\|}\left(\Omega_0 - k_w v_{\|}\right) - \omega_e^2\left[1 + \left(\frac{v_{\|}^2}{c^2}\right)\right]} B_w - 2\pi e n_b \frac{v_{\|}}{c} r\hat{\theta}, \qquad (6)$$

که $\beta_{\|} = v_{\|}/c$ و $\omega_e = \left(2\pi e^2 n_b/\gamma_0 m_0\right)^{1/2}$ بسامد پلاسمای باریکه است.

مدارهای حالت پایا باریکهٔ الکترونی با در نظر گرفتن خود- میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از حل معادلهٔ حرکت به صورت زیر به دست می‌آید

$$v = v_w\left(\hat{x}\cos k_w z + \hat{y}\sin k_w z\right) + v_{\|}\hat{z}, \qquad (7)$$

که

$$v_w = \frac{\Omega_w k_w v_{\|}^2}{k_w v_{\|}\left(\Omega_0 - k_w v_{\|}\right) - \omega_e^2\left[1 + \left(\frac{v_{\|}^2}{c^2}\right)\right]}, \qquad (8)$$

حال با ترکیب معادلات (۳) و (۸)، به معادلهٔ درجهٔ شش بر حسب سرعت طولی می‌رسیم که سه جواب حقیقی و مثبت آن را می‌توان در دو گروه $I$ و $II$ طبقه‌بندی کرد. منحنی این گروه‌ها برای سرعت طولی $v_{\|}$ برحسب بسامد سیکلوترون بهنجار شدهٔ میدان مغناطیسی محوری $\left(\Omega_0/k_w c\right)$ در شکل ۱ آمده است. مدارهای گروه $I$ با $v_w < 0$ و مدارهای گروه $II$ با $v_w > 0$ مشخص می‌شود. پارامترهای به کار رفته در این شکل عبارتند از $k_w = 2cm^{-1}$، $n_b = 10^{12}\ cm^{-3}$، $\gamma_0 = 3$ و $B_w = 1kG$ است.

## ۳. رابطهٔ پاشندگی امواج

برای به دست آوردن رابطهٔ پاشندگی امواج، معادلهٔ پیوستگی، معادلهٔ تکانه و معادلهٔ موج را به صورت زیر به کار خواهیم برد

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla\cdot(nv) = 0, \qquad (9)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{e}{\gamma m_0}\left[E - \frac{1}{c^2} v v\cdot E + \frac{1}{c} v\times B\right], \qquad (10)$$

$$\nabla\times\left(\nabla\times E\right) + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t}\frac{4\pi e n v}{c^2}. \qquad (11)$$

در معادلات بالا $n$ چگالی الکترون، $v$ سرعت الکترون، $\gamma$ فاکتور نسبیتی و $E$ و $B$ به ترتیب میدان الکتریکی و مغناطیسی می‌باشند. به منظور بررسی چگونگی بر انگیختگی امواج، چگالی الکترون $n$، میدان الکتریکی $E$، میدان مغناطیسی $B$ و سرعت سیالی الکترون $v$ را به صورت بخش غیر اختلالی به علاوه بخش اختلالی به شکل زیر در نظر می‌گیریم (قابل ذکر است که $n_0$ مستقل از زمان و مکان و $v_0$ تنها مستقل از زمان است):

$$n = n_0 + \delta n , \tag{۱۲}$$

$$v = v_0 + \delta v , \tag{۱۳}$$

$$E = E_0 + \delta E , \tag{۱۴}$$

$$B = B_0 + \delta B . \tag{۱۵}$$

با توجه به معادلات (۱۲) تا (۱۵) معادلات پیوستگی، تکانه و معادلۀ موج را تا توان اول کمیت‌های اختلالی به صورت زیر خطی می‌کنیم:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + n\nabla\cdot\delta v + v_0\cdot\nabla\delta n = 0, \tag{۱۶}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \delta v}{\partial t} &+ v_0\cdot\nabla\delta v + \delta v\cdot\nabla v_0 = \\ &-\frac{e}{\gamma_0 m_0}\left(\delta E - \frac{1}{c^2}v_0 v_0\cdot\delta E - \frac{1}{c^2}v_0\,\delta v_0\cdot E_0\right. \\ &+\frac{1}{c}\delta v\times B_0 + \frac{1}{c}v_0\times\delta B - \frac{\gamma_0^2}{c^2} \\ &\left.\left(E_0 + \frac{1}{c}v_0\times B_0\right)v_0\cdot\delta v\right),\end{aligned} \tag{۱۷}$$

$$\begin{aligned}\nabla\times(\nabla\times\delta E) &+ \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\delta E}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t}\frac{4\pi e}{c^2} \\ &\left(\delta n_b v_{0b} + n_b\,\delta v_b + n_p\,\delta v_p\right),\end{aligned} \tag{۱۸}$$

شکل اختلالی فاکتور نسبیتی به صورت زیر خواهد شد:

$$\frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - \frac{v_0^2}{c^2} - \frac{2v_0\cdot\delta v}{c^2}} \approx \frac{1}{\gamma_0}\left[1 - \frac{\gamma_0^2}{c^2}v_0\cdot\delta v\right]. \tag{۱۹}$$

