

磁场对螺旋波等离子体波和能量吸收影响的数值研究*

成玉国[†] 程谋森 王墨戈 李小康

(国防科学技术大学航天科学与工程学院, 长沙 410073)

(2013年8月22日收到; 2013年9月29日收到修改稿)

本文考察在径向电子数密度呈抛物形分布的情况下, 外加稳恒磁场, 射频通过螺旋波天线在等离子体中激发电磁波的传播性质. 采用线性扰动波假设, 数值求解 Maxwell 方程组, 得到 80—800 G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$) 磁场条件下等离子体中径向电、磁场强度及能量沉积密度的分布情形. 计算结果表明, 磁场增大 ($80 \rightarrow 800 \text{ G}$) 时, 螺旋波受到的阻尼较小, 可深入等离子体传播; Trivelpiece-Gould (TG) 波受到的阻尼增大, 在等离子体-真空边界处衰减增强; 整体的能量吸收向边界集中. 磁感应强度小于 100 G 时, TG 波可深入主等离子体区传播, 等离子体径向能量吸收相对均匀.

关键词: 螺旋波, 等离子体, 磁场, 数值模拟

PACS: 52.50.Qt, 41.20.Jb, 52.70.Ds, 02.60.-x

DOI: 10.7498/aps.63.035203

1 引言

螺旋波等离子体源具有无电极腐蚀、工质选择范围广等优点, 是继霍尔推力器^[1,2], 脉冲等离子体推力器^[3]之后, 近年来探索的新型电磁推力器的重要组成部分, 如变比冲磁等离子体推力器、射频辅助法拉第加速推力器等^[4-7].

对于螺旋波等离子体源推力器, 射频加热段产生的等离子体能量及其分布特性对推力器性能有较大影响^[4,5]. 早期研究通常认为等离子体中朗道阻尼导致能量的沉积^[8,9], 但当波长较小、相速度远大于电子热运动速度时, 朗道阻尼沉积机理不再成立. Shamrai 等^[10]对均匀密度等离子体分析后认为, 螺旋波天线激发等离子体过程中, 除产生螺旋波之外, 在等离子体-真空边界处产生具有静电性质的 TG 波, 且能量沉积主要由 TG 波耗散引起. 这一结论逐渐成为研究人员的共识^[11-14].

螺旋波等离子体电离时, 射频能量经左旋圆极

化 ($m = -1$), 右旋圆极化 ($m = 1$) 或双环型对称极化 ($m = 0$) 射频天线激发具有电磁性质, 波长较大, 衰减缓慢的螺旋波和具有静电性质, 波长较小, 衰减较快的 TG 波, 通过波与粒子的相互作用加热等离子体. 等离子体中的电子为能量吸收的主要介质, 并通过碰撞阻尼等机理将能量传递给离子和中性气体. 无磁场约束时, 波动对介质的影响尺度由趋势深度决定, 引入外部约束磁场, 波动能够深入等离子体内部, 可增强能量吸收的均匀性, 同时, 在低气压放电情形下, 由于绕磁场的回旋运动, 造成等离子体局部电荷分离, 产生感生电场, 影响碰撞速率的有效速率是漂移速度而非热运动速度, 等离子体介电常数随之变化. 因此, 磁场对两种波的影响需进一步讨论.

本文针对气体工质弱电离后被射频继续加热的稳态过程, 考察径向电子数密度非均匀分布条件下, 不同强度磁场对能量沉积过程及径向分布的影响.

* 国家自然科学基金 (批准号: 11305265) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: hlcyg@126.com

2 计算模型

将等离子体源段近似为无限长柱形源的一段, 图1和图2给出了等离子体源简化结构, 图2中标注电流方向的曲线表示螺旋波天线, coil1和coil2为Helmholtz线圈, 在电离段产生较为均匀的稳恒磁场. 根据边界条件的不同, 螺旋波天线激发的电磁场可分为三个区域: 区域①为与真空舱毗邻的真空区域, 区域②为与等离子体毗邻的真空区域, 区域③为等离子体区域. 图1中, 等离子体半径 $R = 4\text{ cm}$, 天线半径 $R_a = 4.5\text{ cm}$, 真空舱半径 $R_c = 10\text{ cm}$, 天线长度 $L_a = 20\text{ cm}$, 天线为右旋圆极化 $m = 1$ 构型.

