

文章编号: 1001-4322(2009)12-1833-06

有限磁场中激光等离子体通道天线的传播特性*

夏新仁, 尹成友

(合肥电子工程学院 脉冲功率激光技术国家重点实验室, 合肥 230037)

摘 要: 提出了一种用于辐射高功率微波的各向异性磁化等离子体通道天线 (AMPCA), 阐述了该天线的具体实现方法, 给出了其工作原理, 建立了 AMPCA 的电磁模型。推导了广义柱坐标系下各向异性磁化等离子体中纵向场满足的波动方程, 并给出了纵向场与横向场的关系, 利用边界条件导出了 AMPCA 传播模式的特征方程, 并在极限条件下, 将结果与已有文献进行对比, 验证了所推导结果的正确性和有效性。数值计算了 AMPCA 传播模式的色散曲线。

关键词: 高功率微波; 有限磁场; 等离子体通道天线; 特征方程; 传播特性; 各向异性磁化等离子体通道天线

中图分类号: TN136

文献标志码: A

近年来,随着高功率微波 (HPM) 源技术的不断发展,对 HPM 应用的研究不断深入,各国都积极地投入到了相关的研究中^[1-2]。但 HPM 在传输过程中的尾蚀效应和吸收峰作用严重限制了 HPM 的应用效能^[3-4],这对 HPM 的辐射系统提出了很高的要求。目前,HPM 辐射天线主要有加载天线^[5-6] (加载振子或加载片状辐射器) 和 TEM 喇叭天线。后者虽然结构简单,但具有方向性不强、口面利用不充分和机动性差等缺点^[7]。因此,HPM 辐射系统的性能成为制约其应用的瓶颈之一。寻求一种适合于辐射 HPM 的高性能天线成为迫在眉睫的研究课题。众所周知,当超短强激光脉冲通过低压气体时,就会使得气体电离,产生等离子体通道^[8],鉴于此,提出用激光引导 HPM 的思想——激光等离子体通道天线。激光等离子体通道天线的物理基础主要涉及到 HPM 在光致大气等离子体通道中的传播,而任何工程应用均以全面了解本征模的特性为前提条件,故对该天线特征方程的推导和分析非常必要^[9-10]。

实际应用中的磁场不可能为无穷大值,本文阐述了各向异性磁化等离子体通道天线 (AMPCA) 的实现方法,在此基础上,建立了 AMPCA 的电磁分析模型。推导出了广义柱坐标系下 AMPCA 中纵向场所满足的波动方程及纵-横关系。结合运动系统的电磁场理论,利用边界条件导出了 AMPCA 传播模式的色散方程,并在特殊情形下,通过实例验证了本文结果的正确性和有效性。运用数值方法对特征方程进行严格求解,得到了 AMPCA 传播模式的色散曲线。

1 AMPCA 的具体实现

AMPCA 的系统实现原理如图 1 所示。其工作原理为:在雷达提供目标具体方位的前提下,高功率脉冲激光器对准某一近距离目标,发射超短强激光脉冲,使大气电离,在空间形成指向目标的各向异性磁化等离子体通道,同时,同步信号控制 HPM 发生器,使之产生 HPM,通过天线耦合装置将 HPM 耦合到等离子体通道。这样,一方面 HPM 与激光产生的等离子体区以接近光速的速度同步向前传输,并最终高精度、高效率地击中迎面目标,另一方面用激光产生的各向异性磁化等离子体通道作为辐射 HPM 的天线使用,将 HPM 从通道侧面辐射出去摧毁目标。

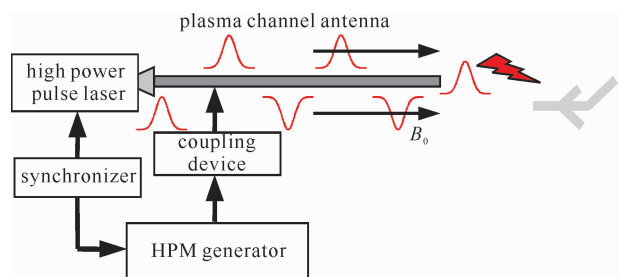


Fig. 1 System schematic of AMPCA

图 1 AMPCA 的系统框图

* 收稿日期:2008-09-04; 修订日期:2009-08-10

基金项目:国家自然科学基金项目(60671057)