برای حل معادله‌های دیفرانسیل خطی (۱۶) تا (۱۸)، فرض می‌شود موج‌های منتشر شده در جهت مثبت محور $z$ دارای وابستگی‌های بسامدی و عدد موج به شکل زیر می‌باشند (اندیس $z$ مربوط به موج بار- فضا و اندیس $R$ و $L$ به ترتیب مربوط به موج الکترومغناطیس قطبیده راستگرد و چپگرد می‌باشند)

$$\delta v = \delta v_R\hat{e} + \delta v_L\hat{e}^* + \delta v_z\hat{e}_z , \tag{۲۰}$$

$$\begin{aligned}\delta E &= \left(2\pi n_b e\,\delta R_R + \delta E_R\right)\hat{e} + \left(2\pi n_b e\,\delta R_L + \delta E_L\right) \\ &\hat{e}^* + \delta E_Z\hat{e}_z\end{aligned} \tag{۲۱}$$

$$\delta R = \delta R_R\hat{e} + \delta R_L\hat{e}^* , \tag{۲۲}$$

$$\delta B = \delta B_R\hat{e} + \delta B_L\hat{e}^* , \tag{۲۳}$$

$$\delta n_b\left(or\,\delta n_p\right) = \tilde{n}_b\left(or\,\tilde{n}_p\right)\exp\left[i(kz-\omega t)\right], \tag{۲۴}$$

$$\delta v_{bR}\left(\delta v_{pR}\right) = \tilde{v}_{bR}\left(or\ \tilde{v}_{pR}\right)\exp\left[i(k_R z-\omega t)\right], \tag{۲۵}$$

$$\delta v_{bL}\left(\delta v_{pL}\right) = \tilde{v}_{bL}\left(or\ \tilde{v}_{bL}\right)\exp\left[i(k_L z-\omega t)\right]; \tag{۲۶}$$

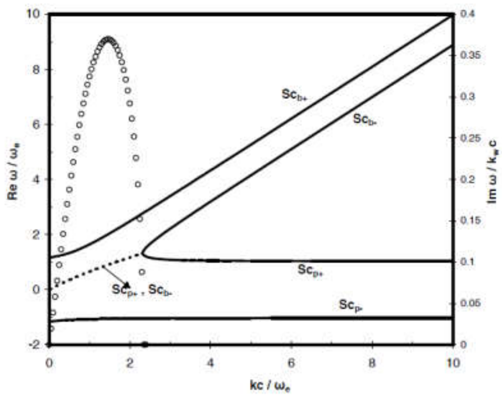
در معادلات بالا اندیس $b$ مربوط به باریکۀ الکترونی و اندیس $p$ مربوط به پلاسمای زمینه است. با توجه به اینکه $\nabla\cdot B = 0$ است می‌توان نتیجه گرفت که $\delta B_z = 0$ می‌باشد. در معادلات بالا اعداد موج امواج الکترومغناطیس قطبیده دایره‌ای راستگرد و چپگرد مستقل از هم نیستند و با عدد موج، موج الکترواستاتیک به صورت زیر در ارتباطند.

$$\begin{cases}k_R = k - k_w , \\ k_L = k + k_w ,\end{cases} \tag{۲۷}$$

اکنون مقادیر اختلالی وابسته به باریکه الکترونی را در معادلات پیوستگی و تکانه خطی شده قرار داده و سرعت‌های اختلالی باریکۀ الکترونی $\left(\delta v_{bR}, \delta v_{bL}, \delta v_{bz}\right)$ را بر حسب میدان‌های الکتریکی اختلالی $\left(\delta E_R, \delta E_L, \delta E_z\right)$ به دست می‌آوریم. به طور مشابه مقادیر اختلالی وابسته به پلاسمای زمینه را در معادلات پیوستگی و تکانۀ خطی شده قرار داده و سرعت های اختلالی پلاسمای زمینه $\left(\delta v_{pR}, \delta v_{pL}, \delta v_{pz}\right)$ را بر حسب میدان‌های الکتریکی اختلالی به دست می‌آوریم. سپس با قرار دادن سرعت های اختلالی باریکۀ الکترونی و پلاسمای زمینه در معادلۀ موج با کمی عملیات جبری در نهایت به دستگاه سه معادله و سه مجهول زیر بر حسب میدان‌های اختلالی می‌رسیم:

$$\begin{cases}k_1\tilde{E}_R + k_2\tilde{E}_L + k_3\tilde{E}_z = 0 \\ k_4\tilde{E}_R + k_5\tilde{E}_L + k_6\tilde{E}_z = 0 \\ k_7\tilde{E}_R + k_8\tilde{E}_L + k_9\tilde{E}_z = 0 ,\end{cases} \tag{۲۸}$$

که کمیت های $k_1$، $k_2$، $k_3$، $k_4$، $k_5$، $k_6$، $k_7$، $k_8$ و $k_9$ در پیوست تعریف شده‌اند. معادلۀ (۲۸) نشان می‌دهد که رابطۀ پاشندگی امواج راستگرد و چپگرد در غیاب دو موج دیگر با در نظر گرفتن خود-میدان‌ها به ترتیب $k_1 = 0$ و $k_5 = 0$ می‌باشند و رابطۀ پاشندگی موج بار- فضا بدون در نظر گرفتن امواج




**شکل۲.** نمودار پاشندگی مربوط به ناپایداری دو جریانی (خط چین ناحیهٔ جفت شدگی و خط دایره‌ای نرخ رشد را نشان می‌دهد).

الکترومغناطیس $k_9 = 0$ است. شرط لازم و کافی برای اینکه دستگاه معادلهٔ (۲۸) دارای جواب باشد این است که دترمینان ضرایب مساوی صفر شود. با این فرض رابطهٔ پاشندگی امواج به صورت زیر به دست می‌آید:

$$k_1(k_5k_9 - k_6k_8) + k_2(k_6k_7 - k_4k_9) + k_3(k_4k_8 - k_5k_7) = 0, \quad (29)$$

