

电子温度各向异性对螺旋波等离子体中电磁模式的传播及功率沉积特性的影响*

李文秋[†] 唐彦娜 刘雅琳 王刚

(中国科学院空天信息创新研究院, 北京 100190)

(2022 年 10 月 26 日收到; 2022 年 12 月 23 日收到修改稿)

采用考虑粒子温度各向异性热等离子体介电张量模型, 借助磁化、均匀密度分布等离子体中电磁波的一般色散关系, 在低磁场、低气压螺旋波等离子体典型参量条件下, 理论分析了电子温度各向异性对电磁模式传播特性和角向对称模功率沉积的影响. 研究表明: 对于给定的纵向静磁场 B_0 (或波频率 ω), 存在一个临界波频率 ω_{cr} (或纵向静磁场 $B_{0,cr}$), 当 $\omega > \omega_{cr}$ (或 $B_0 < B_{0,cr}$) 时, 电子回旋谐波遭受的阻尼开始显著增大; 相比粒子温度各向同性情形, 粒子温度各向异性彻底改变了波的传播特性, 即相位常数和衰减常数均出现峰值现象; 在考虑电子有限拉莫尔半径效应和电子温度各向异性情形下, Trivelpiece-Gould (TG) 波碰撞阻尼在整个电磁波功率沉积中占据主导地位, 电子纵向温度 $T_{e,||}$ 存在某一临界值, 在此临界值处 TG 波功率沉积出现峰值 $P_{abs,TG}$, 且随着 $T_{e,\perp}/T_{e,||}$ 的减小, 此功率沉积峰值 $P_{abs,TG}$ 逐渐增强.

关键词: 螺旋波等离子体, 各向异性, 传播特性, 功率沉积

PACS: 52.50.Qt, 91.25.St, 42.68.Ay, 52.25.Os

DOI: 10.7498/aps.72.20222048

1 引言

在磁层中倾斜于背景磁场传播的无界 Whistler 波, 可通过电子回旋共振机制加热电子^[1-4], 其电磁模分支在有界、磁化条件下演化为螺旋波 (helicon)^[5], 该螺旋波可渗入等离子体内部传播而产生高密度等离子体^[6-8]. 自 1985 年首次在实验中观测到高密度 ($\geq 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) 特性以来^[9], 螺旋波等离子体即得到广泛的应用, 在 NASA 的 NextSTEP (next space technologies for exploration partnerships) 先进空间电推进系统 (包含 VASIMR (variable specific impulse magnetoplasma rocket), ELF (electrodeless Lorentz force) 和 Nested Hall 电推进系统) 项目中, 螺旋波等离子体源被用来产生初级低温等离子体^[10-16]; 在半导体电路刻蚀中,

螺旋波等离子体源被用来刻蚀产生纳米级高分辨率芯片^[17-19]; 在核聚变应用领域中, 借助高功率螺旋波等离子体源产生的高密度氘等离子体, 研究者们正在分析等离子体-材料表面相互作用机理^[20-23]. 尽管关于螺旋波等离子体的应用已经十分深入, 但其高密度特性背后的物理机制至今仍未完全被揭示^[24-27], 1991 年, Chen^[28] 提出朗道阻尼 (Landau damping) 机制, 认为螺旋波是通过朗道阻尼机制产生高能电子从而实现波能量的沉积; 后来, Chen 和 Blackwell^[29,30] 通过测量螺旋波等离子体中的电子能量分布函数, 发现螺旋波放电中并不存在强朗道阻尼产生的高能电子, 因此推翻了朗道阻尼加热机制. 2002 年, Kline 等^[31] 发现在螺旋波等离子体中存在由静电慢波的局域低杂化共振离子朗道阻尼引起的离子加热现象. 2006 年, 在高频螺旋波等离子体中, Eom 等^[32] 在实验中发现当静磁场低于

* 中国科学院空天信息创新研究院高功率微波源与技术重点实验室 (批准号: Y9D0260H93) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: beiste@163.com

某一阈值时, 存在由螺旋波向 TG (trivelpiecegould) 波的模式转换现象. 2012 年, Tarey 等 [27] 在综合分析的基础上发现低气压 (0.2—0.3 mTorr, 1 Torr = 133 Pa) 情形下存在的热电子可能是由 TG 波的朗道阻尼机制导致. 2020 年, Cho [33] 通过理论分析发现螺旋波和 TG 波在功率沉积中的占比受到模式转换和碰撞频率的影响. 2014 年, 赵高等 [34] 通过实验研究了螺旋波等离子体的放电特性, 观测到电子密度在射频功率增加过程中出现两次大幅增大. 2019 年, 平兰兰等 [35] 通过计算程序, 分析了静磁场强度和中心等离子体密度对功率沉积及其分布的影响.

作为螺旋波等离子体中被观测到的电子温度各向异性现象 [36,37], 其与波功率沉积之间的关系至今未有研究. 为详尽研究螺旋波等离子体中高密度现象背后的物理机制, 本文采用热等离子体介电张量模型, 在螺旋波等离子体典型参量条件下, 分析了电子温度各向异性对波传播和功率沉积特性的影响, 所得结果为进一步理解螺旋波等离子体高密度物理机制提供了线索.

2 理论模型

螺旋波天线放电产生径向密度均匀分布的等离子体柱, 其被厚度可忽略的玻璃管包裹, 半径 $r = a$ 的等离子体柱浸没在纵向 (定义沿 z 轴为纵向, 用符号 // 表示; 垂直于 z 轴方向为横向, 用符号 \perp 表示) 静磁场中, 玻璃管外为真空. 假定等离子体柱中的离子携带单位正电荷, 且具有有限温度. 图 1 所示为螺旋波等离子体柱示意图.

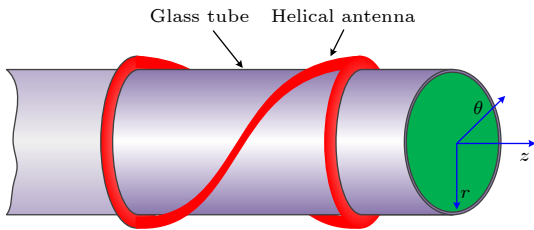


图 1 螺旋波等离子体柱示意图

Fig. 1. Cross section of helicon plasma column.

