



بررسی دینامیک انتشار امواج رادیویی در غلاف پلاسمایی اطراف وسیله فضایی فراصوتی

سیما علیلو، لعلیا شاه‌رسانی* و صمد سبحانیان

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز

پست الکترونیکی: L-shahresae@tabrizu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۰۹/۱۶؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۲/۱۲/۰۴)

چکیده

ورود مجدد یک فضایما به اتمسفر زمین در طول دوره خاموشی ارتباطات رادیویی یک چالش اساسی است که در درجه اول به مدت زمان طولانی آن که چندین دقیقه است مربوط می‌شود. در این تحقیق، نقش تزریق ذرات جامد دی‌الکتریک به داخل غلاف پلاسمایی اطراف وسایل فضایی سریع مثل شاتل‌ها و سفینه‌های فضایی در کاهش میزان خاموشی ارتباط رادیویی بین ایستگاه زمینی و وسیله فضایی به‌طور تحلیلی بررسی شده است. با در نظر گرفتن دینامیک انتشار امواج رادیویی در پلاسمای غباری ناشی از تزریق مواد جامد و با استفاده از فرمول‌های فرنل، تأثیر چگالی ذرات غبار تزریقی و ابعاد آن در ضرایب عبور و بازتاب سیگنال رادیویی در بازه بسامدهای ۱-۲۰ GHz بررسی شده است. در ضمن تأثیر زاویه فرود موج ارسالی از زمین با دماغه وسیله فضایی فراصوتی نیز مطالعه شده است.

واژه‌های کلیدی: فضای فراصوتی، پلاسمای غباری، تزریق مواد دی‌الکتریک، ضرایب عبور و بازتاب

۱. مقدمه

اندراکنش بین امواج رادیویی و محیط‌های پلاسمایی در واقع یک مسئله جالب در تحقیقات هوا-فضا است. در ورود مجدد وسایل نقلیه‌ای که با سرعت‌های فراصوتی وارد جو زمین می‌شوند دمای بالا باعث یونش شدید هوای اطراف، تضعیف ارتباطات رادیویی مانند سامانه جهت‌یابی جهانی GPS می‌شود [۱-۳]. در حقیقت، در طی پرواز ورود مجدد فراصوتی، امواج ضربه (شوک) تشکیل شده و در نزدیکی بدنه، هوا را گرم کرده و غلاف پلاسمایی تولید می‌کند که شدت سیگنال موج رادیویی منتشرشده را کاهش می‌دهد [۴-۵]. سه پارامتر تأثیرگذار برای این پدیده وجود دارند: هندسه، عدد ماخ (یعنی قدرت موج ضربه) و ارتفاع از سطح زمین، که تماماً میزان یونش داخل لایه شوک را تعیین می‌کنند [۶]. در تحقیقات اخیر مشخص شده که

شروع خاموشی در ارتفاعات حدود ۸۵-۷۰ km اتفاق می‌افتد. دماهای بالای تولید شده توسط امواج ضربه (با عدد ماخ بزرگ‌تر از ۵) میزان یونش و در نتیجه میزان تضعیف دامنه موج را افزایش می‌دهد [۷-۸]. به علاوه، شرایط فشار نسبتاً پایین در ارتفاعات، آهنگ ترکیب مجدد را کاهش داده و جریان الکترون-های آزاد را از دماغه وسیله نقلیه فضایی به عقب آن که معمولاً آنتن‌های عبوردهنده و دریافت کننده در آنجا قرار دارند هدایت می‌کند [۹]. خاموشی ارتباطات رادیویی وقتی اتفاق می‌افتد که بسامد پلاسما بالاتر از بسامد رادیویی باشد. در این حالت، سیگنال‌های موج رادیویی از وسیله نقلیه منعکس یا تضعیف می‌شوند طوری که وسیله نقلیه ارتباطات صوتی، داده‌های تله‌متری پیوسته و جهت‌یابی سامانه موقعیت جهانی را از دست می‌دهد. پدیده خاموشی در طی سال‌های ۱۹۶۰، وقتی بشر سفر در فضا را آغاز کرد طی ماموریت سفینه آپولو ۱۳ که در تلاش

ارتباط رادیویی است. بنابراین، دو رویکرد عمده می‌تواند برای حل مشکل پیشنهاد شود، یا می‌توان بسامد موج رادیویی را افزایش داد و یا چگالی پلاسما را به گونه‌ای کاهش داد که زیر مقدار بحرانی برای باندهای ارتباط رادیویی مشخص شده بیفتد.

راه‌حل‌های پیشنهادی دیگری نیز ذکر شده‌اند که عبارتند از: افزایش بسامد موج (فرستنده سیگنال تله‌متری)، اصلاح شکل لبه جلوی خودروی ورودی مجدد، تزریق مواد الکتروفیل و ایجاد پنجره مغناطیسی در غلاف پلاسما [۱۹-۲۰].