معادلهٔ (۲۹) رابطهٔ پاشندگی امواج الکترواستاتیک و الکترومغناطیس جفت شده است که در طول باریکهٔ الکترونی با میدان مغناطیسی محوری و زمینهٔ پلاسما منتشر می‌شوند. در رابطهٔ (۲۹) اگر $\omega_p$ را برابر صفر بگیریم رابطهٔ پاشندگی امواج در لیزر الکترون آزاد با میدان مغناطیسی به دست می‌آید که در مرجع [۲۱] به دست آورده شده است و جفت شدگی شناخته شدهٔ لیزر الکترون آزاد از آن به دست می‌آید. در غیاب میدان مغناطیسی ویگلر و امواج الکترومغناطیس راستگرد و چپگرد رابطهٔ پاشندگی به صورت زیرخواهد شد:

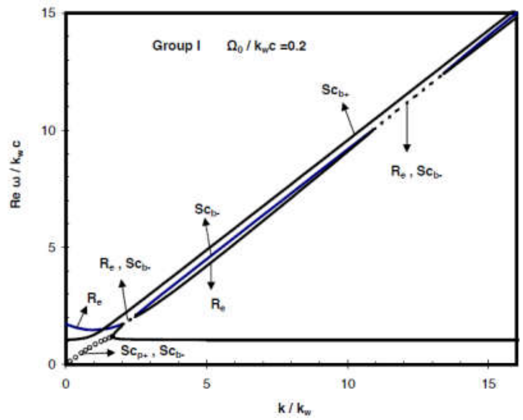
$$\frac{\omega_e^2}{\left(\omega - k\,v_{\parallel}\right)^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1. \quad (30)$$

رابطهٔ بالا رابطهٔ پاشندگی موج الکترواستاتیک در یک پلاسمای ساکن و باریکهٔ الکترونی است که با سرعت $v_{\parallel}$ در حال حرکت است که همان ناپایداری دو جریانی را ایجاد می‌کند. رابطهٔ پاشندگی (۳۹) بیانگر سه مد فیزیکی موج الکترواستاتیک است که عبارتند از ۱- مد بار- فضا انرژی مثبت $(Sc_{b+})$ مربوط به باریکه الکترونی، با رابطهٔ پاشندگی $\omega = kv_{\parallel} + \omega_e$ ۲- مد بار- فضا انرژی منفی $(Sc_{b-})$ مربوط به باریکهٔ با $\omega = kv_{\parallel} - \omega_e$ ۳- مد مربوط به نوسانات پلاسما $(Sc_p)$ با $\omega = \omega_p$. نمودار پاشندگی مربوط به رابطهٔ (۳۹) در شکل ۲ آمده است. در این شکل، نمودار قسمت حقیقی $\omega/\omega_e$ بر حسب $kc/\omega_e$ رسم شده است. قسمت خط چین، ناحیهٔ جفت شدگی امواج را نشان می‌دهد. همچنین در این شکل، نمودار قسمت موهومی $\omega/\omega_e$ (یا همان نرخ رشد امواج) بر حسب $kc/\omega_e$ مربوط به جفت شدگی امواج به عنوان محور دوم رسم شده است. این نمودار نشان می‌دهد که به ازای $k$های کوچک مد $Sc_{b-}$ مربوط به باریکهٔ الکترونی و مد $Sc_p$ مربوط به پلاسمای زمینه با هم جفت می‌شود، نرخ رشد این جفت شدگی با خط دایره‌ای نشان داده شده است. مقادیر پارامترهایی که در شکل ۲ به کار رفته اند عبارتند از $k_w = 2\ cm^{-1}$ و $\gamma_0 = 3$ و $B_w = 1kG$ و $n_e = 10^{12} cm^{-3}$ و $n_p = 1.2\times 10^{12} cm^{-3}$ است.

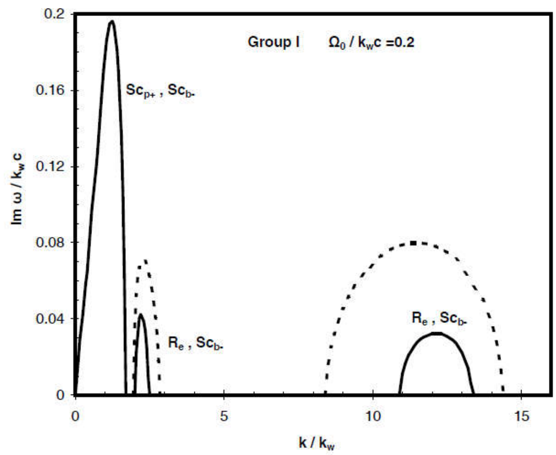
## ۴. حل عددی رابطهٔ پاشندگی

### مدارهای گروه $I$

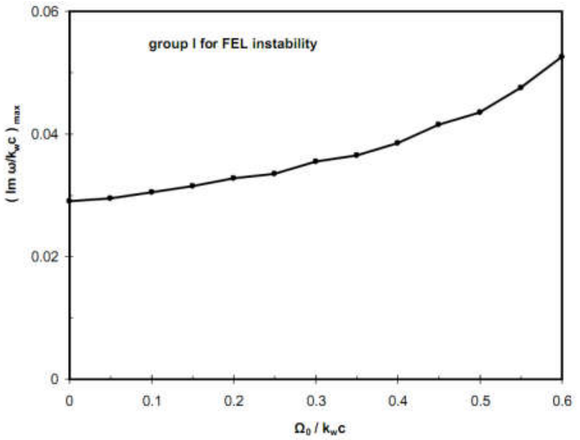
رابطهٔ پاشندگی (۲۹) به طور عددی برای مدارهای گروه $I$ به ازای $\Omega_0/k_w c = 0.2$ حل می‌شود. شکل ۳ نمودار پاشندگی امواج بار- فضا مربوط به باریکه $(Sc_{b\pm})$، مد بار- فضا مربوط به پلاسما $(Sc_p)$ و مد اسکیپ (escape) $(R_e)$ موج الکترومغناطیس را نشان می‌دهد. دو جفت شدگی بین مدهای $Sc_{b-}$ و $R_e$ دیده می‌شود که در شکل با خط چین نشان داده شده است که همان تشدید شناخته شده $FEL$ است. جفت شدگی بین مدهای $Sc_{b-}$ و $Sc_p$ با خط دایره‌ای در شکل ۳