在麦克斯韦分布等离子体中, 假定波矢 \mathbf{k} 在 rz 平面, 在粒子温度各向异性和粒子存在纵向漂移速度情形下, 等离子体介电张量 $\vec{\kappa}$ 的元素可表示为 [38]

$$\kappa_{\perp} = 1 + \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2 e^{-\lambda_{\ell}}}{\omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{n^2 I_n(\lambda_{\ell})}{\lambda_{\ell}} \psi_{n,\ell}, \quad (1)$$

$$\kappa_{\nu} = \sum_{\ell=i,e} \frac{\varepsilon_{\ell} \omega_{p\ell}^2 e^{-\lambda_{\ell}}}{\omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} n [I_n(\lambda_{\ell}) - I'_n(\lambda_{\ell})] \psi_{n,\ell}, \quad (2)$$

$$\kappa_{\parallel} = 1 - \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2 e^{-\lambda_{\ell}}}{\omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(\lambda_{\ell}) \zeta_{0,\ell} \chi_{n,\ell}, \quad (3)$$

式中

$$\psi_{n,\ell} = \zeta_{0,\ell} \left(1 - \frac{v_{0,\ell}}{v_{p,\parallel}} \right) Z(\zeta_{n,\ell}) + \left(1 - \frac{T_{\ell,\perp}}{T_{\ell,\parallel}} \right) \frac{Z'(\zeta_{n,\ell})}{2}, \quad (4)$$

$$\chi_{n,\ell} = \left[1 + \frac{n\omega_{c\ell}}{\omega} \left(1 - \frac{T_{\ell,\perp}}{T_{\ell,\parallel}} \right) \right] \zeta_{n,\ell} Z'(\zeta_{n,\ell}) + \frac{2n\omega_{c\ell} v_{0,\ell} T_{\ell,\parallel}}{\omega v_{th,\parallel}} [1 + \zeta_{n,\ell} Z(\zeta_{n,\ell})], \quad (5)$$

其中, $I_n(\cdot)$ 为 n 阶第一类修正贝塞尔函数; ℓ 代表粒子种类; $\varepsilon_e = -1$, $\varepsilon_i = 1$; $\omega_{p\ell} = \sqrt{n_0 e^2 / m_{\ell}}$ 为等离子体频率, n_0 为等离子体密度, e 为电子电量, ε_0 为真空介电常数, m_{ℓ} 为粒子质量; $\omega_{c\ell} = eB_0 / m_{\ell}$ 为粒子回旋频率, B_0 为纵向静磁场强度; $v_{0,\ell}$ 为粒子纵向漂移速度; $v_{p,\parallel} = \omega / k_{\parallel}$ 为波纵向相速; $\lambda_{\ell} = k_{\perp}^2 v_{th,\perp}^2 / 2\omega_{c\ell}^2$ 是有限拉莫尔半径效应 (finite Larmor radius effects, FLR) 因子, k_{\perp} 为横向波数, $T_{\ell,\perp}$ 和 $T_{\ell,\parallel}$ 分别为粒子横向与纵向温度 (单位为电子伏), $v_{th,\perp} = \sqrt{2eT_{\ell,\perp} / m_{\ell}}$ 为粒子横向热速度; $\zeta_{n,\ell} = (\omega + j\nu_{\ell} + n\varepsilon_{\ell} \omega_{c\ell}) / k_{\parallel} v_{th,\parallel}$, ω 为波频率, n 为回旋谐波次数, k_{\parallel} 为纵向波数, $v_{th,\parallel} = \sqrt{2eT_{\ell,\parallel} / m_{\ell}}$ 为粒子纵向热速度; ν_{ℓ} 为粒子碰撞频率, 其可表示为 [39]

$$\nu_i = 4.8 \times 10^{-14} n_0 \ln A / \sqrt{AT_{i,\parallel}^{3/2}}, \quad (6)$$

$$\nu_e = 2.9 \times 10^{-12} n_0 \ln A / T_{e,\parallel}^{3/2} + n_n \langle \sigma_{en} v_{th,\parallel} \rangle, \quad (7)$$

其中 $\ln A = 23 - 0.5 \ln(10^{-6} n_0 / T_{e,\parallel})$ 为电子-离子库仑对数; $n_n = 3.54 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 为中性工质气体密度 [40], p 为工质气体气压 (单位为 mTorr); A 为工质气体原子质量数; $\sigma_{en} = 5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ 为电子-氩气碰撞截面; $Z(\zeta)$ 为等离子体色散函数 [41]:

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-\tau^2}}{\tau - \zeta} d\tau, \quad \text{Im}\{\zeta\} > 0, \quad (8)$$

$$Z'(\zeta) = -2[1 + \zeta \cdot Z(\zeta)]. \quad (9)$$

在均匀密度、磁化等离子体中传播的电磁波, 其具有如下一般色散关系^[42]:

$$\kappa_{\wedge} k_{\perp}^4 + k_{\perp}^2 \left[k_{//}^2 (\kappa_{\wedge} + \kappa_{\perp}) - k_0^2 (\kappa_{\wedge} \kappa_{\perp} + RL) \right] + \kappa_{\perp} \left(k_{//}^2 - k_0^2 R \right) \left(k_{//}^2 - k_0^2 L \right) = 0, \quad (10)$$

式中 κ_{\wedge} , κ_{\vee} 及 κ_{\perp} 为等离子体介电张量元素; $k_0 = \omega/c$, c 为光速; $R = \kappa_{\wedge} + \kappa_{\vee}$; $L = \kappa_{\wedge} - \kappa_{\vee}$. 在无界等离子体中, (10) 式对应 Whistler 波的色散关系, 它有两个关于横向波数 k_{\perp} 的分支: 具有较小横向波数的电磁分支和具有较大横向波数的静电分支; 对应在有界等离子体中, 电磁分支演化为螺旋波, 而静电分支演化为 TG 波. 对于右手圆极化占主导地位的 Whistler 波, 其传播方向平行于纵向静磁场, 由此得到其他色散关系:

$$\frac{c^2 k_{//}^2}{\omega^2} = 1 + \sum_{\ell=i,e} \frac{\omega_{p\ell}^2}{\omega^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\zeta_{0,\ell} \left(1 - \frac{v_{0,\ell}}{v_{p,\ell}} \right) Z(\zeta_{n,\ell}) + \left(1 - \frac{T_{\ell,\perp}}{T_{\ell,\parallel}} \right) \frac{Z'(\zeta_{n,\ell})}{2} \right]. \quad (11)$$

注意到 (11) 式忽略了粒子的有限拉莫尔半径效应, 但包含所有的回旋谐波次数, 且考虑粒子纵向漂移速度的影响.

基于图 1 所示的坐标模型, 假定电磁波具有 $e^{j(m\theta + k_{//m}z - \omega t)}$ 形式 (m 为角向模数, $k_{//m}$ 为第 m 个角向模数对应的纵向波数), 由 Maxwell 方程:

$$\nabla \times \mathbf{E} = j\omega \mathbf{B}, \quad (12)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = -\frac{j\omega}{c^2} \vec{K} \cdot \mathbf{E}, \quad (13)$$

得到如下关于描述电磁波传播的微分方程:

$$(\nabla_{\perp}^2 + k_{\perp m, H}^2) (\nabla_{\perp}^2 + k_{\perp m, TG}^2) \begin{pmatrix} E_{zm} \\ B_{zm} \end{pmatrix} = 0, \quad (14)$$

其中, $\nabla_{\perp} = \nabla - z\partial/\partial z$, $k_{\perp m, H} = \sqrt{k_H^2 - k_{//m}^2}$ 和

$k_{\perp m, TG} = \sqrt{k_{TG}^2 - k_{//m}^2}$ 分别为螺旋波和 TG 波第 m 个角向模数对应的横向波数, k_H 和 k_{TG} 可由下式求解得到^[43]:

$$k_{H, TG} = \frac{k_{//m}}{2\xi_{\ell}} \left[1 \mp \left(1 - 4 \frac{\xi_{\ell} \xi_{\ell, 0}}{k_{//m}^2 \delta_{pe}^2} \right)^{1/2} \right], \quad (15)$$

其中, $\xi_{\ell} = (\omega + j\nu_{\ell})/\omega_{c\ell}$, $\xi_{\ell, 0} = \omega/\omega_{c\ell}$, $\delta_{pe} = c/\omega_{pe}$ 为等离子体趋肤深度.