حدود پنجاه سال پیش، رسن نشان داد [۲۱] که ذرات غباری به اندازه میکرون می‌توانند الکترون‌های آزاد را از پلاسمای با توزیع سرعت ماکسولی جمع‌آوری کنند. در نتیجه، چگالی الکترون آزاد در پلاسمای محیط به شدت کاهش می‌یابد. بنابراین جذب الکترون‌های پلاسما توسط ذرات غبار منجر به بار منفی ذرات غباری می‌شود.

تمرکز اصلی این مقاله روی مسئله برهمکنش ماده خاموش کننده جامد تزریقی با لایه پلاسما با هدف کلی بررسی این رویکرد به عنوان ابزاری برای کاهش نسبی خاموشی پلاسما است. با تزریق ذرات جامد میکرونی به داخل پلاسمای زمینه، یک پلاسمای به اصطلاح غباری تشکیل می‌شود.

۲. تئوری و روش محاسبات

الکترون پلاسما در برخورد با ذره غبار معمولاً انرژی جنبشی خود را از دست می‌دهد و توسط ذره غبار با اندازه میکرونی جذب می‌شود. سطح مقطع جذب الکترون توسط یک ذره غباری کروی آرمانی با شعاع r_d ، بار الکتریکی e ، جرم m_e و سرعت v برابر است با [۲۲]:

$$\sigma_e = \begin{cases} \pi r_d^2 \left(1 - \frac{v Ne^2}{r_d m_e v^2} \right) & \left(\frac{m_e v^2}{2} \geq \frac{Ne^2}{r_d} \right) \\ 0 & \left(\frac{m_e v^2}{2} \leq \frac{Ne^2}{r_d} \right) \end{cases} \quad (1)$$

که در آن N تعداد الکترون جذب شده توسط هر ذره غبار است. با فرض توزیع ماکسولی برای سرعت الکترون‌های آزاد، آهنگی که با آن الکترون‌ها جذب ذره غبار می‌شوند برابر است با:

برای فرود آمدن در ماه شکست خورد، مورد توجه قرار گرفت [۱۰]. در طی برگشت سفینه فوق با این که کپسول فضایی در ورود مجدد به اتمسفر تحت زاویه صحیح بود مهندسين ناسا از خاموشی ارتباطات مطمئن نبودند و خاموشی بیشتر از مورد انتظار حدود ۶ دقیقه طول کشید، که در طی آن هیچ راهی برای کنترل مأموریت فضایی برای اطلاع از وضعیت داخل کپسول وجود نداشت. پرواز هواپیماهای فضائی فراصوتی برای مأموریت‌های فضائی انسان، گردشگری فضائی یا کاربردهای نظامی به پیشرفت ارتباطات و تله‌متری مستمر در طول پرواز تحت سرعت‌های فراصوتی نیاز مبرم داشت [۱۱-۱۴].

خسارت‌های ناشی از خاموشی ارتباطات رادیویی بسیار مهم است؛ زیرا در این فاصله ارتباط وسیله نقلیه فضایی با فرستنده‌های زمینی قطع می‌شود، بنابراین هنگامی که وسیله نقلیه صدها کیلومتر طی چند دقیقه خاموشی طی می‌کند ایمنی آن به خطر می‌افتد. خاموشی رادیو همچنین تجزیه و تحلیل قبل یا بعد از فاجعه را غیرممکن می‌کند و یک عامل مهم برای درک و جلوگیری از تصادفات ورود مجدد را حذف می‌کند. داده‌های جمع‌آوری شده چند میلی‌ثانیه قبل از یک فاجعه می‌تواند در تعیین علت آن، به‌ویژه در سرعت‌های فراصوتی، ارزشمند باشد [۱۵]. در این مورد، تله‌متری مستمر کاملاً امری حیاتی است؛ زیرا سرعت‌ها و ارتفاعات درگیر نشان می‌دهند که بعید است بتوان از ایمنی فضانوردان داخل وسیله نقلیه فضایی اطلاعی به‌دست آورد [۱۶].

پس از این که مشخص شد که غلاف پلاسما ارتباط با وسیله ورود مجدد را به طور کامل قطع می‌کند، تلاش‌های متعددی برای بازسازی ارتباط در طول دوره قطع ارتباطات انجام شده است [۱۷]. به دلیل پیچیدگی رفتار پلاسما به همراه محدودیت‌های شدید در مورد وزن و انرژی قابل دسترسی، هیچ یک از روش‌های کاهش اثر خاموشی در یک وسیله ورودی به صورت منظم به کار نرفته‌اند. از بخش‌های بالا واضح است که بالا بودن بسامد پلاسما [۱۸] که ناشی از زیاد بودن چگالی الکترون‌ها در پلاسماست عامل ایجاد قطع

شبه‌خستگی بودن در پلازما ایجاب می‌کند که [۲۲]:

$$n_e + Nn_p = n_i, \quad (۷)$$

$$N = \frac{n_i - n_e}{n_p},$$

$$\frac{n_e}{n_i} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \left[1 + \left(1 - \frac{n_e}{n_i}\right) \frac{e^{\lambda} n_i}{r_d k T n_p} \right] \left[\exp\left(\left(1 - \frac{n_e}{n_i}\right) \frac{e^{\lambda} n_i}{r_d k T n_p}\right) \right],$$