**شکل۳.** نمودار $\mathrm{Re}\,\omega / k_w c$ بر حسب $k / k_w$ برای گروه $I$



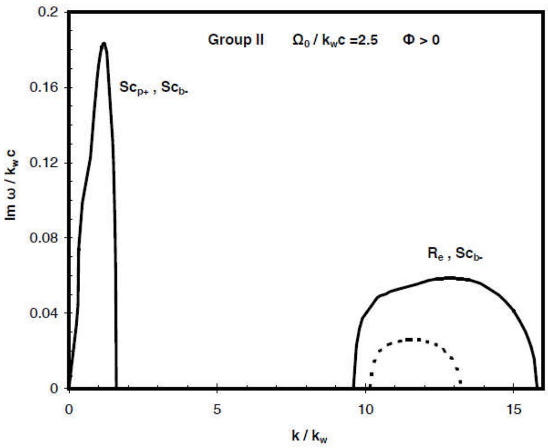

**شکل ۴.** $\mathrm{Im}\,k/k_w$ بر حسب $\omega/k_w c$ برای مدارهای گروه $I$ در حضور خود- میدان‌ها، منحنی خط چین مربوط به عدم حضور خود- میدان‌ها است.




**شکل۵.** نمودار بیشینهٔ نرخ رشد $\mathrm{Im}(\omega/k_w c)_{\max}$ بر حسب بسامد سیکلوترون بهنجار شده $\Omega_\circ/k_w c$ برای مدارهای گروه $I$ در حضور خود- میدان‌ها.

نشان داده شده است. شکل ۴ قسمت مختلط نمودار پاشندگی ( $\mathrm{Im}\,k/k_w$ بر حسب $\omega/k_w c$) برای جفت شدگی $FEL$ و جفت شدگی بین دو مد $Sc_{b-}$ و $Sc_p$ در شکل ۳ را نشان می‌دهد. در شکل ۴ ناپایداری $FEL$ از $k/k_w =$ ۱٫۹۵ شروع شده و در $k/k_w =$ ۲٫۵ پایان می یابد و سپس از $k/k_w =$ ۱۰٫۹ شروع شده و تا $k/k_w =$ ۱۳٫۴ ادامه می یابد. در قله اول ناپایداری $FEL$، بیشینه نرخ رشد در $k/k_w =$ ۲٫۲ اتفاق افتاده و مقدار آن برابر با ۰٫۰۴۲ است و در قله دوم مقدار نرخ رشد بیشینه برابر با ۰٫۰۳۲ بوده که در $k/k_w =$ ۱۲٫۲ رخ می دهد. ناپایداری دوجریانی از $k/k_w =$ ۰ شروع شده و تا $k/k_w =$ ۱٫۷ ادامه می‌یابد. بیشینه نرخ رشد ناپایداری دو جریانی در $k/k_w =$ ۱٫۲۵ با نرخ رشد ۰٫۱۹۵ رخ می‌دهد. در نمودار فوق ناپایداری $FEL$ در غیاب خود میدان‌ها به صورت خط چین رسم شده است. با مقایسهٔ نمودار در حضور و غیاب خود- میدان‌ها نتیجه می‌گیریم بیشینهٔ نرخ رشد با حضور خود میدان‌ها حدود ۵۹ درصد کاهش پیدا کرده است، همچنین پهنای ناحیهٔ ناپایداری $FEL$ هم کمتر شده است. قابل ذکر است که پهنای ناحیهٔ ناپایداری دوجریانی و بیشینه نرخ رشد آن با حضور خود میدان‌ها تغییر چندانی نکرده است.

در ادامه تأثیر بسامد سیکلوترون بهنجار شده $(\Omega_\circ/k_w c)$ را بر بیشینه نرخ رشد ناپایداری $FEL$ در حضور خود- میدان‌ها برای مدارهای گروه $I$ بررسی می‌کنیم. شکل ۵ تغییر بیشینهٔ نرخ رشد ناپایداری $FEL$ را بر حسب بسامد



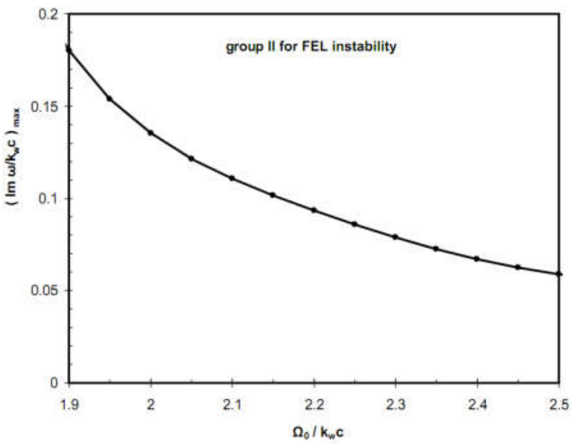

شکل ۶. $\mathrm{Im}\, k/k_w$ بر حسب $\omega/k_w c$ برای مدارهای گروه $II$ و $\Phi > ۰$ در حضور خود- میدان‌ها، منحنی خط چین مربوط به عدم حضور خود- میدان‌ها است.

سیکلوترون بهنجار شده برای مدارهای گروه $I$ نشان می‌دهد. این نمودار نشان می‌دهد که بیشینه نرخ رشد با افزایش بسامد سیکلوترون بهنجار افزایش می‌یابد.