求解 (14) 式, 分别得到等离子体柱内和外部真空区域中的磁场纵向分量^[44]:

$$B_{z m, p} = -2j [f_m k_{\perp m, H} J_m(k_{\perp m, H} r) + g_m k_{\perp m, TG} J_m(k_{\perp m, TG} r)], \quad (16)$$

$$B_{z m, v} = j k_{\perp m, v} h_m H_m^{(1)}(k_{\perp m, v} r), \quad (17)$$

其中, f_m , g_m 和 h_m 分别为场幅值系数, $k_{\perp m, v} = \sqrt{k_0^2 - k_{//m}^2}$ 为真空区域中电磁场的横向波数, $J_m(\cdot)$ 为 m 阶第一类贝塞尔函数, $H_m^{(1)}(\cdot)$ 为 m 阶第一类汉克尔函数.

利用边界条件, 磁场切向分量在分界面连续, 得到描述等离子体中关于本征电磁模式的色散关系:

$$|II_{su}| = 0, \quad s, u = 1, 2, 3. \quad (18)$$

元素由表 1 给出.

在螺旋波等离子体中, 波的能量沉积通常由粒子间的碰撞效应和动理学效应引起, 其中动理学效应引起的阻尼机制主要包含朗道阻尼和回旋阻尼 (cyclotron damping), 纵向热速度略小于电磁波相速的粒子通过共振作会吸收波的能量造成波衰减, 这称为朗道阻尼; 在垂直于外部磁场方向上作回旋运动的粒子, 当其回旋频率与平行于磁场传播的电磁波频率相同时, 可以与粒子发生共振, 形成波的回旋阻尼. 这些阻尼机制在不同的参量情形下起着不同的作用, 由这些阻尼机制产生的波功率沉积可

表 1 色散关系元素
Table 1. Elements of dispersion relation.

II_{su}	$u = 1$	$u = 2$	$u = 3$
$s = 1$	$J_m(k_{\perp m, H} a)$	$J_m(k_{\perp m, TG} a)$	$-j k_{\perp m, v} H_m^{(1)}(k_{\perp m, v} a)$
$s = 2$	$k_{\perp m, TG}^2 [m k_{//, m} J_m(k_{\perp m, H} a) + k_H k_{\perp m, H} a J'_m(k_{\perp m, H} a)]$	$k_{\perp m, H}^2 [m k_{//, m} J_m(k_{\perp m, TG} a) + k_H k_{\perp m, TG} a J'_m(k_{\perp m, TG} a)]$	$j k_{\perp m, H}^2 k_{\perp m, TG}^2 m H_m^{(1)}(k_{\perp m, v} a)$
$s = 3$	$k_{\perp m, TG}^2 [m k_H J_m(k_{\perp m, H} a) + k_{//, m} k_{\perp m, H} a J'_m(k_{\perp m, H} a)]$	$k_{\perp m, H}^2 [m k_{TG} J_m(k_{\perp m, TG} a) + k_{//, m} k_{\perp m, TG} a J'_m(k_{\perp m, TG} a)]$	$j k_{\perp m, H}^2 k_{\perp m, TG}^2 k_{\perp m, v} a H_m^{(1)'}(k_{\perp m, v} a)$

由下式给出:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{abs}} &= \frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \int_0^a \int_0^{2\pi} \text{Im} \left[\mathbf{E}^* \cdot \vec{K} \cdot \mathbf{E} \right] r dr d\theta \\
 &= \frac{1}{2} \omega \epsilon_0 \int_0^a \int_0^{2\pi} \text{Im} \left\{ (\kappa_{\wedge} + \kappa_{\vee}) \cdot |E_{-m,p}(r)|^2 \right. \\
 &\quad \left. + \kappa_{\perp} \cdot |E_{zm,p}(r)|^2 \right\} r dr d\theta, \quad (19)
 \end{aligned}$$

其中, $E_{-m,p} = (E_{r,m,p} - jE_{\theta,m,p})/\sqrt{2}$, 电场分量 $E_{r,m,p}$, $E_{\theta,m,p}$ 及 $E_{zm,p}$ 可由 $m = 0$ 方程中电场与磁场的关系导出; (19) 式等号右侧第 1 项为回旋阻尼产生的功率沉积, 第 2 项为碰撞阻尼及朗道阻尼产生的功率沉积.

本文仅研究角向对称模 ($m = 0$) 的能量沉积特性, 在计算过程中, 首先采用寻根函数 `fsolve` 求解超越色散方程 (18) 式, 然后借助横向波数得到精确场分布, 最后利用 (19) 式计算波的功率沉积. 本文假定工质气体为氩气 ($A = 40$), 射频波频率为 13.56 MHz, 等离子体柱半径 $a = 3$ cm, 离子-电子纵向温度比 $T_{i,\parallel}/T_{e,\parallel} = 0.1$.

3 数值计算与结果分析

在分析波功率沉积特性之前, 先对螺旋波等离子体中存在的两种典型波模式之间的耦合特性进行分析. 在 $n_0 = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_{e,\wedge} = T_{e,\parallel} = 3 \text{ eV}$, $\omega/\omega_{ce} = 0.1$ 参量条件下, 利用 (10) 式, 计算得到不同气压条件下 Whistler 波静电 (electro static, ES) 分支与电磁 (electro magnetic, EM) 分支的耦合曲线. 图 2 显示, 在当前高密度、低磁场参量情形下, ES 分支与 EM 分支在模式耦合层 (mode coupling surface, MCS) 发生模式耦合; 每个纵向波数对应两个横向波数, ES 分支具有较大横向波数, EM 分支具有较小横向波数; 随着工质气体气压的增大, 模式耦合层的位置发生明显改变, 但在典型

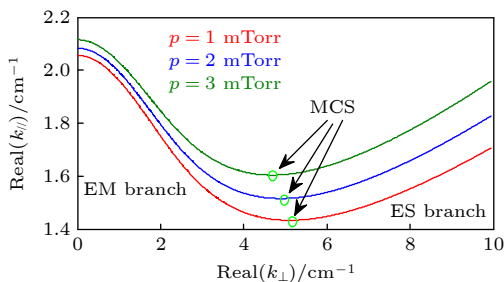


图 2 Whistler 波色散特性

Fig. 2. Dispersion characteristic of whistler wave.

螺旋波等离子体温度条件下, 工质气体气压的增大并未明显改变静电波与电磁波的传播特性, 这表明工质气体气压对 Whistler 波的传播影响并不显著.