作者简介:夏新仁(1976—),男,安徽当涂人,工程师,博士,主要从事电磁场数值计算、等离子体天线等研究;xxr-1016@163.com。

2 特征方程

根据 AMPCA 的工作原理,可以假定两点:一是 HPM 的传输始终滞后于激光脉冲一极小时间间隔,故等离子体通道可以近似为无限长的等离子体柱;二是由激光产生等离子体通道的机理可知,等离子体通道可近似为沿激光传输方向(取为 z 轴方向)密度均匀、半径 a 不变的等离子体圆柱。另外,激光等离子体通道是因激光电离大气而形成,而激光又在大气中传输,故可认为通道中等离子体处于运动状态。综合考虑,将 AMPCA 的电磁模型近似为以速度 $\mathbf{v} = \mathbf{e}_z v$ 运动的无限长各向异性磁化等离子体圆柱,其中: v 为等离子柱运动速度的大小, \mathbf{e}_z 为坐标轴 z 方向的单位矢量。

由电磁理论中相对论可知:即使是一般各向同性媒质,在运动系中也表现出双各向异性。因此,若利用纵向分量通过横-纵关系来表示处于运动系中各向异性磁化等离子体的横向分量十分困难。但由于 AMPCA 的实现是利用激光在空间大气中形成等离子体通道,故通道周围的媒质是空气,本文近似为真空来处理。等离子体通道天线的原始模型如图 2 所示。而由相对论可知:真空中的介电常数 ϵ_0 和真空磁导率 μ_0 为洛仑兹不变量^[11],故空气在运动系和静止系中均为表现为各向同性。根据相对性原理,可以考虑原始模型的等价模型,如图 3 所示。将无限长各向异性磁化等离子体柱看成处于静止系中,而周围的无限大空气处于以速度 $\mathbf{v} = -\mathbf{e}_z v$ 运动的运动系中。

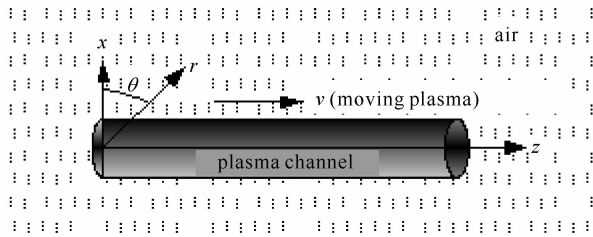


Fig. 2 Original electromagnetic model of plasma channel antenna

图 2 等离子体通道天线的原始模型

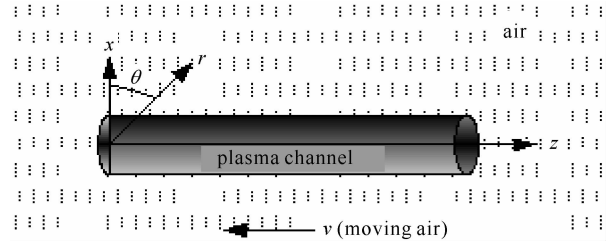


Fig. 3 Equivalent electromagnetic model of plasma channel antenna

图 3 等离子体通道天线的等价模型

2.1 周围空气中的切向场

当空气处于静止系中时,设其中的电场为 $E'_{or}, E'_{o\theta}, E'_{oz}$, 磁场为 $H'_{or}, H'_{o\theta}, H'_{oz}$ 。根据空气中的齐次波动方程和波函数的性质可知,静止系中空气中的纵向场分量可表示为^[11]

$$E'_{oz} = B_1 H_n^{(2)}(p'r') \exp(-jk'z' + jn\theta'), \quad H'_{oz} = B_2 H_n^{(2)}(p'r') \exp(-jk'z' + jn\theta') \quad (1)$$

式中: n 为传播模式的阶数; $p' = \sqrt{\omega'^2 \mu_0 \epsilon_0 - k'^2}$, 其中 ω' 和 k' 分别为天线中所传电磁波在静止系中的频率和待求传播常数; B_1, B_2 为待定的常数; $H_n^{(2)}(\cdot)$ 表示第二类汉开尔函数。

由于空气处在静止系和运动系中均表现出各向同性,电磁参数均为 ϵ_0 和 μ_0 ,故其本构关系没有改变。另外,又由于麦克斯韦方程是洛仑兹协变性,故空气在运动系和静止系中的纵-横关系式的形式相同,从而由麦克斯韦方程可得空气在运动系中的纵-横关系式为

$$\begin{bmatrix} E_{or} \\ E_{o\theta} \\ H_{or} \\ H_{o\theta} \end{bmatrix} = \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - k^2} \begin{bmatrix} -jk & 0 & 0 & -j\omega\mu_0/r \\ 0 & -jk/r & j\omega\mu_0 & 0 \\ 0 & j\omega\epsilon_0/r & -jk & 0 \\ -j\omega\epsilon_0 & 0 & 0 & -jk/r \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial E_{oz}/\partial r \\ \partial E_{oz}/\partial \theta \\ \partial H_{oz}/\partial r \\ \partial H_{oz}/\partial \theta \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中: ω 和 k 分别为天线中所传电磁波在运动系中的频率和待求传播常数。当空气处于运动系中时,设其中的电场为 $E_{or}, E_{o\theta}, E_{oz}$, 磁场为 $H_{or}, H_{o\theta}, H_{oz}$ 。因为空气是沿 z 轴运动的,故其中的 z 向分量(即纵向分量)是不变的,由式(1)可知空气处于运动系中的纵向分量为

$$E_{oz} = B_1 H_n^{(2)}(p'r') \exp(-jk'z' + jn\theta'), \quad H_{oz} = B_2 H_n^{(2)}(p'r') \exp(-jk'z' + jn\theta') \quad (3)$$

