



电子温度对螺旋波等离子体中电磁模式能量沉积特性的影响

李文秋 赵斌 王刚

Effects of electron temperature on energy deposition properties of electromagnetic modes propagating in helicon plasma

Li Wen-Qiu Zhao Bin Wang Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 215201 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20201018

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201018>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

螺旋波等离子体中螺旋波与Trivelpiece–Gould波模式耦合及线性能量沉积特性参量分析

Parametric analysis of mode coupling and linear energy deposition properties of helicon and Trivelpiece–Gould waves in helicon plasma

物理学报. 2020, 69(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200062>

螺旋波等离子体原型实验装置中天线的优化设计与功率沉积

Optimal design of helicon wave antenna and numerical investigation into power deposition on helicon physics prototype experiment

物理学报. 2019, 68(20): 205201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182107>

非磁化冷等离子体柱中的模式辐射特性分析

Analysis of mode radiation characteristics in a non-magnetized cold plasma column

物理学报. 2017, 66(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.055201>

强碰撞磁化尘埃等离子体中的漂移波

Drift wave in strong collisional dusty magnetoplasma

物理学报. 2020, 69(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200468>

低磁场下驻波对螺旋波等离子体均匀性的影响

Effect of standing wave on the uniformity of a low magnetic field helicon plasma

物理学报. 2017, 66(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.045201>

长程表面等离子体的增强效应

Long-range surface plasmon polariton enhancement in double-electrode structure

物理学报. 2017, 66(22): 227302 <https://doi.org/10.7498/aps.66.227302>

电子温度对螺旋波等离子体中电磁模式能量沉积特性的影响*

李文秋^{1)2)3)†} 赵斌¹⁾ 王刚¹⁾³⁾

1) (中国科学院空天信息创新研究院, 北京 100094)

2) (普林斯顿大学, 普林斯顿等离子体物理实验室, 新泽西 08543)

3) (中国科学院大学电子电气与通信工程学院, 北京 100049)

(2020年6月29日收到; 2020年7月11日收到修改稿)

采用考虑粒子热效应及粒子温度各向异性的温等离子体介电张量模型, 借助绝缘边界条件下径向密度均匀分布等离子体柱中螺旋波与 Trivelpiece-Gould (TG) 波的本征模色散关系, 理论分析了螺旋波等离子体中典型电子温度范围内中等密度、低磁场情形下 $m = -1, 0, +1$ 角向模的能量沉积特性. 研究表明: 在 $\omega/2\pi = 13.56$ MHz, $T_i = 0.1T_e$ 参量条件下, 存在一个临界轴向静磁场值 $B_{0,c}$, 当 $B_0 < B_{0,c}$ 时螺旋波变为消逝波; 存在一个临界电子温度值 $T_{e,c}$, 当 $T_e < T_{e,c}$ 时 TG 波变为消逝波; 当波频率靠近电子回旋频率时, TG 波的回旋阻尼开始显著陡升; 当电子横纵向温度比 $T_{e\perp}/T_{ez}$ 大于某一临界值时, TG 波变为增长波; 在螺旋波放电典型电子温度 $T_e \in (3 \text{ eV}, 5 \text{ eV})$ 范围内, TG 波朗道阻尼和碰撞阻尼致使的能量沉积在不同范围内占据主导地位.

关键词: 螺旋波等离子体, 模式耦合, 功率沉积, 色散关系

PACS: 52.50.Qt, 52.35.Mw, 52.25.Os, 11.55.Fv

DOI: 10.7498/aps.69.20201018

1 引言

自螺旋波等离子体源被用于高比冲、大推力变比冲磁等离子体火箭 (the variable specific impulse magnetoplasma rocket, VASIMR) 系统产生高密度 ($\geq 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) 等离子体以来^[1-3], 关于其高电离率物理机制的研究便作为电磁推进系统的核心问题一直得到许多物理学家的关注, 除此之外, 其在纳米电路刻蚀、小行星探测与样品取回、弹弓效应加速电子及星际旅行等领域^[4-10] 也受到越来越多的关注. 1996年, Shamrai 和 Taranov^[11] 发现在螺旋波放电中存在一种静电性质的 Trivelpiece-Gould (TG) 波, 可在等离子体柱表面附近

将其能量沉积入等离子体中. 1998年, Shamrai^[12] 提出在螺旋波等离子体中存在两种电磁模式的转换机制: 等离子体柱边缘处陡峭密度梯度诱导的螺旋波向 TG 波的表面模式转换机制, 及等离子体柱内部模式转换层 (mode conversion surface, MCS) 处螺旋波向 TG 波的体模式转换机制. 1997年, Chen 和 Arnush^[13] 通过理论发现 TG 波在低磁场条件下扮演重要角色, 而在高磁场情况下其作用可忽略; Arnush^[14] 通过理论分析发现考虑 TG 波可显著改变径向能量分布特性. 1998年, Mouzouris 和 Scharer^[15] 通过数值模拟发现在低磁场情形下 TG 波在等离子体柱边缘处主导能量沉积, 而在高磁场情形下螺旋波在等离子体柱中心处主导能量沉积. 2002年, 通过一个电流探针, Blackwell 等^[16]

* 国家留学基金委公派留学项目 (批准号: 201804910897) 和国家“万人计划”科技创新领军人才 (批准号: Y8BF130272) 资助课题.

† 通信作者. E-mail: beiste@163.com

发现 TG 波在螺旋波等离子体源高电离率机制过程中扮演重要作用. 2008 年, Kim^[17] 通过数值计算发现碰撞频率在螺旋波向 TG 波的体模式转换过程中扮演重要作用. 2016 年, Isayama 等^[18] 发现当碰撞频率极小时, 体模式转换过程在波能量沉积过程中扮演重要角色. 国内方面, 2014 年, 成玉国等^[19] 通过数值计算发现, 当轴向静磁场逐渐增大时, TG 波受到的阻尼增大, 整体的能量沉积向等离子体柱边界集中; 2019 年, 平兰兰等^[20] 利用 Helic 程序^[13,14,21], 发现在径向等离子体密度呈高斯分布时, 螺旋波所受径向阻尼小, 可深入等离子体柱内部传播, 并将其功率主要沉积在等离子体柱中心处.

为深入分析螺旋波与 TG 波碰撞阻尼、朗道阻尼及回旋阻尼效应在波能量沉积过程中扮演的作用, 与前人采用的冷等离子体模型不同, 本文采用包含粒子热效应和粒子温度各向异性的温等离子体介电张量模型, 完整精确地分析了螺旋波等离子体典型电子温度范围内低磁场下螺旋波和 TG 波的耦合色散特性、电子温度各向异性对回旋阻尼的影响及中等密度低磁场情形下典型电子温度范围内螺旋波与 TG 波三种阻尼致使的能量沉积特性. 本文所得分析结果对揭示螺旋波等离子体高电离率物理机制具有一定的理论意义.