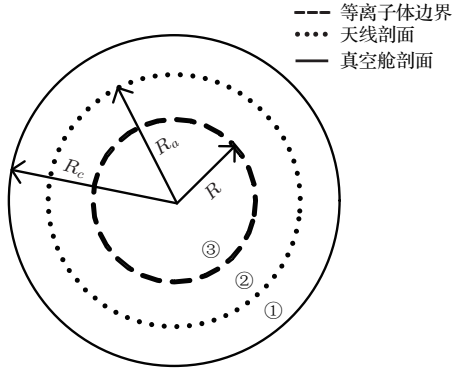


图1 等离子体放电腔横截面

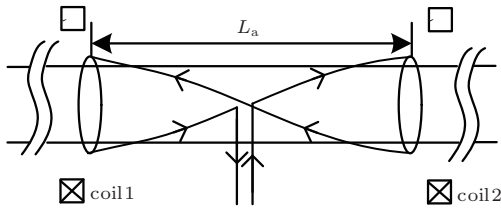


图2 等离子体放电腔正视图

2.1 等离子体区域电磁场

2.1.1 等离子体中电磁波能量沉积

等离子体中电磁波能沉积功率密度表示为

$$P_{\text{abs}} = \text{Re} \left[\tilde{\mathbf{J}}_p \cdot \tilde{\mathbf{E}} \right], \quad (1)$$

式中, P_{abs} 为沉积能量体密度, $\tilde{\mathbf{J}}_p$ 为等离子体电流密度, $\tilde{\mathbf{E}}$ 为电场强度.

根据 Maxwell 方程组, 磁场与电流的关系为

$$\nabla \times \tilde{\mathbf{B}} = \mu_0 \left(\tilde{\mathbf{J}}_p + \tilde{\mathbf{J}}_d \right), \quad (2)$$

式中, μ_0 为真空磁导率, $\tilde{\mathbf{J}}_d$ 为位移电流密度. 估计位移电流密度所占份额为

$$\frac{|\tilde{\mathbf{J}}_d|}{|\tilde{\mathbf{J}}_p + \tilde{\mathbf{J}}_d|} = \frac{\left| \frac{\omega}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} \right|}{\left| \nabla \times \tilde{\mathbf{B}} \right|} \sim \frac{\left| \frac{\omega}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} \right|}{\left| \frac{\tilde{\mathbf{k}} \times \tilde{\mathbf{k}} \times \tilde{\mathbf{E}}}{\omega} \right|} \sim \frac{k_0^2}{k^2} \sim 10^{-4}, \quad (3)$$

式中, ω 为等离子体激发角频率, k 为等离子体轴向波数, k_0 为真空波数, $k_0 = \omega/c$, c 为光速. 因此, 位移电流对等离子体中能量沉积功率的影响可忽略不计. (1) 式可表示为

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{\mu_0} \text{Re} \left[\left(\nabla \times \tilde{\mathbf{B}} \right) \cdot \tilde{\mathbf{E}} \right] = \frac{\omega}{c^2} \text{Re} \left[\left(\epsilon_p \cdot \tilde{\mathbf{E}} \right) \cdot \tilde{\mathbf{E}} \right], \quad (4)$$

式中, ϵ_p 为介电张量

$$\epsilon_p = \begin{pmatrix} S & iD & 0 \\ -iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}, \quad (5)$$

(5) 式中 S, D, P 表达式如下:

$$S = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu)} \frac{(\omega + i\nu)^2}{(\omega + i\nu)^2 - \omega_{ce}^2}, \quad (6)$$

$$D = -\frac{\omega_{pe}^2}{(\omega + i\nu)} \frac{\omega_{ce}}{(\omega + i\nu)^2 - \omega_{ce}^2}, \quad (7)$$

$$P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (8)$$

式中, ω_{pe} 为等离子体频率, ω_{ce} 为电子回旋频率, ν_{ei} 为电子离子碰撞频率, ν_{en} 为电子中性粒子碰撞频率, $\nu = \nu_{ei} + \nu_{en}$ 为总碰撞频率, 计算式为^[15]

$$\nu_{ei} = \frac{8}{3} \left(\frac{\pi}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} n_i e^4 \frac{1}{(2\kappa T_e)^{1.5}} \times \ln \left(\frac{(\kappa T_e)^3}{\pi n_e e^6} \right), \quad (9)$$

$$\nu_{en} = n_n \sigma_{en} \left(\frac{8\kappa T_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

式中, m_e 为电子质量, e 为电子电量, κ 为波尔兹曼常数, n_i 为离子数密度, n_e 为电子数密度, n_n 为中性粒子数密度, σ_{en} 为电子中性粒子碰撞截面.

