

تحلیل عددی ایجاد میدان دنباله پالس میکروموج با پروفایل گاوسی در یک موجبر پلاسمایی

رضا فلاح*، سید محمد خراشادی زاده

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بیرجند، بیرجند، ایران

دریافت: 1396/06/28 ویرایش نهایی: 1397/04/20 پذیرش: 1397/07/09

چکیده

در این مقاله، انتشار پالس میکروموجی با نمایه گاوسی درون یک موجبر پلاسمایی مستطیلی در حضور یک میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی بررسی شده است. برای این منظور، با استفاده از معادلات ماکسول و معادلات هیدرودینامیکی سیال، معادله دیفرانسیلی برای پتانسیل دنباله پالس در موجبر محاسبه شده است. در ادامه با حل این معادله دیفرانسیل با استفاده از روش محاسباتی رانگ-کوتا مرتبه 4، توزیع میدان الکتریکی دنباله پالس (\vec{E}_w) در موجبر پلاسمایی با فرض اینکه طول زمانی پالس برابر با دوره زمانی موج پلاسمایی است، شبیه‌سازی شده و تأثیر شدت و فرکانس پالس، عرض موجبر، چگالی الکترونی پلاسمای و بزرگی میدان مغناطیسی خارجی بر انتشار پالس در موجبر و ایجاد میدان دنباله (ردپای پالس) بررسی گردیده است. نتایج عددی نشان می‌دهد که میدان دنباله پالس میکروموج، با افزایش شدت پالس، طول زمانی پالس و میدان مغناطیسی خارجی تقویت یافته و با افزایش چگالی پلاسمای، فرکانس پالس و عرض موجبر تضعیف می‌شود. بنابراین با بهینه‌سازی پارامترهای مربوط به پالس گاوسی و موجبر پلاسمایی، ایجاد میدان دنباله پالس قوی به منظور شتاب‌دهی ذرات باردار امکان‌پذیر می‌باشد.

کلیدواژگان: برهم‌کنش میکروموج با پلاسمای، میدان دنباله، موجبر پلاسمایی مستطیلی، پالس میکروموج گاوسی، میدان مغناطیسی خارجی

مقدمه

فیزیکی که باعث ایجاد موج پلاسمایی می‌شود، نیروی اثرگذار¹ پالس لیزر ($\vec{F}_p = -\vec{\nabla}I$) است که ناشی از وجود یک گرادیان در پروفایل شدت پالس لیزر است [1]. اگر یک پالس پرتوان از پلاسمای عبور کند، نیروی اثرگذار پالس سبب می‌شود که الکترون‌ها در نیمه جلویی پالس به‌علت گرادیان منفی شدت به سمت جلو و در پشت سر پالس به سمت عقب هل داده شوند، بنابراین این نیرو باعث جدایی بارها در پلاسمای شده و

شتاب‌دهی ذرات باردار همواره موضوعی جالب برای تحقیقات نظری و آزمایشگاهی در زمینه برهم‌کنش لیزر با پلاسمای بوده است و از سال 1979 که تاجیما و داوسون [1] برای اولین بار استفاده از پالس‌های کوتاه لیزری برای تحریک امواج پلاسمای به‌منظور شتاب‌دهی الکترون‌ها پیشنهاد دادند، کارهای نظری و تجربی فراوانی در این زمینه صورت گرفته است [2-10]. در شتاب‌دهنده‌های لیزر پلاسمایی، عامل

* نویسنده مسئول: rfallah@birjand.ac.ir

¹ Pondermotive Force

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

به استثنای تلاش‌هایی که برای ایجاد میدان دنباله در موجبر توسط بیم‌ها و دسته‌های الکترونی صورت گرفته است، لیزرها به‌طور گسترده برای شتابدهی ذرات باردار به کار گرفته شده و مقدار انرژی قابل توجهی هم برای ذرات باردار به دست آمده است. اما لیزرهای فوق کوتاه پرتوان بسیار گران و نگهداری آنها هزینه بر است، همچنین ابزارهای پیچیده و دقیقی برای اندازه‌گیری در مقیاس زمانی بسیار کوتاه نیاز است. از این رو از میکروموج‌ها نیز در تحقیقات نظری و آزمایشگاهی برای شتاب ذرات باردار از طریق فرآیند $\vec{v} \times \vec{B}$ و جذب رزونانس در طول برهم‌کنش موج ذره استفاده شده است [22-23]. در برخی تحقیقات آزمایشگاهی، پالس‌های کوتاه میکروموج برای تحریک موج یونی با دامنه غیرخطی در ناحیه جذب رزونانس استفاده شده است [24]. جولا و همکاران [25] با ارائه روشی متفاوت در یک موجبر پلاسمایی تحت تأثیر میدان مغناطیسی خارجی نشان دادند که موج برانگیخته شده توسط پالس میکروموج شدت بالا می‌تواند برای شتابدهی الکترون مفید باشد. همچنین در پژوهش‌هایی، ملیک [26-27] پیشنهاد داده است که از میدان مد قرار گرفته شده در موجبر پلاسمایی برای شتابدهی مؤثر الکترون‌ها می‌تواند استفاده شود.

