

$m = 0$ 角向模表面波 等离子体柱天线辐射特性

李文秋, 王 刚, 苏小保

(1. 中国科学院电子学研究所, 北京 100190; 2. 中国科学院大学电子电气与通信工程学院, 北京 100049)

摘 要: 根据表面波在非磁化等离子体柱中的色散关系, 理论计算得到存在电子-中性原子碰撞、径向与轴向等离子体密度非均匀分布条件下 $m = 0$ 角向模表面波波矢实部与虚部随信号频率、等离子体密度的变化关系. 然后利用波矢的实部与虚部、等离子体柱天线表面指数分布电流模型、等离子体阻抗, 推导得到等离子体柱天线的辐射方向图随信号频率、等离子体密度的变化关系; 最大增益、天线辐射阻抗随信号频率的变化关系; 天线径向能量辐射随等离子体密度的变化关系. 理论计算结果表明等离子体柱天线辐射方向图随信号频率、等离子体密度的改变而变化非常明显, 信号频率对最大增益、天线辐射阻抗的影响显著; 同时, 这些理论计算结果与他人实验实测结果吻合, 这对于设计高精度要求的等离子体天线提供了重要的理论参考价值.

关键词: 等离子体柱天线; 辐射方向图; 最大增益; 色散关系

中图分类号: V443+.4 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2018)02-0268-08

电子学报 URL: <http://www.ejournal.org.cn>

DOI: 10.3969/j.issn.0372-2112.2018.02.002

Radiation Characteristic for the $m = 0$ Azimuthally Mode Surface Wave Plasma Column Antenna

LI Wen-qiu, WANG Gang, SU Xiao-bao

(1. Space Travelling-wave Tube Research & Development Center, Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;
2. School of Electronics, Electrical and Communication Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Application such as aircraft stealth, ionospheric communication based on the plasma electromagnetic scattering theory has drawn deep attention from plasma technology field. A detailed theoretical analysis of plasma Column antenna radiation characteristic which also based on such plasma electromagnetic scattering theory is presented. According to the azimuthally symmetric surface wave dispersion relation in the non-magnetized plasma column with presence of electron-neutral atom collisions and non-uniform plasma densities both radial and axial, the complex surface wave-vector with real and imaginary parts is studied as function of signal frequency and plasma density. Together with wave-vector, exponential distribution of the plasma column surface current model, the plasma impedance, we derived the dependence of antenna radiation pattern, the largest antenna gain and radiation impedance on signal frequency, also the dependence of antenna radial energy radiation on the plasma density. The theoretical results show that the signal frequency and plasma density have great influence on antenna radiation pattern; the antenna radiation impedance and the maximum antenna gain change obviously with signal frequency, these theoretical results are in good agreement with the experimental measured results.

Key words: plasma column antenna; radiation pattern; maximum gain; dispersion relation

1 引言

等离子体技术在飞行器隐身、电离层通信、深空电磁推进器、天线等方面的应用正受到越来越多的关注.

A W Trivelpiece^[1]对表面波在等离子体柱中的传播、衰减特性作了详尽的研究, 基于这些研究成果, M Moisan^[2]、Yu I Burykin^[3]等人首先提出将表面波维持的圆柱玻璃管中等离子体柱用作天线的构想. G G Borg^[4]通

过实验测得了等离子体柱天线的效率和辐射方向图,得到了等离子体柱中电流分布受等离子体密度控制的结论. J P Rayner^[5]、H Q Ye^[6]等人详细推导了等离子体天线涉及的复杂数学物理原理,并通过实验得到了等离子体天线的重要参数. 赵国伟^[7,8]利用径向密度均匀等离子体柱中的色散关系计算了轴向密度均匀、非均匀情况下的辐射方向图、辐射阻抗与增益等参数. 吴振宇^[9]利用等离子体天线表面电流指数分布模型假设,计算了天线的辐射方向图. 近来,一种可重构性等离子体柱天线阵列受到越来越多的关注^[10-12],对于其系统性机理研究的实验也越来越成熟^[13-16]. 黄方意^[17]等人设计了一个 16 元等离子体无源振子圆形天线阵,计算了天线电磁波单波束和多波束的定向辐射.

由于等离子体柱中等离子体密度在径向和轴向分布的非均匀性,及电子-中性原子间的碰撞效应导致的波阻尼现象,使得等离子体柱中传播的电磁波的波矢不再是常数,而是关于空间位置的复数,波矢的实部(相位系数)和虚部(衰减系数)均为空间位置的函数,故与由传统金属天线表面电流分布得到的结果将存在巨大差异. 所以必须考虑到等离子体柱天线辐射特性对于电磁波频率、等离子体参量强度依赖的独特性,才能得到与实际辐射方向图、辐射阻抗、增益等结果相符合的值. 而国内外对径向与轴向等离子体密度均非均匀分布的柱形等离子体天线的辐射方向图、辐射阻抗以及最大增益,及电磁波频率、等离子体参量对辐射特性的影响都没有进行详细的研究和计算. 本文利用存在碰撞效应的 $m=0$ 角向模表面波等离子体色散方程、等离子体柱中场分布方程、天线辐射方程以及等离子体柱中等离子体密度分布函数,得到数值计算结果.