2 理论模型

半径为 a 的径向密度均匀分布等离子体柱浸没在沿 z 轴的静磁场 $B_0 e_z$ 中, 整个等离子体柱被厚度可忽略的玻璃管包裹. 假定等离子体柱中电子和带单位正电荷的离子具有有限温度, 其中电子温度远高于离子温度. 图 1 所示为被绝缘边界包裹的等离子体柱横向截面示意图.

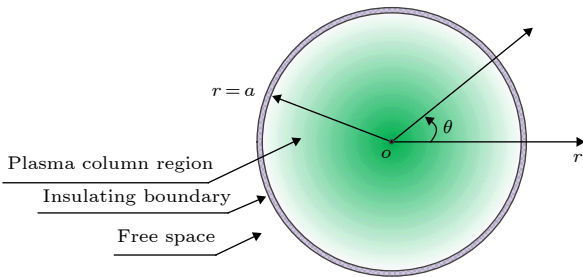


图 1 被绝缘边界包裹的等离子体柱横向截面示意图

Fig. 1. Cross section of plasma column surround by insulating boundary.

2.1 场分布与本征模色散关系

在圆柱坐标系下, 假定扰动电磁场具有 $e^{j(m\theta+k_z z-\omega t)}$ 形式, 联立 Maxwell 方程组

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = -\frac{j\omega}{c^2} \epsilon \cdot \mathbf{E}, \quad (2)$$

得到关于电磁场横向分量的波动方程:

$$(\nabla_{\perp}^2 + k_{\perp,ES}^2)(\nabla_{\perp}^2 + k_{\perp,EM}^2) \begin{pmatrix} E_z \\ B_z \end{pmatrix} = 0. \quad (3)$$

这里 m 为角向模数; k_z 为轴向波数; ω 为波频率; $\nabla_{\perp}^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$ 为横向拉普拉斯算子; ϵ 为等离子体介电张量; $k_{\perp,EM}$ 和 $k_{\perp,ES}$ 为无界等离子体中电磁波色散关系的两个分支对应的横向波数^[22].

$$SN_{\perp}^4 + [(S+P)N_z^2 - (PS+RL)]N_{\perp}^2 + P(N_z^2 - R)(N_z^2 - L) = 0, \quad (4)$$

其中 $R = S + D$, $L = S - D$; S, D, P 为等离子体介电张量元素; $N_{\perp} = ck_{\perp}/\omega$ 和 $N_z = ck_z/\omega$ 分别为横向和纵向折射率. 在螺旋波 $\omega_{ci} \ll \omega < \omega_{ce} \ll \omega_{pe}$ 频率范围内, (4) 式可化简为^[11]

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega [\omega_{ce} \cos \theta - \omega (1 + j\gamma_e)]}, \quad (5)$$

式中 $\omega_{ci} = eB_0/m_i$ 和 $\omega_{ce} = eB_0/m_e$ 分别为离子和电子回旋频率; $\omega_{pe} = \sqrt{n_0 e^2 / \epsilon_0 m_e}$ 为电子等离子体频率; $\cos \theta = k_z/k$, k 为总波数; $\gamma_e = \nu_e/\omega$, 电子碰撞频率 $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$ 为电子-离子及电子-中性原子碰撞频率之和^[15],

$$\nu_{ei} = 2.9 \times 10^{-12} \ln \Lambda \frac{n_0}{T_e^{3/2}}, \quad (6)$$

$$\nu_{en} = n_n \langle \sigma v_{the} \rangle = 17.7p \sqrt{\frac{2eT_e}{m_e}}, \quad (7)$$

其中等离子体密度 n_0 的单位为 m^{-3} , 气压 p 的单位为 mTorr ($1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$), 电子温度 T_e 的单位为 eV, 电子-离子库仑对数 $\ln \Lambda = 23 - 0.5 \ln(10^{-6} n_0 / T_e^3)$ ^[23], $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ 为电子电量. 求解 (5) 式, 得到关于总波数 k 的两个解:

$$\beta_{1,2} = \frac{k_z}{2\zeta} \left(1 \mp \sqrt{1 - 4 \frac{\zeta \zeta_0}{k_z^2 \delta_p^2}} \right), \quad (8)$$

其中 $\zeta = (\omega + j\nu_e)/\omega_{ce}$, $\zeta_0 = \omega/\omega_{ce}$, $\delta_p = c/\omega_{pe}$ 为等

离子体趋肤深度.

在有界、受束等离子体中, whistler waves 的静电 (electrostatic, ES) 分支演化为 TG 波, 而电磁 (electromagnetic, EM) 分支演化为螺旋波, 求解 (3) 式, 分别得到了等离子体区域和真空区域的场型分布 [13].

1) 等离子体区域

$$B_{z,p} = f_m J_m(k_{\perp,H}r) + g_m J_m(k_{\perp,TG}r), \quad (9)$$

$$B_{\theta,p} = -\frac{f_m}{k_{\perp,H}^2} \left[\frac{mk_z}{r} J_m(k_{\perp,H}r) + \beta_1 k_{\perp,H} J'_m(k_{\perp,H}r) \right] - \frac{g_m}{k_{\perp,TG}^2} \left[\frac{mk_z}{r} J_m(k_{\perp,TG}r) + \beta_2 k_{\perp,TG} J'_m(k_{\perp,TG}r) \right], \quad (10)$$

$$B_{r,p} = \frac{jf_m}{k_{\perp,H}^2} \left[\frac{m\beta_1}{r} J_m(k_{\perp,H}r) + k_z k_{\perp,H} J'_m(k_{\perp,H}r) \right] + \frac{jg_m}{k_{\perp,TG}^2} \left[\frac{m\beta_2}{r} J_m(k_{\perp,TG}r) + k_z k_{\perp,TG} J'_m(k_{\perp,TG}r) \right], \quad (11)$$

其中 f_m 与 g_m 为场幅值系数; 横向波数 $k_{\perp,H} = \sqrt{\beta_1^2 - k_z^2}$ 和 $k_{\perp,TG} = \sqrt{\beta_2^2 - k_z^2}$; $J_m(\cdot)$ 为 m 阶第一类贝塞尔函数.

2) 真空区域

$$B_{z,v} = jh_m k_{\perp,v} H_m^{(1)}(k_{\perp,v}r), \quad (12)$$

$$B_{\theta,v} = jh_m \frac{m}{r} H_m^{(1)}(k_{\perp,v}r), \quad (13)$$

$$B_{r,v} = h_m k_{\perp,v} H_m^{(1)'}(k_{\perp,v}r), \quad (14)$$

其中 h_m 为场幅值系数; 横向波数 $k_{\perp,v} = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$, $k_0 = \omega/c$, c 为光速; $H_m^{(1)}(\cdot)$ 为 m 阶第三类贝塞尔函数.