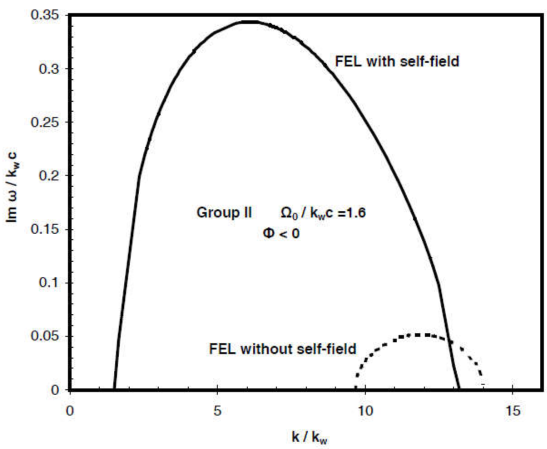
### مدار های گروه $II$ با $\Phi > ۰$

در مدارهای پایدار گروه $II$ برای ناحیهٔ $\Phi > ۰$، سرعت عرضی خیلی بزرگ نیست. در این گروه جفت شدگی بین مدهای $Sc_{b-}$ و $R_c$ و بین مدهای $Sc_{b-}$ و $Sc_p$ دیده می‌شود که نرخ رشد این جفت شدگی‌ها در شکل ۶ نشان داده شده است. در این شکل ناپایداری $FEL$ در غیاب خود میدان‌ها به صورت خط چین رسم شده است. در نمودار ۶ دیده می شود که ناپایداری $FEL$ در حضور خود میدان‌ها از $k/k_w = ۹/۶$ شروع و در $k/k_w = ۱۵/۸$ پایان می یابد. بیشینه نرخ رشد آن ۰/۰۵۹ است که این بیشینه در $k/k_w = ۱۳$ دیده می شود. همان طور که از شکل مشخص است پهنای ناحیهٔ ناپایداری $FEL$ در حضور خود میدان‌ها بیشتر شده است و بیشینهٔ نرخ رشد آن افزایش یافته است. ناحیه ناپایداری دوجریانی از $k/k_w = ۰$ شروع و تا $k/k_w = ۱/۶$ ادامه می‌یابد و بیشینه نرخ رشد آن در $k/k_w = ۱/۲$ رخ داده و دارای مقدار ۰/۱۸۳ است.

تأثیر بسامد سیکلوترون بهنجار شدهٔ $(\Omega_۰/k_w c)$ بر بیشینه نرخ رشد ناپایداری $FEL$ در حضور خود- میدان‌ها برای مدارهای




**شکل۷.** نمودار بیشینهٔ نرخ رشد $\mathrm{Im}(\omega/k_w c)_{\max}$ بر حسب بسامد سیکلوترون بهنجار شدهٔ $\Omega_۰/k_w c$ برای مدارهای گروه $II$ با $\Phi > ۰$ در حضور خود- میدان‌ها.




**شکل۸.** $\mathrm{Im}\, k/k_w$ بر حسب $\omega/k_w c$ برای مدارهای گروه $II$ و $\Phi < ۰$ در حضور خود- میدان‌ها، منحنی خط چین مربوط به عدم حضور خود- میدان‌ها است.

گروه $II$ با $\Phi > ۰$ در شکل ۷ نشان داده شده است. این نمودار نشان می‌دهد که بیشینهٔ نرخ رشد با افزایش بسامد سیکلوترون بهنجار کاهش می‌یابد.

### مدار های گروه $II$ با $\Phi < ۰$

برای مدارهای گروه $II$ ناحیه $\Phi < ۰$، سرعت عرضی تولید شده به وسیلهٔ میدان ویگلر $v_w$ به اندازهٔ کافی بزرگ است که باعث ایجاد جفت شدگی قوی میان موج الکترومغناطیس راستگرد و موج بار- فضا می‌شود. شکل ۸ $\mathrm{Im}\,\omega/k_w c$ را بر

حسب $k/k_w$ برای جفت شدگی $FEL$ بین مدهای $Sc_{b-}$ و $R_c$ برای مدارهای گروه $II$ و $\Phi > 0$ نشان می‌دهد. ناپایداری $FEL$ در حضور خود میدان‌ها از $k/k_w = 1/5$ شروع و در $k/k_w = 13/2$ پایان می‌یابد. بیشینه نرخ رشد آن ۰٫۳۴۴ است که این بیشینه در $k/k_w = 6/2$ دیده می‌شود. در این شکل ناپایداری $FEL$ در غیاب خود میدان‌ها به صورت خط چین رسم شده است. همان طور که در شکل مشاهده می‌شود نرخ رشد در این حالت به شدت افزایش می‌یابد، زیرا در این حالت سرعت عرضی تولید شده توسط ویگلر زیاد است. در مدارهای گروه $II$ با $\Phi < 0$ جفت شدگی بین مدهای $Sc_{b-}$ و $Sc_{p+}$ دیگر وجود ندارد. دلیل آن می‌تواند این باشد که سرعت عرضی بالا باعث حذف جفت شدگی بین مدهای $Sc_{b-}$ و $Sc_{p+}$ می‌شود.