本文计算中, 工质气体为 Ar, 当 $n_n = 10^{14}\text{ cm}^3$ 且弱电离时, $n_i = 10^{12}\text{ cm}^3$, T_e 在 3—10 eV 变化, $\sigma_{en} \sim 10^{-18}\text{ cm}^2$ ^[16]; 由 (9) 式, 温度对电子-离子碰撞频率量级的影响较小, 故忽略截面温度分布的不

均匀性对碰撞频率的影响, 取 $T_e = 3 \text{ eV}$ 计算电子-离子碰撞频率. 由于 $\nu_{ei}/\nu_{en} \sim 10^2$, 可忽略电子与中性粒子碰撞对总碰撞频率的贡献, 计算中仅考虑电子与正离子的碰撞.

实验测得的螺旋波等离子体中, 通常中心电子数密度高而边界处低 [17,18], 且分布通常符合多项式关系式, 轴线处的电子数密度约为 10^{12} — 10^{13} cm^3 . 因此文中设电子数密度呈抛物形分布:

$$n_e = n_0 \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right), \quad (11)$$

式中, $n_0 = 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^3$ 为中心轴线处电子数密度, r 为距中心轴距离. 由电中性假设, $n_i = n_e$.

2.1.2 等离子体中电磁场

在螺旋波天线激发的低温等离子体中, 扰动电磁场为线性场. 记 $\tilde{\mathbf{V}}$ 为真实的扰动电磁场量, 其傅里叶变换为

$$\mathbf{V}(r, m, k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} \tilde{\mathbf{V}}(r, \phi, z) \times e^{-i(m\phi+kz)} d\phi dz, \quad (12)$$

式中, $V = V_r + V_\phi + V_z$. V 为傅里叶变换量.

在冷等离子体近似下, 各分量的计算公式如下 [13]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} B_\phi &= -\frac{m}{r} \frac{k}{k_0} \frac{1}{c} i E_\phi + \frac{1}{r} i B_\phi \\ &\quad - i k_0 \left(P - \frac{m^2}{k_0^2 r^2} \right) \frac{1}{c} E_z, \\ \frac{\partial}{\partial r} B_z &= i D \frac{k_0}{c} E_r - i (k^2 - k_0^2 S) \frac{1}{k_0 c} E_\phi \\ &\quad + \frac{m}{r} \frac{k}{k_0} \frac{1}{c} i E_z, \\ \frac{\partial}{\partial r} E_\phi &= \frac{m}{r} i E_r - \frac{1}{r} E_\phi + k_0 c i B_z, \\ \frac{\partial}{\partial r} E_z &= k i E_r - k_0 c i B_\phi, \\ B_r &= \frac{1}{k_0 c} \left(\frac{m}{r} E_z - k E_\phi \right), \\ E_r &= \frac{D}{S} i E_\phi + \frac{k c}{k_0 S} B_\phi - \frac{m}{r} \frac{c}{k_0 S} B_z, \end{aligned} \quad (13)$$

式中, $B_r, B_\phi, B_z, E_r, E_\phi, E_z$ 分别为径向、角向、轴向感生电磁场.

2.2 真空区域电磁场

求解无限大真空区域 Maxwell 方程组, 得到 TM 和 TE 波叠加的电磁场分量表示如下:

$$B_z = (A_{TE1,n} I_m + A_{TE2,n} K_m),$$

$$\begin{aligned} B_\phi &= \frac{m}{kr} (A_{TE1,n} I_m + A_{TE2,n} K_m) \\ &\quad - \frac{i\omega}{c^2 k} \left(A_{TM1,n} I'_m + A_{TM2,n} \frac{I}{K} K'_m \right), \\ B_r &= -i (A_{TE1,n} I'_m + A_{TE2,n} K'_m) \\ &\quad - \frac{\omega}{c^2 k} \frac{m}{kr} (A_{TM1,n} I_m + A_{TM2,n} K_m), \\ E_z &= (A_{TM1,n} I_m + A_{TM2,n} K_m), \\ E_\phi &= \frac{i\omega}{k} (A_{TE1,n} I'_m + A_{TE2,n} K'_m) \\ &\quad + \frac{m}{kr} (A_{TM1,n} I_m + A_{TM2,n} K_m), \\ E_r &= \frac{\omega}{k} \frac{m}{kr} (A_{TE1,n} I_m + A_{TE2,n} K_m) \\ &\quad - i (A_{TM1,n} I'_m + A_{TM2,n} K'_m), \end{aligned} \quad (14)$$

式中, $A_{TE1,n}, A_{TE2,n}, A_{TM1,n}, A_{TM2,n}$ 分别为 TE 模和 TM 模的待求解系数, $n = 1, 2$ 分别表示区域①和②, $I_m(\text{Tr}), K_m(\text{Tr}), I'_m(\text{Tr}), K'_m(\text{Tr})$ 分别为第一、二类修正贝塞尔函数及其导数, $T^2 = k^2 - k_0^2$.