利用 Maxwell 方程, 得到等离子体区域电场

分量分布:

$$E_{z,p} = -j\omega\delta_p^2 (\beta_1 B_{z,p,H} + \beta_2 B_{z,p,TG}), \quad (15)$$

$$E_{r,p} = \frac{\omega}{k_z} B_{\theta,p} - j \frac{1}{k_z} \frac{\partial E_{z,p}}{\partial r}, \quad (16)$$

$$E_{\theta,p} = \frac{m}{k_z r} E_{z,p} - \frac{\omega}{k_z} B_{r,p}, \quad (17)$$

其中 $B_{z,p,H} = f_m J_m(k_{\perp,H}r)$ 与 $B_{z,p,TG} = g_m J_m(k_{\perp,TG}r)$ 分别为螺旋波与 TG 波对应的磁场量.

最后, 利用边界条件 B_z , B_{θ} 和 B_r 在边界 $r = a$ 处连续, 即:

$$B_{z,p}|_{r=a} = B_{z,v}|_{r=a}, \quad (18)$$

$$B_{\theta,p}|_{r=a} = B_{\theta,v}|_{r=a}, \quad (19)$$

$$B_{r,p}|_{r=a} = B_{r,v}|_{r=a}. \quad (20)$$

将场分布代入 (18)–(20) 式, 经过整理, 得到角向模数 m 对应的色散关系:

$$|Q_{s\ell}| = 0, \quad (s, \ell = 1, 2, 3). \quad (21)$$

元素由表 1 给出.

2.2 阻尼机制致使的能量沉积特性

在考虑粒子热效应的螺旋波等离子体中, 通常存在碰撞阻尼 (collisional damping, CD)、回旋阻尼 (cyclotron damping, CyD) 及朗道阻尼 (Landau damping, LD) 致使的波能量沉积机制. 在粒子温度各向异性麦克斯韦分布等离子体中, 忽略粒子有限拉莫尔半径效应和粒子漂移速度, 仅保留求和项至第一阶情形下, 利用贝塞尔函数性质 [24]: $I_0(\lambda_\ell) \approx 1$, $I_1(\lambda_\ell) \approx \lambda_\ell/2$, $I_2(\lambda_\ell) \approx \lambda_\ell^2/8$, $I'_0 = I_1$, $I'_1 = I_0 - I_1/\lambda_\ell$, $I'_2 = I_1 - 2I_2/\lambda_\ell$ ($\lambda_\ell = k_{\perp}^2 eT_{\ell,\perp} / (m_\ell \omega_{c\ell}^2)$), 温等离子体介电张量可化简为

$$\epsilon = \begin{pmatrix} S & -jD & 0 \\ jD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}, \quad (22)$$

表 1 本征模色散关系元素

Table 1. Elements of eigenmode dispersion relation.

$Q_{s\ell}$	$\ell = 1$	$\ell = 2$	$\ell = 3$
$s = 1$	$J_m(k_{\perp,H}a)$	$J_m(k_{\perp,TG}a)$	$-jk_{\perp,v} H_m^{(1)}(k_{\perp,v}a)$
$s = 2$	$k_{\perp,TG}^2 [mk_z J_m(k_{\perp,H}a) + \beta_1 k_{\perp,H} a J'_m(k_{\perp,H}a)]$	$k_{\perp,H}^2 [mk_z J_m(k_{\perp,TG}a) + \beta_2 k_{\perp,TG} a J'_m(k_{\perp,TG}a)]$	$jk_{\perp,H}^2 k_{\perp,TG}^2 m H_m^{(1)}(k_{\perp,v}a)$
$s = 3$	$k_{\perp,TG}^2 [m\beta_1 J_m(k_{\perp,H}a) + k_z k_{\perp,H} a J'_m(k_{\perp,H}a)]$	$k_{\perp,H}^2 [m\beta_2 J_m(k_{\perp,TG}a) + k_z k_{\perp,TG} a J'_m(k_{\perp,TG}a)]$	$jk_{\perp,H}^2 k_{\perp,TG}^2 k_{\perp,v} a H_m^{(1)'}(k_{\perp,v}a)$

其中介电张量各元素为

$$S = 1 + \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2}{2\omega^2} \left\{ \xi_{0\ell} [Z(\xi_{-1\ell}) + Z(\xi_{1\ell})] + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{T_{\ell,\perp}}{T_{\ell,z}} \right) [Z'(\xi_{-1\ell}) + Z'(\xi_{1\ell})] \right\}, \quad (23a)$$

$$D = \sum_{\ell=i,e} \frac{\epsilon_{\ell}\omega_{p\ell}^2}{2\omega^2} \left\{ \xi_{0\ell} [Z(\xi_{1\ell}) - Z(\xi_{-1\ell})] + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{T_{\ell,\perp}}{T_{\ell,z}} \right) [Z'(\xi_{1\ell}) - Z'(\xi_{-1\ell})] \right\}, \quad (23b)$$

$$P = 1 - \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2}{k_z^2 v_{th\ell,z}^2 + j\nu_{\ell} k_z v_{th\ell,z}} Z'(\xi_{0\ell}). \quad (23c)$$

这里 $\omega_{p\ell} = \sqrt{n_0 e^2 / \epsilon_0 m_{\ell}}$ 为 ℓ 粒子等离子体频率; $\epsilon_i = 1$, $\epsilon_e = -1$; $T_{\ell,\perp}$ 和 $T_{\ell,z}$ 分别为 ℓ 粒子横向与纵向温度; $\xi_{n\ell} = (\omega + j\nu_{\ell} + n\omega_{c\ell}) / (k_z v_{th\ell,z})$, $\omega_{c\ell} = eB_0 / m_{\ell}$ 为 ℓ 粒子回旋频率; $v_{th\ell,z} = \sqrt{2eT_{\ell,z} / m_{\ell}}$ 为 ℓ 粒子纵向热速度; $\xi_{0\ell} = \omega / (k_z v_{th\ell,z})$; 离子碰撞频率

ν_i 为^[23]

$$\nu_i = 4.8 \times 10^{-14} \ln A \frac{n_0}{\sqrt{A T_i^3}}, \quad (24)$$

其中 A 为工质气体元素原子量, 离子温度 T_i 的单位为 eV; $Z(\xi)$ 为等离子体色散函数^[25],

$$Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\tau^2}}{\tau - \xi} d\tau, \quad \text{Im}\{\xi\} > 0, \quad (25)$$

$$Z'(\xi) = -2[1 + \xi \cdot Z(\xi)]. \quad (26)$$

根据定义 $R = S + D$, 得到描述回旋阻尼的 Whistler waves 更一般的色散关系:

$$\frac{e^2 k_z^2}{\omega^2} = 1 + \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2}{\omega^2} \left[\xi_{0\ell} Z \left(\frac{\omega + j\nu_{\ell} + \epsilon_{\ell}\omega_{c\ell}}{k_z v_{th\ell,z}} \right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{T_{\ell,\perp}}{T_{\ell,z}} \right) Z' \left(\frac{\omega + j\nu_{\ell} + \epsilon_{\ell}\omega_{c\ell}}{k_z v_{th\ell,z}} \right) \right]. \quad (27)$$