由洛仑兹变换可知 $r' = r, \theta' = \theta$, 将式(3)代入式(2)可得空气处于运动系时的横向分量的切向场为

$$E_{o\theta} = \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - k^2} [j\omega\mu_0 p' H_n^{(2)'}(p'r') B_2 + \frac{k}{r} n H_n^{(2)}(p'r') B_1] \exp(-jk'z' + jn\theta') \quad (4)$$

$$H_{o\theta} = \frac{1}{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - k^2} [-j\omega\epsilon_0 p' H_n^{(2)'}(p'r') B_1 + \frac{k}{r} n H_n^{(2)}(p'r') B_2] \exp(-jk'z' + jn\theta') \quad (5)$$

由洛仑兹逆变换可知, k, ω 与 k', ω' 之间的关系为

$$k = \gamma(k' + \omega'v/c^2), \quad \omega = \gamma(\omega' + k'v) \quad (6)$$

式中: $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v/c$, c 为光速。

2.2 等离子体中的切向场

在等价模型下, 对于通道内的等离子体来说, 它处于静止系中。当外加轴向磁场为有限值, 并忽略碰撞时, 其张量介电常数为^[12-13]

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_1 & -\epsilon_2 & 0 \\ \epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix} \quad (7)$$

式中: $\epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2/\omega'^2}{1 - \omega_c^2/\omega'^2}$; $\epsilon_2 = j \frac{\omega_p^2\omega_c/\omega'^3}{1 - \omega_c^2/\omega'^2} = -j\epsilon_g$; $\epsilon_3 = 1 - \omega_p^2/\omega'^2$; $\omega_p = \sqrt{n_0 e^2/(m_e \epsilon_0)}$ 为等离子体频率,

其中 n_0 为电子密度, e 为电子电量; $\omega_c = eB_0/m_e$ 为电子回旋频率, B_0 为背景磁场大小。

在广义柱坐标系 (u, v, z) 下, 当外加轴向磁场为有限值时, 利用各向异性磁化等离子体的本构关系, 可得其中的电磁场满足的麦克斯韦方程组为

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t = -\mu_0 \partial \mathbf{H}/\partial t, \quad \nabla \cdot \mathbf{D} = \bar{\epsilon} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0 \quad (8)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D}/\partial t = \bar{\epsilon} \cdot \partial \mathbf{E}/\partial t, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = \mu_0 (\nabla \cdot \mathbf{H}) = 0 \quad (9)$$

利用式(7)~(9), 经过推导可得外加轴向磁场为有限值时, 各向异性磁化等离子体中的纵向电磁场所满足的波动方程为

$$\begin{bmatrix} -\nabla_t^2 & b_m \\ b_e & -\nabla_t^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_e E_z \\ a_m H_z \end{bmatrix} \quad (10)$$

式中: $\nabla^2 - \partial^2/\partial z^2 = \nabla_t^2$, 下标 t 表示横向分量或横向微分运算; $k'_0 = \omega' \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, $a_e = (k'_0 \epsilon_1 - k'^2) \epsilon_3 / \epsilon_1$; $a_m = k'_0 (\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2) / \epsilon_1 - k'^2$, $b_e = \omega' \epsilon_0 \epsilon_2 \epsilon_3 k' / \epsilon_1$, $b_m = -\omega' \mu_0 \epsilon_2 k' / \epsilon_1$ 。由方程(10)可知: 在外加轴向磁场为有限值的情况下, 等离子体中电磁场的纵向分量不再相互独立, 而是满足一定的耦合关系。由方程(10), 并结合波函数的性质^[11], 可知等离子体通道内部的纵向场可表示为

$$E_{pz} = A_1 J_n(p_1 r) + A_2 J_n(p_2 r), \quad H_{pz} = A_1 q_1 J_n(p_1 r) + A_2 q_2 J_n(p_2 r) \quad (11)$$

式中: $p_1^2 = \frac{1}{2} [(a_e + a_m) + \sqrt{(a_e + a_m)^2 - 4(a_e a_m - b_e b_m)}]$; $p_2^2 = \frac{1}{2} [(a_e + a_m) - \sqrt{(a_e + a_m)^2 - 4(a_e a_m - b_e b_m)}]$; $q_1 = (a_e - p_1^2) / b_m$; $q_2 = (a_e - p_2^2) / b_m$; A_1 和 A_2 为待定的常数; $J_n(\cdot)$ 为第一类贝塞尔函数。