لذا در این پژوهش، با توجه به ساختار کم‌هزینه سیستم‌های میکروموج و توانایی آن‌ها در شتابدهی قابل توجه ذرات باردار در پلاσμα، انتشار پالس میکروموجی با نمایه گاوسی در یک موجبر پلاسمایی مستطیلی در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی بررسی شده و با استفاده از روش عددی رانگ-کوتا مرتبه 4، توزیع میدان دنباله پالس میکروموج در موجبر شبیه‌سازی می‌شود. نتایج این مقاله می‌تواند در توسعه

یک میدان الکتریکی دنباله² پالس بسیار قوی ایجاد می‌شود [11-12] که به صورت طولی نسبت به زمینه ساکن یونی با فرکانس ω_p (مستقل از فرکانس پالس) نوسان کرده و زمینه‌ساز شتابدهی ذرات باردار می‌شود [13-15]. در شتاب‌دهنده‌های لیزر-پلاسمایی، از طریق مکانیسم‌های مختلف، امواج پلاسمایی با دامنه بلند و با سرعت فازی نزدیک به سرعت نور برانگیخته می‌شود. موج پلاσμα در واقع اختلال در چگالی الکترونی پلاسماست و انتقال انرژی مؤثر از موج پلاσμα به الکترون زمانی صورت می‌گیرد که سرعت الکترون با سرعت فاز موج پلاسمایی تقریباً برابر باشد [1]. در سال 2006 با استفاده از لیزرهای پرتوان توانسته‌اند در محیط پلاσμα و در فاصله چند سانتیمتر، الکترون‌ها را تا انرژی از مرتبه گیگا الکترون ولت شتاب دهند [16] این میزان شتابدهی از آنجا ناشی می‌شود که قدرت میدان الکتریکی در نقطه کانونی لیزرهای پرتوان به $10^{13} \frac{V}{m}$ می‌رسد [17]. از طرفی کینقام و بل [18] گزارش داده‌اند که میدان دنباله در اثر پاسخ غیرخطی پلاσμα به نیروی اثرگذار پالس پهن با شدت نسبتی تقویت می‌شود، اگر طول پالس بیشتر از نصف طول موج پلاسمایی باشد. همچنین در پژوهشی دیگر مشاهده شده است که دامنه میدان دنباله پالس در شدت‌های بالا بر اثر فرآیند یونیزاسیون گازها افزایش قابل توجهی می‌یابد [19]. از طرفی بررسی‌های تحلیلی بر روی میدان دنباله پالس در ساختار موجبر ساخته شده از دی‌الکتریک نشان داد که گرادیان شتابدهی الکترون‌ها و پوزیترون‌ها برای دسته‌های بار نانوکولنی متحرک با تعداد کم در محدوده 100-50 MV است [20]. بعلاوه در یک شتابدهنده دیگر، بیشینه گرادیان شتابدهی 155 MV برای دسته بار متحرک مستطیلی 2 nC پیش بینی شده است [21].

² Wakefield

در روابط بالا، \vec{E} و \vec{B} به ترتیب میدان الکتریکی و مغناطیسی میکروموج، $\vec{B}_0 = -B_0 \hat{i}$ میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی، $n_{i,e}$ چگالی الکترونی (یونی) پلاسما، \vec{u} سرعت میانگین الکترون، $E_W = -\frac{\partial \phi_W}{\partial z}$ میدان دنباله و ϕ_W پتانسیل دنباله پالس می‌باشد. توزیع میدان الکتریکی پالس میکروموج در موجبر به صورت $\vec{E} = \hat{j} E(\xi) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)$ در $\vec{B} = \hat{i} B_x(\xi) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) + \hat{k} B_z(\xi) \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)$ نظر گرفته می‌شود که $\xi = z - u_g t$ می‌باشد. برای بررسی انتشار پالس میکروموج در پلاسما از تئوری اختلال استفاده می‌شود، لذا با در نظر گرفتن چگالی الکترونی اختلالی n'_e و نوشتن رابطه‌های 1-4 به صورت مؤلفه‌ای، روابط زیر نتیجه می‌شود:

$$-\frac{u_g \partial n'_e}{\partial \xi} + \frac{n_e \partial u_z}{\partial \xi} + \frac{u_z \partial n'_e}{\partial \xi} = 0 \quad 6$$

$$-\frac{u_g \partial u_x}{\partial \xi} + \frac{u_z \partial u_x}{\partial \xi} + \frac{e u_y B_z(\xi)}{m_e} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) = 0 \quad 7$$

$$\frac{-u_g \partial u_y}{\partial \xi} + \frac{u_x \partial u_y}{\partial x} + \frac{u_z \partial u_y}{\partial \xi} = \frac{-e E(\xi) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)}{m_e} + \frac{e u_x B_z(\xi) \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right)}{m_e} - \frac{e u_z B_x(\xi) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)}{m_e} + \frac{e u_y B_0}{m_e} \quad 8$$

$$-\frac{u_g \partial u_z}{\partial \xi} + \frac{u_x \partial u_z}{\partial x} + \frac{u_z \partial u_z}{\partial \xi} = \frac{e}{m_e} \frac{\partial \phi_W}{\partial \xi} + \frac{e u_y B_x(\xi)}{m_e} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) - \frac{e u_y B_0}{m_e} \quad 9$$