至此, 螺旋波等离子体中碰撞阻尼、回旋阻尼及朗道阻尼机制致使的波功率沉积 P_{abs} 可由下式给出:

$$P_{\text{abs}}(r) = \text{Im} \left\{ 1 + \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2}{\omega^2} \left[\xi_{0\ell} Z \left(\frac{\omega + j\nu_{\ell} + \epsilon_{\ell}\omega_{c\ell}}{k_z v_{th\ell,z}} \right) + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{T_{\ell,\perp}}{T_{\ell,z}} \right) Z' \left(\frac{\omega + j\nu_{\ell} + \epsilon_{\ell}\omega_{c\ell}}{k_z v_{th\ell,z}} \right) \right] \right\} \epsilon_0 |E_{-,p}(r)|^2 + \text{Im} \left\{ 1 - \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2}{k_z^2 v_{th\ell,z}^2 + j\nu_{\ell} k_z v_{th\ell,z}} Z'(\xi_{0\ell}) \right\} \epsilon_0 |E_{z,p}(r)|^2, \quad (28)$$

其中 $E_{-,p} = (E_{r,p} - jE_{\theta,p}) / \sqrt{2}$. 此式等号右侧第一项为回旋阻尼, 第二项为联合碰撞-朗道阻尼.

本文计算中, 采用寻根函数 `fsolve` 求解超越色散方程 (21) 式^[26], 得到给定等离子体参量条件下本征模式横向波数关于波频率的对应关系, 进而确定波模场型精确分布; 中性工质气体为氩气 ($A = 40$); 等离子体柱半径 $a = 3$ cm; 射频波频率 $\omega / 2\pi = 13.56$ MHz; 离子电子温度比 $T_i / T_e = 0.1$.

3 数值计算与结果分析

在 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 3$ eV, $p = 3$ mTorr 参量条件下, 利用 (4) 式, 计算得到不同 ω / ω_{ce} 值条件下 whistler waves 静电 (ES) 分支与电磁 (EM) 分支的耦合曲线. 由图 2(a) 可知, 在当前参量条件

下, ES 分支 (ES branch) 与 EM 分支 (EM branch) 在 MCS 处发生模式耦合; 每个轴向波数 k_z 对应两个横向波数, ES 分支具有较大横向波数 $k_{\perp, \text{ES}}$, EM 分支具有较小横向波数 $k_{\perp, \text{EM}}$; 随着轴向磁场的减小 (ω / ω_{ce} 逐渐增大), EM 分支逐渐消逝, 当 $\omega / \omega_{ce} = 0.9$ 时, EM 分支彻底消失, 暗示此时等离子体中只存在电磁模. 图 2(b) 所示为电子温度对 ES 分支与 EM 分支耦合关系的影响, 在 $n_0 = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\omega / \omega_{ce} = 0.85$, $p = 3$ mTorr 参量条件下, 结果表明: 当 $T_e = 3$ eV 时, 等离子体中只存在电磁模; 而当 $T_e \geq 4$ eV 时, 静电模与电磁模均存在. 这些结论表明: 轴向静磁场的大小直接决定了何种电磁波模式在波能量沉积过程中起主导作用, 各个电磁模式在不同电子温度范围内主导能量沉积.

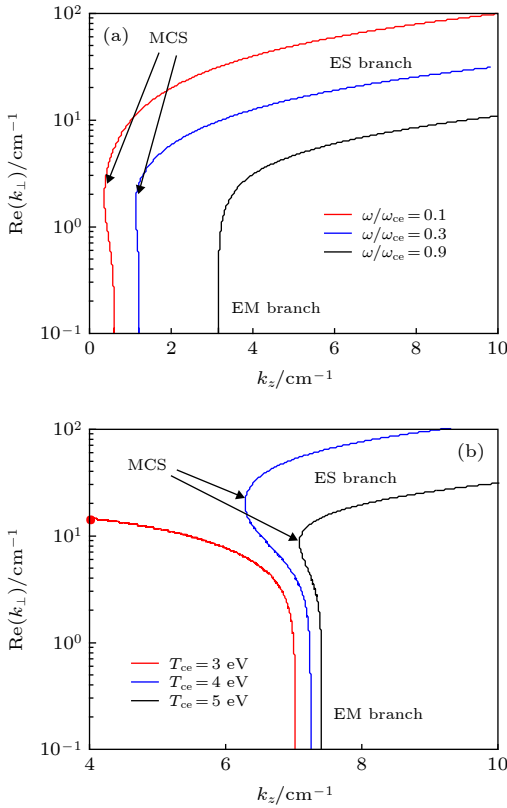


图 2 (a) 静磁场与 (b) 电子温度对 whistler waves 的 ES 与 EM 分支耦合关系的影响
 Fig. 2. Influences of (a) magnetic field and (b) electron temperature on the mode coupling properties of ES and EM branches for whistler waves.

作为螺旋波等离子体放电过程中的主要粒子加热电磁波模式, 分析 whistler waves 色散关系对轴向静磁场的依赖特性是对深入理解波能量沉积过程至关重要. 在 $B_0 = 50 \text{ G}$ ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), $\omega_{pe}/\omega_{ce} = 10$, $T_e = 3 \text{ eV}$, $p = 3 \text{ mTorr}$ 参量条件下, whistler waves 传播常数实部与虚部随归一化波频率 ω/ω_{ce} 的变化特性如图 3 所示. 结果表明: 在给定轴向静磁场条件下, 随着波频率逐渐增大, 在 $\omega \approx 0.8\omega_{ce}$ 处回旋阻尼开始显著陡升; 同时, 传播常数的实部也显著增大. 这是因为, 在波频率靠近电子回旋频率时, whistler waves 演化为电子回旋波, 此时, 波与电子之间相互作用显著增强, 波开始通过回旋阻尼效应将能量传递给电子.

假定粒子温度各向同性, 在 $\omega/\omega_{ce} = 0.85$, $\omega_{pe}/\omega_{ce} = 10$, $p = 3 \text{ mTorr}$ 参量条件下, 图 4 所示为 whistler waves 传播常数实部与虚部随纵向电子温度的变化. 由图 4 可知, 随着电子温度的逐渐增大, 回旋阻尼增大, 直至在 $T_{e_z} = T_{e_\perp} \approx 7 \text{ eV}$ 处, 传播常数虚部出现最大值, 暗示此时回旋阻尼最为

显著, 接着, 随着电子温度的进一步增大, 回旋阻尼逐渐减小. 另一方面, 电子温度各向异性亦对回旋阻尼强度存在直接影响, 在 $n_0 = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$,

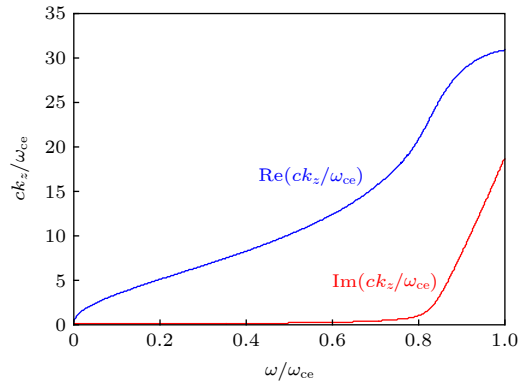


图 3 Whistler waves 的色散关系
 Fig. 3. Dispersion relation of the whistler waves.