由于碰撞阻尼和回旋阻尼的存在, 导致计算得到的纵向波数具有复数形式, 即 $k_{\parallel} = \beta + j\alpha$, 其中 β 为相位常数 (单位为 rad/cm), α 为衰减常数 (单位为 Np/cm). 基于 (11) 式, 忽略粒子纵向漂移速度在 $n_0 = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 48 \text{ Gs}$ ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$), $T_{e,\parallel} = 3 \text{ eV}$ 及 $p = 1 \text{ mTorr}$ 参量条件下, 计算得到 Whistler 波的 $n = 1$ 次回旋谐波的相位常数和衰减常数如图 3 所示, 从图 3 可以看到, 在给定的参量区间 $\omega/\omega_{ce} \in (0, 0.4)$ 内, 对于相位常数, 其幅值从参量区间初始处便随着波频率的增大而陡峭变大; 而对于衰减常数, 则存在一个阈值 $(\omega/\omega_{ce})_{\text{cr}}$, 低于此阈值, 波阻尼极其微小可以忽略, 而超过此阈值时, 波遭遇的阻尼开始显著增大. 当电子温度各向异性因子 $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 0.5$ 时, 图 3 显示波在归一化频率阈值 $(\omega/\omega_{ce})_{\text{cr}} \approx 0.1$ 处开始遭受显著阻尼, 当 $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel}$ 变为 1.0 和 1.5 时, $(\omega/\omega_{ce})_{\text{cr}}$ 分别变为 0.15 和 0.28; 另一方面, 对于给定的归一化频率 (ω/ω_{ce}) , 电子横向温度越大, 波的阻尼强度越小, 这是因为当电子横向温度大于纵向温度时, 电子与波的相互作用时间主要发生在横向, 这时回旋阻尼是主要的波能量衰减机制, 而由于回旋阻尼在当前参量条件下并不显著, 所以衰减常数幅值相比温度各向同性条件下要小; 而当电子横向温度小于纵向温度时, 电子与波的相互作用时间主要发生在纵向, 这时碰撞阻尼和朗道阻尼是主要的波能量衰减机制, 在当前参量条件下, 纵向的碰撞阻尼和朗道阻尼强度大于横向的回旋阻尼, 所以衰减常数幅值相比温

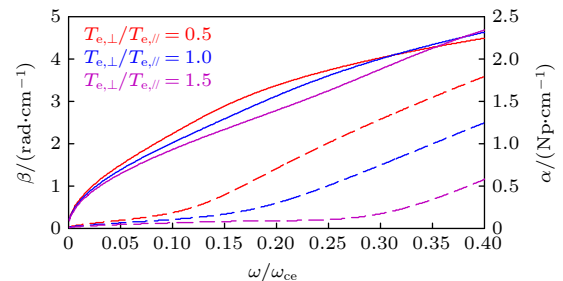


图 3 电子温度各向异性对 Whistler 波 $n = 1$ 次回旋谐波传播常数的影响 (实线代表相位常数, 虚线代表衰减常数)

Fig. 3. Effect of electron temperature anisotropy on the propagation characteristic of the $n = 1$ electron cyclotron harmonic (the solid lines represent the phase constant, and the dashed lines represent the attenuation constant).

度各向同性条件下大.

忽略粒子纵向漂移速度, 在 $n_0 = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $p = 1 \text{ mTorr}$, $T_{e,\perp} = T_{e,\parallel} = 3 \text{ eV}$ 参量条件下, Whistler 波 $n = 1, 2, 3$ 次回旋谐波的传播常数随纵向静磁场 (以 ω/ω_{ce} 形式给出) 的变化特性如图 4 所示. 结果表明: 在给定波频率条件下, 随着纵向静磁场逐渐减小 (ω/ω_{ce} 逐渐增大), $n = 1, 2, 3$ 次回旋谐波的衰减常数在不同阈值 (ω/ω_{ce})_{cr} 处开始显著陡升, 而相位常数在变量区间初始处便开始陡升; 同时注意到, 当纵向静磁场逐渐减小时, $n = 1$ 次回旋谐波最先遭遇回旋阻尼, 且在 3 个谐波的回旋阻尼中占据主导地位.

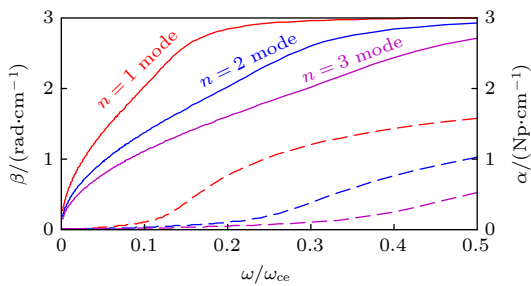


图 4 电子温度各向同性情形下 $n=1, 2, 3$ 次回旋谐波传播常数对纵向静磁场的依赖关系 (实线代表相位常数, 虚线代表衰减常数)
Fig. 4. Dependence of propagation characteristic of the $n=1, 2, 3$ electron cyclotron harmonics on magnetic field in the case of electron temperature isotropy (the solid lines represent the phase constant, and the dashed lines represent the attenuation constant).

为进行对照, 分析电子温度各向异性对不同谐波回旋阻尼的影响, 采用与图 4 一样的参量条件, 在电子温度各向异性因子 $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 0.1$ 条件下, $n = 1, 2, 3$ 次回旋谐波的传播常数随纵向静磁场 (以 ω/ω_{ce} 的形式给出) 的变化关系如图 5 所示. 由图 5 可知, 在变量区间 $\omega/\omega_{ce} \in (0, 0.5)$, 对于 $n = 1$ 次回旋谐波, 随着纵向静磁场逐渐减小 (ω/ω_{ce} 逐渐增大), 相位常数先增大后减小, 在 $\omega/\omega_{ce} \approx 0.11$ 处取得峰值; 而衰减常数所代表的回旋阻尼在 $\omega/\omega_{ce} \approx 0.11$ 处开始剧烈陡升, 当 $\omega/\omega_{ce} > 0.3$ 时趋于平稳. 与 $n = 1$ 次回旋谐波情形类似, $n = 2, 3$ 次回旋谐波的相位常数也在不同 ω/ω_{ce} 处取得峰值, 衰减常数在不同 ω/ω_{ce} 处开始显著增大. 联合分析相位常数和衰减常数曲线可以发现, 衰减常数显著陡升和相位常数出现峰值两者对应的横坐标 ω/ω_{ce} 非常接近. 这些现象结合图 4 表明: 电子温度各向异性从根本上改变了波的传播特性, 即电子温度各

向异性的存在使得各次回旋谐波分别对应一个最佳的纵向静磁场强度, 在此最佳纵向静磁场强度下, 各个回旋谐波开始遭受显著回旋阻尼.

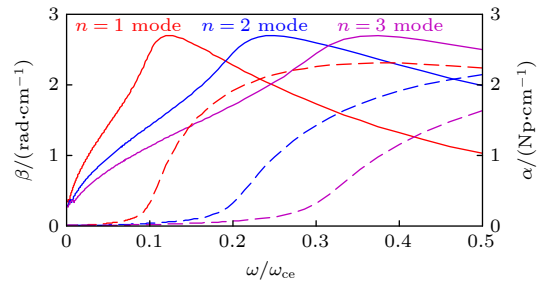


图 5 电子温度各向异性情形下 $n = 1, 2, 3$ 次回旋谐波传播常数对纵向静磁场的依赖关系 (实线代表相位常数, 虚线代表衰减常数)
Fig. 5. Dependence of propagation characteristic of the $n = 1, 2, 3$ electron cyclotron harmonics on magnetic field in the case of electron temperature anisotropy (The solid lines represent the phase constant, and the dashed lines represent the attenuation constant).

