



تأثیر میدان‌های متعامد مغناطیسی و الکتریکی بر شار ذرات با جنس و ابعاد مختلف در غلاف پلاسمای فضایی

سیما علیلو*، لعلیا شاه‌رسایی، و صمد سبحانیان

دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز

پست الکترونیکی: S.alilu@tabrizu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۰۹/۱۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۱۲/۱۴)

چکیده:

در این مقاله، روش‌های مختلفی برای فراهم کردن امکان انتشار امواج رادیویی با بسامد کمتر از بسامد پلاسما بررسی شده است. این روش‌ها شامل تزریق مواد دی‌الکتریک جامد به داخل پلاسما و استفاده از پنجره مغناطیسی برای کاهش چگالی پلاسما برای برقراری ارتباط رادیویی است. همچنین نقش جنس ذرات دی‌الکتریک و ابعاد آنها در تغییر آهنگ عبور موج‌های رادیویی مورد بررسی قرار گرفته است. این روش‌ها می‌توانند به کاهش خاموشی رادیویی در پروازهای فراصوتی و هنگام ورود مجدد فضایی‌ها به زمین کمک کنند. اما نیاز به تنظیم دقیق الکترودها و آهنربا برای جلوگیری از افزایش وزن وسایل نقلیه فضایی و تنظیم خطوط میدان مغناطیسی برای پاسخ الکترون‌ها به امواج الکترومغناطیسی وجود دارد.

واژه‌های کلیدی: وسیله فضایی فراصوتی، پلاسمای غباری، میدان الکتریکی و مغناطیسی متعامد، جنس ذرات دی‌الکتریک تزریقی، ضرایب عبور و بازتاب

۱. مقدمه

پروازهای فراصوتی و ورود-مجدد فضایی‌ها همراه با ایجاد امواج ضربه‌ای در جلوی وسیله نقلیه فضایی است که باعث تبدیل انرژی جنبشی وسیله نقلیه به انرژی حرارتی شده و دمای هوا را افزایش می‌دهد [۱]. این افزایش دما منجر به تجزیه و یونیزه شدن مولکول‌های هوا می‌شود. همچنین، به دلیل یونیزه شدن ذرات خنثی توسط گرمای امواج ضربه‌ای، لایه پلاسمایی اطراف لبه جلویی وسیله نقلیه ایجاد می‌شود که معمولاً دارای بسامدهای پلاسمای نسبتاً بزرگ است. در نتیجه، امواج رادیویی که برای ارتباط با فضایی‌ها ارسال می‌شوند نمی‌توانند در لایه پلاسمای تشکیل شده نفوذ کنند. این پدیده با نام "خاموشی

رادیویی" شناخته می‌شود [۲]. این مشکل خاموشی تأثیرات منفی بر ارتباطات و پیگیری ایستگاه‌های زمینی دارد و همچنین کارایی انتقال داده‌های تله‌متری و اطلاعات موقعیتیابی را کاهش می‌دهد که ممکن است منجر به پیامدهای غیر قابل پیش‌بینی و حتی فاجعه برای برخی مأموریت‌های فضایی شود. در طی ۵۰ سال گذشته، چندین رویکرد برای کاهش مشکلات مرتبط با خاموشی رادیویی ناشی از لایه پلاسمای ورود-مجدد پیشنهاد شده است، از جمله شکل‌دهی هندسی وسیله نقلیه فضایی، تزریق مواد مایع الکتروفیلی، استفاده از بسامدهای رادیویی بالا، پراکندگی رامان و استفاده از پنجره مغناطیسی. با این حال، برخی از این رویکردها مشکلات خاص خود را دارند [۳-۶]. به عنوان مثال، برای کاهش ضخامت لایه پلاسما، دماغه