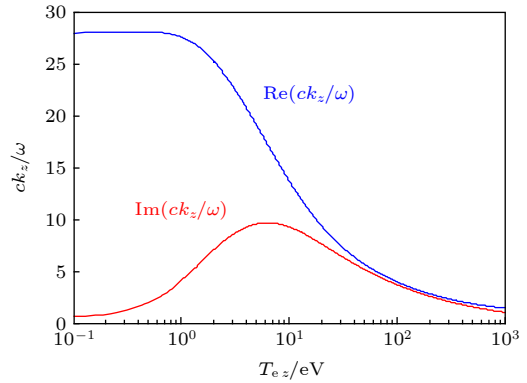


图 4 Whistler waves 纵向波数的实部与虚部随纵向电子温度的变化关系
 Fig. 4. Corresponding relation of real and imaginary parts of the axial wave number of the whistler waves with the axial electron temperature.

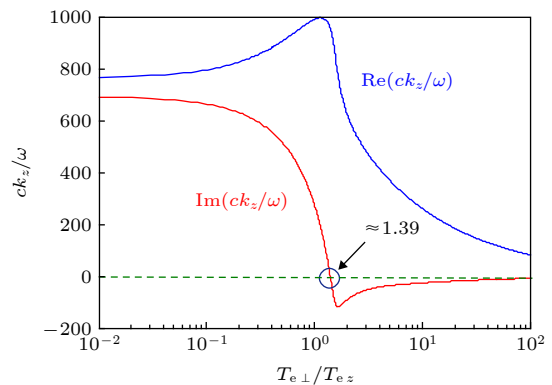


图 5 Whistler waves 纵向波数的实部与虚部随电子温度各向异性因子的变化关系
 Fig. 5. Corresponding relation of real and imaginary parts of the axial wave number of the whistler waves with the electron temperature anisotropy factor.

$\omega/\omega_{ce} = 0.2$, $T_{e_z} = 3$ eV, $p = 5$ mTorr 参量条件下, 图 5 表明: 当给定纵向电子温度时, 在 $T_{e_\perp}/T_{e_z} \in (0.01, 100)$ 范围内, 随着横向电子温度的增大, 回旋阻尼逐渐减小, 并在 $T_{e_\perp}/T_{e_z} \approx 1.39$ 处消失; 随着 T_{e_\perp}/T_{e_z} 的继续增大, 传播常数的虚部变为负值. 这一现象暗示: 当电子的横向纵向温度比超过某一临界值时, 电子回旋波变为增长波.

为了明确螺旋波与 TG 波能量沉积径向分布特性. 图 6 描述了在 $n_0 = 1 \times 10^{12}$ cm⁻³, $T_e = 3$ eV, $p = 3$ mTorr 参数条件下, $\omega/\omega_{ce} = 0.1$ 和 $\omega/\omega_{ce} = 0.9$ 两种情形下螺旋波与 TG 波的总电场 $|E_m| = \sqrt{|E_{zm}|^2 + |E_{rm}|^2 + |E_{\theta m}|^2}$ 的径向分布. 图 6(a)、图 6(b) 和图 6(c) 表明, 当螺旋波与 TG 波同时存在时 ($\omega/\omega_{ce} = 0.1$), $m = 0, \pm 1$ 三个角向模均在偏

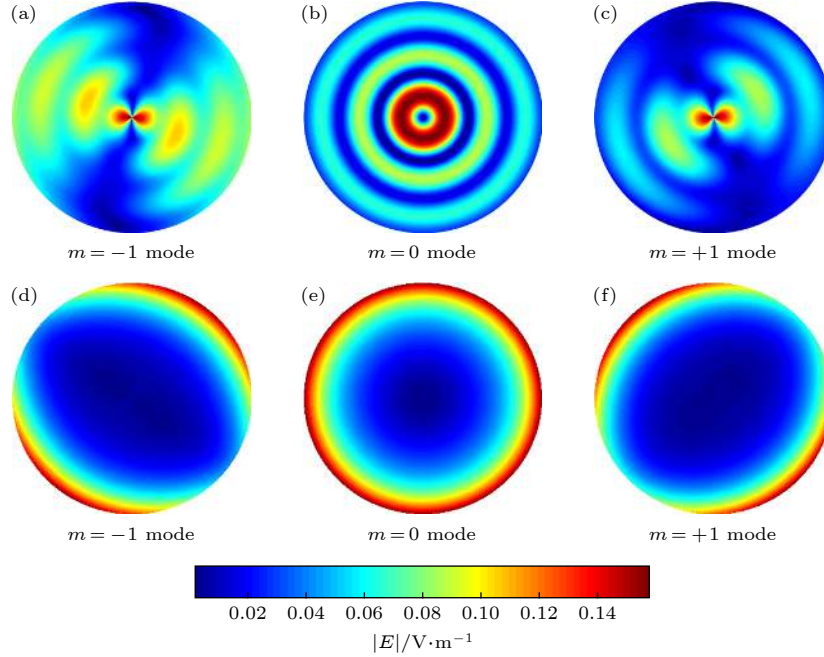


图 6 总电场径向分布 (a), (b), (c) $\omega/\omega_{ce} = 0.1$; (d), (e), (f) $\omega/\omega_{ce} = 0.9$

Fig. 6. Total electric field radial profiles for (a), (b), (c) $\omega/\omega_{ce} = 0.1$ and (d), (e), (f) $\omega/\omega_{ce} = 0.9$.