## ۵. نتیجه‌گیری

در این مقاله ناپایداری لیزر الکترون آزاد با زمینهٔ پلاسما را در حضور میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی و میدان مغناطیسی محوری با درنظرگرفتن اثر خود- میدان‌ها در رژیم رامان بررسی کردیم. رابطهٔ پاشندگی تمام امواج الکترومغناطیس و الکترواستاتیک را به دست آوردیم. رابطهٔ پاشندگی به دست آمده را به طور عددی برای مدارهای گروه $I$ و $II$ حل کردیم. نرخ رشد امواج را برای ناپایداری $FEL$ و ناپایداری دو جریانی بین باریکهٔ الکترونی و پلاسمای ساکن نسبت به حالتی که اثر خود- میدان‌ها در نظر گرفته نمی‌شد، مقایسه کردیم. این مقایسه نشان داد که در مدارهای گروه $I$، بیشینه نرخ رشد برای ناپایداری $FEL$ با حضور خود- میدان‌ها کاهش پیدا کرد و پهنای ناحیه ناپایداری آن نیز کمتر شد. همچنین مشاهده کردیم که حضور خود- میدان‌ها تأثیری بر روی ناپایداری دو جریانی نداشت. در مدارهای گروه $II$ ملاحظه کردیم که بیشینه نرخ رشد برای ناپایداری $FEL$، با حضور خود- میدان‌ها افزایش پیدا کرده است. دلیل آن این است که خود- میدان‌ها برای مدارهای گروه $I$ باعث کاهش میدان مغناطیسی ویگلر مؤثر می‌شود، یعنی اثر دیامغناطیسی دارد در حالی که برای مدارهای گروه $II$ باعث افزایش میدان مغناطیسی ویگلر مؤثر می‌شود یعنی اثر پارامغناطیسی دارد. در ادامه به بررسی تأثیر بسامد سیکلوترونی بهنجار شدهٔ بر بیشینهٔ نرخ رشد در حضور خود- میدان‌ها برای مدارهای گروه $I$ و $II$ پرداختیم و ملاحظه کردیم که برای گروه $I$، بیشینه نرخ رشد با افزایش بسامد سیکلوترونی بهنجار شده افزایش می‌یابد ولی برای مدارهای گروه $II$ بیشینه نرخ رشد کاهش می‌یابد.

## ۶. پیوست

$$k_1 = \left(k_R^2 c^2 - \omega^2\right)\left[\omega - k_R v_\parallel - \Omega_0 - \frac{\omega_e^2}{\gamma_\parallel^2\left(k_R v_\parallel - \omega\right)}\right] + \omega_e^2\left(\omega - k_R v_\parallel\right) + \left(\frac{v_w^2}{c^2}\right)\left(\frac{k_R^2 c^2 - \omega^2}{2}\right)$$
$$\times\left\{\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1-\gamma_0^2\right) + \gamma_0^2\left[\Omega_0\left(1-\lambda\right) + \lambda\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right) + \lambda\, k_w v_\parallel + A_1\omega\left(k v_\parallel - \omega\right) + \left(\frac{\omega_e^2}{k_w^2 c^2}\right) k_w v_\parallel\right],\right.$$
$$\left. + \frac{\omega_e^2}{k_R v_\parallel - \omega}\right\} - \left(\frac{\omega\,\omega_e^2}{2}\right)\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega - \gamma_0\Omega_0\right)} - \omega_P^2 k_R v_\parallel$$

$$k_2 = \left(\frac{v_w^2}{c^2}\right)\left(\frac{k_L^2 c^2 - \omega^2}{2}\right)\left\{-\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1+\gamma^2\right) + \gamma^2\left[\Omega_0\left(1-\lambda\right) + \lambda\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right) + \lambda\, k_w v_\parallel\right.\right.$$
$$\left.\left. + A_1\omega\left(k v_\parallel - \omega\right)\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega + \gamma_0\Omega_0\right)} + \left(\frac{\omega_e^2}{k_w^2 c^2}\right) k_w v_\parallel\right] + \frac{\omega_e^2}{k_L v_\parallel - \omega}\right\} - \left(\frac{\omega\,\omega_e^2}{2}\right),$$

$$k_3=\left(\frac{v_w}{c}\right)\left(\frac{\omega}{\sqrt{2}}\right)\Bigg\{k\,c\big(\omega-k_R v_\parallel-\Omega_0\big)+\big(kv_\parallel-\omega\big)\Bigg[k_w c+\lambda\frac{c}{v_\parallel}\Bigg(\Omega_0-\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)\Big(\big(-k_w v_\parallel\big)$$

$$-k_w v_\parallel\big)-\left(\frac{\omega_e^2}{k_w c}\right)\times\left(2+\gamma_0^2\right)+\gamma_0^2\frac{v_\parallel}{c}\Bigg(\Omega_0\left(1-\lambda\right)+\lambda\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)+\lambda\,k_w v_\parallel+\left(\frac{\omega_e^2}{k_w^2c^2}\right)k_w v_\parallel\Bigg)\Bigg]$$

$$-kc\left(\frac{\omega_e^2}{\gamma_\parallel^2 k_w v_\parallel}\right)-kc\left(\frac{\omega_e^2}{\gamma_\parallel^2\left(k_R v_\parallel-\omega\right)}\right)-\omega_e^2\frac{v_\parallel}{c}\Bigg\}+\left(\frac{v_w^3}{c^3}\right)\left(\frac{\omega}{2\sqrt{2}}\right)kc\Bigg\{-2\gamma_0^2\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)+2\gamma_0^2$$

$$\times\Bigg[\Omega_0\left(1-\lambda\right)+\lambda\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)+\lambda k_w v_\parallel+A_1\omega\big(kv_\parallel-\omega\big)\left(1-\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\right)+\left(\frac{\omega_e^2}{k_w^2c^2}\right)k_w v_\parallel\Bigg]$$

$$+\left(\frac{\omega_e^2}{k_R v_\parallel-\omega}\right)+\left(\frac{\omega_e^2}{k_L v_\parallel-\omega}\right)\Bigg\},$$