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} = -u_g \frac{\partial B_x}{\partial \xi} \quad 10$$

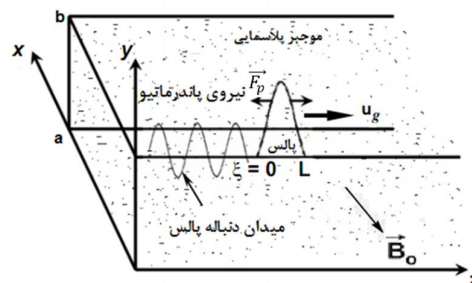
$$\frac{\pi}{a} E(\xi) = u_g \frac{\partial B_z}{\partial \xi} \quad 11$$

$$\mu_e (n_e + n'_e) u_y + \left(\frac{u_g}{c^2} \frac{\partial E(\xi)}{\partial \xi} + \frac{\pi B_z(\xi)}{a} + \frac{\partial B_x(\xi)}{\partial \xi} \right) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) = 0 \quad 12$$

$$\frac{\partial^2 \phi_W}{\partial \xi^2} = \frac{e n'_e}{\epsilon} \quad 13$$

که در روابط بالا $u_g = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\pi^2 c^2}{\omega^2 a^2}}$ سرعت

شتاب‌دهنده‌های ذرات باردار با استفاده از پالس‌های میکروموج به جای لیزرهای پرتوان مفید باشد.



شکل 1. شما تیک ایجاد میدان دنباله در موجبر پلاسمایی.

انتشار پالس میکروموج در موجبر پلاسمایی

مطابق شکل 1 سیستمی فرض می‌شود که در آن یک پالس میکروموج با فرکانس زاویه‌ای ω ، شدت I_0 و پهنای زمانی τ ($\tau = \frac{2\pi}{\omega_p}$) از یک موجبر مستطیلی (به عرض a و ارتفاع b) پر شده با یک پلاسما سرد با چگالی n_0 عبور می‌کند. همچنین فرض می‌شود در این فرآیند یون‌ها بی‌حرکتند و پلاسما بدون برخورد و همگن بوده و تحت تأثیر یک میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی قرار دارد. با انتشار پالس در پلاسما، در پشت سر آن یک میدان الکتریکی طولی (میدان دنباله) ایجاد می‌شود. معادلات حاکم بر انتشار پالس در موجبر، معادلات ماکسول و معادلات هیدرودینامیکی سیال هستند که به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n_e \vec{u}) = 0 \quad 1$$

$$\frac{d\vec{p}}{dt} + n_e e (\vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} + \vec{u} \times \vec{B}_0) = 0 \quad 2$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} - \mu_0 \vec{j} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0, \quad \vec{j} = -n_e e \vec{u} \quad 3$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \quad 4$$

$$\epsilon \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_W - e(n_i - n_e) = 0 \quad 5$$

میدان دنباله کویتر به منظور شتاب‌دهی بیشتر ذرات باردار ایفاء کنند. به علاوه محاسبات نشان می‌دهند که اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی در موجبر پلاسما می‌تواند برهم‌کنش پالس میکروموج با پلاسما را تحت تأثیر قرار داده و باعث تغییر (تقویت یا تضعیف) پتانسیل دنباله پالس (میدان دنباله) شود. رابطه 15 نشان می‌دهد که حضور میدان مغناطیسی خارجی با جهت‌گیری مناسب، می‌تواند سبب ایجاد نیروی شده (جمله دوم سمت راست) که به کمک نیروی اثرگذار پالس (جمله اول سمت راست) آمده و اثر آن را تقویت می‌کند، در این حالت تقویت میدان دنباله پالس و در نتیجه، افزایش شتاب‌دهی الکترون قابل انتظار است. برای پالس میکروموج با پروفایل گاوسی، توزیع طولی میدان الکتریکی آن به صورت $E(\xi) = E_0 \exp(-\frac{(\xi - \frac{L}{2})^2}{W_0^2})$ در نظر گرفته می‌شود که دامنه E_0 توزیع میدان الکتریکی، L طول پالس و W_0 با جای‌گذاری $\xi_{E=E_0} - \xi_{E=\frac{1}{2}E_0}$ می‌باشد [15]. با استفاده از روابط 10-11، رابطه زیر برای پتانسیل دنباله پالس میکروموج با نمایه گاوسی به دست می‌آید:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \phi_w}{d\xi^2} + \frac{\omega_p^2}{u_g^2} \phi_w = & \frac{ec^2 E_0^2 \sin^2(\frac{\pi x}{a})}{2m_e u_g^4} \left[e^{-\frac{2(\xi - \frac{L}{2})^2}{W_0^2}} \left(1 - \frac{u_g^2}{c^2}\right) - \right. \\ & \left. \frac{\pi^3 W_0^2 \operatorname{erf}\left(\frac{\xi - \frac{L}{2}}{W_0}\right)^2}{4a^2} \right] + \\ & \frac{ec^2 B_0 E_0 \sin(\frac{\pi x}{a})}{m_e u_g^3} \left[e^{-\frac{(\xi - \frac{L}{2})^2}{W_0^2}} \left(1 - \frac{u_g^2}{c^2}\right) - \right. \\ & \left. \frac{\pi^2 \sqrt{\pi} W_0}{2a^2} \left[\frac{W_0 e^{-\frac{(\xi - \frac{L}{2})^2}{W_0^2}}}{\sqrt{\pi}} + \left(\xi - \frac{L}{2}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{\xi - \frac{L}{2}}{W_0}\right) \right] \right] \end{aligned} \quad 16$$