作为影响回旋谐波阻尼特性的两个重要参量, 电子温度各向异性和纵向漂移效应可能对波产生显著的衰减效应. 在 $n_0 = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\omega/\omega_{ce} = 0.3$, $p = 1 \text{ mTorr}$, $T_{e,\parallel} = 3 \text{ eV}$ 参量条件下, 计算得到两个参量对回旋谐波衰减常数的影响结果如图 6 所示. 在忽略粒子纵向漂移速度条件下, 图 6(a) 所示为电子温度各向异性对 $n = 1, 2, 3$ 次回旋谐波衰减特性的影响, 由图 6 可知, 在变量区间 $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} \in (0.01, 10)$, 随着 $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel}$ 的增大, 3 个回旋谐波的衰减常数均单调减小, 且在 $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 1$ 处急剧减小, 之后 3 个回旋谐波在不同的 $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel}$ 临界值处衰减常数降至零. 这是因为, 当电子横向温度远小于纵向温度 ($T_{e,\parallel} = 3 \text{ eV}$) 时, 波在横向遭受的回旋阻尼非常弱, 此时波遭受的阻尼主要来自纵向的碰撞效应和朗道阻尼效应; 当电子横向温度大于纵向温度时, 波遭受的阻尼主要来自横向的回旋阻尼, 而由于回旋阻尼在当前参量条件下非常弱, 故随着 $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel}$ 的持续增大, 波遭受的阻尼急剧减小. 在粒子温度各向同性条件下 ($T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 1$), 图 6(b) 所示为纵向漂移效应对 3 个回旋谐波衰减特性的影响, 与图 6(a) 中的曲线变化特性类似, 图 6(b) 显示 3 个回旋谐波的衰减常数均随着电子纵向漂移速度的增大而单调减小. 这是由于电子纵向漂移速度的存在扰动了波的相速、电子热速度及回旋频率之间的共振平衡条件,

从而造成回旋阻尼和朗道阻尼效应的减弱,且随着漂移速度的逐渐增大,这种扰动越发严重,图 6(b)说明当漂移速度超过电子热速度时,波的回旋阻尼和朗道阻尼变得非常微弱.

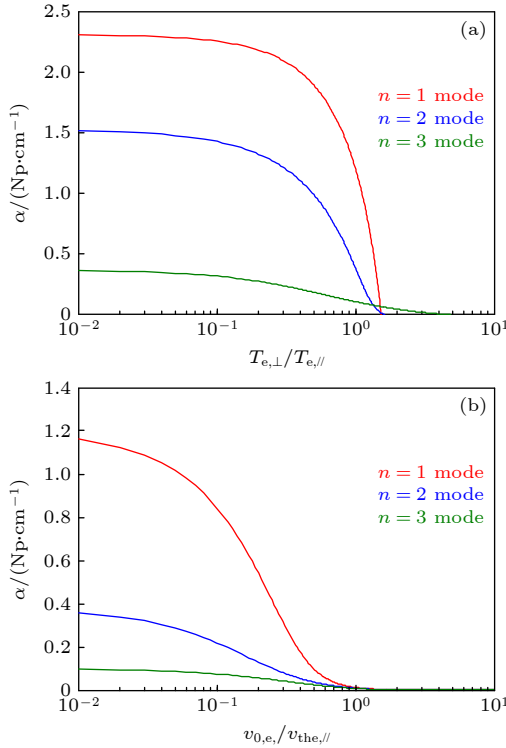


图 6 $n = 1, 2, 3$ 次回旋谐波衰减常数随 (a) 电子温度各向异性 and (b) 电子纵向漂移速度的依赖关系
 Fig. 6. Dependence of attenuation constant of the $n = 1, 2, 3$ electron cyclotron harmonics on (a) the electron temperature anisotropy and (b) electron parallel drift velocity.

在计算螺旋波与 TG 波功率沉积之前,首先有必要对介电张量元素中的有限拉莫尔半径效应因子进行详细分析. $n_0 = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $p = 1 \text{ mTorr}$, $T_{e,\parallel} = 3 \text{ eV}$, $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 0.1$ 参量条件下,在变量区间 $\omega/\omega_{ce} \in (0.01, 0.3)$,图 7 中的计算结果显示:在典型螺旋波等离子体电子温度条件下,由于螺旋波与 TG 波的横向波数不相等,故有限拉莫尔半径效应因子存在两个不同的分支,螺旋波对应的螺旋模分支 (H-mode branch) 和 TG 波对应的 TG 模分支 (TG-mode branch);当归一化频率 ω/ω_{ce} 逐渐增大 (即静磁场 B_0 逐渐减小) 时,螺旋波与 TG 波开始靠近模式耦合层,即两种波的横向波数逐渐相等,这表现为两个有限拉莫尔半径效应因子分支开始合二为一.值得注意的是,在典型低磁场条件下,例如 $B_0 = 48 \text{ Gs}$ ($\omega/\omega_{ce} = 0.1$) 时, TG 波对应的有限拉莫尔半径效应因子 $\lambda_e \approx 0.025$,且随着纵向静

磁场的减小, λ_e 进一步变大,这说明在低磁场条件下,在计算波功率沉积过程中,必须考虑有限拉莫尔半径效应的影响.

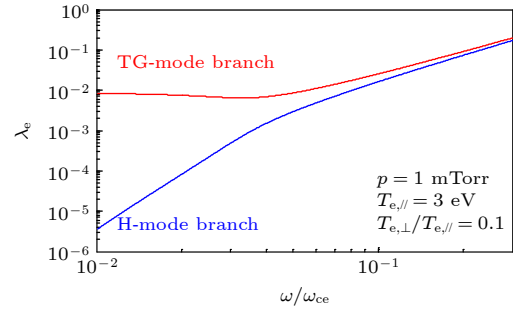


图 7 螺旋波与 TG 波有限拉莫尔半径效应因子随归一化静磁场的变化关系
 Fig. 7. Dependence of the FLR effect parameter of helicon and TG waves on the normalized static magnetic field.