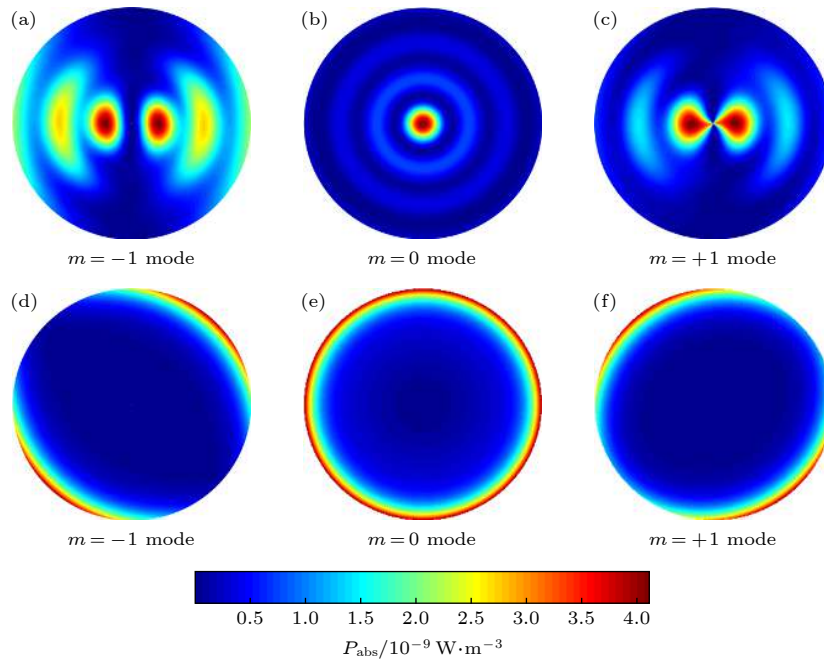


图 7 总功率沉积径向分布 (a), (b), (c) $\omega/\omega_{ce} = 0.1$; (d), (e), (f) $\omega/\omega_{ce} = 0.9$

Fig. 7. Radial distributions of the total power deposition for: (a), (b), (c) $\omega/\omega_{ce} = 0.1$ and (d), (e), (f) $\omega/\omega_{ce} = 0.9$.

离等离子体柱中心处的某一不同径向位置取得场强峰值;而在只存在 TG 波的情形下 ($\omega/\omega_{ce}=0.9$), 图 6(d)、图 6(e) 和图 6(f) 表明 TG 波的 $m = 0, \pm 1$ 三个角向模均在等离子体柱边缘处取得场强峰值。

在与电场分布情况具有相同参量条件的情况下, 图 7 描述了螺旋波与 TG 波能量沉积径向分布特性。图 7(a)、图 7(b) 和图 7(c) 表明, 对于螺旋波与 TG 波均存在情形 ($\omega/\omega_{ce} = 0.1$), $m = \pm 1$ 角向模在偏离等离子体柱中心处取得能量沉积峰值, 而

$m = 0$ 角向模在等离子体柱中心处取得峰值; 对于只存在 TG 波的情形 ($\omega/\omega_{ce} = 0.9$), 三个角向模均在等离子体柱边缘处取得能量沉积峰值。

在 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 3 \text{ eV}$, $p = 3 \text{ mTorr}$ 参数条件下, 图 8 所示为螺旋波与 TG 波 $m = 0, \pm 1$ 三个角向模功率沉积随轴向静磁场的变化。图 8(a) 和图 8(b) 表明, 当 B_0 由 30 G 增大至 300 G 时, 对于 $m = -1$ 模与 $m = 0$ 模, 由 TG 波碰撞阻尼和朗道阻尼致使的功率沉积在整个磁场范围内占

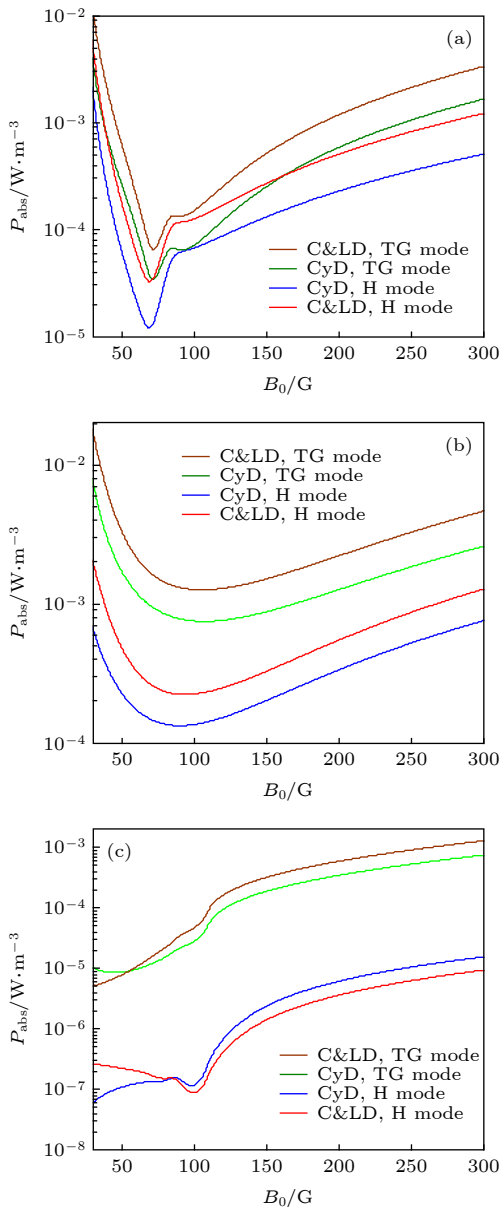


图 8 螺旋波与 TG 波的功率沉积随轴向静磁场的变化 (a) $m = -1$ 模; (b) $m = 0$ 模; (c) $m = +1$ 模

Fig. 8. Power deposition profiles of the helicon and TG waves are given as functions of axial static magnetic fields for (a) $m = -1$ mode; (b) $m = 0$ mode; (c) $m = +1$ mode.

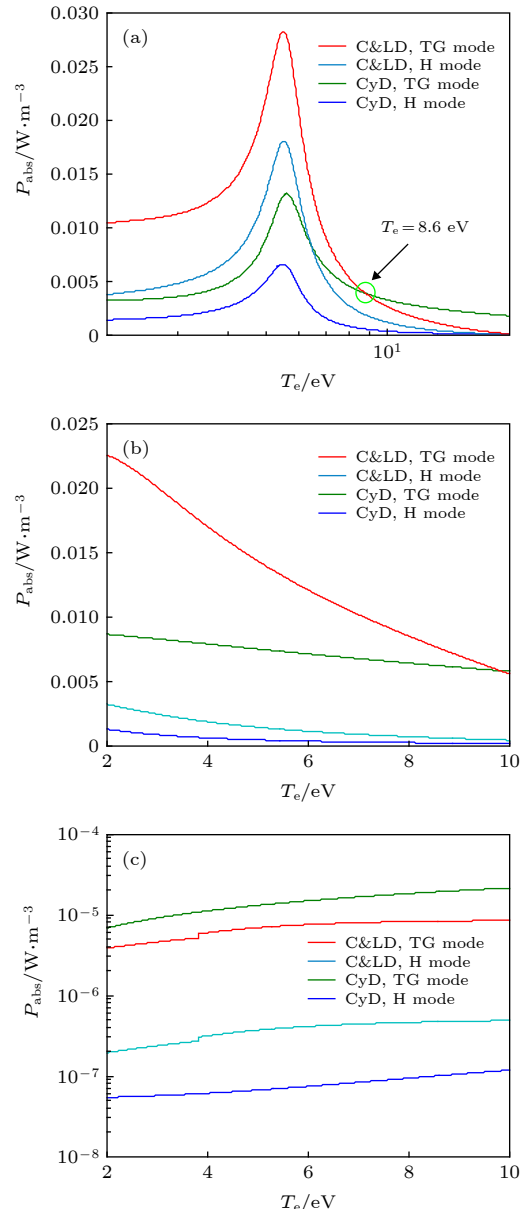


图 9 螺旋波与 TG 波功率沉积随电子温度的变化 (a) $m = -1$ 模; (b) $m = 0$ 模; (c) $m = +1$ 模

Fig. 9. Power deposition profiles of helicon and TG waves are given as functions of electron temperature for (a) $m = -1$ mode; (b) $m = 0$ mode; (c) $m = +1$ mode.