در ادامه به منظور بررسی ایجاد میدان دنباله پالس در موجبر پلاسما، معادله دیفرانسیل مربوط به پتانسیل

گروه پالس در موجبر پلاسما، $\omega_p^2 = \frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0}$ فرکانس پلاسما، m_e جرم الکترون، c سرعت نور در خلأ است. در محاسبه روابط 9-6 فرض شده است که سرعت حرکت الکترون در جهت عرض موجبر (محور x) یکنواخت است لذا $\frac{\partial u_x}{\partial x} = 0$ در نظر گرفته شده، همچنین تغییرات چگالی اختلالی پلاسما در جهت عرض موجبر ناچیز فرض شده، بنابراین $\frac{\partial n'_e}{\partial x} = 0$ لحاظ شده است. با در نظر گرفتن یک رژیم نسبیته ضعیف که $n'_e \ll n_0$ رابطه زیر از ترکیب روابط 12-6 به دست می‌آید.

$$\begin{aligned} -\frac{u_g^2}{n_0} \frac{dn_e}{d\xi} = & \frac{e}{m_e} \frac{d\phi_w}{d\xi} - \\ & \frac{B_x(\xi) \sin^2(\frac{\pi x}{a})}{\mu n_0 m_e} \left[\frac{u_g}{c^2} \frac{\partial E(\xi)}{\partial \xi} + \frac{\pi B_z(\xi)}{a} + \right. \\ & \left. \frac{\partial B_x(\xi)}{\partial \xi} \right] + \frac{B_0 \sin(\frac{\pi x}{a})}{\mu n_0 m_e} \left[\frac{u_g}{c^2} \frac{\partial E(\xi)}{\partial \xi} + \frac{\pi B_z(\xi)}{a} + \right. \\ & \left. \frac{\partial B_x(\xi)}{\partial \xi} \right] \end{aligned} \quad 14$$

با انتگرالگیری از رابطه بالا، با فرض اینکه تمام کمیت‌ها در $\xi \rightarrow \infty$ حذف می‌شوند، همچنین استفاده از رابطه‌های 10-11 و 13، در نهایت معادله دیفرانسیلی برای پتانسیل دنباله پالس میکروموج (ϕ_w) در موجبر پلاسما در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی \vec{B}_0 به صورت زیر محاسبه می‌شود.

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \phi_w}{d\xi^2} + \frac{\omega_p^2}{u_g^2} \phi_w = & \frac{ec^2 \sin^2(\frac{\pi x}{a})}{2m_e u_g^4} [E^2(\xi) \left(1 - \frac{u_g^2}{c^2}\right) - \\ & \frac{2\pi u_g}{a} \int E(\xi) B_z(\xi) d\xi] + \\ & \frac{ec^2 B_0 \sin(\frac{\pi x}{a})}{m_e u_g^3} [E(\xi) \left(1 - \frac{u_g^2}{c^2}\right) - \\ & \frac{\pi u_g}{a} \int B_z(\xi) d\xi] \end{aligned} \quad 15$$

رابطه بالا و محاسبات انجام شده به وضوح نشان می‌دهند که پتانسیل دنباله پالس (ϕ_w) به توزیع میدان الکتریکی میکروموج و ویژگی‌های موجبر پلاسما بستگی دارد، بنابراین پارامترهای فیزیکی مربوط به پالس و موجبر پلاسما می‌توانند نقش مهمی در ایجاد