بنابراین، یک معادله بسیار مهم برای نسبت الکترون‌های آزاد به یون‌های مثبت n_e / n_i ، در حالت تعادل غبار-پلازما، به دست می‌آید:

$$\frac{n_e}{n_i} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} \left[1 + \left(1 - \frac{n_e}{n_i}\right) \lambda \right] \left[\exp\left(\left(1 - \frac{n_e}{n_i}\right) \lambda\right) \right], \quad (۸)$$

که در آن پارامتر λ به صورت $\lambda \equiv \frac{e^{\lambda} n_i}{r_d k T n_p}$ تعریف شده

است. معادله (۸) نشان می‌دهد که n_e / n_i ، به طور

یکنواخت با کم شدن λ ، کاهش می‌یابد. از آنجا که $\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2}$

بسیار کمتر از واحد است، اگر $\lambda = 1$ باشد آنگاه n_e / n_i

نیز بسیار کوچک‌تر از یک می‌شود. برای $\lambda \leq 1$ ، معادله برای

n_e / n_i به شکل زیر است:

$$\frac{n_e}{n_i} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2} (1 + \lambda) \exp(\lambda) \quad (\lambda \leq 1), \quad (۹)$$

ذرات ریز غبار با فرسایش سطح دیواره کپسول ورودی مجدد و همچنین مواد محافظ حرارتی روی سطح کپسول فضاپیما در نتیجه دمای بالا تولید می‌شوند. برخی از مواد، به ویژه اکسیدهای فلزی، مانند آلومینا که دمای ذوب بالایی دارند، برای ساخت سپرهای حرارتی استفاده می‌شوند. در این حالت، فرسایش سپر حرارتی ذرات آلومینا را به داخل غلاف پلازما می‌برد و در نتیجه چگالی الکترون غلاف را از طریق جذب آنها کاهش می‌دهد. قرار دادن یک محافظ در نزدیکی آنتن ممکن است عملکرد آن را به حداکثر برساند. با این حال، باید اطمینان حاصل شود که جریان پلازما می‌تواند محافظ نزدیک آنتن را بدون تخریب خود آنتن از بین ببرد [۲۴].

برای بررسی دینامیک انتشار امواج الکترومغناطیسی در پلازمای غباری از گذردهی مختلط در غیاب میدان مغناطیسی خارجی استفاده می‌کنیم که به صورت زیر نوشته می‌شود [۲۳]:

$$f_e = \int_0^{\infty} v \sigma_e \left\{ n_e \left(\frac{m_e}{\pi k T_e}\right)^{3/2} \left[\exp\left(-\frac{m_e v^2}{2kT_e}\right) \right] 4\pi v^2 dv \right\} \quad (۲)$$

$$= 2r_d n_e \left(\frac{\pi k T_e}{m_e}\right)^{3/2} \left[\exp\left(-\frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_e}\right) \right],$$

برای کار با معادلات ساده، پلاسمایی را در نظر بگیرید که فقط شامل یک گونه شیمیایی از یون‌های مثبت است. سطح مقطع برخورد غبار و ذرات برای یک یون مثبت با یک بار تنها برابر است با:

$$\sigma_i = \pi r_d^2 \left(1 + \frac{2Ne^{\lambda}}{r_d m_i v^2} \right), \quad (۳)$$

که در آن m_i و v به ترتیب جرم و سرعت یون هستند. با فرض توزیع ماکسولی برای سرعت یون‌های مثبت، تابع توزیع یون‌های مثبت در حضور ذره غبار عبارت است از:

$$f_i = \int_0^{\infty} v \sigma_i \left\{ n_i \left(\frac{m_i}{\pi k T_i}\right)^{3/2} \left[\exp\left(-\frac{m_i v^2}{2kT_i}\right) \right] 4\pi v^2 dv \right\} \quad (۴)$$

$$= 2r_d n_i \left(\frac{\pi k T_i}{m_i}\right)^{3/2} \left[1 + \frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_i} \right],$$

که در آن n_i ، چگالی یون‌های مثبت را نشان می‌دهد. در حالت تعادل غبار و پلازما $f_e = f_i$ نتیجه می‌شود و داریم [۲۱]:

$$2r_d n_i \left(\frac{\pi k T_i}{m_i}\right)^{3/2} \left[1 + \frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_i} \right]$$

$$= 2r_d n_e \left(\frac{\pi k T_e}{m_e}\right)^{3/2} \left[\exp\left(-\frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_e}\right) \right] n_i \left(\frac{T_i}{m_i}\right)^{3/2} \left[1 + \frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_i} \right]$$

$$= n_e \left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{3/2} \left[\exp\left(-\frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_e}\right) \right] \frac{n_e}{n_i}$$

$$= \frac{\left(\frac{T_i}{m_i}\right)^{3/2} \left[1 + \frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_i} \right]}{\left(\frac{T_e}{m_e}\right)^{3/2} \left[\exp\left(-\frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_e}\right) \right]} n_e$$

$$= \left(\frac{T_i m_e}{T_e m_i}\right)^{3/2} \left[1 + \frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_i} \right] \left[\exp\left(-\frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T_e}\right) \right], \quad (۵)$$