وسيله نقلیه ورودی باید بسیار تیز باشد که این می‌تواند منجر به کاهش ظرفیت بار مفید و افزایش گرمای فضاپیما شود [۷]. بنابراین، برای حل این مشکلات، نیاز به یک طرح کاهش خاموشی موثر و قابل اعتماد برای ارتباط از طریق لایه پلاسما است. از تمام روش‌های ارائه شده، به نظر می‌رسد که استفاده از پنجره مغناطیسی روش موثرتری برای کاهش خاموشی است. در این رویکرد استفاده از میدان‌های متعامد الکتریکی و مغناطیسی $\vec{E} \times \vec{B}$ پیشنهاد شده تا چگالی پلاسمای نزدیک آنتن را کاهش دهد و ارتباط رادیویی را از طریق پلاسما فراهم کند [۸]. با این حال، تنظیم دقیق الکترودها و آهنربا برای جلوگیری از افزایش وزن و مسائل نقلیه فضایی و این که باید خطوط میدان مغناطیسی را به گونه‌ای تنظیم کرد تا سیال الکترون‌ها به آن‌ها منجمد شده و به امواج الکترومغناطیسی پاسخ ندهند، یک مسئله بسیار حائز اهمیت در کاهش خاموشی رادیویی است [۹]. چگالی پلاسما را می‌توان از طریق میدان مغناطیسی با جابه‌جایی و پخش ذرات پلاسما کاهش داد. جابه‌جایی ذرات در پلاسما می‌تواند به دلیل وجود گرادیان‌های مختلف چگالی، دما و فشار رخ دهد. این فرایند بر اساس قانون فیک اتفاق می‌افتد که ذرات باردار به صورت تصادفی در پلاسما حرکت کرده و از منطقه‌ای با چگالی بالاتر به منطقه‌ای با چگالی پایین‌تر جابه‌جا می‌شوند [۱۰]. رابطه پاشندگی یک موج الکترومغناطیسی در پلاسما توسط رابطه $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$ داده می‌شود که طبق رابطه ω بسامد موج فرودی به پلاسما، c سرعت نور در خلاء و k عدد موج هستند [۱۱]. در این رابطه ω_p بسامد الکترونی پلاسما است که با رابطه $\omega_p = n_e e^2 / m \epsilon_0$ تعریف می‌شود. دیده می‌شود که ω_p اساساً با چگالی n_e الکترون‌ها متناسب است، در این رابطه e بار الکترون، m جرم آن و ϵ_0 ثابت دی‌الکتریک در خلا است. از رابطه پاشندگی بالا مشاهده می‌شود که اگر $\omega < \omega_p$ باشد موج نمی‌تواند در پلاسما منتشر شود و پس از طی یک مسافت بسیار کوچک که اصطلاحاً عمق پوسته نامیده می‌شود میرا شده و متوقف می‌شود، مگر این که بتوان برای یک موج رادیویی با بسامد مشخص ω ، چگالی n_e در نتیجه ω_p را پائین آورد [۱۲]. هنگام استفاده از میدان مغناطیسی و ایجاد پنجره

مغناطیسی با وادار کردن الکترون‌ها به دوران ژیرومغناطیس حول خط میدان، آن‌ها را از ناحیه ورودی موج دور کرده و چگالی آن را در جلوی پنجره ورودی پائین می‌آورد [۱۳]. استفاده از ترکیب میدان‌های $\vec{E}$ و $\vec{B}$ عمود بر هم نیز به عنوان روشی برای کاهش بسامد قطع گزارش شده است؛ بر این اساس، ذرات پلاسما با سرعت سوق $\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}$ از ناحیه پنجره (ناحیه اعمال میدان‌ها) به سمت بیرون رانده می‌شوند. در این مقاله از روش تزریق ذرات جامد دی‌الکتریک با ابعاد میکرومتری استفاده می‌شود [۱۴]. به این ترتیب، پلاسما به صورت یک پلاسمای غباری در می‌آید. در این صورت ذرات غبار تزریقی به علت قابلیت تحرک بالای الکترون‌ها نسبت به یون‌ها، تعداد الکترون‌های بیشتری را روی خود جمع‌آوری می‌کنند و در نتیجه باعث کاهش نسبی الکترون‌ها و در نهایت کاهش ω_p می‌گردند [۱۵]. با کاهش یافتن ω_p ، می‌توان به امواج رادیویی با بسامد‌های پایین‌تر هم اجازه عبور داد. با این که برای کاهش قطع ارتباطات رادیویی روش‌های یادشده در بالا پیشنهاد شده و برخی از آنها در عمل مورد آزمایش قرار گرفته‌اند، در این مقاله با در نظر گرفتن اثر ترکیبی میدان‌های متعامد الکتریکی و مغناطیسی اعمال شده به غلاف پلاسما و تزریق ذرات غبار با جنس و ابعاد مختلف، میزان عبور و بازتاب امواج رادیویی محاسبه و بررسی شده‌اند.

۲. نظریه و روش محاسبات

الف) بررسی جنس و ابعاد ذرات تزریقی

به طور کلی، عبور در غلاف پلاسمایی برای امواج RF که بسامدشان بزرگتر از بسامد مشخصه "بسامد پلاسما" است، امکان‌پذیر است. ویژگی‌های الکترومغناطیسی یک پلاسمای غباری به راحتی تحت تأثیر بار ذرات غبار و بسامد برخورد الکترون‌های متحرک قرار می‌گیرد. اگر اثر یون‌ها و ناپایداری درونی پلاسمای غباری نادیده گرفته شود، می‌توان معادلات بولتزمن و شوکلا را با فرض یکنواختی موضعی و با استفاده از نظریه آماری که شامل بسامد برخورد الکترون‌ها با ذرات خنثی و بسامد باردار شدن غبار است، حل کرد [۱۴].