2.3 边界条件

区域①与金属舱壁接触, 由导体切向电场边界条件, 得到

$$\mathbf{E}_{R_c^-, \tau} = 0, \quad (15)$$

式中, τ 表示切向, $\tau = \phi, z$ 分别为角向和轴向分量.

天线处的连续性条件:

$$\begin{aligned} a_n \times (\mathbf{B}_{R_a^+, \tau} - \mathbf{B}_{R_a^-, \tau}) &= \mu_0 \mathbf{J}_\tau, \\ \mathbf{E}_{R_a^-, \tau} &= \mathbf{E}_{R_a^+, \tau}, \end{aligned} \quad (16)$$

式中, a_n 为天线法向, \mathbf{J}_τ 为天线切向傅里叶变换.

不考虑天线容性耦合的影响可得

$$\nabla \cdot \tilde{\mathbf{J}} = 0, \quad (17)$$

式中, $\tilde{\mathbf{J}}$ 为天线电流.

对天线电流进行傅里叶变换得到 [12]

$$\begin{aligned} J_\phi &= -\frac{2}{\pi} I_0 \frac{kL}{2m} \frac{\sin\left(\frac{kL}{2} - m\frac{\pi}{2}\right)}{\frac{kL}{2} - m\frac{\pi}{2}}, \\ J_r &= 0, \quad J_z = -\frac{m}{bk} J_\phi, \end{aligned} \quad (18)$$

式中, J_r, J_ϕ, J_z 分别为天线电流径向、角向、轴向傅里叶变换分量.

由等离子体-真空处边界条件得到

$$\mathbf{B}_{R^-, \tau} = \mathbf{B}_{R^+, \tau},$$

$$E_{R^-, \tau} = E_{R^+, \tau}. \quad (19)$$

由(15), (16), (19)式, 联立(12), (14)式, 得到螺旋波和TG波的幅值以及 $A_{TE1,n}$, $A_{TE2,n}$, $A_{TM1,n}$, $A_{TM2,n}$.

3 计算结果与分析

3.1 等离子体电磁场结构和径向能量分布

在等离子体中径向电子数密度呈抛物形分布的情况下, 外加稳恒磁场, 射频通过螺旋波天线在等离子体中激发出两种性质不同的电磁波: TG波与螺旋波. 由(1)式, 等离子体径向能量分布

$$P_{\text{abs}} = \omega \epsilon_0 \text{Im} \sum_{k=0^+}^{\infty} \left[S \left(|E_r|^2 + |E_\phi|^2 \right) + P |E_z|^2 + 2D \text{Re} \left(E_r E_\phi \right) \right]. \quad (20)$$

当外加稳恒磁场 $B_0 \leq 100 \text{ G}$ 时, 由图3至图5中可以看出, TG波幅值较小, 螺旋波波幅较大, 两种波独立传播, 相互影响较弱, 可清晰分辨. 具有静电性质的TG波在传播过程中, 受到的阻尼相对较大, 衰减较快. 但仍可深入主等离子体传播. 这时整个主等离子体区域对电磁波的吸收相对均匀.

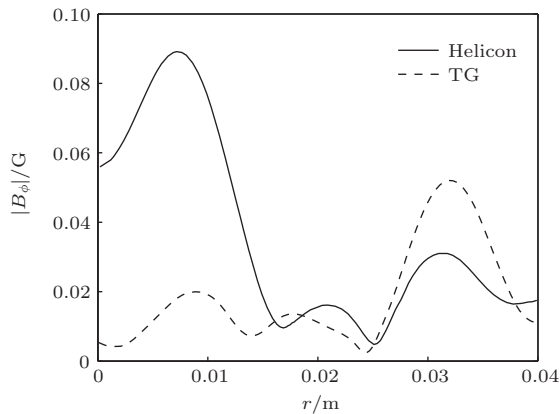


图3 80 G时角向磁场分布

由图6至图8可以看出, 当外加稳恒磁场 $200 \text{ G} \leq B_0 \leq 300 \text{ G}$ 时, 计算得到的两种波幅值较为接近. 此时, TG波和螺旋波相互影响, 不再独立传播, 两者较难分辨; 同时主要的能量沉积区域逐渐向等离子体-真空边界处移动.

由图5和图8, 即磁场分别为100 G, 200 G时, 吸收较这一范围外的磁场更为均匀. 由此可以判断, 波与等离子体相互作用时, 存在一定的磁场区间, 使得等离子体能量吸收处于最佳状态, 这两者之间的具体联系, 是下一步实验验证的重要内容.