اگر حالت خاص $T_e = T_i$ را در نظر بگیریم آنگاه داریم [۲۳]:

$$\frac{n_e}{n_i} = \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{3/2} \left[1 + \frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T} \right] \left[\exp\left(-\frac{Ne^{\lambda}}{r_d k T}\right) \right]. \quad (۶)$$

معادله (۶)، تقریباً برای مجموعه‌ای از ذرات غباری معتبر است. در اینجا r_d به میانگین شعاع ذرات اشاره می‌کند. شرط

می‌شود که در آن k_B ثابت بولتزمن است [۲۳]. نهایتاً بار ذرات غبار از معادله (۱۳) محاسبه می‌شود. بدیهی است که در اینجا از ترکیب مجدد روی سطح غبار صرف نظر شده‌است. برای محاسبه میزان بازتاب R و میزان عبور T ، از ضرایب فرنل که طبق معادله (۱۴) تعریف می‌شوند استفاده می‌کنیم. حال می‌توانیم با بهینه‌سازی پارامترهای قابل تغییر، میزان خاموشی و قطع ارتباطات رادیویی را کاهش دهیم. برای محاسبه ضرایب بازتاب و عبور امواج الکترومغناطیسی از لایه پلاسما غباری از روابط زیر بهره می‌جویم [۲۷]:

$$R = \left| \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \right|^2, \quad (14)$$

$$T = \left| \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} \right|^2,$$

در این روابط n_i و n_t به ترتیب ضریب شکست هوا و پلاسما و θ_i و θ_t به ترتیب زوایای فرودی و عبوری موج رادیویی با سطح غلاف پلاسمایی هستند.

ضریب شکست تابش الکترومغناطیسی بنا به تعریف برابر است با $n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$ که در آن ϵ_r گذردهی نسبی ماده و μ_r نفوذپذیری مغناطیسی نسبی آن است. در پلاسما غیر مغناطیده $\mu_r \approx 1$ بوده و رابطه ضریب شکست نهایی به شکل $n_{i,t} = \sqrt{\epsilon_r}$ درمی‌آید. با استفاده از معادله (۱۰)، گذردهی نسبی پلاسما را در ضریب شکست وارد کرده و سپس با استفاده از معادلات (۱۴)، میزان عبور و بازتاب محاسبه می‌شود.

۳. بحث و نتایج

استفاده از تزریق ذرات جامد دی‌الکتریک به داخل غلاف پلاسمایی به عنوان یک طرح مکمل برای کاهش مدت قطع ارتباط رادیویی مبتنی بر این اصل است که افزایش ذرات غبار در پلاسما باعث جمع‌آوری بیشتر الکترون‌ها می‌شود و در نتیجه چگالی پلاسما غباری کاهش پیدا می‌کند. با توجه به معادلات به‌دست آمده، تغییرات میزان کاهش نسبی الکترون‌ها در اثر تزریق مواد جامد به‌صورت تابعی از تعداد ذرات غبار برای شعاع‌های مختلف در شکل ۱، نشان داده شده است.

$$\epsilon_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{en}^2} + \frac{c\eta_{ed}(\nu_{en} + \nu_{ch})}{\epsilon_s(\omega^2 + \nu_{en}^2)(\omega^2 + \nu_{ch}^2)} + \quad (10)$$

$$i \frac{1}{\omega} \left\{ \frac{\omega_p^2 \nu_{en}}{\omega^2 + \nu_{en}^2} + \frac{c\eta_{ed}(\omega^2 - \nu_{en} \nu_{ch})}{\epsilon_s(\omega^2 + \nu_{en}^2)(\omega^2 + \nu_{ch}^2)} \right\},$$

c سرعت نور و ω بسامد زاویه ای 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 مقادیر $\nu_{ch} = 8/7 \times 10^8 \text{ rad/s}$ و $\nu_{en} = 0/1 \text{ GHz}$ داشته باشند [۲۵]. بسامد زاویه‌ای پلاسما ω_p به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\omega_p^2 = \sum_s \frac{n_s q_s^2}{\epsilon_s m_s} = \sum_{s=e,i,d} \omega_{ps}^2, \quad (11)$$

q_s, m_s به ترتیب جرم و بار اجزای پلاسما (الکترون، یون و غبار) هستند. ضریب پاسخ بار با η_{ep} نشان داده می‌شود که با توجه به معادله زیر می‌توان مقدار آن را به‌دست آورد:

$$\eta_{ep} = \frac{e^2 \pi r_d^2 n_e n_p}{m_e}, \quad (12)$$

که r_d شعاع ذرات غبار است که تقریباً 10^{-4} cm در نظر گرفته می‌شود. n_p و n_e به ترتیب چگالی الکترون و ذرات غبار تزریقی هستند.