V_{fl} پتانسیل شناور پلاسما، $\mathcal{E}$ ضریب گذردهی نسبی محیط اطراف (در اینجا غلاف پلاسما) و $\mathcal{E}$ گذردهی هوای آزاد است که مقدار آن برابر است با $\mathcal{E} = 8/85 \times 10^6 \text{ C}^2 / \text{Nm}^2$ [۲۰]. ظرفیت خازن به جنس ماده بستگی ندارد، اما مستقیماً با گذردهی نسبی محیطی که ذره غبار در آن قرار دارد، متناسب است. مدت زمانی که طول می‌کشد تا ذرات پس از تزریق به پلاسما به طور کامل باردار شوند، پارامتر مهمی است که تأثیر مهمی بر تخلیه موضعی پلاسما خواهد داشت.

بنابراین، می‌توان بار ذرات را به عنوان تابعی از زمان $Q(t) = -I_e t$ نظر گرفت. البته برای یک ذره که بارخالص اولیه‌ای ندارد، به معنای این است که در زمان ابتدایی (زمان صفر)، مقدار بار ذره صفر است. از سوی دیگر، "جریان الکترونی" به حرکت الکترون‌ها در پلاسما اشاره دارد. این الکترون‌ها می‌توانند جذب ذره شده یا از آن جدا شوند و در نتیجه جریان الکترونی ایجاد می‌شود. در این حالت خاص، یعنی زمانی که ذره دارای بارخالص اولیه‌ای نیست، جریان یونی که به ذره می‌رسد، به نسبت جریان الکترونی که در ذره ایجاد می‌شود، کوچک است. جریان الکترونی برابر است با $I_{e0} = en_e v_e$ که با جایگذاری $S = \pi r_d^2$ ، $v_e = \sqrt{\lambda k T_e / \pi m_e}$ جریان الکترونی بنا به تعریف از معادله ۵ به دست می‌آید [۱۴]:

$$I_{e0} = en_e \sqrt{\frac{\lambda k T_e}{\pi m_e}} \pi r_d^2. \quad (5)$$

از این‌رو، اندازه و جنس بار ذرات تزریقی غبار دارای اهمیت ویژه‌ای است. ذرات تزریق شده به دلیل این‌که در پلاسمای تشکیل شده دمای بسیار زیادی را تجربه می‌کنند باید ماده دی‌الکتریک مورد استفاده در این محدوده دمایی در حالت جامد باقی بماند. علاوه بر این، ذرات مورد استفاده باید قادر به مقاومت در برابر دماهای بالا بدون ذوب شدن باشند و باید دارای ضریب نشر الکترون ثانویه پائین باشند. به همین دلیل ذرات سرامیکی به عنوان ذرات تزریقی به داخل پلاسما بسیار کارآمد هستند. در جدول ۱ تعدادی از این ذرات سرامیکی با اطلاعاتی شامل دمای ذوب، شعاع ذرات و ضریب گذردهی دی‌الکتریک ارائه شده است. برای محاسبه میزان عبور T و میزان بازتاب R از روش ضرایب فرنل استفاده می‌شود [۲۱].

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{en}^2} + \frac{c \eta_{ed} (\nu_{en} + \nu_{ch})}{\epsilon_r (\omega^2 + \nu_{en}^2) (\omega^2 + \nu_{ch}^2)} \quad (1)$$

در این رابطه c سرعت نور در خلاء و ω بسامد زاویه‌ای موج فرودی است. ν_{en} و ν_{ch} به ترتیب بسامد برخورد الکترون با اتم‌های خنثی و نرخ واهلش الکترون هستند که می‌توانند به ترتیب دارای مقادیر $\nu_{en} = 0.1 \text{ GHz}$ و $\nu_{ch} = 8/7 \times 10^9 \text{ rad/s}$ باشند [۱۶]. در این‌جا، بسامد پلاسما به صورت $\omega_p^2 = \sum_s n_s Q_s^2 / \epsilon_0 m_s = \sum_{s=e,i,d} \omega_{ps}^2$ تعریف می‌شود که در آن Q_s و m_s به ترتیب جرم و بار اجزای تشکیل دهنده پلاسما هستند. در واقع، غلاف پلاسما را می‌توان از نظر فضایی همگن یا ناهمگن در نظر گرفت. ضریب پاسخ بار با η_{ep} نشان داده می‌شود که با توجه به معادله زیر می‌توان مقدار آن را بدست آورد [۱۷]:

$$\eta_{ed} = \frac{e^2 \pi r_d^2 n_e n_d}{m_e} \quad (2)$$

که در آن r_d شعاع ذرات غبار با فرض کروی بودن آن‌ها است. n_e و n_d به ترتیب چگالی الکترون و ذرات غبار تزریقی هستند.