2 理论模型

2.1 $m=0$ 角向模表面波在等离子体柱表面的色散关系

信号沿径向与轴向密度非均匀分布的等离子体柱表面传播时,由于等离子体中电子-中性原子间的碰撞阻尼效应使得波在等离子体表面传输存在衰减,最终导致沿等离子体柱表面传播的表面波传播波矢为复数. 如图 1 所示为等离子体柱横截面示意图,等离子体柱被介质管包裹,介质管内半径为 a ,外半径为 b .

本文研究轴对称 $m=0$ 角向模表面波沿等离子体柱表面的传播和辐射特性. $m=0$ 角向模表面波沿等离子体柱表面的传播相位为 $\omega t - k_z z$, ω 为角频率, $k_z = \beta(n, r; \omega, \nu) - j\alpha(n, r; \omega, \nu)$ 为复数形式表面波轴向波数, β 为相位系数, α 为衰减系数. 圆柱坐标系下 $m=0$ 角向模表面波的电场 \vec{E} 与磁场 \vec{B} 满足波方程:

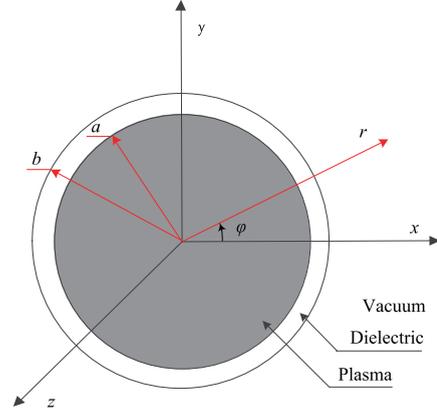


图 1 等离子体柱横截面示意图

$$[\nabla_{\perp}^2 + (\epsilon_p k_0^2 - k_z^2)] \begin{pmatrix} E_{zp} \\ B_{zp} \end{pmatrix} = 0, r \leq a \quad (1a)$$

$$[\nabla_{\perp}^2 + (\epsilon_d k_0^2 - k_z^2)] \begin{pmatrix} E_{zd} \\ B_{zd} \end{pmatrix} = 0, a \leq r \leq b \quad (1b)$$

$$[\nabla_{\perp}^2 + (k_0^2 - k_z^2)] \begin{pmatrix} E_{zv} \\ B_{zv} \end{pmatrix} = 0, r \geq b \quad (1c)$$

其中, $\nabla_{\perp}^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}$ 为横向拉普拉斯算子; E_{zp} 为等离子体中电场; E_{zv} 为真空中电场; $k_0 = \omega/c$ 为真空波数; $\epsilon_d = 3.78$ 为介质相对介电常数; $\epsilon_p = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega - j\nu)}$ 为等离子体相对介电常数, ν 为电子-中性原子碰撞频率, $\omega_{pe} = \sqrt{e^2 n / \epsilon_0 m}$ 为电子等离子体频率, n 为等离子体空间密度分布, m 为电子质量, e 为电子电量.

对于 $m=0$ 角向模表面波,由于其场幅值在 $r=0$ 和 $r = +\infty$ 处有限,故场量的轴向分量圆柱对称解为:

$$\begin{cases} E_{zp} = A \frac{I_0(\tau_p r)}{I_0(\tau_p a)}, & r \leq a \\ E_{zd} = B I_0(\tau_d r) + C K_0(\tau_d r), & a \leq r \leq b \\ E_{zv} = D K_0(\tau_v r), & r \geq b \end{cases} \quad (2)$$

其中, A, B, C, D 为幅值系数; $\tau_p = \sqrt{k_z^2 - \epsilon_p k_0^2}$, $\tau_d = \sqrt{k_z^2 - \epsilon_d k_0^2}$, $\tau_v = \sqrt{k_z^2 - k_0^2}$ 分别为等离子体中、介质层及真空中的横向波数; $I_0(\cdot)$ 、 $K_0(\cdot)$ 分别第一类、第二类修正贝塞尔函数.

利用纵向场法,得到各区域 B_{ϕ} 分量为:

$$\begin{cases} B_{\phi p} = -\frac{j\omega\epsilon_p}{\tau_p^2 c^2} \frac{dE_{zp}}{dr}, & r \leq a \\ B_{\phi d} = -\frac{j\omega\epsilon_d}{\tau_d^2 c^2} \frac{dE_{zd}}{dr}, & a \leq r \leq b \\ B_{\phi v} = -\frac{j\omega}{\tau_v^2 c^2} \frac{dE_{zv}}{dr}, & r \geq b \end{cases} \quad (3)$$

最后,利用边界条件(电磁场切向分量在 $r = a, r = b$ 处连续)及变型贝塞尔函数的微分性质 $I_0'(x) = I_1(x)$ 、 $K_0'(x) = -K_1(x)$,得到一般形式的 $m = 0$ 角向模表面波色散关系:

$$\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_d} \cdot \frac{I_1(\tau_p a)}{I_0(\tau_p a)} = \frac{\tau_p a}{\tau_d a} \cdot \frac{I_1(\tau_d a) K_0(\tau_d b) + I_0(\tau_d b) K_1(\tau_d a)}{I_0(\tau_d a) K_0(\tau_d b) - I_0(\tau_d b) K_0(\tau_d a)} \quad (4)$$