بار ذرات تزریقی عمدتاً مبتنی بر فرض ذره غبار به صورت یک خازن کروی در پتانسیل شناور پلاسما توسط معادله زیر برآورد می‌شود [۲۶]:

$$Q = 4\pi \epsilon_0 \epsilon_r r_d V_{fl}, \quad (13)$$

ϵ ضریب گذردهی نسبی محیط اطراف (در اینجا غلاف پلاسما) و ϵ_0 گذردهی هوای آزاد است که برابر است با $\epsilon_0 = 8/85 \times 10^{-12} \text{ C}^2 / \text{Nm}^2$. ظرفیت خازنی به جنس ماده بستگی ندارد، اما مستقیماً با گذردهی نسبی محیطی که ذره غبار در آن قرار دارد، متناسب است. گذردهی پلاسما در ساده‌ترین شکل آن (بدون هیچ برخوردی) به صورت

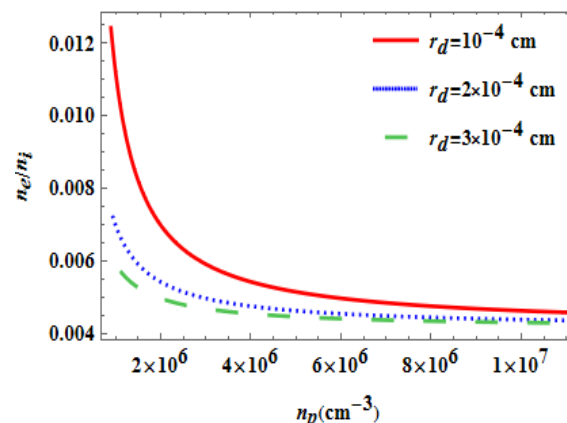
$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

نوشته می‌شود. در مورد امواج میکرو با بسامد $\omega = 2/5 \text{ GHz}$ ، چگالی الکترون پلاسما $n_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ و شعاع غبار $r_d = 1 \mu\text{m}$ ، پتانسیل شناور در دمای الکترون حدود $T_e = 0/2 \text{ eV}$ از معادله $V_{fl} = \frac{4k_B T_e}{e}$ محاسبه

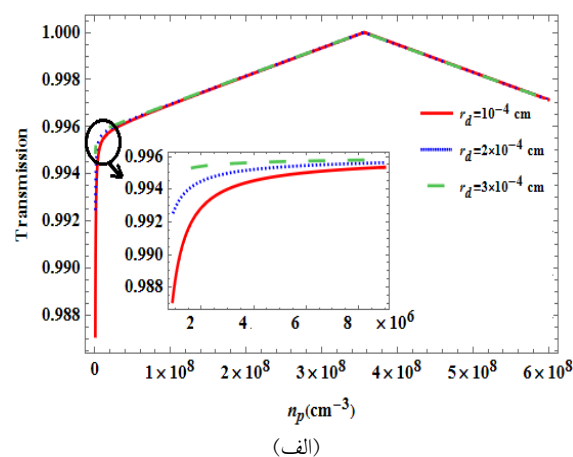
معادله (۱۱)، بسامد الکترونی پلاسما نیز کاهش پیدا کرده و در نتیجه امواج رادیویی با بسامد کمتر هم تا حدودی شانس عبور از پلاسما پیدا می‌کنند. تأثیر شعاع‌های مختلف حاکی از آن است که هر چقدر شعاع ذرات غبار افزایش پیدا کند جمع‌آوری الکترون‌ها توسط ذرات غبار بیشتر شده و منجر به کاهش چگالی الکترون می‌شود که هدف اصلی این تحقیق است. با توجه به نتایج به دست آمده مطابق شکل ۱ ملاحظه می‌شود که شعاع ذرات غبار تزریقی می‌تواند کمیتی بسیار کارآمد برای کاهش خاموشی و تله‌متری پیوسته باشد.

به منظور ارزیابی نتایج شکل ۱، منحنی‌های میزان عبور و بازتاب با توجه به معادله (۱۴)، در شکل ۲ رسم شده‌اند. نمودار حاصل حاکی از آن است که افزایش تعداد ذرات تزریقی تا قبل از محدوده $4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ باعث افزایش میزان عبور و کاهش میزان بازتاب می‌شود ولی هنگامی که چگالی ذرات غبار تزریقی از این مقدار بیشتر شود، فاصله جدایی ذرات غبار کاهش یافته، در نتیجه با افزایش نیروی دافعه کولنی بین ذرات غباری با بار منفی، احتمال تشکیل کریستال غباری افزایش پیدا می‌کند. بدیهی است که با تشکیل کریستال‌های غباری، پدیده‌های مختلف دیگری مانند پراش موج ممکن است رخ دهند که بازتاب را افزایش و عبور را کاهش می‌دهند. تغییرات حاصل از شعاع نیز در بازه خاصی از چگالی ذرات غبار تزریقی چشمگیر است که با افزایش شعاع میزان عبور افزایش و میزان بازتاب کاهش می‌یابد.