式(11)只给出了等离子体通道内的纵向场。若要求得横向场分量, 必须知道各向异性磁化等离子体中的纵-横关系式。下面在广义柱坐标系 (u, v, z) 下, 求解各向异性磁化等离子体中的纵-横关系式。假定电磁波沿 z 方向传播, 波的传播因子为 $\exp(j\omega t - jkz)$, 设 u, v 方向的拉梅系数分别为 h_1, h_2 。将式(8)~(9)中的第一式中的矢量和旋度写成横向分量和纵向分量之和的形式, 并利用旋度的性质将其展开后可得

$$-j\omega\mu_0 \mathbf{H}_t = \nabla_t \times \mathbf{E}_z + \nabla_z \times \mathbf{E}_t \quad (12)$$

$$j\omega \bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E}_t = \nabla_t \times \mathbf{H}_z + \nabla_z \times \mathbf{H}_t \quad (13)$$

利用式(12)~(13)和利用微分恒等式 $\nabla_1 \times \nabla_2 \times \mathbf{A} = \nabla_2 (\nabla_1 \cdot \mathbf{A}) - (\nabla_1 \cdot \nabla_2) \mathbf{A}$, 经过数学推导, 可得广义柱坐标系 (u, v, z) 下各向异性磁化等离子体中纵-横关系。而在圆柱坐标系下, 有 $h_1 = 1, h_2 = r$; $u = r, v = \theta$ 。将 h_1, h_2, u, v 一并代入广义柱坐标系下各向异性磁化等离子体中纵-横关系, 可得圆柱坐标系下其中的纵-横关系为

$$\begin{bmatrix} E_{pr} \\ E_{p\theta} \\ H_{pr} \\ H_{p\theta} \end{bmatrix} = \frac{1}{M} \begin{bmatrix} -jA_0 & -A_{e1} & A_{e2} & -jA_{e3} \\ A_{e1} & -jA_0 & jA_{e3} & A_{e2} \\ A_{m1} & jA_{m2} & -jA_0 & -A_{m3} \\ -jA_{m2} & A_{m1} & A_{m3} & -jA_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \partial E_{pz}/\partial r \\ \partial E_{pz}/(r\partial\theta) \\ \partial H_{pz}/\partial r \\ \partial H_{pz}/(r\partial\theta) \end{bmatrix} \quad (14)$$

式中: $A_{m1} = -\omega' \epsilon_0 \epsilon_g k'^2$; $A_{m2} = \omega' \epsilon_0 [k_0'^2 (\epsilon_1^2 - \epsilon_g^2) - k'^2 \epsilon_1]$; $A_{m3} = k' k_0'^2 \epsilon_g$; $A_0 = k' (k_0'^2 \epsilon_1 - k'^2)$; $M = [k_0'^2 (\epsilon_1 - \epsilon_g) - k'^2] [k_0'^2 (\epsilon_1 + \epsilon_g) - k'^2]$; $A_{e1} = k' k_0'^2 \epsilon_g$; $A_{e2} = \omega' \mu_0 k_0'^2 \epsilon_g$; $A_{e3} = \omega' \mu_0 (k_0'^2 \epsilon_1 - k'^2)$; $k_0' = \omega' \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$; ϵ_g 为变量代换量。

由式(11),(14)可得等离子体通道内部横向分量的切向场为

$$E_{p\theta} = [f_{e1} p_1 J'_n(p_1 r') A_1 + f_{e2} p_2 J'_n(p_2 r') A_2 + \frac{n}{r} g_{e1} J_n(p_1 r') A_1 + \frac{n}{r} g_{e2} J_n(p_2 r') A_2] \exp(-jk'z' + jn\theta') \quad (15)$$

$$H_{p\theta} = [f_{m1} p_1 J'_n(p_1 r') A_1 + f_{m2} p_2 J'_n(p_2 r') A_2 + \frac{n}{r} g_{m1} J_n(p_1 r') A_1 + \frac{n}{r} g_{m2} J_n(p_2 r') A_2] \exp(-jk'z' + jn\theta') \quad (16)$$

式中: $J'_n(\cdot)$ 为第一类贝塞尔函数的导数; $f_{e1} = (A_{e1} + jA_{e3}q_1)/M$; $f_{e2} = (A_{e1} + jA_{e3}q_2)/M$; $g_{e1} = (A_0 + jA_{e2}q_1)/M$; $g_{e2} = (A_0 + jA_{e2}q_2)/M$; $f_{m1} = (-jA_{m2} + A_{m3}q_1)/M$; $f_{m2} = (-jA_{m2} + A_{m3}q_2)/M$; $g_{m1} = (jA_{m1} + A_0q_1)/M$; $g_{m2} = (jA_{m1} + A_0q_2)/M$ 。