综上,得到空间各区域电磁场分布之后,便可得到空间各区域的整体坡印廷能流密度 W_s :

$$W_s = \oint_s \mathbf{E} \cdot \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \int_0^a E_{rp} H_{\varphi p} r dr + \int_a^b E_{rd} H_{\varphi d} r dr + \int_b^\infty E_{re} H_{\varphi e} r dr \quad (5)$$

2.2 等离子体柱天线辐射特性

等离子体空间密度分布对决定等离子体柱表面电流分布.利用稳态平衡扩散理论得到非磁化等离子体柱中径向密度分布服从贝塞尔函数 $n(r) = n_0 J_0(2.401r/a)$ (其中 a 为等离子体柱半径, n_0 为等离子体柱轴线处的密度峰值)形式,吴振宇^[9]等人实验测得非磁化等离子体柱中轴向密度分布服从 $e^{-\alpha z}$ (其中 α 为波数的衰减系数)形式,R Kumar^[11]再次实验证实了吴振宇的等离子体空间密度分布结果,并利用电磁感应环测得的数据,拟合出等离子体柱表面电流分布:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \cos[\beta z], \quad -L/2 \leq z \leq L/2 \quad (6)$$

其中 I_0 为 $z = 0$ 处电流幅值, L 为等离子体柱轴向长度.故等离子体柱天线的远场辐射电场为:

$$E_\theta = \int_{-L/2}^{L/2} j \frac{60\pi I_z}{\lambda_0 r} \sin\theta e^{-jk_0 r} dz \quad (7)$$

其中 λ_0, k_0 分别为真空中的波长和波数, r 为源点到场点的距离.

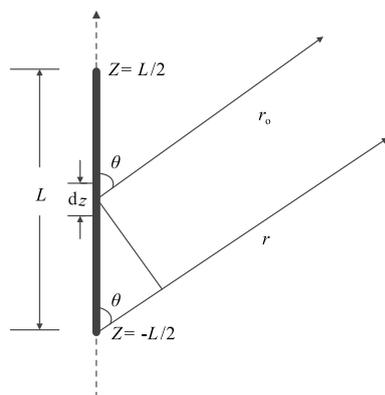


图2 等离子体柱天线辐射示意图

根据天线理论,由天线表面电流得到方向性函数为:

$$f(\theta, \varphi) = \sin\theta \cdot \frac{\beta \sin\left(\frac{\beta L}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{\gamma L}{2}\right) - \gamma \cos\left(\frac{\beta L}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\gamma L}{2}\right)}{\beta^2 - \gamma^2} \quad (8)$$

其中, $\gamma = k_0 \cos\theta - j\alpha$.

由式(7),得到等离子体柱天线的辐射功率为:

$$P_r = \oint_s \mathbf{S}_{av} \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{2\eta_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |E_\theta|^2 r^2 \sin\theta d\theta d\varphi \quad (9)$$

其中, $\mathbf{S}_{av} = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*]$ 为坡印亭矢量, $\eta_0 = 120\pi$ 为真空波阻抗.

则,等离子体柱天线的辐射阻抗为:

$$R_r = \frac{2P_r}{I_0^2} = \frac{1}{\eta_0 I_0^2} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |E_\theta|^2 r^2 \sin\theta d\theta d\varphi \quad (10)$$

等离子体柱天线的方向性系数为:

$$D(\theta, \varphi) = 4\pi \frac{f^2(\theta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi f^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi} \quad (11)$$

与金属天线类似,增益系数作为等离子体柱天线的重要参数,可由下式给出:

$$G = D \frac{R_r}{R_r + R_p} \quad (12)$$

其中, $R_p = \text{Re}[Z_p]$, $Z_p = R_p + jX_p = L \int_{-L/2}^{+L/2} 2\pi r \sigma_p dz dr$
 $= \frac{mL}{e^2 N_{av}} (\nu + j\omega)$ 为等离子体柱阻抗^[16], $\sigma_p = \frac{ne^2}{m(\nu + j\omega)}$ 为
 等离子体柱电导率, $N_{av} = \int_{-L/2}^{+L/2} 2\pi r n dz dr$ 为等离子体
 柱中等离子体数量.

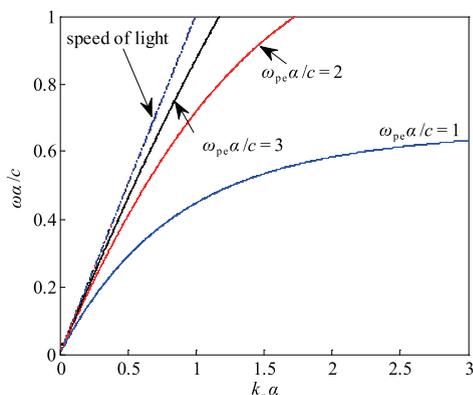
综上所述,由已知电子-中性原子碰撞频率 ν ,根据色散关系(4)式,即可求得 k_z 的实部与虚部,最后得到辐射方向图、增益、辐射阻抗、辐射能量密度流等重要天线参数.