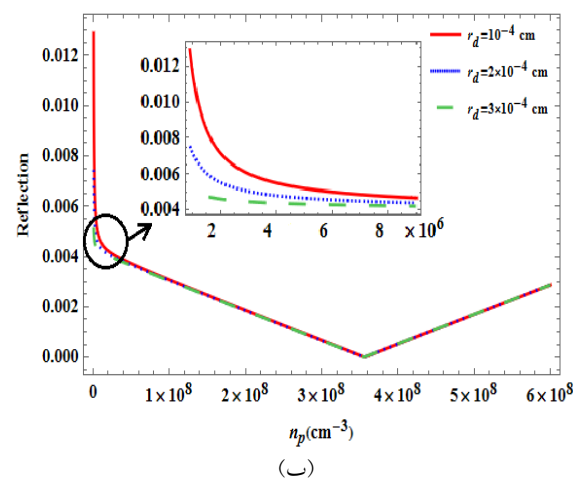
دمای ذرات پلاسما (الکترون‌ها و یون‌ها) یکی از پارامترهای مهم در پلاسما است. اثر تغییرات دما نیز به عنوان کمیتی تعیین کننده در میزان عبور و بازتاب در شکل ۳ نشان داده شده است. نتایج حاصل بیان می‌کنند که با افزایش دما میزان عبور افزایش و میزان بازتاب کاهش پیدا می‌کند و همچنین افزایش تعداد ذرات تزریقی باعث افزایش عبور می‌شود. همانطور که دیده می‌شود تغییر چگالی عددی ذرات غبار تأثیر بسزایی در کاهش قطع ارتباطات رادیویی دارد.



شکل ۱. نمودار تغییرات چگالی عددی الکترون‌ها بر حسب چگالی عددی ذرات تزریقی با چگالی یون ثابت برای شعاع‌های مختلف ذره غبار.



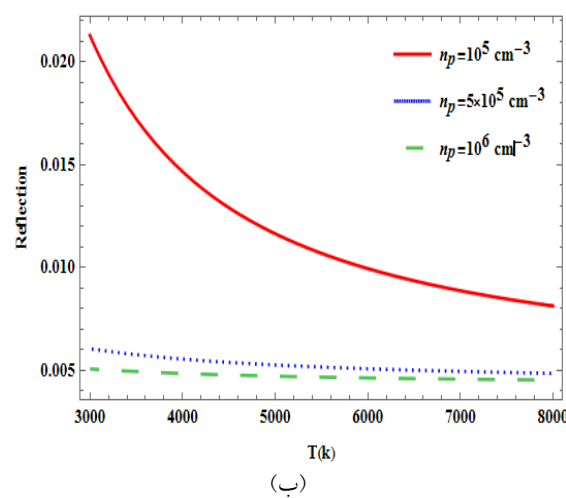
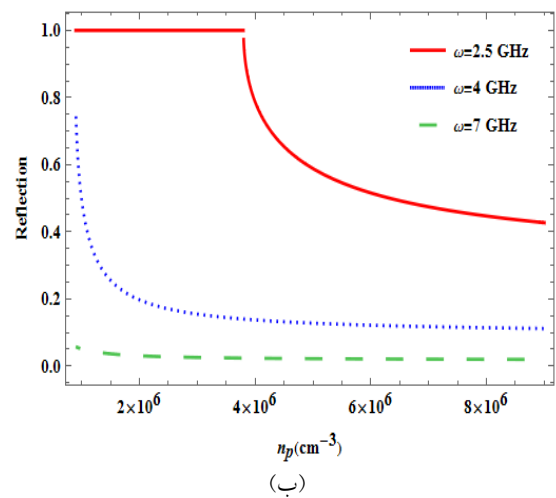
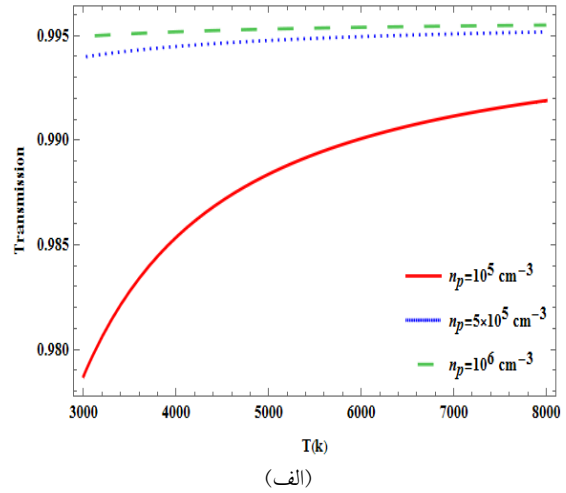
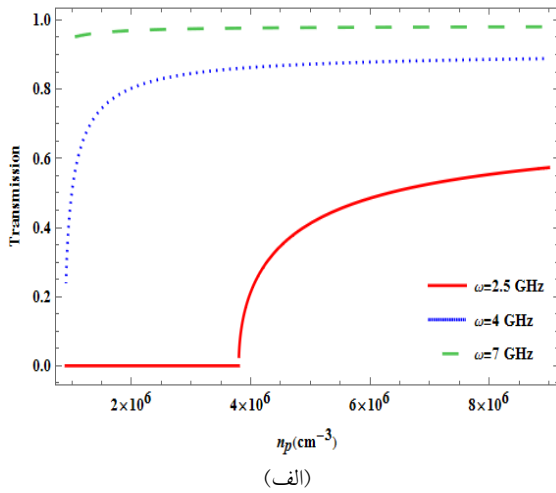
(الف)