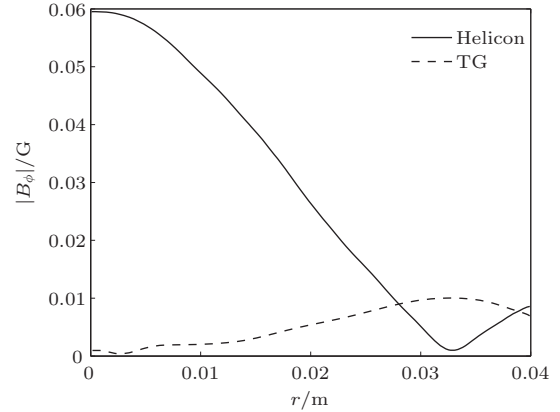


图4 100 G时角向磁场分布

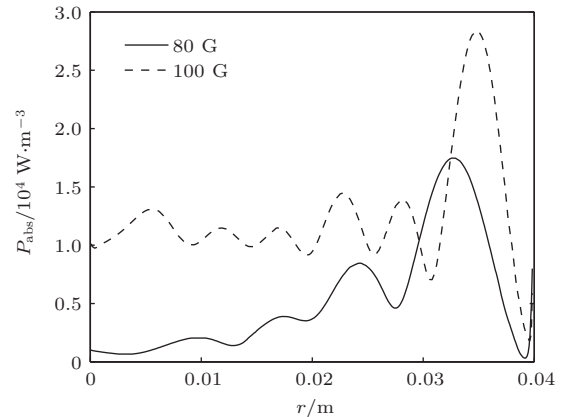


图5 80 G和100 G时径向能量幅值分布

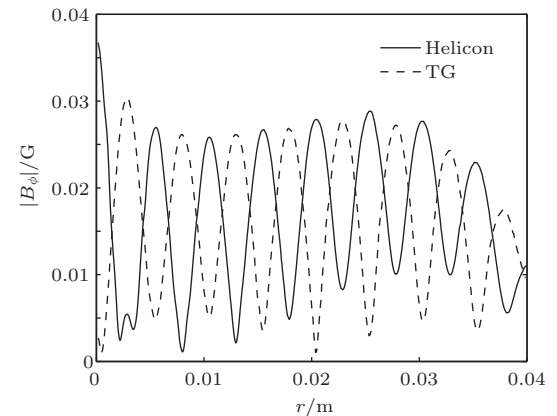


图6 200 G时角向磁场幅值分布

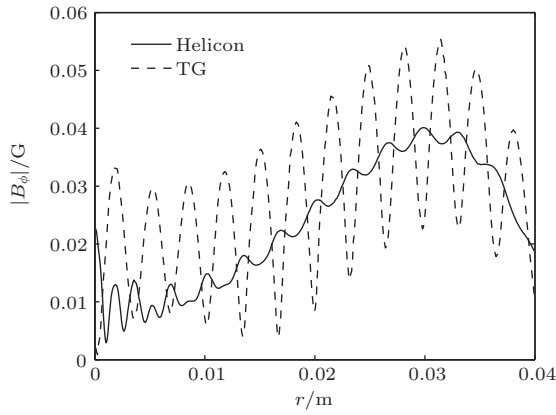


图7 300 G 时角向磁场幅值分布

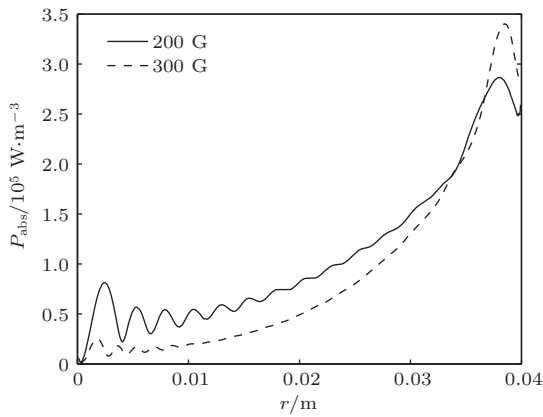


图8 200 G 和 300 G 时径向能量幅值分布

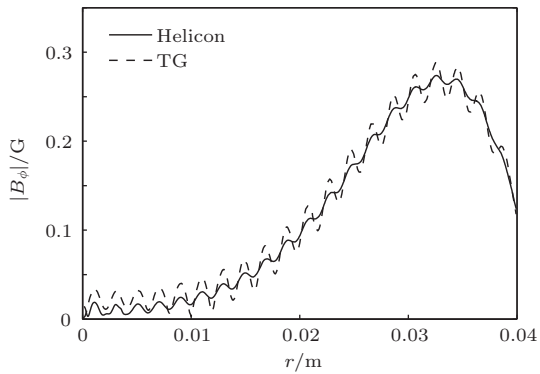


图9 500 G 时角向磁场幅值分布

由图9和图10可以看到, 较高磁场条件下, 计算得到的两种波的性质趋同, 大小几乎重合. 从图11等离子体-真空边界处出现较为剧烈的吸收峰这一结果可以判断, 此时TG波在边界迅速衰减, 主等离子体中仅有螺旋波传播.

吸收系数作为衡量等离子体能量吸收的重要