3 数值计算与结果分析

3.1 等离子体密度对 $m = 0$ 角向模表面波的传播与衰减特性的影响

研究等离子体柱天线的辐射特性,核心问题在于计算沿等离子体柱表面传播的表面波的复数波矢.由式(4)可以看出,在确定了电子-中性原子碰撞频率 ν 、入射电磁波频率 ω 、等离子体柱轴线处密度峰值 n_0 、以及等离子体柱半径 a 之后,即可求得 k_z 的实部 β 与虚部 α .

图3为碰撞频率 $\nu = 0$ 、等离子体空间密度分布均匀情况下,计算得到的 $m = 0$ 角向模表面波色散曲线,由于不存在电子-中性原子间的碰撞阻尼,故此时 k_z 为实数,表面波无衰减.由图3可知,当等离子体密度较低

图3 $m=0$ 角向模表面波色散曲线

时,表面波以相速 $v_p = \frac{\omega}{k_z} < c$ 传播;而当等离子体密度大于一定临界值时,等离子体的性质便类似于金属,电磁波只能以真空相速 $v_p = c$ 被反射。

图4为碰撞频率 $\nu = 10\text{GHz}$ 、 $n_0 = 1 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$ 情况下,由(4)式计算得到的 $m=0$ 角向模表面波的波矢 k_z 的实部相位系数 β 和虚部衰减系数 α 随入射波频率 f 的变化曲线。可以看出,随着 f 的增大, β 和 α 均缓慢增大;但从 $f \geq f_0 = 2.3\text{GHz}$ (由图5可以看出,在 $f = f_0$ 处,等离子体相对介电常数 ϵ_p 的实部由负值越变为正值) 起始, β 迅速增大, α 迅速减小。即,当表面波频率致使

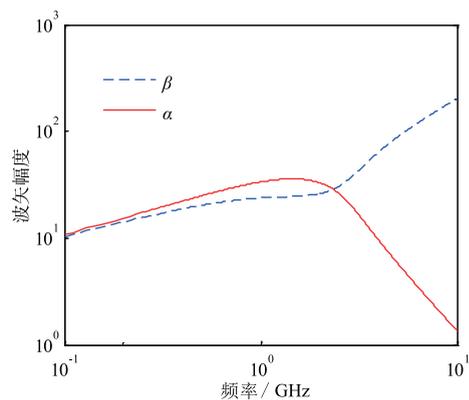


图4 波矢实部和虚部随入射波频率的变化曲线

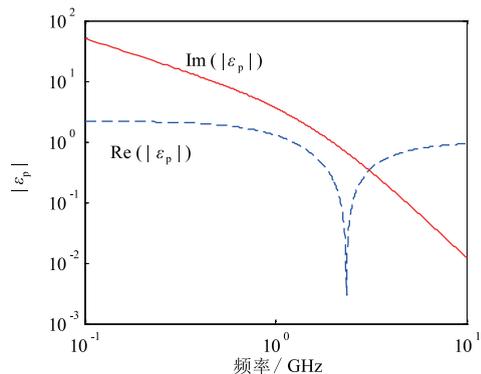


图5 等离子体相对介电常数随入射波频率的变化曲线

等离子体相对介电常数 ϵ_p 的实部由负值越变为正值时,表面波波长迅速减小,表面波衰减亦迅速减小。

图6给出了碰撞频率 $\nu = 0.1\text{GHz}$ 情况下,由式(5)计算得到的频率 $f = 1\text{GHz}$ 的 $m=0$ 角向模表面波的相位系数 β 和虚部衰减系数 α 随轴向等离子体密度分布 $n(z)$ (其中 $n(z) = \int_0^a 2\pi r n(r, z) dr$) 的变化曲线。由图6所示,最先,随着 $n(z)$ 的减小, β 和 α 均线性减小;但从 $n_0 \leq n_{0cc} = 9.8 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ (由图7所示,在 $n_0 = n_{0cc}$ 处,等离子体相对介电常数 ϵ_p 的实部由负值越变为正值) 起始, β 先迅速增大而后基本保持不变, α 则先迅速减小而后继续线性减小。即,当轴向等离子体密度减小至致使等离子体相对介电常数 ϵ_p 的实部由负值越变为正值时,表面波波长迅速减小而后基本保持不变,而表面波的衰减则迅速减小而后又继续线性减小。