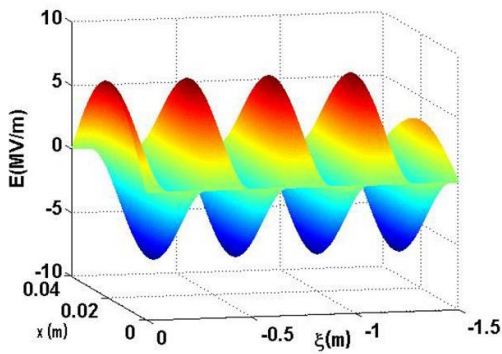
پارامترهای مهمی در ایجاد میدان دنباله پالس قوی به‌منظور شتاب‌دهی ذرات باردار باشند. از طرفی با توجه به انتشار پالس میکروموج در موجبر پلاسمایی و اینکه سرعت گروه پالس در آن به‌صورت $u_g = c\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{c^2 \pi^2}{\omega^2 a^2}}$ بیان می‌شود، مشاهده می‌شود که برای مقادیر خاص از ابعاد موجبر، فرکانس پالس و چگالی الکترونی پلاسما، سرعت گروه صفر شده و اصطلاحاً حالت قطع در موجبر اتفاق می‌افتد و پالس میکروموج در آن منتشر نمی‌شود. فرکانس قطع در موجبر پلاسمایی مستطیلی فرض شده به‌صورت $f_c = \sqrt{f_p^2 + \frac{c^2}{4a^2}}$ محاسبه می‌شود که نشان می‌دهد فرکانس قطع به‌عرض موجبر به‌صورت معکوس و به‌فرکانس پلاسما به‌صورت مستقیم بستگی دارد. بنابراین در شکل 3 به‌منظور مشاهده بهتر میزان تأثیر ابعاد موجبر بر فرکانس قطع، تغییرات فرکانس قطع برحسب عرض موجبر برای حالتی که چگالی پلاسما به‌ترتیب $3.1 \times 10^{15} m^{-3}$ و $1.24 \times 10^{16} m^{-3}$ باشد رسم شده است. بررسی شکل 3 و رابطه فرکانس قطع نشان می‌دهد که با افزایش ابعاد موجبر، فرکانس قطع کاهش می‌یابد. همچنین این شکل نشان می‌دهد با افزایش چگالی الکترونی پلاسما مقدار فرکانس قطع افزایش می‌یابد به‌طوری‌که برای حالتی که عرض موجبر 4cm باشد، با افزایش چگالی پلاسما از مقدار $3.1 \times 10^{15} m^{-3}$ به $3.45 \times 10^{16} m^{-3}$ فرکانس قطع از 3.78 GHz به 4.1 GHz افزایش پیدا می‌کند. بنابراین در انتشار پالس میکروموج در موجبر پلاسمایی (داشتن فرکانس قطع پایین)، باید در انتخاب ابعاد موجبر و چگالی الکترونی پلاسمایی که آن را پر می‌کند، دقت شود.

دنباله φ_w با روش رانگ-کوتا مرتبه 4 حل می‌شود و توزیع میدان دنباله پالس میکروموج ($\vec{E}_w = -\vec{\nabla}\varphi_w$) برای مقادیر مختلف شدت پالس (I) فرکانس پالس (f)، عرض موجبر (a)، بزرگی میدان مغناطیسی خارجی (B_0) و چگالی الکترونی پلاسما (n_0) شبیه‌سازی می‌شود.

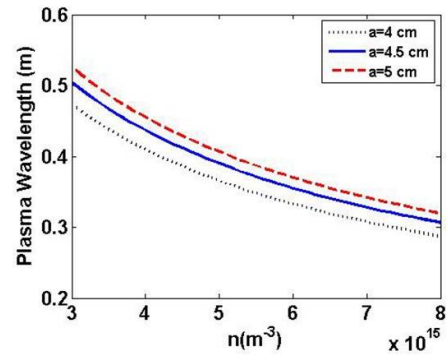
تحلیل عددی

در این قسمت با حل عددی رابطه 16 تغییرات میدان دنباله ناشی از عبور پالس میکروموجی با نمایه گاوسی در یک موجبر پلاسمایی مستطیلی، برای پارامترهای مختلف مربوط به پالس و موجبر رسم و تحلیل می‌شود. لذا برای انجام محاسبات عددی، شرایط اولیه‌ای فرض می‌شود که پتانسیل دنباله پالس φ_w و مشتق آن $\frac{d\varphi_w}{d\xi}$ در $L = \xi = 0$ صفر باشد. با استفاده از این شرایط اولیه، توزیع میدان دنباله در $\xi < 0$ (پشت سر پالس) شبیه‌سازی می‌شود، اما قبل از آن باید شرایط انتشار پالس در موجبر پلاسمایی بررسی شود.

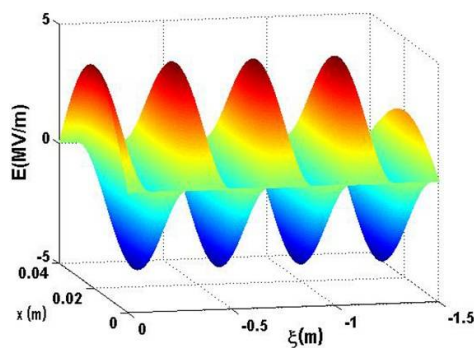
شکل 2 تغییرات طول موج پلاسما برحسب چگالی الکترونی پلاسما را برای حالتی که فرکانس پالس میکروموج $f = 6 \text{ GHz}$ است را نشان می‌دهد. با توجه به این شکل می‌توان مشاهده کرد که با افزایش چگالی پلاسما، طول موج پلاسما کاهش یافته و فرکانس پلاسمایی ω_p افزایش پیدا می‌کند. بنابراین با توجه به رابطه سرعت گروه پالس و وابستگی آن به فرکانس موج پلاسما، می‌توان انتظار داشت که با افزایش چگالی پلاسما، سرعت گروه پالس در موجبر مستطیلی کاهش یابد. همچنین شکل 1 نشان می‌دهد که با افزایش عرض موجبر (a)، طول موج پلاسما در مقایسه با حالت قبل افزایش یافته و در نتیجه افزایش سرعت گروه پالس (u_g) نیز انتظار می‌رود. بنابراین چگالی پلاسما و عرض موجبر (در حالت کلی ابعاد موجبر) می‌توانند