اندازه ذرات غبار از ده‌ها نانومتر تا صدها میکرون است. از آنجایی که الکترون‌ها بیشتر از یون‌ها به اتم‌های خنثی برخورد می‌کنند، ذرات پتانسیل سطحی منفی خواهند داشت [۱۸]. در بسیاری از موارد، باردار کردن ذرات با استفاده از مفهوم یک خازن کروی با پتانسیل شناور الگوسازی می‌شود. یک خازن کروی شامل دو هادی کروی هم مرکز است، که کره داخلی دارای بار مثبت و کره بیرونی دارای بار منفی است. فرض خازن کروی با پتانسیل شناور، محاسبه بار ذرات در بسیاری از کاربردهای عملی را ساده می‌کند. در این الگو فرض می‌شود که ذره به اندازه کافی نسبت به اندازه خازن کوچک بوده و اختلاف پتانسیل بین دو کره ثابت است. یک ذره کروی با شعاع r_d و بار $q < 0$ را در نظر بگیرید. ظرفیت کره با فرض یک خازن کروی برابر است با [۱۹]:

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r r_d \quad (3)$$

بار سطحی $Q = CV_{\text{fl}}$ را نیز به صورت زیر می‌توان بدست آورد:

$$Q = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r r_d V_{\text{fl}} \quad (4)$$

جدول ۱. اطلاعاتی در مورد ذرات سرامیکی [۲۲ و ۲۳]

ذرات سرامیکی تزریقی	شعاع ذرات (μm)	ضریب گذردهی دی‌الکتریک	دمای ذوب ($^{\circ}C$)
Al_2O_3 آلومینا	۰/۱-۱۰	۹-۱۰/۱	۳۰۰۰
TiO_2 تیتانیوم دی‌اکسید	۰/۱-۰/۳	۸۰-۱۰۰	۲۹۰۰
BN بورن نیتريد	۰/۱	۴/۳	۲۶۰۰-۲۸۰۰
SiN سیلیسیم نیتريد	۰/۰۱-۰/۱	۱۰	۱۹۰۰

که n چگالی ذرات داخل غلاف پلاسما و $\omega_c = \frac{|q|\vec{B}}{m}$ بسامد سیکلوترونی الکترون است. با استفاده از قانون اهم تعمیم یافته می‌دانیم که $\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0$ است. با ضرب طرفین معادله درمیدان مغناطیسی $\vec{B}$ می‌توان سرعت سوق الکتریکی مرکز هدایت را با روابط زیر بدست آورد [۱۴]:

$$\vec{E} \times \vec{B} = \vec{B} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (9)$$

$$\vec{v}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} = \frac{\vec{E}}{B}$$

با جایگذاری سرعت سوق الکتریکی $\vec{v}_E$ مرکز هدایت در رابطه (۲)، سرعت ذرات را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\vec{v} = \pm \mu_{\perp} \vec{E} - \frac{D_{\perp}}{n} \nabla n + \frac{\vec{v}_E}{1 + \frac{v^2}{\omega_c^2}} \quad (10)$$

با استفاده از معادله (۴) شار کلی حاصل از سوق الکتریکی و گرادیان چگالی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\vec{\Gamma} = n\vec{v} = \pm \mu_{\perp} n \vec{E} - D_{\perp} \nabla n + \frac{n \vec{v}_E}{1 + \frac{v^2}{\omega_c^2}} \quad (11)$$

با توجه به این که پلاسما تشکیل شده ورود-مجدد وسیله نقلیه فضایی ناهمگن است [۲۴]، و با فرض تغییرات چگالی به شکل $n = \frac{n_0}{1 + \alpha x}$ که در آن α ضریب ثابتی است، برای شار ذرات داریم [۲۵]:

$$\vec{\Gamma} = \pm \mu_{\perp} n \vec{E} + D_{\perp} \frac{\alpha n}{(1 + \alpha x)^2} + \frac{\vec{v}_E}{1 + \frac{v^2}{\omega_c^2}} \times \frac{n}{1 + \alpha x} \quad (12)$$

اندازه بردار شار باتوجه به معادله (۱) چنین می‌شود:

$$R = \left| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right|^2 \quad (6)$$

$$T = \left| \frac{2n_2}{n_1 + n_2} \right|^2$$

که در آن n_1 و n_2 به ترتیب ضریب شکست هوا و غلاف پلاسما است.

میزان عبور T امواج میکروویو از لایه پلاسما ($T = t^2$) و میزان بازتاب R آن ($R = r^2$) به صورت تابعی از بسامدهای مختلف موج ارسالی تعیین می‌شوند، که در آن t و r به ترتیب ضرایب عبور و بازتاب هستند.