(ب)

شکل ۲. نمودار میزان (الف) عبور و (ب) بازتاب بر حسب چگالی ذرات تزریقی غبار با شعاع‌های مختلف.

همانطور که مشاهده می‌شود با افزایش تعداد ذرات غبار تزریقی با فرض ثابت بودن چگالی عددی یون، میزان چگالی عددی الکترون‌ها کاهش پیدا می‌کند. در نتیجه با توجه به



شکل ۴. نمودار میزان (الف) عبور و (ب) بازتاب بر حسب چگالی ذرات تزریقی غبار در بسامدهای ورودی مختلف.

شکل ۳. نمودار میزان (الف) عبور و (ب) بازتاب بر حسب دما برای چگالی‌های مختلف ذرات تزریقی غبار.

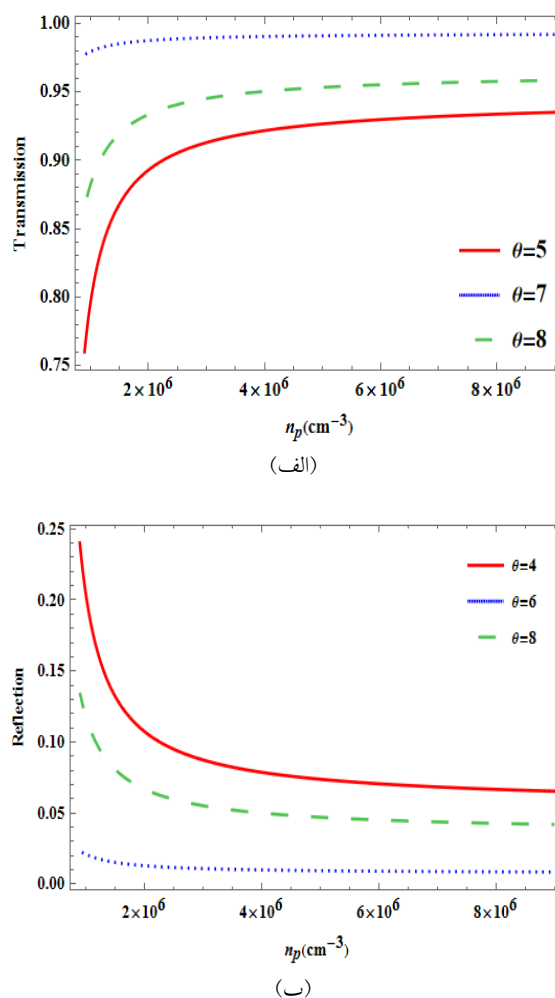
در شکل ۵، تأثیر زوایای مختلف تابش در میزان عبور و بازتاب بر حسب چگالی عددی ذرات تزریقی رسم شده است. مشاهده می‌شود که زاویه مناسب برای شرایط در نظر گرفته شده در این مقاله $\theta = 7^\circ$ است.

در شکل ۴، تغییرات میزان عبور و بازتاب را بر حسب چگالی عددی ذرات تزریقی غباری برای بسامدهای ورودی مختلف مشاهده می‌کنیم. نتایج نشان می‌دهد هنگامی که بسامد ورودی از بسامد الکترونی پلاسما کوچک‌تر است ($\omega < \omega_p$)، تا محدوده‌ای از چگالی عددی ذرات تزریقی عبور امواج الکترومغناطیسی ممکن نیست ولی بعد از محدوده مشخصی، به دلیل کاهش بسامد الکترونی پلاسما میزان بازتاب کاهش و میزان عبور افزایش می‌یابد. در حالتی که بسامد ورودی در محدوده بسامد الکترونی پلاسما است ($\omega \sim \omega_p$)، میزان عبور با افزایش تزریق ذرات غباری افزایش و میزان بازتاب کاهش می‌یابد. در آخرین حالت که بسامد ورودی بزرگ‌تر از بسامد الکترونی پلاسما است ($\omega > \omega_p$)، میزان عبور ۱۰۰ درصد و میزان بازتاب صفر است.