参数, 反映了波及其能量在等离子体中传播的距离, 吸收系数越小, 波在等离子体中传播的距离越远, 越有利于能量分布均匀性的提高. 文中针对随着磁场增强, 能量分布呈指数变化趋势明显, 引入等效吸收系数, 衡量外加磁场对等离子体能量吸收均匀程度.

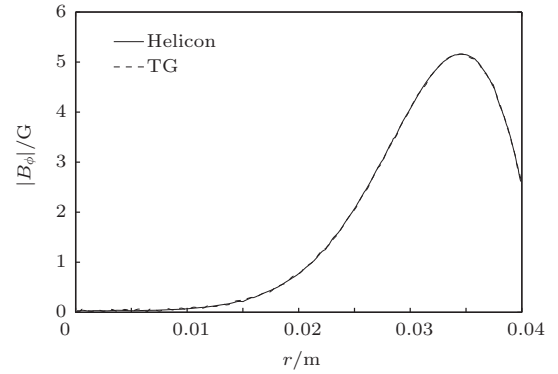


图10 800 G 时角向磁场幅值分布

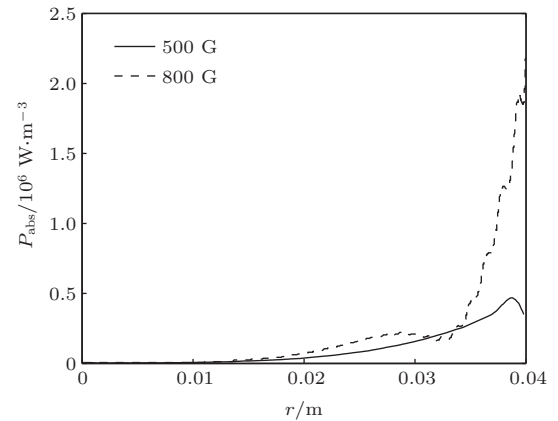


图11 500 G 和 800 G 时径向能量幅值分布

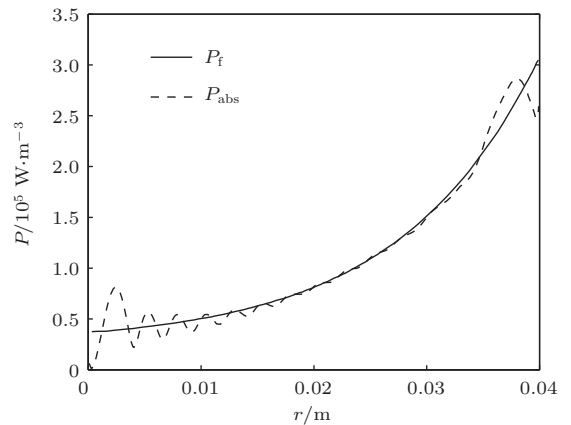


图12 200 G 时能量计算与拟合曲线比较

对于磁场为 80 G, 100 G 的情况, 与指数分布符合性较差, 但随着波传播逐渐深入, 总体上呈递减趋势, 选取能量为边界波峰处 $1/e$ 为趋肤深度值. 其余能量分布的拟合公式如下:

$$P_f = a e^{br} + c, \quad (21)$$

式中, Q_f 为体能量密度, r 为等离子体距轴线的距离, b 为等离子体吸收系数.

拟合曲线如下图所示 (图中 Q_f 表示拟合曲线, Q 表示计算得到的曲线).