据主导地位;而对于 $m = +1$ 模, 图 8(c) 表明: 在 $B_0 \in (30 \text{ G}, 50 \text{ G})$ 范围内, TG 波回旋阻尼致使的功率沉积占据主要地位, 而在 $B_0 \in (50 \text{ G}, 300 \text{ G})$ 范围内, TG 波碰撞阻尼和朗道阻尼致使的功率沉积占据主导地位.

图 9 描述了 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 30 \text{ G}$, $p = 3 \text{ mTorr}$ 参数条件下, 螺旋波与 TG 波的功率沉积在 $T_e \in (2 \text{ eV}, 10 \text{ eV})$ 范围内的变化情况. 由图 9 可知, 在中等密度和低磁场情形下, 在螺旋波放电典型电子温度范围内, 即 $T_e \in (3 \text{ eV}, 5 \text{ eV})$, 对于 $m = -1$ 模与 $m = 0$ 模, TG 波碰撞阻尼和朗道阻尼致使的功率沉积占据主导地位; 而对于 $m = +1$ 模, TG 波回旋阻尼致使的功率沉积占据主要地位. 其次, 图 9 表明, 相较于 $m = -1$ 模与 $m = 0$ 模, 由 TG 波 $m = +1$ 模回旋阻尼致使的功率沉积可以忽略. 这些结论表明: 在中等密度和低磁场情形下, 螺旋波放电过程中主要由 TG 波 $m = -1, 0$ 角向模的碰撞阻尼和朗道阻尼机制进行波能量沉积.

图 10 描述了 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 30 \text{ G}$, $p = 3 \text{ mTorr}$ 参数条件下, 螺旋波与 TG 波 $m = -1, 0$ 角向模碰撞阻尼和朗道阻尼致使的功率沉积在 $T_e \in (2 \text{ eV}, 10 \text{ eV})$ 范围内的变化情况. 对于 $m = -1$ 角向模, 在 $T_e \in (2 \text{ eV}, 4.15 \text{ eV})$ 范围内, TG 波朗道阻尼致使的功率沉积占据主导地位; 在 $T_e \in (4.15 \text{ eV}, 10 \text{ eV})$ 范围内, TG 波碰撞阻尼致使的功率沉积占据主导地位. 对于 $m = 0$ 模, 在 $T_e \in (2 \text{ eV}, 3.9 \text{ eV})$ 范围内, TG 波朗道阻尼致使的功率沉积占据主导地位; 在 $T_e \in (3.9 \text{ eV}, 10 \text{ eV})$ 范围内, TG 波碰撞阻尼致使的功率沉积占据主导地位. 更精确地说, 在螺旋波放电典型电子温度范围内: 在电子温度 $T_e \in (3 \text{ eV}, 4 \text{ eV})$ 范围内, 由 TG 波朗道阻尼致使的能量沉积占据主导作用; 在 $T_e \in (4 \text{ eV}, 5 \text{ eV})$ 范围内, 由 TG 波碰撞阻尼致使的能量沉积占据主导作用.

4 结 论

在绝缘边界包裹径向密度均匀分布等离子体模型中, 考虑粒子热效应条件下, 理论研究了螺旋波放电等离子体中典型电子温度范围内螺旋波与 TG 波的回旋阻尼、碰撞阻尼和朗道阻尼致使的功率沉积特性, 分析结论表明: 1) 存在一个临界轴向静磁场值, 低于此临界值时等离子体中螺旋波变为消逝波; 存在一个临界电子温度值, 低于此临界值时 TG 波变为消逝波; 2) 电子回旋波 (TG 波) 的回旋阻尼在波频率靠近电子回旋频率时开始显著陡升; 3) 电子温度各向同性时, 回旋阻尼在某一电子温度值处取得最大值; 电子温度各向异性时, 回旋阻尼随电子横向纵向温度比 (各向异性因子) 的增大而不断减小, 并存在某一临界各向异性因子值, 当各向异性因子大于此临界各向异性因子值时 TG 波变为增长波; 4) 对于螺旋波, $m = 0$ 模在中心处取得功率沉积峰值, 而 $m = \pm 1$ 模在某一径向位置取得功率沉积峰值; 对于 TG 波, $m = 0$ 模在等离子体柱边缘处角向均匀地沉积其功率, 而 $m = \pm 1$ 模则在等离子体柱边缘处特定角向范围内非均匀地沉积其功率; 5) 在中等密度 ($n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) 和低磁场 ($B_0 = 30 \text{ G}$) 情形下, 在螺旋波放电典型电子温度 $T_e \in (3 \text{ eV}, 5 \text{ eV})$ 范围内, TG 波朗道阻尼致使的能量沉积在 $T_e \in (3 \text{ eV}, 4 \text{ eV})$ 范围内占据主导作用, 而 TG 波碰撞阻尼致使的能

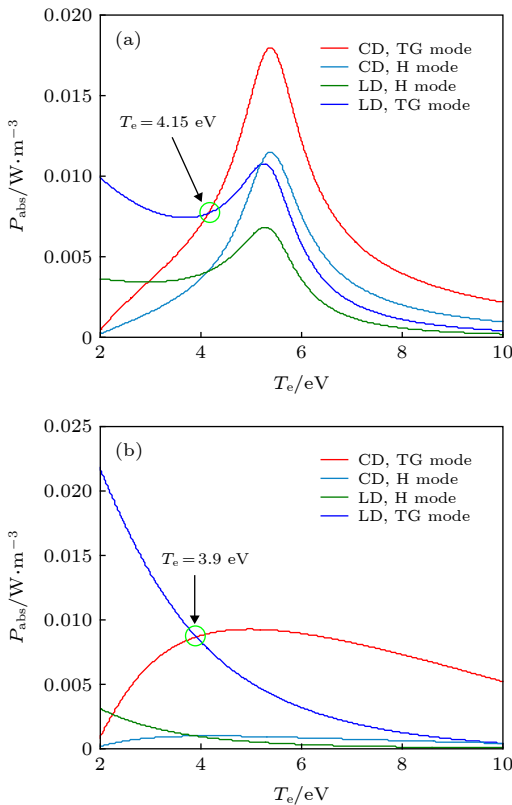


图 10 螺旋波与 TG 波的碰撞阻尼和朗道阻尼致使的功率沉积随电子温度的变化 (a) $m = -1$ 模; (b) $m = 0$ 模

Fig. 10. Power deposition profiles induced by the collisional damping and Landau damping of helicon and TG waves are given as functions of electron temperature for (a) $m = -1$ mode; (b) $m = 0$ mode.