联合图 4 和图 5 结果可知,随着纵向静磁场的减小, $n = 1$ 次回旋谐波在 $B_0 \approx 48 \text{ Gs}$ 处最先遭遇回旋阻尼,忽略 $n \geq 2$ 次回旋谐波在阻尼计算中的贡献,因为它们更低的静磁场值处出现回旋阻尼,而这些更低的静磁场情形不属于本文的讨论范围.基于此,在考虑有限拉莫尔半径效应和 $n \leq 1$ 次回旋谐波的情形下,在 $n_0 = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 48 \text{ Gs}$, $p = 1 \text{ mTorr}$, $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 0.1$, $v_{0,e}/v_{\text{the},\parallel} = 0.1$ 参量条件下,图 8 所示为螺旋波与 TG 波碰撞阻尼、朗道阻尼及回旋阻尼产生的功率沉积随纵向电子温度的变化关系.由图 8 可知:在当前低磁场条件下,螺旋波与 TG 波碰撞阻尼产生的功率沉积在典型螺旋波等离子体电子温度范围内扮演主导作用,特别是 TG 波碰撞阻尼产生的功率沉积占据主导地位;而由朗道阻尼及回旋阻尼产生的波功率

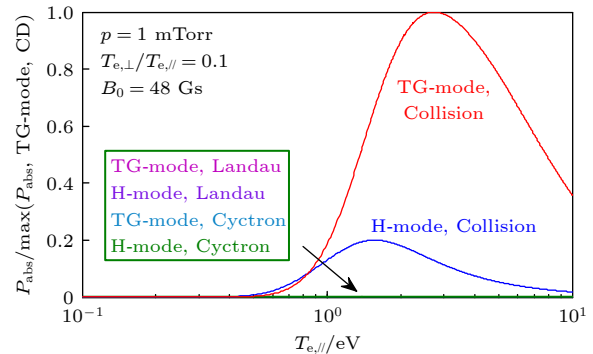


图 8 波功率沉积随纵向电子温度的变化
 Fig. 8. Wave power deposition versus parallel electron temperature.

沉积完全可以忽略. 这是因为在当前低磁场情形下, 产生朗道阻尼的波相速和电子热速度之间的共振效应不明显, 同时, 由波频率、电子回旋频率及电子热速度之间的共振效应产生的回旋阻尼亦不是主要的波能量沉积机制, 此时碰撞阻尼机制成为波能量沉积的主要方式; 另一方面, 在当前低磁场 ($B_0 = 48$ Gs) 条件下, 由于 TG 波可渗入等离子体内部传播, 电子在其电场中加速后通过碰撞效应将电磁波能量传递给等离子体.

为更详细分析螺旋波与 TG 波碰撞阻尼产生的功率沉积特性, 在 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 48$ Gs, $T_{e,\parallel} = 5$ eV, $p = 1$ mTorr, $v_{0,e}/v_{th,e,\parallel} = 0.1$ 参量条件下, 图 9 和图 10 分别为低磁场条件下螺旋波和 TG 波碰撞阻尼产生的功率沉积对电子温度各向异性因子的依赖关系. 对于螺旋波, 从图 9 可以看出, 随着电子横向温度的增大, 螺旋波碰撞阻尼产生的功率沉积更加聚焦在等离子体柱中心区域. 而对于 TG 波, 图 10 表明其由碰撞阻尼产生的功率沉积特性对电子温度各向异性的依赖关

系较为复杂, 在电子温度各向同性 ($T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 1$) 条件下, 功率沉积在某些半径值处取得较大值, 在中心处出现峰值; 而在电子温度各向异性情况下, 当电子横向温度小于纵向温度 ($T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 0.1$) 时, 功率沉积在某些半径值处的强度减弱, 当电子横向温度大于纵向温度 ($T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 10$) 时, 功率沉积在某些半径值处的强度变得可以忽略, 功率沉积聚焦在中心处很小的半径范围内. 这些结果说明电子温度各向异性对螺旋波和 TG 波的功率沉积的影响并不相同, 这可能是由于两种波的传播特性不同所致, 螺旋波作为一种平行于外界静磁场方向传播的右手圆极化波, 粒子温度各向异性对其传播影响较小; 而 TG 波本质上是一种倾斜于外界静磁场方向传播的准静电波, 其对粒子温度参量空间分布的变化较为明显. 这为深入研究螺旋波等离子体中由参量不稳定引起的湍流加热现象提供了切入点.

基于以上分析, 可以看出在低磁场、低气压条件下, TG 波在功率沉积中占有主导地位, 为分析电子纵向温度 $T_{e,\parallel}$ 和电子温度各向异性因子

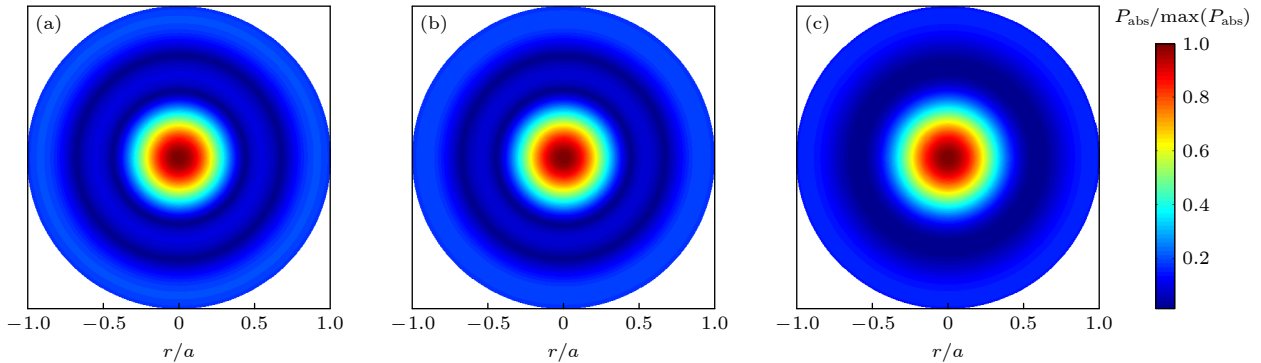


图 9 螺旋波碰撞阻尼产生的功率沉积径向分布 (a) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 0.1$; (b) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 1$; (c) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 10$

Fig. 9. Collisional damping induced radial power deposition distribution of the helicon wave: (a) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 0.1$; (b) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 1$; (c) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 10$.

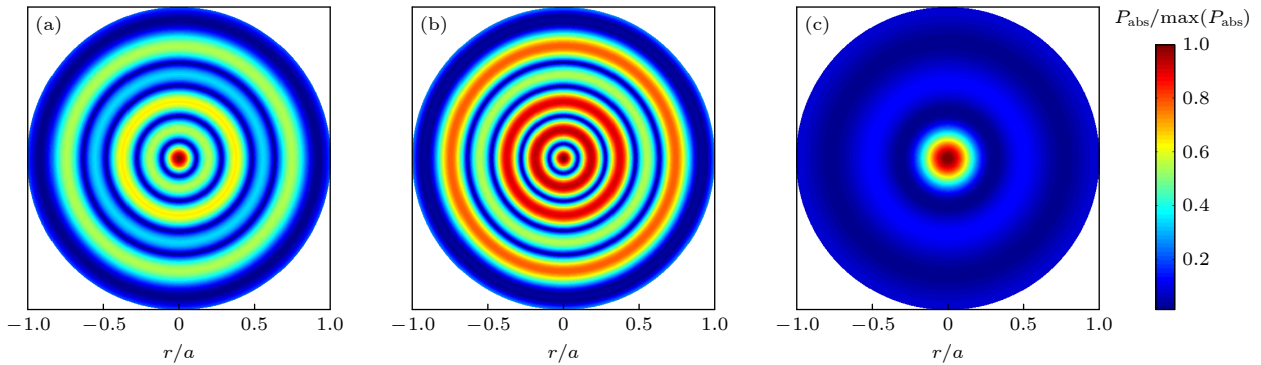


图 10 TG 波碰撞阻尼产生的功率沉积径向分布 (a) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 0.1$; (b) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 1$; (c) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 10$

Fig. 10. Collisional damping induced radial power deposition distribution of the TG wave: (a) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 0.1$; (b) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 1$; (c) $T_{e,\perp}/T_{e,\parallel} = 10$.