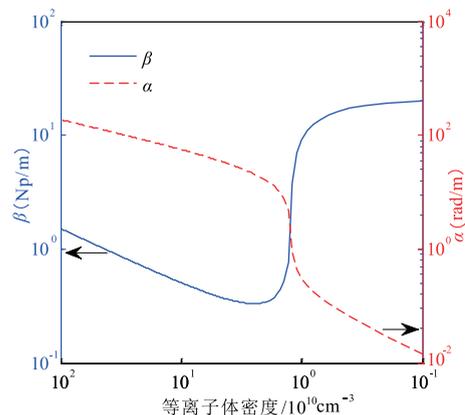


图6 波矢实部和虚部随轴向等离子体密度的变化曲线

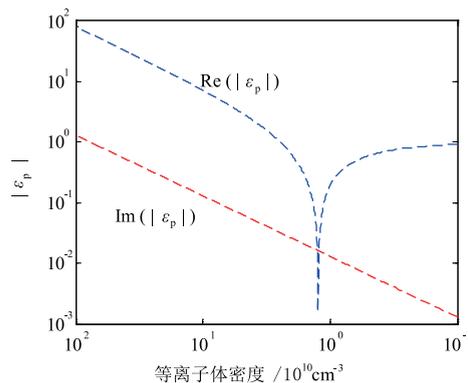


图7 等离子体相对介电常数随轴向等离子体密度的变化曲线

3.2 辐射方向图与增益特性

取碰撞频率 $\nu = 10\text{GHz}$ 、信号频率 $f = 1\text{GHz}$ 、等离子体柱天线长度 $L = 1\text{m}$ 、等离子体柱半径 $a = 0.5\text{cm}$,分析等离子体密度对辐射方向图的影响。由图8可以看出,辐射方向图受等离子体密度的影响非常明显。当等离子体密度逐渐增大时,最大辐射方向开始由法向向轴向转移,副瓣数目逐步减小。同时,由图9可以看出,在

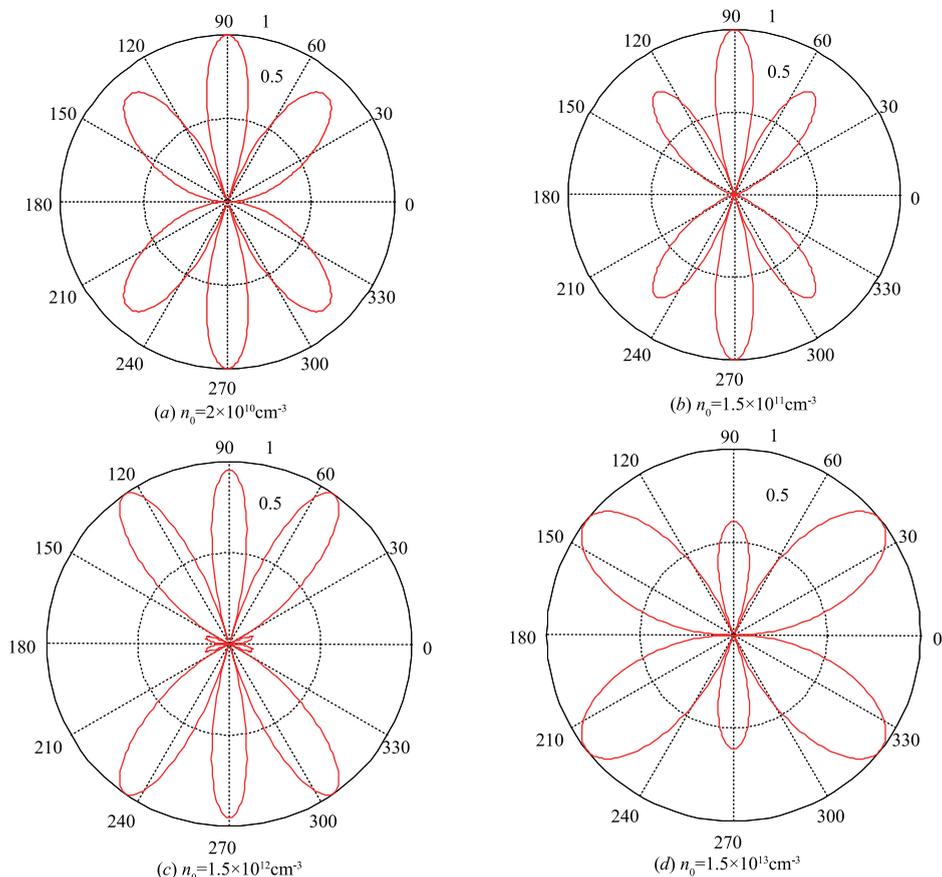


图8 辐射方向图

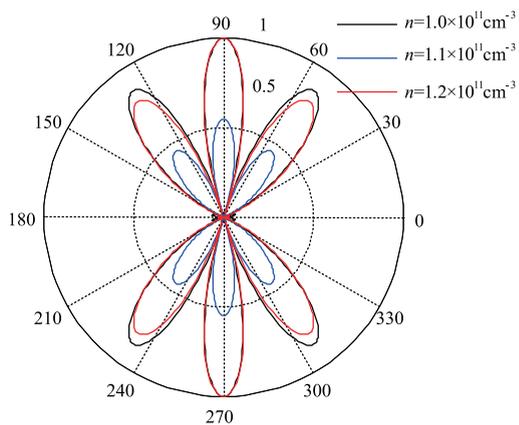


图9 辐射方向图

同一个量级的等离子体密度范围内,同一方向的辐射强度对等离子体密度非常敏感.