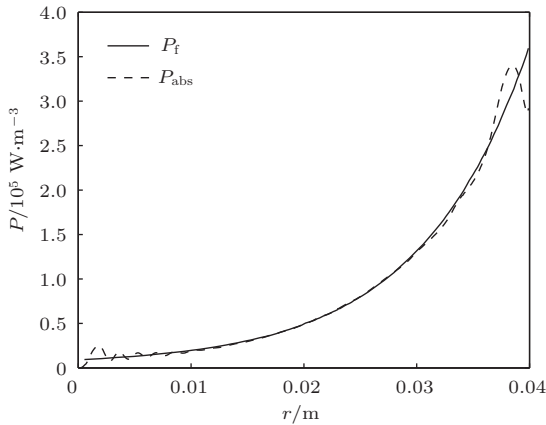


图 13 300 G 时能量计算与拟合曲线比较

波, 并进一步影响径向能量的分布. 随磁场强度由小变大, TG 波影响范围由径向全场缩减至边界的极小范围, 同时能量的吸收逐渐集中于等离子体-真空边界处, 说明外加稳恒磁场较大不利于 TG 波的深入传播, 造成径向能量分布的严重不均.

表 1 等效吸收系数

B_0/G	80	100	200	300	500	800
α/m^{-1}	60.9	25.0	81.4	103.2	108.5	320.9

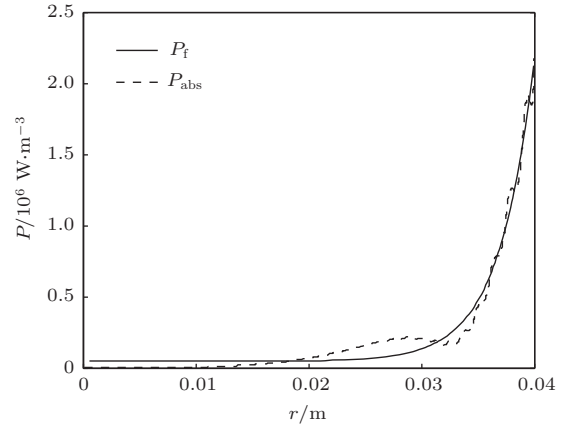


图 15 800 G 时能量计算与拟合曲线比较

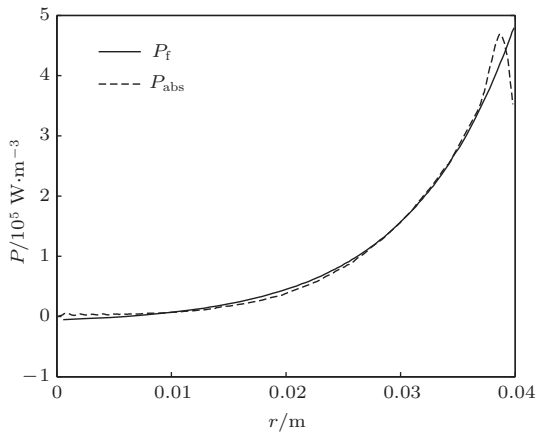


图 14 500 G 时能量计算与拟合曲线比较

图 12 至图 15 分别给出了磁场为 200 G, 300 G, 500 G, 800 G 的情况下, 计算与拟合能量分布的比较, 从图中可以看出, 当 $B_0 < 500$ G 时, 主等离子体区域与指数分布符合较好, 而边界处存在一定偏差. 说明, 在边界处 TG 波的强烈耗散导致了反常吸收. 表 1 给出由拟合曲线得到的等效吸收系数.

以上结果表明, 对于径向密度分布不均匀的等离子体中, 外加稳恒磁场对 TG 波的影响大于螺旋

Nakamuara 等 [19] 在实验中发现螺旋波等离子体呈现密度中心高, 能量边界吸收剧烈的现象. Blackwell 等 [20] 在外加磁场小于 100 G 的情况下, 用电流探针测量到离子体中 TG 波的存在, 文章同时发现, 当外加磁场较大时, 很难观测到 TG 波. 本文数值计算结果与他们的实验研究结论相符, 表明计算结果合理.

3.2 工质电离及其加热过程讨论

由上一小节对等离子体径向能量吸收的分布可得, 等离子体的能量吸收主要位于等离子体-真空边界处, 而电子数密度通常呈中心轴处高, 边缘处低的分布形式. Chen 等 [21] 认为 short-circuit 效应导致了这一现象的存在, 这一解释需要考虑轴向壁面鞘层的作用. 应用于电推进等离子体源时, 下游为开口端, 然而实验 [17,18] 测得的等离子体仍服从这一分布.

由稳态等离子体鞘层理论, 经过预鞘层的加速, 等离子体在径向壁面附近将达到玻姆速度, 为了维持径向粒子通量的平衡, 边界处的等离子体密

度将小于中心轴处. 通过粒子输运以及波加热, 一方面, 初始电离时, 由于浓度的差异, 边缘处的高密度等离子体将向内部迁移, 发生质量输运. 在向内部运动的过程中, 通碰撞(包括激发和电离等)以及热辐射等机理, 等离子体将加热周围的冷气体; 另一方面, 部分波能量在内部的沉积, 同样有利于气体的电离, 并形成最终中心高, 边缘低的稳态分布形式.