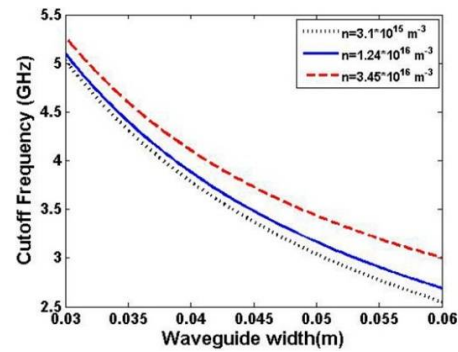
شکل 5. تغییرات میدان دنباله پالس در موجبر برای شدت پالس $I = 2 \times 10^{10} \frac{W}{m^2}$



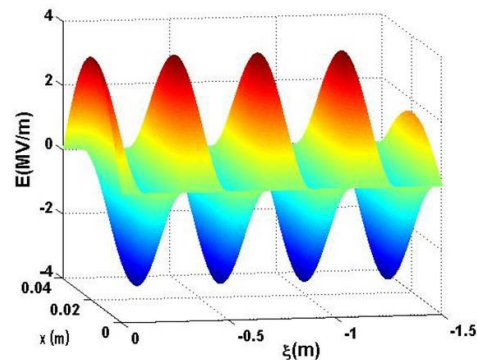
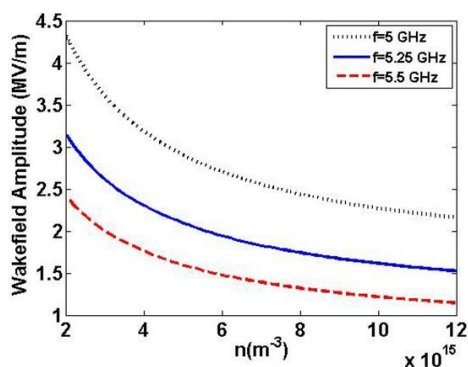
شکل 2. تغییرات طول موج پلاسما برحسب چگالی الکترونی.



شکل 6. تغییرات میدان دنباله در موجبر مستطیلی به عرض $a=4$ cm برای $B_0=3$ mT.



شکل 3. تغییرات فرکانس قطع در موجبر پلاسمایی برحسب عرض موجبر.



شکل 4. توزیع میدان دنباله پالس میکروموج در موجبر پلاسمایی برای $f = 5$ GHz $I = 10^{10} \frac{W}{m^2}$

شکل 7. تغییرات ماکزیمم دامنه میدان دنباله پالس برحسب چگالی الکترونی پلاسما برای $B_0=1$ mT و $I = 10^{10} \frac{W}{m^2}$

شکل به وضوح نشان می‌دهد که افزایش فرکانس پالس سبب تضعیف میدان دنباله پالس شده اما پهن شدن پالس (افزایش τ) می‌تواند باعث افزایش دامنه میدان دنباله شود به طوری که برای حالتی که فرکانس پالس میکروموج 5 GHz ، چگالی الکترونی $n_0 = 3.1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ است، افزایش پهنای پالس از $\tau < 0.5 \text{ ns}$ (f_p^{-1} به 2 ns) باعث افزایش دامنه میدان دنباله از $1.82 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ به $4.35 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ می‌شود. در شکل 9 برای بررسی دقیق‌تر میزان تأثیر عرض موجبر و چگالی پلاسما بر این فرآیند، تغییرات بیشینه دامنه میدان دنباله پالس برحسب عرض موجبر برای دو چگالی پلاسمایی مختلف رسم شده است. از بررسی این شکل نتیجه می‌شود که با افزایش عرض موجبر، ماکزیمم دامنه میدان دنباله کاهش یافته و برای حالتی که چگالی پلاسما $3.1 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ است مقدار آن از $3.54 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ برای عرض موجبر 4 cm به مقدار $0.57 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ برای عرض موجبر 6 cm می‌رسد. برای توجیه این رفتار می‌توان گفت که با افزایش عرض موجبر پلاسمایی از 4 cm به 6 cm ، سرعت گروه پالس از $1.96 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ به $2.58 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ افزایش می‌یابد، بنابراین با توجه به رابطه 16 با افزایش سرعت گروه پالس و ثابت ماندن سایر پارامترهای تأثیرگذار، پتانسیل دنباله (میدان دنباله پالس) کاهش می‌یابد. از طرفی با افزایش عرض موجبر پلاسمایی، فرکانس قطع نیز کاهش یافته و برای $a = 6 \text{ cm}$ ، مقدار آن $f_c = 2.55 \text{ GHz}$ محاسبه می‌شود. همچنین از شکل 9 مشاهده می‌شود که با افزایش چگالی پلاسما، دامنه میدان دنباله پالس در موجبر کاهش می‌یابد. لازم به ذکر است که در انجام تحلیل عددی، فرض شده است که طول زمانی پالس برابر دوره زمانی موج پلاسمایی باشد ($\tau = f_p^{-1}$)، لذا با افزایش پهنای زمانی پالس (کاهش چگالی پلاسما)، میدان دنباله پالس قویتری در موجبر پلاسمایی ایجاد خواهد شد.