$$k_4=\left(\frac{v_w^3}{c^3}\right)\left(\frac{k_R^2c^2-\omega^2}{2}\right)\Bigg\{\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1+\gamma_0^2\right)-\gamma_0^2\Bigg[\Omega_0\left(1-\lambda\right)+\lambda\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)+\lambda\,k_w v_\parallel$$

$$+A_1\omega\big(kv_\parallel-\omega\big)\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega-\gamma_0\Omega_0\right)}+\left(\frac{\omega_e^2}{k_w^2c^2}\right)k_w v_\parallel\Bigg]+\frac{\omega_e^2}{k_R v_\parallel-\omega}\Bigg\}-\left(\frac{\omega\,\omega_e^2}{2}\right),$$

$$k_5=\left(k_L^2c^2-\omega^2\right)\left[\omega-k_L v_\parallel+\Omega_0-\frac{\omega_e^2}{\gamma_\parallel^2\left(k_L v_\parallel-\omega\right)}\right]+\omega_e^2\left(\omega-k_L v_\parallel\right)+\left(\frac{v_w^2}{c^2}\right)\left(\frac{k_L^2c^2-\omega^2}{2}\right)\Bigg\{\left(-\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)$$

$$\times\left(1-\gamma_0^2\right)-\gamma_0^2\Bigg[\Omega_0\left(1-\lambda\right)+\lambda\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)+\lambda\,k_w v_\parallel A_1\omega\big(kv_\parallel-\omega\big)+\left(\frac{\omega_e^2}{k_w^2c^2}\right)k_w v_\parallel\Bigg]+\frac{\omega_e^2}{k_L v_\parallel-\omega}\Bigg\}$$

$$-\left(\frac{\omega\,\omega_e^2}{2}\right)\times\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega+\gamma_0\Omega_0\right)}-\omega_P^2k_L v_\parallel,$$

$$K_6=\left(\frac{v_w}{c}\right)\left(\frac{\omega}{\sqrt{2}}\right)\Bigg\{k\,c\big(\omega-k_L v_\parallel+\Omega_0\big)+\big(\omega-kv_\parallel\big)\Bigg(k_w c+\lambda\frac{c}{v_\parallel}\left(\Omega_0-\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)-k_w v_\parallel\right)$$

$$-\left(\frac{\omega_e^2}{k_w c}\right)\left(2+\gamma_0^2\right)+\gamma_0^2\frac{v_\parallel}{c}\Bigg[\Omega_0\left(1-\lambda\right)+\lambda\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)+\lambda\,k_w v_\parallel+\left(\frac{\omega_e^2}{k_w^2c^2}\right)k_w v_\parallel\Bigg]\Bigg)+\Bigg[\Bigg(\frac{\omega_e^2}{\gamma_\parallel^2k_w v_\parallel}\Bigg)$$

$$-\left(\frac{\omega_e^2}{\gamma_\parallel^2\left(k_L v_\parallel-\omega\right)}\right)\Bigg]kc-\omega_e^2\frac{v_\parallel}{c}\Bigg\}+\left(\frac{v_w^3}{c^3}\right)\left(\frac{\omega}{2\sqrt{2}}\right)kc\Bigg\{2\gamma_0^2\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)-2\gamma_0^2\Bigg[\Omega_0\left(1-\lambda\right)+\lambda\left(\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\right)$$

$$\times\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)+\lambda k_w v_\parallel+A_1\omega\big(kv_\parallel-\omega\big)\left(1-\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\right)+\left(\frac{\omega_e^2}{k_w^2c^2}\right)k_w v_\parallel\Bigg]+\left(\frac{\omega_e^2}{k_L v_\parallel-\omega}\right)+\left(\frac{\omega_e^2}{k_R v_\parallel-\omega}\right)\Bigg\},$$

$$K_7=\left(\frac{v_w}{c}\right)\left(k_R^2c^2-\omega^2\right)\frac{\lambda c}{\sqrt{2}v_\parallel}\left(\Omega_0-\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)-k_w v_\parallel\right)+\left(\frac{\omega_e^2}{\sqrt{2}}\right)\left(k_R c-\omega\frac{v_\parallel}{c}\right)+\big(\omega-kv_\parallel\big)^2\,\omega$$

$$\times\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega-\gamma_0\Omega_0\right)}-\omega\omega_P^2\frac{v_w v_\parallel}{\sqrt{2}c^2}+\frac{\Omega_w}{\sqrt{2}}B_2-\frac{\Omega_w}{\sqrt{2}}B_5+\omega_P^2k_R\frac{v_w}{\sqrt{2}},$$

$$K_8=-\left(\frac{v_w}{c}\right)\left(k_L^2c^2-\omega^2\right)\frac{\lambda c}{\sqrt{2}v_\parallel}\left(\Omega_0-\frac{\omega_e^2}{k_w v_\parallel}\left(1+\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)-k_w v_\parallel\right)+\left(\frac{\omega_e^2}{\sqrt{2}}\right)\left(k_L c-\omega\frac{v_\parallel}{c}\right)-\left(\omega-kv_\parallel\right)^2\omega$$

$$\times\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega-\gamma_0\Omega_0\right)}-\omega\omega_P^2\frac{v_w v_\parallel}{\sqrt{2}c^2}+\frac{\Omega_w}{\sqrt{2}}B_3-\frac{\Omega_w}{\sqrt{2}}B_6+\omega_P^2 k_L\frac{v_w}{\sqrt{2}},$$

$$K_9=\omega\left[\left(\omega-kv_\parallel\right)^2-\frac{\omega_P^2}{\gamma_\parallel^2}\right]-\left(\omega-kv_\parallel\right)^2\omega\left(1-\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\right)+\omega\omega_P^2\left(1-\frac{v_\parallel^2}{c^2}\right)+\frac{\Omega_w}{\sqrt{2}}B_4-\frac{\Omega_w}{\sqrt{2}}B_7,$$