取碰撞频率 $\nu = 1\text{GHz}$ 、离子体密度 $n_0 = 1 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ 、等离子体柱天线长度 $L = 1\text{m}$ 、等离子体柱半径 $a = 0.5\text{cm}$,分析信号频率对辐射方向图的影响.由图 10 可以看出,辐射方向图受信号频率的影响非常显著.即,随着信号频率的逐渐增大,除了最大辐射方向始终位于天线垂直方向外,开始在最大辐射方向两侧约 $\Delta\theta$

$= 120$ 度范围内出现辐射强度较大的副瓣;并且副瓣的个数随着信号频率的逐渐增大而逐步增多,每个副瓣的副瓣宽度逐步减小,同时,由图 11 可以看出,在同一个量级信号频率范围内,随着信号频率的增大,同一方向的辐射强度逐渐减小.

同样,信号频率对最大辐射方向增益的影响也非常显著,在碰撞频率 $\nu = 1\text{GHz}$ 、离子体密度 $n_0 = 1 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ 条件下,由图 12 可以看出,在 $100\text{MHz} \sim 1\text{GHz}$ 的信号频率范围内,随着频率的增大,最大辐射方向增益先增大,后逐步减小,这暗示 ω_{pe}/ω 在一定范围内,信号可以最有效的辐射出去,具有增强辐射效果,这一发现与王春生^[15]等人研究的等离子体层覆盖球形金属天线的情形结论有某种程度的吻合,两种情形所出现的辐射增强现象的本质原因相同:等离子体/介质形成的多介质层的阻抗网络出现共振,从而形成特定参数下的辐射增强现象;随着信号频率的继续增大,主瓣辐射方向附近逐渐出现较多旁瓣,旁瓣的出现损失了一部分辐射能量,导致主瓣的辐射强度减小.所以在实际的应用中,在碰撞频率 $\nu = 1\text{GHz}$ 、离子体密度 $n_0 = 1 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ 条件下,应当选取 $300 \sim 400\text{MHz}$ 左右的工作频率以保证最大辐射方向的增益.