جهت گیری میدان مغناطیسی خارجی، می‌تواند بر فرآیند ایجاد میدان دنباله پالس در موجبر بسیار تأثیرگذار باشد. علاوه بر این همان‌طور که قبلاً در شکل 2 نشان داده شد، چگالی الکترونی پلاسمایی که موجبر را پر می‌کند نیز نقش مهمی در انتشار پالس در موجبر ایفاء می‌کند. بنابراین در شکل 7 تغییرات دامنه میدان دنباله پالس برحسب چگالی الکترونی پلاسما برای حالتی که عرض موجبر مستطیلی 4 cm و فرکانس پالس میکروموج به ترتیب 5 GHz ، 5.25 GHz و 5.5 GHz باشد رسم شده است. بررسی این شکل نشان می‌دهد که با افزایش چگالی پلاسما، میدان دنباله به تدریج تضعیف می‌شود و دامنه آن برای حالتی که فرکانس پالس 5 GHz است از $4.32 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ برای چگالی پلاسما $2 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ به $2.16 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ برای چگالی $1.2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ می‌رسد. لازم به ذکر است که با افزایش چگالی الکترونی پلاسما از $2 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ به $1.2 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ، فرکانس قطع نیز از 3.77 GHz به 3.87 GHz افزایش می‌یابد که با فرکانس 5 GHz پالس میکروموج هنوز اختلاف مقدار دارد. به علاوه این شکل نشان می‌دهد که افزایش فرکانس پالس سبب تضعیف میدان دنباله می‌شود، به طوری که برای حالتی که چگالی پلاسما $2 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$ است، با افزایش فرکانس پالس از 5 GHz به 5.5 GHz ، سرعت گروه پالس از $1.97 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ به $2.185 \times 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ افزایش یافته و در نتیجه دامنه میدان دنباله از $4.31 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ به $2.4 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ کاهش می‌یابد. لذا این‌طور می‌توان نتیجه گرفت که افزایش 11 درصدی سرعت گروه پالس در موجبر، کاهش 44 درصدی دامنه میدان دنباله پالس را در پی دارد. در شکل 8، برای درک بهتر اثر پارامترهای مربوط به پالس بر فرآیند ایجاد میدان دنباله در موجبر پلاسمایی، تأثیر فرکانس و پهنای زمانی پالس میکروموج بر بیشینه دامنه میدان دنباله نشان داده شده است. این

نتیجه‌گیری

مرجع‌ها

- [1] T. Tajima, J.M. Dawson, Laser Electron Accelerator, *Physical Review Letters* **43** (1997) 267.
- [2] M. Litos *et al.*, high-efficiency acceleration of an electron beam in a plasma wakefield accelerator, *Nature* **515** (2014) 92.
- [3] W.P. Leemans *et al.*, Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Sub petawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime, *Physical Review Letters* **113** (24) (2014) 245002.
- [4] A.J.W. Reitsma, D.A. Jaroszynski, Coupling of longitudinal and transverse motion of accelerated electrons in laser wakefield acceleration, *Laser and Particle Beams* **22** (2004) 407.
- [5] A.F. Lifschitz, J. Faure, Y. Glinec, V. Malka, P. Mora, Proposed scheme for compact GeV laser plasma accelerator, *Laser and Particle Beams* **24** (2006) 255-59.
- [6] P.V. Nickles *et al.*, Review of ultrafast ion acceleration experiments in laser plasma at Max Born Institute, *Laser and Particle Beams* **25** (2007) 347.
- [7] X.Y. Wu, P.X. Wang, and S. Kawata, Mechanism of electron acceleration by chirped laser pulse, *Applied Physics Letters* **100** (2012) 221109.
- [8] A.F. Lifschitz, J. Faure, Y. Glinec, V. Malka, P. Mora, Proposed scheme for compact GeV laser plasma accelerator, *Laser and Particle Beams* **24** (2006) 255.
- [9] E. Esarey, C.B. Schroeder, W.P. Leemans, Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, *Reviews of Modern Physics* **81** (2009) 1229.
- [10] L.M. Gorbunov, P. Mora, A.A. Solodov Dynamics of a plasma channel created by the wakefield of a laser pulse, *Physics of Plasmas* **10** (2003) 1124.
- [11] R. Fallah, S.M. Khorashadizadeh, Influence of Gaussian, super-Gaussian, and cosine-Gaussian pulse properties on