که $\omega_P^2=4\pi e^2 n_P/m_0$ و

$$A_1=k_w\frac{v_w}{\sqrt{2}}+\frac{eB_w}{\gamma_0 m_0 c\sqrt{2}}+\frac{\gamma_0}{\sqrt{2}c^2}\left(\frac{eB_{0Z}}{\gamma_0 m_0 c}v_w-\frac{eB_w}{\gamma_0 m_0 c}v_\parallel\right),$$

$$B_1=\left[\omega-\left(\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}}\right)^2\left(\frac{2\omega}{\omega^2-\gamma_0^2\Omega_0^2}\right)\right],$$

$$B_2=\left(k_R^2c^2-\omega^2\right)-\frac{\omega k v_w}{\sqrt{2}}\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega-\gamma_0\Omega_0\right)}+\frac{\omega_P^2\omega}{\left(\omega-\gamma_0\Omega_0\right)}\left(1+\frac{\gamma_0^2\Omega_w^2}{2B_1\left(\omega-\gamma_0\Omega_0\right)}\right),$$

$$B_3=\frac{\omega k v_w}{\sqrt{2}}\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega+\gamma_0\Omega_0\right)}-\frac{\omega_P^2\omega}{2B_1}\left(\frac{\gamma_0^2\Omega_w^2}{\left(\omega^2-\gamma_0^2\Omega_0^2\right)}\right),$$

$$B_4=\frac{\omega k v_w}{\sqrt{2}}\left(1-\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\right)-\omega_P^2\omega\left(\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}B_1\left(\omega-\gamma_0\Omega_0\right)}\right),$$

$$B_5=-\frac{\omega k v_w}{\sqrt{2}}\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega-\gamma_0\Omega_0\right)}-\frac{\omega_P^2\omega}{2B_1}\left(\frac{\gamma_0^2\Omega_w^2}{\left(\omega^2-\gamma_0^2\Omega_0^2\right)}\right),$$

$$B_6=\left(k_L^2c^2-\omega^2\right)+\frac{\omega k v_w}{\sqrt{2}}\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}\left(\omega-\gamma_0\Omega_0\right)}+\frac{\omega_P^2\omega}{\left(\omega+\gamma_0\Omega_0\right)}\left(1+\frac{\gamma_0^2\Omega_w^2}{2B_1\left(\omega+\gamma_0\Omega_0\right)}\right),$$

$$B_7=\frac{\omega k v_w}{\sqrt{2}}\left(1-\frac{\omega_P^2}{B_1\omega}\right)+\omega_P^2\omega\left(\frac{\gamma_0\Omega_w}{\sqrt{2}B_1\left(\omega+\gamma_0\Omega_0\right)}\right).$$

.

## مراجع


1. B L Qian, *et al.*, *Phys.Plasma* **1** (1994) 4089.
2. A Sharma and V K Tripathi, *Phys. Fluids B* **5** (1993) 171.
3. A Sharma and V K Tripathi, *Phys. Plasmas* **3** (1996) 3116.
4. W Liu, *et al., Int. J. Infrared Millim. Waves* **25** (2004) 1053.
5. K H Tsui and A Serbeto, *Phys. Rev. E* **58** (1998) 5013.
6. K K Pant and V K Tripathi, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **22** (1994) 217.
7. J Parashar, *et al., J. Plasma Phys*. **58** (1997) 613.
8. S Babaei, and B Maraghechi, *Phys. Plasmas* **14** (2007) 053114.
9. T Mohsenpour and H Alirezaee, *Phys. Plasmas* **21** (2014) 082113.
10. T Mohsenpour and N Mehrabi, *Phys. Plasmas* **20** (2013) 082133.
11. T Mohsenpour and O K Rezaee Rami, *Phys. Plasmas* **21** (2014) 072113.
12. H Ehsani Amri and T Mohsenpour, *Phys. Plasmas* **23** (2016) 022101.
13. T Mohsenpour and H Ehsani Amri, *Chin. Phys. Lett.* **30** (2013) 034102.
14. س ابراهیمی و م اسماعیل زاده، *مجله پژوهش فیزیک ایران*

**۴**، ۳ (۱۳۸۳) ۲۹۷.

14. S Ebrahimi and M Esmaeilzadeh, *Iranian Journal of Physics Research* **4** 3 (2004) 297.

۱۵. ن اسماعیل دوست و س جعفری، مجله پژوهش فیزیک ایران **۱۶** ۴ (۱۳۹۵) ۳۵۱.

15. N Esmaeildoost and S Jafari, *Iranian Journal of Physics Research* **16** 4 (2017) 120.
16. P Weng-Bing and C Ra-Shen, *Int. J .Electronics* **65** (1988) 551.
17. A Serbeto and M Virginia Alves, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21** (1993) 243.
18. V Petrillo, *et al*., *Phys. Rev*. *E* **51** (1995) 6293.
19. R N Agarwal, *et al., IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** (1996) 1197.
20. S Babaei and B Maraghechi, *Phys. Plasmas* **15** (2008) 013102.
21. T Mohsenpour and B Maraghechi, *J. Plasma Physics* **81** (2015) 1.
22. T Kwan and J M Dawson, *Phys. Fluids* **22** (1979) 1089.
23. H P Freund, *et al., Phys. Rev. A* **26** (1982) 2004.
24. J E Willett, *et al., J. Plasma Phys*. **66** (2001) 301.
25. H P Freund, *et al*., *Phys. Fluids B* **5** (1993) 2318.
26. M Esmaeilzadeh, *et al., J. Plasma Physics* **71** (2005) 367.