ب) پنجره مغناطیسی

معادله حرکت سیال با در نظر گرفتن برخوردها به شکل زیر است [۹]:

$$mn \frac{d\vec{v}}{dt} = \pm en(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - \nabla p - mnv\vec{v} \quad (7)$$

که $\vec{E}$ میدان الکتریکی، $\vec{B}$ میدان مغناطیسی، $\vec{p}$ فشار و v بسامد برخوردی است. فرض بر تک‌دما بودن پلاسما است و این که بسامد برخورد در میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی آنقدر بزرگ است که می‌توان از طرف اول معادله صرف‌نظر کرد. با تعریف ضریب پخش و قابلیت تحرک به صورت

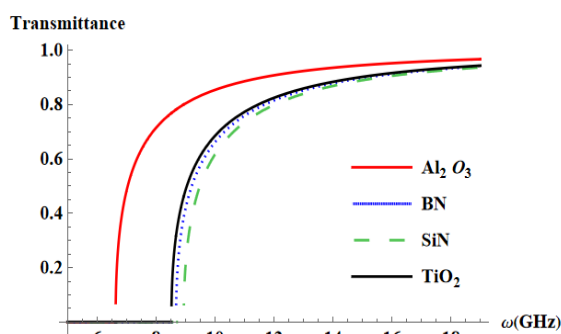
$$D = \frac{K_B T}{mv} \quad \text{و} \quad \mu \equiv \frac{e}{mv}$$

بولتزمن است، سرعت ذرات را می‌توان به شکل زیر نوشت:

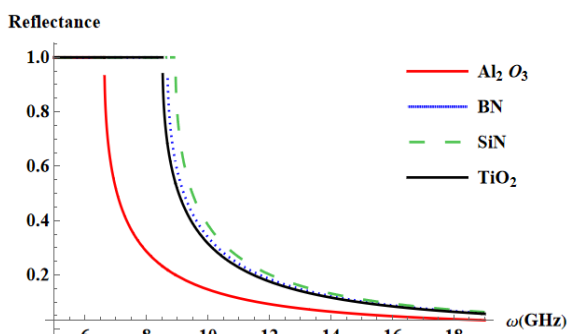
$$v_x = \pm \mu \vec{E} - \frac{D}{n} \frac{\partial n}{\partial x} \mp \frac{\omega_c}{v} \vec{v}_y \quad (8)$$

(الف)

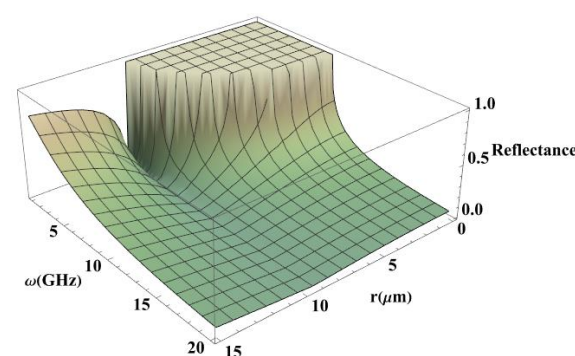
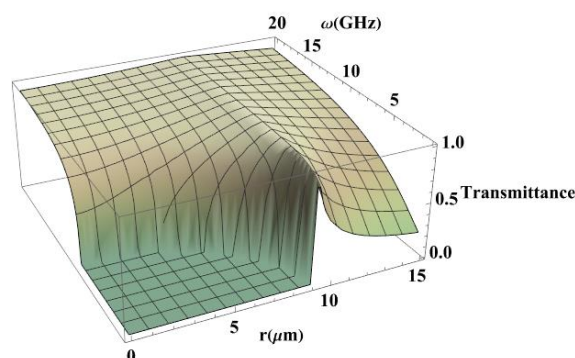
(الف)



(ب)



(ب)



شکل ۱. (الف) عبور و (ب) بازتاب امواج رادیویی در پلاسمای غباری برحسب شعاع ذرات و بسامد موج فرودی

شکل ۲. میزان (الف) عبور و (ب) بازتاب برحسب جنس ذرات تزریقی

شکل ۲، میزان عبور و بازتاب را برحسب جنس ذرات تزریقی نشان می‌دهد با توجه به نمودار مشاهده می‌کنیم که آلومینا دارای میزان عبور بیشتر است. در مراتب بعدی تیتانیوم دی‌اکسید، بورن نیتريد و سیلیسیم نیتريد است که با توجه به دمای ذوب این مواد سرامیکی، آلومینا و تیتانیوم دی‌اکسید گزینه مناسبی برای در نظر گرفتن ذرات تزریقی به داخل پلاسما غباری هستند.

با توجه به این که بار ذرات تزریقی تابعی از زمان است در شکل ۳، میزان عبور و بازتاب برحسب بسامد فرودی و مدت زمان باردارشدن رسم شده است. با توجه به شکل ۳، مشاهده می‌شود که در مدت زمان $1\mu s$ میزان عبور صفر و بعد از آن افزایش و دوباره رفته رفته کاهش می‌یابد.

(ب) نتایج حاصل از ایجاد میدان مغناطیسی

طرح‌واره میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی متعامد $\vec{E} \times \vec{B}$ اعمال شده برای تله‌متری در غلاف پلاسما در پروازهای فراصوتی در شکل ۴، رسم شده است.