2.3 特征方程

由式(3)~(5),(11)和式(15)~(16),并利用等离子体与空气的交界面处(即 $r'=a$ 处)切向分量相等,即 $E_{0z} = E_{pz}$, $H_{0z} = H_{pz}$, $E_{0\theta} = E_{p\theta}$, $H_{0\theta} = H_{p\theta}$,可以得到关于 A_1, A_2, B_1, B_2 的方程组,由方程组的非零解条件,可得外磁场为有限值时的特征方程为

$$\{p^2 [f_{m2} x_{p2}^2 J(x_{p2}) + ng_{m2}] - q_2 kn + j\omega\epsilon_0 x_0^2 H(x_0)\} \{p^2 [f_{e1} x_{p1}^2 J(x_{p1}) + ng_{e1}] - j\mu_0 q_1 \omega x_0^2 H(x_0) - kn\} - \{p^2 [f_{m1} x_{p1}^2 J(x_{p1}) + ng_{m1}] - q_1 kn + j\omega x_0^2 \epsilon_0 H(x_0)\} \{p^2 [f_{e2} x_{p2}^2 J(x_{p2}) + ng_{e2}] - kn - j\mu_0 q_2 \omega x_0^2 H(x_0)\} = 0 \quad (17)$$

式中: $x_0 = p'a$; $x_{p1} = p_1 a$; $x_{p2} = p_2 a$; $H(x_0) = H_n^{(2)'}(x_0)/[x_0 H_n^{(2)}(x_0)]$; $J(x_{p1}) = J'_n(x_{p1})/[x_{p1} J_n(x_{p1})]$; $J(x_{p2}) = J'_n(x_{p2})/[x_{p2} J_n(x_{p2})]$; $p = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - k^2}$ 。

2.4 两种特殊情况

在轴对称情况下,将 $n=0$ 代入式(17)后可以得到色散方程为

$$[p^2 f_{m2} x_{p2}^2 J(x_{p2}) + j\omega\epsilon_0 x_0^2 H(x_0)][p^2 f_{e1} x_{p1}^2 J(x_{p1}) - j\mu_0 q_1 \omega x_0^2 H(x_0)] - [p^2 f_{m1} x_{p1}^2 J(x_{p1}) + j\omega x_0^2 \epsilon_0 H(x_0)][p^2 f_{e2} x_{p2}^2 J(x_{p2}) - j\mu_0 q_2 \omega x_0^2 H(x_0)] = 0 \quad (18)$$

式(18)说明,当背景磁场为有限磁场时,等离子体通道天线的混合模不再象非磁化等离子体或背景磁场为无穷大的磁化等离子体那样可以退化成 TE 模和 TM 模。这与文献[14]的结果完全一致。

当周围空气和等离子体柱都处于静止状态,即 $v=0$ 时,有 $\omega=\omega'$, $k=k'$, $p=p'$,则特征方程为

$$[f_{m2} p_2^2 J(x_{p2}) + j\omega\epsilon_0 H(x_0) + n(p_2^2 g_{m2}/x_2^2 - kq_2/x_0^2)][f_{e1} p_1^2 J(x_{p1}) - j\mu_0 q_1 \omega H(x_0) + n(p_1^2 g_{e1}/x_1^2 - k/x_0^2)] - [f_{m1} p_1^2 J(x_{p1}) + j\omega\epsilon_0 H(x_0) + n(p_1^2 g_{m1}/x_1^2 - kq_1/x_0^2)][f_{e2} p_2^2 J(x_{p2}) - j\mu_0 q_2 \omega H(x_0) + n(p_2^2 g_{e2}/x_2^2 - k/x_0^2)] = 0 \quad (19)$$

式(19)与文献[15]中的结果完全一致,说明了本文所导结果的正确性。另外,即使在静止状态时,轴对称情况下的混合模也不再退化为 TE 和 TM 模。

3 数值仿真

图 4 为等离子体通道纵向速度 $v=0.9c$, $a/\lambda=3$ (λ 为电磁波波长), $\omega_c/\omega'=0.5$ 时, AMPCA 传播内部模式 HE_{nm} 的衰减常数和相移常数随等离子体频率(ω_p/ω')的变化曲线。由图可以看出:衰减常数随着等离子体频