در این مقاله، انتشار پالس میکروموجی با نمایه گاوسی در یک موجبر مستطیلی پر شده با یک پلاسما کم‌چگال در حضور میدان مغناطیسی خارجی بررسی شد. برای این منظور با استفاده از معادلات حاکم بر پلاسما، رابطه‌ای برای پتانسیل الکتریکی دنباله پالس (ردپای پالس) محاسبه گردید، سپس با استفاده از محاسبات عددی توزیع میدان الکتریکی دنباله پالس درون موجبر پلاسمایی بر حسب پارامترهای مختلف مربوط به پالس و موجبر شبیه‌سازی و بررسی شد. نتایج تحلیل عددی نشان می‌دهد که میدان دنباله به شدت به ابعاد موجبر بستگی دارد و با افزایش ابعاد موجبر، سرعت گروه افزایش یافته و در نتیجه آن، دامنه میدان دنباله پالس کاهش پیدا می‌کند. به علاوه محاسبات نشان می‌دهد که چگالی پلاسما، شدت، پهنا و فرکانس پالس نیز بر فرآیند ایجاد میدان دنباله تأثیرگذار بوده، به گونه‌ای که افزایش شدت و پهناي زمانی پالس باعث تقویت میدان دنباله شده، درحالی‌که افزایش فرکانس پالس و چگالی الکترونی پلاسما سبب تضعیف آن می‌شود. همچنین نتایج نشان می‌دهد که بزرگی و جهت میدان مغناطیسی خارجی می‌تواند باعث تغییر در فرآیند ایجاد پتانسیل دنباله شود و حضور آن در موجبر، به بروز اختلال بیشتر در پلاسما منجر شده و در نتیجه می‌تواند با جهت‌گیری مناسب به ایجاد میدان دنباله قوی‌تر کمک کند. بنابراین با توجه به نتایج تحلیل عددی، برای ایجاد میدان دنباله پالس قوی به منظور شتاب‌دهی ذرات باردار، پیشنهاد می‌شود پالس میکروموج گاوسی با شدت بالا و فرکانس کم در یک موجبر باریک که با پلاسمایی با چگالی کم پر شده و تحت تأثیر یک میدان مغناطیسی قوی با جهت‌گیری خاص قرار دارد منتشر شود.

- acceleration scheme, *Physical Review Letters* **65** (1990) 2386.
- [23] Y. Nishida, T. Okazaki, N. Yugami, T. Nagasawa, Excitation of large-amplitude ion-wave wake fields, *Physical Review Letters* **66** (1991) 2328.
- [24] Y. Nishida, S. Kusaka, N. Yugami Excitation of wakefield and electron acceleration by short microwave pulse, *Physica Scripta* **52** (1994) 65.
- [25] S.K. Jawla, Kumar S, H.K. Malik, Evaluation of mode fields in a magnetized plasma waveguide and electron acceleration, *Optics Communications* **251** (2005) 346.
- [26] H.K. Malik, Application of obliquely interfering TE₁₀ modes for electron energy gain, *Optics Communications* **278** (2007) 387.
- [27] H.K. Malik, Analytical calculation of wake field generated by microwave pulses in plasma filled waveguide for electron acceleration, *Journal of applied physics* **104** (2008) 053308.
- the electron acceleration in a homogeneous plasma, *IEEE Transactions on Plasma Science* **46** (6) (2018) 2085.
- [12] H. K. Malik, S. Kumar, Y. Nishida, Electron acceleration by laser produced wake field: Pulse shape effect, *Optics Communications* **280** (2007) 417.
- [13] R. Fallah, S.M. Khorashadizadeh, Electron acceleration in a homogeneous plasma by Bessel-Gaussian and Gaussian pulses, *Contributions to Plasma Physics* **58** (9) (2018) 878.
- [14] P. Sprangle *et al.*, Wakefield generation and GeV acceleration in tapered plasma channels, *Physical Review E* **63** (2001) 56405.
- [15] H.R. Askari, A. Shahidani, Influence of properties of the Gaussian laser pulse and magnetic field on the electron acceleration in laser-plasma interactions, *Optics & Laser Technology* **45** (2013) 613.
- [16] W.P. Leemans *et al.*, GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator, *Nature physics* **2** (2006) 696.
- [17] H. Schwoerer, Particle acceleration with lasers, *South African Journal of Science* **104** (2008) 299.
- [18] R.J. Kingham, A.R. Bell, Enhanced wakefields for the 1D laser wakefield accelerator, *Physical Review Letters* **79** (1997) 4810.
- [19] N.E. Andreev, M.V. Chegotov, M. E. Veisman, Wakefield generation by elliptically polarized femtosecond laser pulse in ionizing gases, *IEEE Transaction Plasma Science* **28** (2000) 1098.
- [20] T.B. Zhang, J.L. Hirshfield, T.C. Marshall, B. Hafizi, Stimulated dielectric wake-field accelerator, *Physical Review E* **56** (1997) 4647.
- [21] S.Y. Park, J.L. Hirshfield, Theory of wakefields in a dielectric-lined waveguide, *Physical Review E* **62** (1997) 1266.
- [22] Y. Nishida, T. Shinozaki, Resonant wave-particle interactions in $\vec{v} \times \vec{B}$