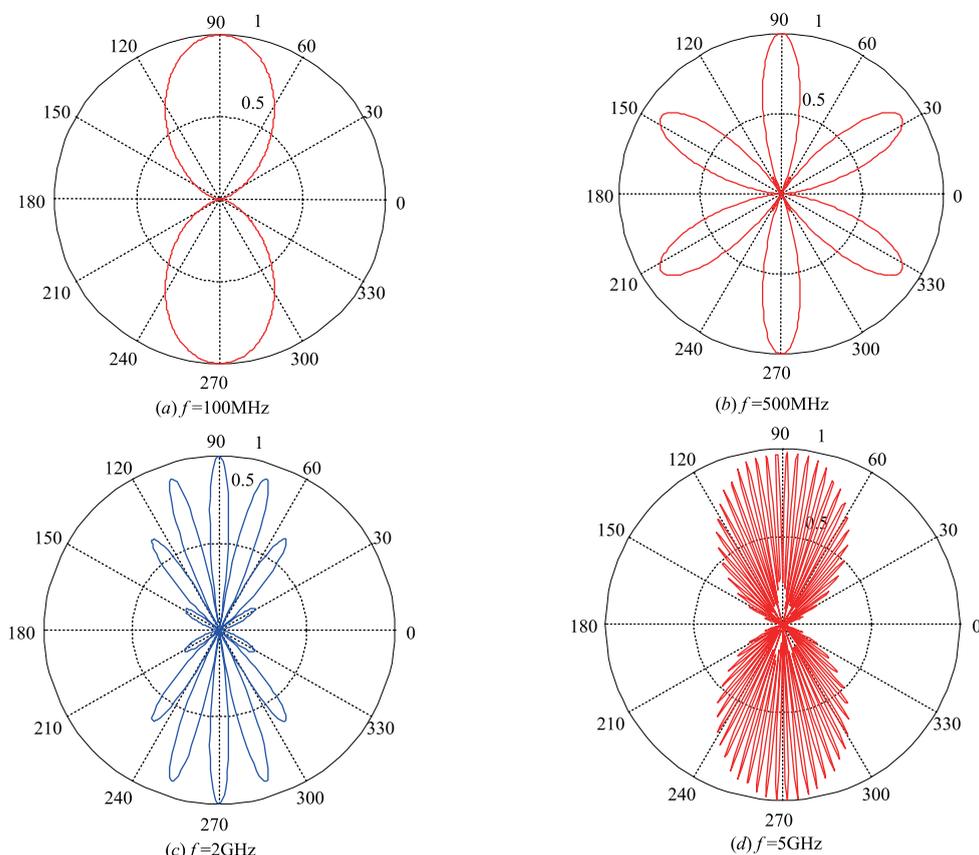


图10 辐射方向图

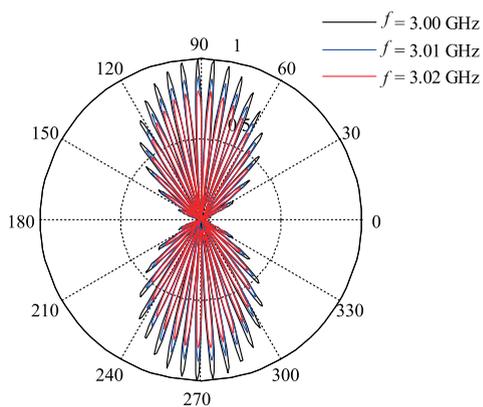


图11 辐射方向图

3.3 电子-中性原子碰撞频率对辐射阻抗与辐射能量分布的影响

在等离子体密度 $n_0 = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 条件下, 得到碰撞频率 $\nu/2\pi = 1\text{GHz}$ 、 1.5GHz 、 2GHz 、三种情况下等离子体天线的辐射阻抗实部随频率的分布如图 13 所示, 从图中可以看出, 在 $100\text{MHz} \sim 1\text{GHz}$ 的信号频率范围内, 随着频率的增大, 衡量辐射信号能力的辐射阻抗实部逐渐减小, 一般介于几欧姆至几十欧姆之间, 这一辐射阻抗实部数值大小范围与赵国伟等人^[7]实验测得的辐射阻抗实部数

值大小范围基本一致, 虽然本文研究的辐射阻抗实部随入射波频率的变化关系与赵国伟等人研究的辐射阻抗实部随等离子体天线长度的变化关系两者分析方面不同, 但两种情形同时均表明: 等离子体柱的辐射阻抗的实部大小一般介于几欧姆至一百欧姆之间, 图 13 同时暗示: 天线辐射信号的能力将随着信号频率的增大而减小; 同时, 从图中可以看出, 电子-中性原子碰撞频率越高, 辐射阻抗实部越小, 这是由于衡量电子温度的碰撞频率越高, 表明波将能量耦合给电子的比例越大, 从而减少了辐射出去的能量比例. 综上分析可知, 欲使等离子体天线具有更好的辐射信号的能力, 应选择较低的工作频率, 降低电子-中性原子碰撞频率.

取信号频率 $f = 1\text{GHz}$ 、当径向等离子体密度自 $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 至 $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 变化时, 由图 14 可以看出, 随着径向等离子体密度的减小, 归一化径向辐射能量幅值先增大后减小. 这暗示对于一定的信号频率和碰撞频率, 存在最佳的径向等离子体密度使得径向信号能量辐射幅值达到最大, 这一结论对于设计最优化的等离子体天线至关重要. 由图 14 还可以看出, 对于特定的信号频率和径向等离子体密度, 碰撞频率 (即电子温度) 越高, 径向信号能量辐射越强.

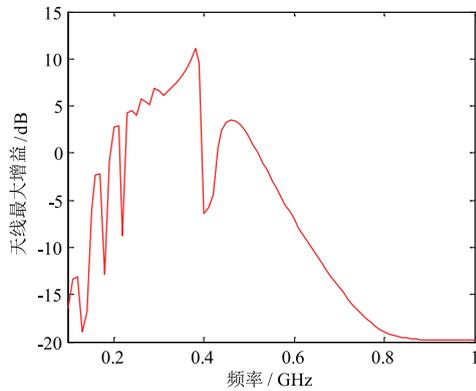


图12 最大增益随入射波频率的变化曲线

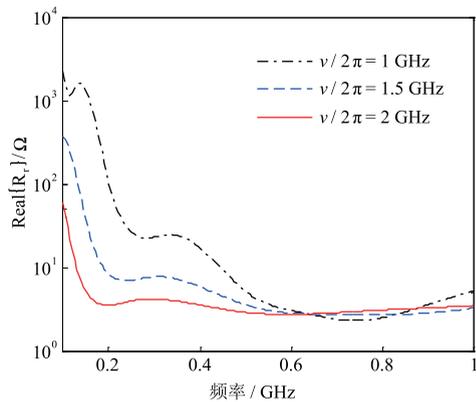


图13 辐射阻抗实部随入射波频率的变化曲线

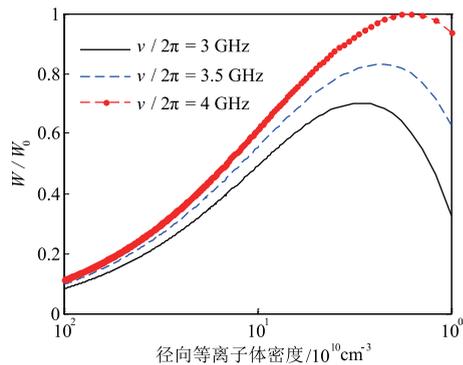


图14 轴向辐射能量随径向等离子体密度的变化曲线

4 结论

信号在非磁化等离子体柱表面传播时,其波矢受到信号频率、等离子体参数(空间密度分布,电子-中性原子碰撞频率)的调制,由非磁化等离子体柱表面的色散关系,得到特定参量下复数形式的波矢实部(相位系数)和虚部(衰减系数),再利用等离子体天线表面指数分布电流模型、等离子体阻抗推导得到等离子体柱天线的辐射方向图、增益、辐射阻抗等重要参数.理论计算结果表明信号频率、等离子体参数(密度,碰撞频率)对相位系数与衰减系数具有显著影响,对等离子体柱

辐射方向图具有明显的调控作用.在一定等离子体密度条件下,辐射方向图很好,具有几百兆赫兹频宽的宽频特点,但随着信号频率到达吉赫兹频段,辐射方向图又出现多波束特点!同样,在一定信号频率条件下,随着等离子体密度量级的跳变,辐射方向图也会有在单波束与多波束之间改变!因此,必须根据实际应用需求,在保证增益的前提下,通过精确调控信号频率或等离子体密度来重构等离子体天线的辐射方向图.