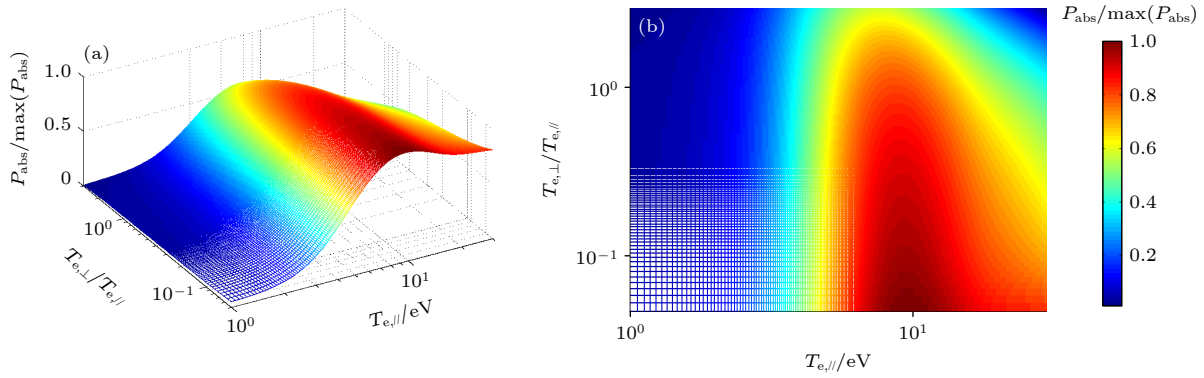

 图 11 TG 波功率沉积在 $(T_{e, //}, T_{e, \perp}/T_{e, //})$ 空间的分布 (a) 三维分布; (b) 二维分布

 Fig. 11. $(T_{e, //}, T_{e, \perp}/T_{e, //})$ space power deposition distribution of TG wave: (a) 3D; (b) 2D.

$T_{e, \perp}/T_{e, //}$ 对 TG 波功率沉积的影响, 在 $n_0 = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 60 \text{ Gs}$, $p = 1 \text{ mTorr}$, $v_{01}/v_{\text{th}, //} = 0.1$ 参量条件下, 图 11 给出了 TG 波功率沉积在 $(T_{e, //}, T_{e, \perp}/T_{e, //})$ 变量区间的分布特性. 由图 11 可知, 随着电子纵向温度 $T_{e, //}$ 的增大, 功率沉积逐渐增大, 在 $T_{e, //} \approx 10 \text{ eV}$ 处功率沉积出现峰值; 另一方面, 当电子纵向温度 $T_{e, //} \approx 10 \text{ eV}$ 给定, 随着电子横向温度 $T_{e, \perp}$ 逐渐减小, 功率沉积逐渐增强. 这表明电子纵向温度和电子温度各向异性因子两者共同决定了 TG 波的功率沉积特性; 在变量空间 $(T_{e, //}, T_{e, \perp}/T_{e, //})$, 存在某一临界点, 在此临界点, TG 波的功率沉积取得峰值. 这一临界点的位置是碰撞阻尼、朗道阻尼及回旋阻尼这 3 种阻尼共同作用的结果; 而功率沉积的峰值的大小, 则取决于 3 种阻尼在波功率沉积中各自占的比重, 以及哪种波在主导功率沉积.

4 结 论

在磁化、均匀密度分布螺旋波等离子体中, 考虑粒子热效应、纵向漂移速度及温度各向异性情形下, 理论分析了螺旋波等离子体典型参量条件下 Whistler 波的传播特性及低磁场、低气压条件下螺旋波与 Trivelpiece-Gould 波的功率沉积特性. 1) 在电子温度各向同性情形下, 不同回旋谐波的衰减常数在不同纵向静磁场阈值处开始显著单调增大, 而相位常数则在初始即显著陡升; 在电子温度各向异性情形下, 不同谐波衰减常数显著增大时对应的纵向静磁场阈值变小, 且衰减常数和相位常数不再单调变化, 均存在峰值现象, 衰减常数显著陡升和相位常数出现峰值两个现象步调一致. 这是

因为粒子温度各向异性彻底改变了波-粒相互作用过程, 在横向、纵向不同方向上主导波-粒相互作用过程的回旋阻尼、朗道阻尼及碰撞阻尼, 共同决定电磁波在给定参量条件下所遭受的阻尼强度. 2) 随着电子横向温度的增大, 波遭受显著阻尼对应的纵向静磁场阈值变大, 而波遭受的阻尼强度变小. 这是由于随着电子横向热速度的增大, 波-粒共振效应所需的回旋磁场强度也应增大, 但回旋阻尼本身并不一定能够主导整个功率沉积过程. 3) 考虑电子有限拉莫尔半径效应, 在低磁场、低气压条件下, 分析结果表明 TG 波碰撞阻尼产生的功率沉积在典型螺旋波等离子体电子温度范围内占据主导地位; 且存在某一临界电子纵向温度值, 使得在此临界值处 TG 波的功率沉积出现最大值, 随着电子横向温度的减小, TG 波的功率沉积峰值逐步增大, 这说明相比纵向的碰撞阻尼和朗道阻尼产生的功率, 回旋阻尼产生的功率沉积可以忽略. 这可能是因为 TG 波作为一种电子回旋波, 其在当前低磁场情形下主要通过碰撞效应将波的能量传递给粒子. 这些结论为揭示螺旋波等离子体高密度特性背后的物理机制提供了重要的理论线索.

参考文献

- [1] Varughese G, Kumari J, Pandey RS, et al. 2018 *J. Mod. Appl. Phys.* **2** 13
- [2] Omura Y, Summers D 2006 *J. Geophys. Res. Space Phys.* **111** A09222
- [3] Ni B B, Zhao Z Y, Gu X D, Wang F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7937 (in Chinese) [倪彬彬, 赵正予, 顾旭东, 汪枫 2008 物理学报 **57** 7937]
- [4] Fu S Y, Xu J Y, Wei Y, Liu L B, Xiong M, Cao J B, Zong Q G, Wang C, Feng X S, Shi Q Q, Shi L Q, Ren L W 2019 *Sci. Sin. Terrae* **49** 1641 (in Chinese) [傅绥燕, 徐寄遥, 魏勇, 刘立波, 熊明, 曹晋滨, 宗秋刚, 王赤, 冯学尚, 史全岐, 师立勤, 任丽