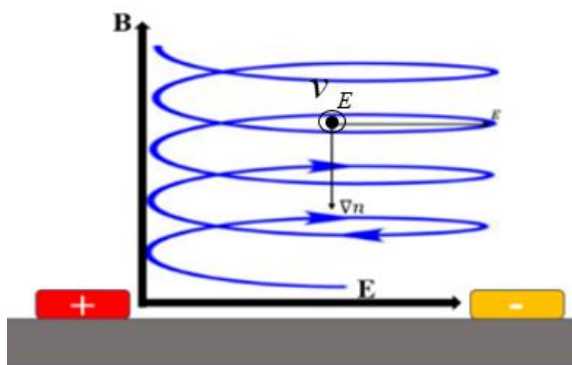
$$|\vec{\Gamma}| = n \sqrt{\left(\frac{D_{\perp} \alpha}{(1 + \alpha x)^r} \right)^2 + \left(\frac{\vec{E}}{\vec{B} (1 + v^r / \omega_c^r) (1 + \alpha x)} \right)^2} \quad (13)$$

۳. بحث و نتایج:

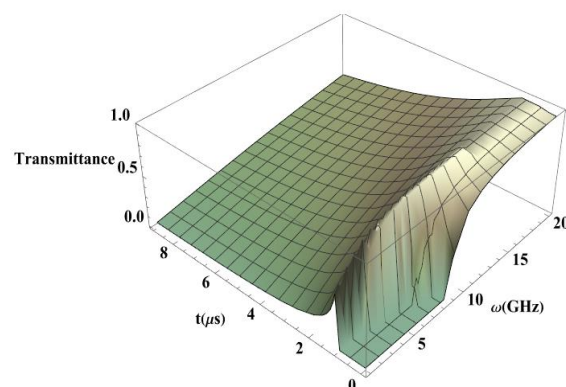
(الف) بررسی شعاع و جنس ذرات تزریقی

نتایج حاکی از عبور امواج رادیویی با توجه به شعاع ذرات و بسامد موج فرودی در شکل ۱، رسم شده است. مشاهده می‌شود که افزایش شعاع ذرات باعث جمع‌آوری بیشتر الکترون‌ها و در نتیجه کاهش چگالی پلاسما می‌شود. کاهش چگالی پلاسما عبور امواج رادیویی پائین تر از بسامد الکترونی پلاسما را مهیا می‌کند. البته مشاهده می‌شود که افزایش شعاع ذرات تزریقی بیشتر از $8\mu m$ به دلیل تشکیل کریستال غباری کاهش عبور را در پی خواهد داشت.

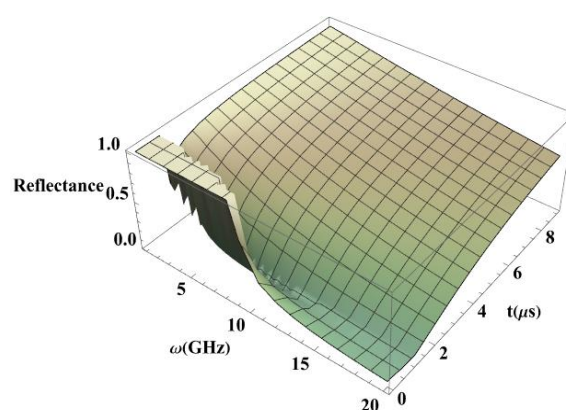
(الف)



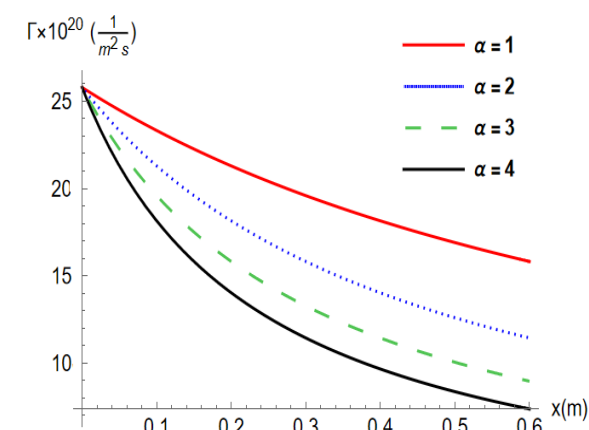
شکل ۴: نمایی کلی از میدان‌های متعامد الکتریکی و مغناطیسی



(ب)



شکل ۳: میزان الف) عبور و ب) بازتاب بر حسب بسامد فرودی و زمان تزریق ذرات غبار

شکل ۵: تغییرات شار برحسب ضخامت لایه پلاسمای ناهمگن با فاصله الکترون 0.4m و میدان مغناطیسی 0.2m