参考文献

- [1] Trivelpiece A W, Gould R W. Space charge waves in cylindrical plasma columns [J]. *Journal of Applied Physics*, 1959, 30(11): 1784 - 1793.
- [2] Moisan M, Shivarova A, Trivelpiece A W. Experimental investigations of the propagation of surface waves along a plasma column [J]. *Plasma physics*, 1982, 24(11): 1 - 13.
- [3] Burykin I I, Levitskii S M, Martynenko V G. The radiation of electromagnetic waves by a variable cross section cylindrical plasma waveguide [J]. *Radio Engineering and Electronic Physics*, 1975, 20: 86 - 91.
- [4] Borg G G, Harris J H, Miljak D G, et al. Application of plasma columns to radiofrequency antennas [J]. *Applied physics letters*, 1999, 74(22): 3272 - 3274.
- [5] Rayner J P, Whichello A P, Cheetham A D. Physical characteristics of plasma antennas [J]. *IEEE Transactions on plasma science*, 2004, 32(1): 269 - 281.
- [6] Ye H Q, Gao M, Tang C J. Radiation theory of the plasma antenna [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2011, 59(5): 1497 - 1502.
- [7] 赵国伟,徐跃民,陈诚.柱形等离子体辐射场和阻抗的数值计算[J]. *物理学报*, 2006, 55(7): 3458 - 3463.
Zhao G W, Xu Y M, Chen C. Numerical calculation of radiation pattern and impedance of column plasma [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, 55(7): 3458 - 3463. (in Chinese)
- [8] 赵国伟,徐跃民,陈诚.等离子体天线色散关系和辐射场数值计算[J]. *物理学报*, 2007, 56(9): 5298 - 5303.
Zhao G W, Xu Y M, Chen C. Calculation of dispersion relation and radiation pattern of plasma antenna [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, 56(9): 5298 - 5303. (in Chinese)
- [9] 吴振宇,杨银堂,汪家友.等离子体天线表面电流分布与辐射特性研究[J]. *物理学报*, 2010, 59(3): 1890 - 1894.
Wu Z Y, Yang Y T, Wang J Y. Study on current distribution and radiation characteristics of plasma antennas [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(3): 1890 - 1894. (in Chinese)
- [10] Borg G G, Harris J H, Martin N M, et al. Plasmas as antennas: Theory, experiment and applications [J]. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 2000, 7(5): 2198 - 2202.

- [11] Kumar R, Bora D. A reconfigurable plasma antenna[J]. Journal of Applied Physics, 2010, 107(5): 053303 – 053303 – 9.
- [12] Halili N A, Zali H M, Dagang A N, et al. Reconfigurable plasma antenna array by using fluorescent tube for Wi-Fi application[J]. Radioengineering, 2016, 25(2): 275 – 282
- [13] Bogachev N N, Bogdankevich I L, Gusein-zade N G, et al. Surface wave and linear operating mode of a plasma antenna[J]. Plasma Physics Reports, 2015, 41(10): 792 – 798.
- [14] Brelet Y, Houard A, Point G, et al. Radiofrequency plasma antenna generated by femtosecond laser filaments in air [J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(26): 264106 – 264106 – 3.
- [15] Wang C, Li X, Jiang B. The enhancement mechanism of thin plasma layer on antenna radiation[J]. Applied Physics Letters, 2015, 106(10): 1223 – 1229.
- [16] Naito T, Yamaura S, Yamamoto K, et al. Theoretical and experimental investigation of plasma antenna characteristics on the basis of gaseous collisionality and electron density [J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2014, 54(1): 016001 – 016001 – 7.
- [17] 黄方意, 时家明, 袁忠才, 等. 基于等离子体的定向天线阵理论与实验研究 [J]. 物理学报, 2013, 62(15): 155201 – 155201.
- Huang F Y, Shi J M, Yuan Z C et al. Theoretical and experimental study of plasma directional antenna array [J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(15): 155201 – 155201. (in Chinese)
- [18] Istomin E N, Karfidov D M, Minaev I M, et al. Plasma asymmetric dipole antenna excited by a surface wave [J]. Plasma physics reports, 2006, 32(5): 388 – 400.

作者简介



李文秋(通信作者) 男, 1984 年出生于甘肃天水, 现为中国科学院大学硕士研究生, 主要研究方向为低温等离子体技术在深空电磁推进系统、电离层通信、螺旋阵列天线领域的应用。
E-mail: beiste@163.com



王 刚 男, 1971 年出生于江苏盐城, 现为中国科学院大学博士研究生、中国科学院电子学研究所研究员、中国科学院大学电子电气与通信工程学院教授及博士生导师, 主要研究方向为空间行波管及空间用高压电源技术。
E-mail: wanggang@mail.ie.ac.cn