量沉积在 $T_e \in (4 \text{ eV}, 5 \text{ eV})$ 范围内占据主导作用. 这些结论为我们深入理解螺旋波等离子体放电机制提供了线索.

参考文献

- [1] Diaz F R C 2000 *Sci. Am.* **283** 90
- [2] Boswell R W, Sutherland O, Charles C, et al. 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5125
- [3] Arefiev A V, Breizman B N 2004 *Phys. Plasmas* **11** 2942
- [4] Donnelly V M, Kornblit A 2013 *J. Vac. Sci. Technol., A* **31** 050825
- [5] Ho T M, Baturkin V, Grimm C, et al. 2017 *Space Sci. Rev.* **208** 339
- [6] Mikouchi T, Komatsu M, Hagiya K, et al. 2014 *Earth, Planets Space* **66** 1
- [7] Fiore G, Fedele R, de Angelis U 2014 *Phys. Plasmas* **21** 113105
- [8] Reuter D C, Simon A A, Hair J, et al. 2018 *Space Sci. Rev.* **214** 54
- [9] McMahon J W, Scheeres D J, Hesar S G, et al. 2018 *Space Sci. Rev.* **214** 43
- [10] Bos B J, Ravine M A, Caplinger M, et al. 2018 *Space Sci. Rev.* **214** 37
- [11] Shamrai K P, Taranov V B 1996 *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** 474
- [12] Shamrai K P 1998 *Plasma Sources Sci. Technol.* **7** 499
- [13] Chen F F, Arnush D 1997 *Phys. Plasmas* **4** 3411
- [14] Arnush D 2000 *Phys. Plasmas* **7** 3042
- [15] Mouzouris Y, Scharer J E 1998 *Phys. Plasmas* **5** 4253
- [16] Blackwell D D, Madziwa T G, Arnush D, et al. 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 145002
- [17] Kim S H, Hwang Y S 2008 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **50** 035007
- [18] Isayama S, Hada T, Shinohara S, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 063513
- [19] Cheng Y G, Cheng M S, Wang M G, et al. 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 035203 (in Chinese) [成玉国, 程谋森, 王墨戈, 等 2014 物理学报 **63** 035203]
- [20] Ping L L, Zhang X J, Yang H, et al. 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 205201 (in Chinese) [平兰兰, 张新军, 杨桦, 等 2019 物理学报 **68** 205201]
- [21] Arnush D, Chen F F 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1239
- [22] Sakawa Y, Kunimatsu H, Kikuchi H, Fukui Y, Shoji T 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 105001
- [23] Huba J D 2016 *NRL Plasma Formulary* (Washington: Naval Research Laboratory) p34
- [24] Fuchs V, Ram A K, Schultz S D, Bers A 1995 *Phys. Plasmas* **2** 1637
- [25] Fried B D, Conte S D 2015 *The Plasma Dispersion Function: the Hilbert Transform of the Gaussian* (New York: Academic Press) pp1-3
- [26] Gasimov G R, Abusutash Z A 2015 *Int. J. Differ. Equ. Appl.* **14** 252

Effects of electron temperature on energy deposition properties of electromagnetic modes propagating in helicon plasma*

Li Wen-Qiu^{1)2)3)†} Zhao Bin¹⁾ Wang Gang¹⁾³⁾

1) (*Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China*)

2) (*Princeton Plasma Physics Laboratory, Princeton University, Princeton 08543, USA*)

3) (*School of Electronic, Electrical and Communication Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 29 June 2020; revised manuscript received 11 July 2020)

Abstract

Understanding the power deposition characteristic of high density helicon wave plasma source is critical for further investigating into the discharge mechanism of helicon wave discharge. Based on the warm plasma dielectric tensor model which contains both the particle thermal effect and temperature anisotropy and using the insulating boundary condition, the eigenmode dispersion relation of helicon wave and Trivelpiece-Gould (TG) wave propagating in radially uniform plasma column are numerically obtained. Then based on the eigenmode dispersion relation and exact field distribution in the plasma column, the mode coupling properties between the helicon wave and TG wave, the parametric dependence of the cyclotron damping properties of the electron cyclotron wave (TG wave) and power deposition properties of the $m = -1, 0, +1$ modes under moderate plasma density and low magnetic fields conditions are theoretically investigated in typical helicon plasma parameter range. The detailed investigations are shown below. Under typical helicon plasma parameter conditions, i.e. wave frequency $\omega/2\pi = 13.56$ MHz and the ion temperature is one-tenth of the electron temperature, there exist a critical magnetic field value $B_{0,c}$ and a critical electron temperature value $T_{e,c}$ for which under the conditions of $B_0 < B_{0,c}$ the helicon wave becomes an evanescent wave and the TG wave becomes an evanescent wave when $T_e < T_{e,c}$. The cyclotron damping of the TG wave dramatically increases as the wave frequency approaches to the electron cyclotron frequency. The TG wave becomes a growth wave when the ratio of perpendicular electron temperature to parallel electron temperature is above a certain value. For the high magnetic field, i.e. $\omega/\omega_{ce} = 0.1$, most of the power deposition is deposited in the central core region, while for the low magnetic field, i.e. $\omega/\omega_{ce} = 0.9$, the power is deposited mainly in the outer region of plasma column. For typical helicon plasma electron temperature range, $T_e \in (3 \text{ eV}, 5 \text{ eV})$, the energy depositions induced by the collisional damping and Landau damping of the TG wave are dominant for different electron temperature ranges, which implies that different damping mechanisms have different heating intensities for electrons. Under current parameter condition, compared with the $m = +1$ mode, the $m = -1$ and $m = 0$ mode of the TG wave play major role in the power deposition process, although the cyclotron damping of the TG wave dominates the power deposition in this typical electron temperature range. All these conclusions provide some useful clues for us to better understand the high ionization mechanism of helicon wave discharge.

Keywords: helicon plasma, mode coupling, power deposition, dispersion relation

PACS: 52.50.Qt, 52.35.Mw, 52.25.Os, 11.55.Fv

DOI: 10.7498/aps.69.20201018

* Project supported by the Government Sponsored Study Abroad Program of the Chinese Scholarship Council (CSC) (Grant No. 201804910897) and the Science and Technology Innovation Leading Talent Project of the National "Ten Thousand Talents Program" (Grant No. Y8BF130272).

† Corresponding author. E-mail: beiste@163.com