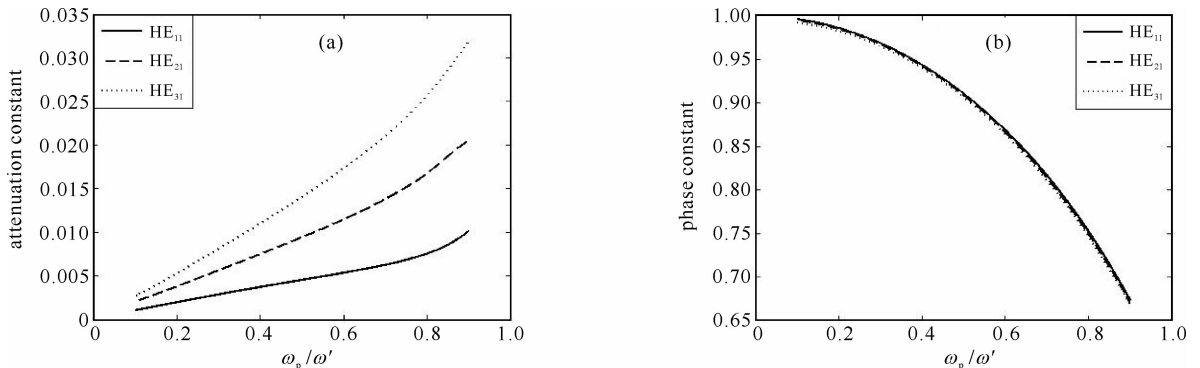


Fig. 4 Attenuation constants and phase constants of AMPCA vs ω_p/ω'

图 4 AMPCA 传播模式的衰减常数和相移常数与 ω_p/ω' 的关系

率增大而增大,且各模式衰减常数之间的差值也在增大;在 $\omega_p/\omega' = 0.8$ 附近,衰减常数增大的剧烈程度有增加的趋势;随着传播模式 HE_m 的阶数 n 的增大,衰减常数增大;相移常数随着等离子体频率增加而减小,且各次模式的相移常数曲线几乎重合。

图 5 为速度 $v = 0.9c$, $\omega_p/\omega' = 0.3$, $\omega_c/\omega' = 0.5$ 时,AMPCA 传播内部模式 HE_m 的传播特性与通道尺寸 (a/λ) 的关系曲线。由图可知:衰减常数随着通道半径的增加而减小;随着传播模式 HE_m 的阶数 n 的增大,衰减常数的值和其减小的剧烈程度都增加;对于每一个模式 HE_m 来说,在 $a/\lambda = 4$ 附近,衰减常数随通道尺寸的变化开始变得平缓;当 $a/\lambda > 9$ 时,各次模式的衰减常数有趋于一致的趋势;当 $a/\lambda < 4$ 时, $n = 2, 3$ 阶模式的相移常数随着通道尺寸的增加稍有增大,且随着模式阶数 n 的增大,相移常数减小;当 $a/\lambda > 4$ 时,相移常数随着通道尺寸的增加基本保持不变,且各次模式的相移常数也基本趋于一致。

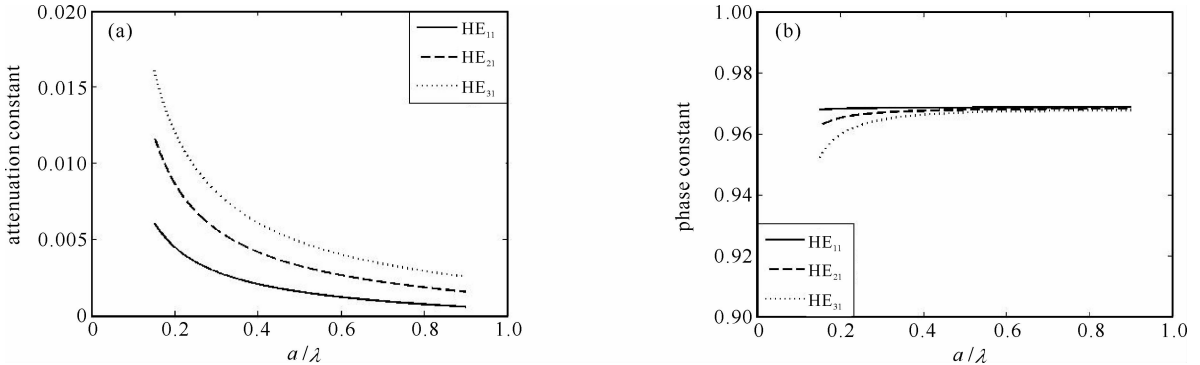


Fig. 5 Attenuation constants and phase constants of AMPCA vs a/λ

图 5 AMPCA 传播模式的衰减常数和相移常数与 a/λ 的关系

图 6~7 为速度 $v = 0.9c$, $\omega_p/\omega' = 0.3$, $a/\lambda = 3$ 时,AMPCA 传播内部模式 HE_m 的传播特性与外磁场(即回旋频率 ω_c/ω') 的关系曲线。由图可知:衰减常数随着回旋频率的增加而减小,随着传播模式 HE_m 的阶数 n 的增大,衰减常数的值和其减小的剧烈程度都增加,且 $\omega_c/\omega' < 1$ 时衰减常数减小的剧烈程度要大于 $\omega_c/\omega' > 1$ 时;当回旋频率继续增加,各次模式的衰减常数和相移常数趋于不变;相移常数随着回旋频率的增加略有增大;