۴. نتیجه‌گیری

در این کار تحقیقی یک روش جدید برای کاهش خاموشی ارتباطات توسط وسایل نقلیه فراصوتی بررسی شده است. تزریق ذرات غبار جامد (سرامیکی) به عنوان روشی برای کاهش خاموشی مورد مطالعه قرار گرفت. به دلیل دمای بالای حاصل از اصطکاک و فرسایش سطح محافظ وسیله فضایی هنگام ورود مجدد، ذرات تزریقی از سطح سپر حرارتی کندوپاش شده و به صورت غبار به داخل پلاسما نفوذ می‌کنند.

تأثیر افزایش دمای ذرات پلاسما در میزان عبور و بازتاب هم مورد بررسی قرار گرفته است. ذرات غبار تزریقی یون‌ها و الکترون‌های پلاسما را روی سطح خود جمع‌آوری می‌کند ولی الکترون‌ها به خاطر جرم کوچک و در نتیجه قابلیت تحرک بزرگشان به تعداد بیشتری روی غبار جمع شده در نتیجه غبار را به صورت منفی باردار می‌سازند. کاهش چگالی الکترون به سیگنال‌های ارتباطی اجازه می‌دهد تا از لایه پلاسما که عامل اصلی خاموشی رادیویی است عبور کنند. در نتایج حاصل نشان داده شده است که این روش می‌تواند یک روش عملی مؤثر برای حل نسبی مشکل ارتباطات رادیویی باشد. با تغییر پارامترها از جمله بسامد ورودی، شعاع، چگالی عددی ذرات غبار تزریقی و تعیین زاویه بهینه موج فرودی می‌توان میزان عبور و بازتاب را بهینه کرد. با استفاده از روش ضرایب فرنل، نشان داده شده است که تا یک چگالی خاص از غبار تزریقی میزان عبور افزایش و میزان بازتاب کاهش می‌یابد ولی از آن به بعد نتیجه برعکس می‌شود.



شکل ۵. نمودار تأثیر زوایای مختلف در (الف) میزان عبور و (ب) بازتاب برحسب چگالی عددی ذرات تزریقی.

مراجع

1. E D Gillman, J E Foster, and I M Blankson, (No. NASA/TM-2010-216220), (2010).
2. G He, Y Zhan, J Zhang, and N Ge, *IEEE Transactions on plasma science* **44**, 3 (2016)232.
3. D Luís, V Giangaspero, A Viladegut, A Lani, A Camps, and O Chazot, *Acta Astronautica* **212** (2023)408.
4. M KIM, "Encyclopedia of Plasma Technology", CRC Press (2016).
5. E Seedhouse, "Tourists in Space: A Practical Guide", Springer (2008).
6. J Li, L Hao and J Li, *Science China Technological Sciences* **62** (2019) 2204.
7. Y Takahashi, K Yamada, and T Abe, *Journal of Spacecraft and Rockets* **51** (2014)1954.
8. A B Carlson and H A Hassan, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* **6** (1992)400.
9. R P Starkey, *Journal of Spacecraft and Rockets* **52**(2015)426.
10. L Vico and A Hargens, *Nature Reviews Rheumatology* **14** (2018)229.
11. M De Cesare, L Savino, G Ceglia, D Alfano, F Di Carolo, A D French, and F Terrasi, *Progress in Aerospace Sciences* **112** (2020)100550.
12. O Trivailo, M Sippel, and Y A Şekercioglu, *Progress in Aerospace Sciences* **53** (2012)1.
13. R Savino, M E D'Elia, and V Carandente, *Journal of Spacecraft and Rockets* **52** (2015) 417.
14. D Sziroczak and S Howard. *Progress in Aerospace Sciences* **84** (2016) 1.
15. E S Oran, *Proceedings of the Combustion Institute* **35** (2015) 1.
16. P J Decoursey, J K Walker, and S A Smith, *Journal of Comparative Physiology A* **186** (2000)169.
17. P Muri and J Mcnair, *J. Commun* **7** (2012) 290.
18. B Yao, X Li, L Shi, Y Liu, and B Bai, *Aerospace Science and Technology* **78** (2018)480.
19. R P Starkey, *Journal of Spacecraft and Rockets* **52** (2015)426.

20. T Fujino, and M Ishikawa, *IEEE Transactions on Plasma Science* **34** (2016)409.
21. G Rosen, *The Physics of Fluids* **5** (1962)737.
22. F F Chen, “*Introduction to plasma physics and controlled fusion*”, New York, Plenum press (1984).
23. P K Shukla and A A Mamun,” *Introduction to dusty plasma physics*”, CRC press (2015).
24. M M Finckenor, “*Materials for spacecraft*”. American Institute of Aeronautics and Astronautics (2018).
25. Q Rao, G Xu, P Wang, and Z Zheng, *Sensors* **21** (2021)263.
26. Z Liu, D Wang, and G Miloshevsky, *Nuclear materials and energy* **12** (2017)530.
27. G W Shin, J H Kim, S H Lee, I Y Bang, J H Kim, Y S Park, and G C Kwon, *Aerospace* **10** (2023)87.