由于TG波能量的沉积为等离子体能量吸收的主要形式, 较高的磁场限制了TG波的传播, 导致径向能量较强的非均匀分布. 因此, 需选择合适的磁场强度范围, 获得较为均匀的能量吸收, 从而提高推进性能.

4 结 论

在等离子体中径向电子数密度呈抛物形分布的情况下, 外加稳恒磁场, 射频通过螺旋波天线在等离子体中激发出两种性质不同的电磁波: TG波与螺旋波. 当磁场增大(80 → 800 G)时, 螺旋波受到的阻尼较小, 可深入等离子体传播; TG波受到的阻尼不断增大, 在等离子体-真空边界处衰减增强; 整体的能量吸收向边界集中. 当磁感应强度小于100 G时, TG波可深入主等离子体区传播, 等离子体径向能量吸收相对均匀.

以上结果可为采用螺旋波等离子体源作为电离段的推力器设计提供参考.

参考文献

- [1] Han K, Jiang B H, Ji Y C 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075209 (in Chinese)[韩轲, 江滨浩, 纪延超 2012 物理学报 **61** 075209]
- [2] Geng S F, Tang D L, Qiu X M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075210 (in Chinese)[耿少飞, 唐德礼, 邱孝明 2012 物理学报 **61** 075210]
- [3] Zhang R, Zhang D X, Zhang F, He Z, Wu J J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 025207 (in Chinese)[张锐, 张代贤, 张帆, 何振, 吴建军 2013 物理学报 **62** 025207]
- [4] Bering E A, Brukaradt M 2006 *AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit* 766
- [5] Feldman M S, Choueiri E Y 2011 *Internation Electric Propulsion Conference* 220
- [6] Toki K, Shinohara S, Tanikawa T, Shamrai K P 2006 *Thin Solid Films* **506–507** 597
- [7] Chen F F 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 2095
- [8] Boswell R W 1984 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **26** 1147
- [9] Chen F F 1991 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **33** 339
- [10] Shamrai K P, Taranov V B 1994 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **36** 1719
- [11] Shamrai K P, Taranov V B 1996 *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** 474
- [12] Arnush D 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3042
- [13] Arnush D, Chen F F 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1239
- [14] Curreli D, Chen F F 2011 *Phys. Plasmas* **18** 113501
- [15] Gnoffo P A, Gupta R N, Judy L. shinn 1989 *NASA Technical Paper*
- [16] Vahedi V, Surendra M 1995 *Com. Phys. Comm.* **87** 179
- [17] Michael D W, Christine C, Boswell R W 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 245201
- [18] Windisch T, Rahbarnia K, Grulke O, Klinger T 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 055002
- [19] Nakamuara K, Suzuki K, Sugai H 1995 *J. Appl. Phys.* **34** 2152
- [20] Blackwell D D, Madziwa T G, Arnush D, Chen F F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 145002
- [21] Chen F F, Curreli D 2013 *Phys. Plasmas* **20** 057102

Numerical study on the effects of magnetic field on helicon plasma waves and energy absorption^{*}

Cheng Yu-Guo[†] Cheng Mou-Sen Wang Mo-Ge Li Xiao-Kang

(College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 22 August 2013; revised manuscript received 29 September 2013)

Abstract

The propagation properties of electromagnetic waves excited by helicon antenna with a parabolic radial electron density distribution in an external magnetic field were studied. Maxwell equations are numerically solved using the linear disturbance wave assumption to obtain energy distribution, when the magnetic intensity changes from 80 to 800 G. The radial electromagnetic wave and energy deposition intensity distributions were obtained. Results show that when magnetic intensity grows, the helicon wave is little damped and it can propagate into the bulk plasma; Trivelpiece-Gould (TG) wave is heavily damped at plasma-vacuum interface; the main energy absorption region moves towards the boundary gradually. When the magnetic intensity is lower than 100 G, the TG wave can propagate into the bulk plasma, and the plasma radial energy distribution is relatively uniform.

Keywords: helicon wave, plasma, magnetic field, numerical simulation

PACS: 52.50.Qt, 41.20.Jb, 52.70.Ds, 02.60.-x

DOI: [10.7498/aps.63.035203](https://doi.org/10.7498/aps.63.035203)

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11305265).

[†] Corresponding author. E-mail: hlcyg@126.com