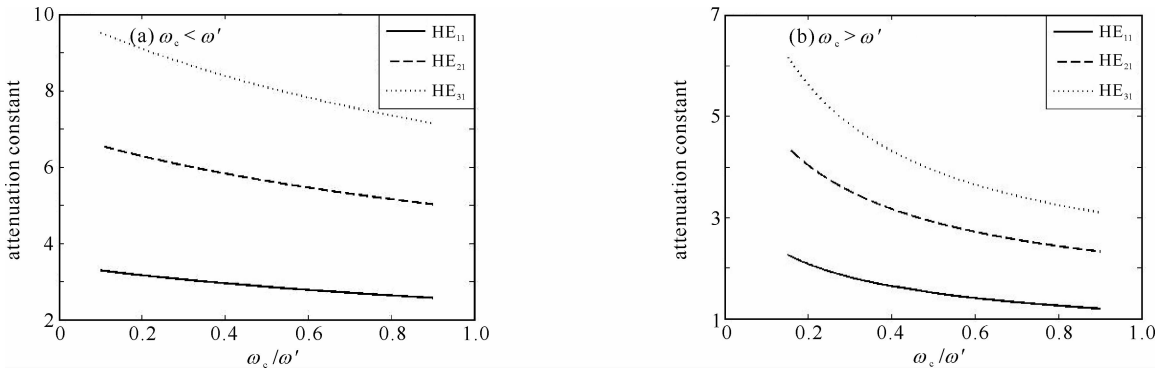


Fig. 6 Attenuation constants of AMPCA vs ω_c/ω'

图 6 AMPCA 传播模式的衰减常数与 ω_c/ω' 的关系

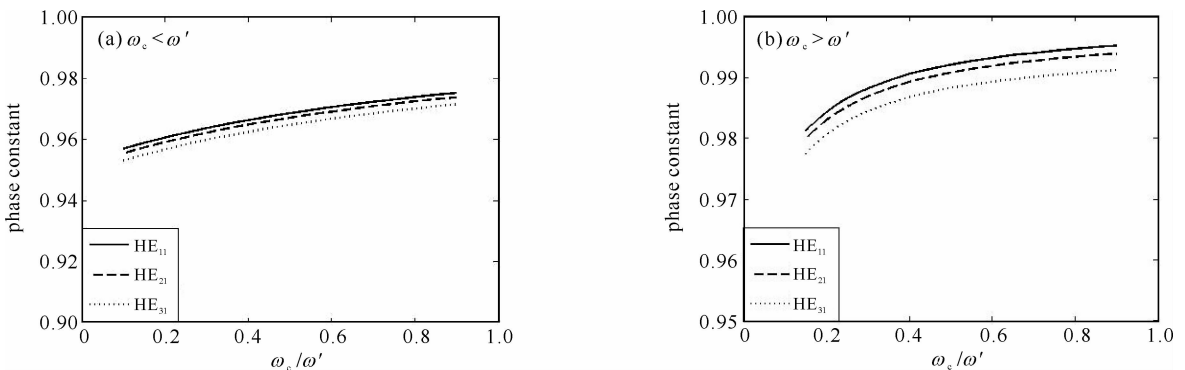


Fig. 7 Phase constants of AMPCA vs ω_c/ω'

图 7 AMPCA 传播模式的相移常数与 ω_c/ω' 的关系

随着传播模式 HE_{mn} 的阶数 n 的增大,相移常数的值稍有减小,各模式相移常数几乎重合,且变化几乎一致。

4 结 论

本文给出了用于辐射 HPM 的 AMPCA 的工作原理,建立了其电磁分析模型,导出了 AMPCA 传播模式的特征方程,由特征方程可以看出,把等离子体通道近似为以速度 $v=e_2v$ 运动的无限长均匀等离子体圆柱时,特征方程的大多数特性仍然保留,AMPCA 只能传输混合模 EH 和 HE。运用 Muller 求根法对特征方程进行求解,得出了 AMPCA 传播模式的色散曲线,为 AMPCA 的实现提供了有益的理论基础。

参考文献:

- [1] 邢召伟,周东方,邵颖,等. 高功率微波在抗击巡航导弹中的应用[J]. 信息工程大学学报, 2006, 7(1):28-30. (Xing Zhaowei, Zhou Dongfang, Shao Ying, et al. Application of high power microwave to attacking cruise missile. *Journal of Information Engineering University*, 2006, 7(1):28-30)
- [2] 贺元吉,刘彦芝,李传庐. 高功率微波武器与反辐射导弹对抗研究[J]. 航天电子对抗, 2005, 21(4):29-32. (He Yuanji, Liu Yanzhi, Li Chuanlu. Study on high power microwave weapons attacking anti-radiation missiles. *Aerospace Electronic Warfare*, 2005, 21(4):29-32)
- [3] 杨建宏,牛忠霞,周东方,等. 大气击穿对高功率微波天线的影响[J]. 强激光与粒子束, 2005, 17(8):1223-1227. (Yang Jianhong, Niu Zhongxia, Zhou Dongfang, et al. Effect of air breakdown on high power microwave antenna. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, 17(8):1223-1227)
- [4] 曹金坤,周东方,牛忠霞,等. 重复频率高功率微波脉冲的大气击穿[J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(1):115-118. (Cao Jinkun, Zhou Dongfang, Niu Zhongxia, et al. Air breakdown by repetition-rate high power microwave pulse. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, 18(1):115-118)
- [5] 汪文秉. 瞬态电磁场[M]. 西安:西安交通大学出版社, 1991:85-121. (Wang Wenbing. Transient electromagnetic field. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 1991:85-121)
- [6] Volakis J L, Young J D. Phase linearization of a broadband antenna response in time domain[J]. *IEEE Trans on AP*, 1982, 30(2):309-313)
- [7] 黄治,尹成友. Wu-King 加载偶极天线的 FDTD 分析[J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(1):105-109. (Huang Ye, Yin Chengyou. FDTD analysis of transient radiation from Wu-King resistive dipole antenna. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, 18(1):105-109)
- [8] Hao Z Q, Zhang J, Li Y T, et al. Prolongation of the fluorescence lifetime of plasma channels in air induced by femtosecond laser pulses[J]. *Appl Phys B*, 2005, 80(3):627-630.
- [9] 钱志华. 等离子体天线的辐射与散射特性分析[D]. 南京:南京理工大学, 2006:50-58. (Qian Zhihua. Analysis of radiation and scattering characteristics of plasma antenna. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2006:50-58)
- [10] Fu Wenjie, Yan Yang. Harmonic generation of high-power microwave in plasma filled waveguide[J]. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 2008, 29(10):43-50.
- [11] 傅君眉,冯恩信. 高等电磁理论[M]. 西安:西安交通大学出版社, 2000:40-60. (Fu Junmei, Feng Enxin. Advanced electromagnetic theory. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2000:40-60)
- [12] Liu S G, Lee J K. Theory of wave propagation along corrugated waveguide filled with plasmas immersed in an axial magnetic field[J]. *IEEE Trans on Plasma Sci*, 1996, 24(3):918-923.
- [13] Liu Shenggang, Lee J K, Zhu Dajun. Theory of wave propagation along waveguide filled with plasma in finite magnetic field[J]. *Science in China E*, 1997, 39(5):485-503.
- [14] Hu Binjie, Wei Gang. Numerical simulation of the fundamental mode of a magnetoplasma rod surrounded by a lossless dielectric layer[J]. *IEEE Trans on Plasma Sci*, 2001, 29(1):1-7.
- [15] 胡斌杰,阮成礼,林为干. 有限磁场中等离子体圆柱波导的传播特性[J]. 物理学报, 1998, 47(2):245-251. (Hu Binjie, Ruan Chengli, Lin Weigan. Propagation properties of a plasma waveguide in a finite magnetic field. *Acta Physica Sinica*, 1998, 47(2):245-251)

Propagation properties of laser plasma channel antenna in finite magnetic field

Xia Xinren, Yin Chengyou

(State Key Laboratory of Pulsed Power Laser Technology, Hefei Electronic Engineering Institute, Hefei 230037, China)

Abstract: An anisotropic magnetized plasma channel antenna (AMPCA) for radiating high power microwave is presented. The concrete realization method of AMPCA is simply described. The operating principle of AMPCA is given, and the electromagnetic model of AMPCA is created. The wave equations for the longitudinal electromagnetic fields are deduced, and the relations between the transverse electromagnetic fields and the longitudinal ones of anisotropic magnetic plasma in generalized cylindrical coordinate are given. The characteristic equation of modes for AMPCA is deduced by applying the boundary conditions of electromagnetic fields. In the limit cases, the results of this paper are consistent with that given in literature's. The dispersive curves of modes for AMPCA are calculated.

Key words: high power microwave; finite magnetic field; plasma channel antenna; characteristic equation; propagation properties; anisotropic magnetized plasma channel antenna