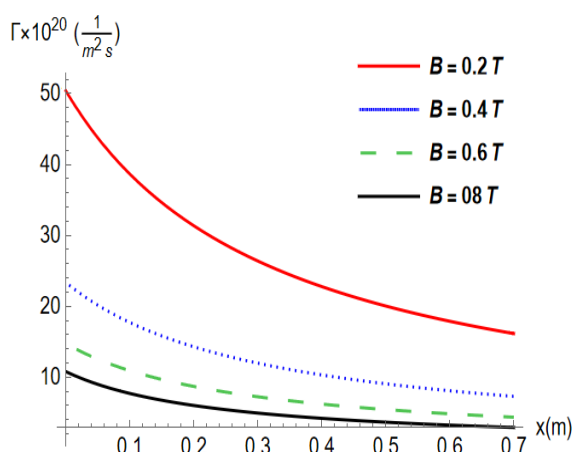
در شکل ۶، تغییرات شار برحسب ضخامت لایه پلاسمای ناهمگن برای فواصل مختلف الکترونها رسم شده است. با توجه به شکل ۶، مشاهده می‌شود که فاصله الکترونها نصب شده و شار رابطه عکس دارند. در واقع افزایش فاصله بین الکترونها باعث کاهش شدت میدان الکتریکی و در نتیجه کاهش شار می‌شود.

در شکل ۷، برای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی، تغییرات شار برحسب ضخامت لایه پلاسمای ناهمگن رسم شده است. با افزایش میدان مغناطیسی، شار کاهش می‌یابد به دلیل این که میدان مغناطیسی قوی‌تر، تعداد الکترون‌ها و یون‌های موجود در لایه پلاسمای تشکیل شده جلوی وسیله نقلیه فضایی را بیشتر می‌تواند جابه‌جا کند و باعث ایجاد جریان‌های الکتریکی بیشتری شود. این جریان‌های الکتریکی باعث ایجاد میدان مغناطیسی مخالف می‌شود که باعث کاهش شار مغناطیسی می‌شود.

در سامانه پرواز، آهنربا با آهنربای دائمی جایگزین می‌شود که نیازی به برق ندارد. میدان الکتریکی، الکترون‌های عبوری از آنتن را شتاب داده و چگالی پلاسمای روی آنتن را کاهش می‌دهد.

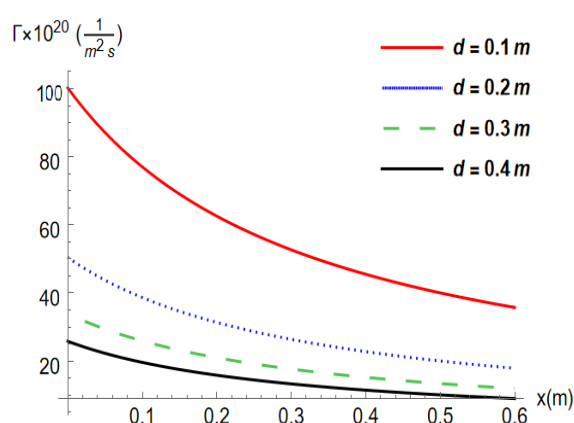
شار تابعی از چگالی پلاسما است، در واقع پخش ذرات از ناحیه پرچگال به ناحیه کم‌چگال صورت می‌گیرد. تغییرات شار برحسب ضخامت لایه پلاسمای ناهمگن مختلف در شکل ۵، رسم شده است. همان‌طور که در شکل ۵، نیز مشاهده می‌شود در یک لایه پلاسما به ضخامت 0.2m [۲۶ و ۲۷] که به هنگام ورود-مجدد وسیله نقلیه فضایی تشکیل می‌شود افزایش ضریب ثابت α منجر به کاهش شار می‌شود.

فاصله الکترونها نصب شده بر روی بدنه وسیله نقلیه فضایی از پارامترهای بسیار مهمی به دلیل ایجاد میدان الکتریکی است.



شکل ۷. تغییرات شار برحسب ضخامت لایه پلازما ناهمگن برای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی که $\alpha = 3$ و فاصله بین الکترودها 0.2 m .

تغییرات در بسامد و مدت زمان باردارشدن ذرات تزریقی نیز تأثیر زیادی بر عبور امواج رادیویی دارند. فاصله الکترودهای نصب شده بر روی بدنه وسیله نقلیه فضایی برای ایجاد میدان الکتریکی نیز اهمیت دارد زیرا افزایش فاصله الکترودها باعث کاهش شدت میدان الکتریکی و در نتیجه کاهش شار می‌شود. از طرف دیگر، با افزایش میدان مغناطیسی، شار کاهش می‌یابد به دلیل این‌که میدان مغناطیسی قوی‌تر می‌تواند جریان‌های الکتریکی را بیشتر تغییر داده و باعث کاهش شار شود. این مطالب نشان می‌دهند که استفاده از میدان مغناطیسی ضعیف می‌تواند منجر به افزایش شار و بهبود عملکرد تله‌متری شود که می‌تواند به کاهش قطع ارتباطات رادیویی در پروازهای فراصوتی کمک کند. در نهایت، با بررسی طول ضخامت غلاف پلازما، تغییرات شار به صورت کاهشی است، که نشان دهنده تأثیر قابل توجه میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی بر شار در غلاف پلاسمای تشکیل شده در ورود-مجدد فضایی با سرعت فراصوتی است.



شکل ۸. تغییرات شار برحسب ضخامت لایه پلاسمای ناهمگن برای فواصل مختلف الکترودها که $\alpha = 3$ و میدان مغناطیسی 0.2 T .

با توجه به این‌که تولید میدان مغناطیسی بزرگ به آهنرباهای با وزن بسیار بزرگ نیاز دارد و در این صورت روش پنجره مغناطیسی کاربردی نیست. همچنان که در شکل ۷، مشاهده می‌شود میدان مغناطیسی ضعیف، افزایش شار را به همراه دارد که نتیجه بسیار مطلوبی برای استفاده از روش پنجره مغناطیسی برای کاهش قطع ارتباطات رادیویی است. زیرا همان‌طور که در شکل ۷ دیده می‌شود شار در غلاف پلازما به صورت نمایی کاهش می‌یابد.

۴. نتیجه‌گیری

برای انتقال یک موج رادیویی با بسامد خاص، باید چگالی الکترودها در پلازما را کاهش داد. با افزایش شعاع ذرات تزریقی در پلاسمای غباری، عبور امواج رادیویی ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد. آلومینا و تیتانیوم دی‌اکسید به عنوان گزینه‌های مناسب برای تزریق که باعث می‌شوند امواج رادیویی با بسامد پایین‌تر از بسامد الکترونی پلازما عبور کرده و در نتیجه بازتاب کمتری داشته باشند.

۸. مراجع

1. P M Ligrani, E S McNabb, H Collopy, M Anderson, and S M Marko, *Advances in Aerodynamics* 2, 1 (2020) 4.
2. B A Webb, and R W Ziolkowski, *Photonics* 7, 4, (2020) 88.
3. M Kim, *Encyclopedia of Plasma Technology-Two Volume Set* (2016) 1236.
4. H Zhou, X Li, Y Liu, B Bai, K Xie, *IEEE Transactions on Plasma Science* 45, 1 (2016) 15.
5. S Krishnamoorthy, and S Close, *Journal of Physics D: Applied Physics* 50, 10 (2017) 105202.
6. S Alilou, L Shahrassai, and S Sobhanian, *Indian Journal of Physics* 97, 13 (2023) 4083.
7. O Uyanna, and H Najafi, *Acta Astronautica* 176 (2020) 341.
8. M Han, Z Li, H Zhou, Z Li, G Liu, Z Xu, and Z Liu, *IEEE Transactions on Plasma Science* 52, 2 (2024) 259.
9. F F Chen, "Introduction to plasma physics", Springer Science & Business Media, (2012).

10. S Ichimaru, “*Basic principles of plasma physics: a statistical approach*”, CRC Press, (2018).
11. R Fitzpatrick, “*Plasma physics: an introduction*”, Crc Press, (2022).
12. S Alilou, L Shahrassai, and S Sobhanian, *Iranian Journal of Physics Research* **24**, 1 (2024) 89.
13. G U O Shaoshuai, X I E Kai, S U N Bin, and L I U Shaowei, *Plasma Science and Technology* **22**, 12 (2020) 125301.
14. P K Shukla, A A Mamun,” Introduction to dusty plasma physics”, CRC Press, (2015).
15. H B Wang, Y Y Chen, and C Huang, *Optik* **196** (2019) 163148.
16. Q Rao, G Xu, P Wang, and Z Zheng, *Sensors* **21**, 1 (2021) 263.
17. Y Cao, H Li, Z Wang, and Z Wu, *International Journal of Antennas and Propagation* **94** (2016) 54730.
18. R Marchand, and P A R Lira, *IEEE Transactions on Plasma Science* **45**, 4 (2017) 535.
19. T W Barrett, H F Harmuth, and B Meffert, “*Modified Maxwell equations in quantum electrodynamics*”, (Vol. **19**) World Scientific, (2001).
20. X Wang, J Schwan, H W Hsu, E Grün, and M Horányi, *Geophysical Research Letters* **43**, 12 (2016) 6103.
21. Yu A Kravtsov, M V Tinin, and A V Kulizhsky. *Fusion Engineering and Design* **84**, 7 (2009) 1113.
22. D de Faoite, D J Browne, F R Chang-Díaz, and K T Stanton, *Journal of Materials Science* **47** (2012) 4211.
23. Wolfram alpha, July 2012.
24. S Alilou, L Shahrassai, and S Sobhanian, *Plasma Engineering and Plasma of Physics PEPP* (2024).
25. H Zhang, X Li, and H Zheng, *IEEE Transactions on Plasma Science* **48**, 7 (2020) 2270.
26. E D Gillman, J E Foster, and I M Blankson, (No. NASA/TM-2010-216220) (2010) .