- 文 2019 中国科学: 地球科学 **49** 1641]
- [5] Caneses J F, Blackwell B D 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 055027
- [6] Isayama S, Shinohara S, Hada T 2018 *Plasma Fusion Res.* **13** 1101014
- [7] Shinohara S 2018 *Adv. Phys. X* **3** 1420424
- [8] Shinohara S, Hada T, Motomura T, et al. 2009 *Phys. Plasmas* **16** 057104
- [9] Chen F F, Boswell R W 1997 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 1245
- [10] Squire J P, Chang-Diaz F R, Jacobson V T, et al. 2003 *AIP Conference Proceedings for the 15th Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas* Moran, May 19–21, 2003 p423
- [11] Squire J P, Chang-Díaz F R, Glover T W, et al. 2006 *Thin Solid Films* **506** 579
- [12] Boswell R W, Sutherland O, Charles C, et al. 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5125
- [13] Bathgate S N, Bilek M M M, Mckenzie D R 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 083001
- [14] Furukawa T, Kuwahara D, Shinohara S 2020 *AIAA Propulsion and Energy Forum* New Orleans, August 24–26, 2020 p3630
- [15] Liu X, Sun X, Guo N, et al. 2022 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **7** 2138
- [16] Polzin K, Martin A, Little J, et al. 2020 *Aerospace* **7** 105
- [17] Perry A J, Vender D, Boswell R W 1991 *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct. Process. Meas. Phenom.* **9** 310
- [18] Takahashi K, Motomura T, Ando A, et al. 2014 *J. Phys. D Appl. Phys.* **47** 425201
- [19] Smyrnakis A, Dimitrakis P, Gogolides E 2018 *J. Phys. D Appl. Phys.* **51** 455101
- [20] Goulding R H, Caughman J B O, Rapp J, et al. 2017 *Fusion Sci. Technol.* **72** 588
- [21] Ivanov A A, Davydenko V I, Kotelnikov I A, et al. 2013 *Fusion Sci. Technol.* **63** 217
- [22] Goulding R H, Biewer T M, Caughman J B O, et al. 2011 *AIP Conference Proceedings for the 19th Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas* Rhode Island, June 1–3, 2011 p535
- [23] Goulding R H, Chen G, Meitner S, et al. 2009 *AIP Conference Proceedings for the 18th Topical Conference on Radio Frequency Power in Plasmas* Belgium, June 24–26, 2009 p667
- [24] Isayama S, Shinohara S, Hada T, et al. 2019 *Phys. Plasmas* **26** 023517
- [25] Shinohara S 2002 *J. Plasma Fusion Res.* **78** 5
- [26] Chen F F, Torreblanca H 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 593
- [27] Tarey R D, Sahu B B, Ganguli A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 073520
- [28] Chen F F 1991 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **33** 339
- [29] Chen F F, Blackwell D D 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2677
- [30] Blackwell D D, Chen F F 2001 *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 226
- [31] Kline J L, Scime E E, Boivin R F, et al. 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 195002
- [32] Eom G S, Kim J, Choe W 2006 *Phys. Plasmas* **13** 073505
- [33] Cho S 2020 *Plasma Sources Sci. Technol.* **29** 095023
- [34] Zhao G, Xiong Y Q, Ma C, Liu Z W, Chen Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 235202 (in Chinese) [赵高, 熊玉卿, 马超, 刘忠伟, 陈强 2014 物理学报 **63** 235202]
- [35] Ping L L, Zhang X J, Yang H, Xu G S, Chang L, Wu D S, Lü H, Zheng C Y, Peng J H, Jin H H, He C, Gan G H 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 205201 (in Chinese) [平兰兰, 张新军, 杨桦, 徐国盛, 裴磊, 吴东升, 吕虹, 郑长勇, 彭金花, 金海红, 何超, 甘桂华 2019 物理学报 **68** 205201]
- [36] Guo X M, Scharer J, Mouzouris Y, et al. 1999 *Phys. Plasmas* **6** 3400
- [37] Correyero Plaza S, Navarro J, Ahedo E 2016 *52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* Salt Lake City, July 25–27, 2016 p5035
- [38] Swanson D G 1989 *Plasma Waves* (New York: Academic Press) p155
- [39] Huba J D 2016 *NRL Plasma Formulary* (Washington: Naval Research Laboratory) p34
- [40] Mouzouris Y, Scharer J E 1998 *Phys. Plasmas* **5** 4253
- [41] Fried B D, Conte S D 2015 *The Plasma Dispersion Function: The Hilbert Transform of the Gaussian* (New York: Academic Press) p1
- [42] Sakawa Y, Kunimatsu H, Kikuchi H, et al. 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 105001
- [43] Shamrai K P, Taranov V B 1996 *Plasma Sources Sci. Technol.* **5** 474
- [44] Chen F F, Arnush D 1997 *Phys. Plasmas* **4** 3411

Influence of electron temperature anisotropy on wave mode propagation and power deposition characteristics in helicon plasma^{*}

Li Wen-Qiu[†] Tang Yan-Na Liu Ya-Lin Wang Gang

(Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 26 October 2022; revised manuscript received 23 December 2022)

Abstract

As the core issue in helicon discharge, the physical mechanism behind the high ionization rate phenomenon is still not fully understood. Based on the warm plasma dielectric tensor model which contains both the particle drift velocity and temperature anisotropy effect, by employing the general dispersion relation of electromagnetic waves propagating in magnetized and uniform plasma with typical helicon discharge parameter conditions, wave mode propagation characteristic and collisional, cyclotron and Landua damping induced wave power deposition properties of azimuthally symmetric mode are theoretically investigated. Systematic analysis shows the following findings. 1) Under typical helicon plasma parameter conditions, i.e. wave frequency $\omega/(2\pi)=13.56$ MHz, ion temperature is one tenth of the electron temperature, and for a given magnetic field B_0 (or wave frequency ω), there exists a critical wave frequency ω_{cr} (or magnetic field $B_{0,cr}$), above which (or below $B_{0,cr}$) the damping of the $n = 1, 2, 3$ cyclotron harmonics begins to increase sharply. 2) For the electron temperature isotropic case, the attenuation constants of different harmonics start to increase significantly and monotonically at different thresholds of magnetic field, while the phase constant abruptly increases monotonically from the beginning of the parameter interval. On the other hand, for the electron temperature anisotropic case, both the phase constant and attenuation constant have peaking phenomenon, i.e. the attenuation constant begins to increase sharply at a certain value of B_0 and meanwhile the phase constant presents a maximum value near the same value of magnetic field, thus the phase constant starts to keep constant at a certain value of B_0 and meanwhile the attenuation constant has a maximum value near this same value of magnetic field. 3) For the wave power deposition properties, under electron temperature anisotropy conditions, power deposition due to collisional damping of Trivelpiece-Gould (TG) wave plays a dominant role in a low field ($B_0 = 48$ Gs) ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$); by considering the electron finite Larmor radius (FLR) effect, the power deposition of TG wave presents a maximum value at a certain point of parallel electron temperature $T_{e,||}$; with the decrease of $T_{e,\perp}/T_{e,||}$, the maximum value of power deposition increases gradually. All these findings are very important in further revealing the physical mechanism behind the high ionization rate in helicon plasma.

Keywords: helicon plasma, anisotropy, propagation characteristics, power deposition

PACS: 52.50.Qt, 91.25.St, 42.68.Ay, 52.25.Os

DOI: 10.7498/aps.72.20222048

^{*} Project supported by the Key Laboratory of Science and Technology on High Power Microwave Sources and Technologies, Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences (Grant No. Y9D0260H93).

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



电子温度各向异性对螺旋波等离子体中电磁模式的传播及功率沉积特性的影响

李文秋 唐彦娜 刘雅琳 王刚

Influence of electron temperature anisotropy on wave mode propagation and power deposition characteristics in helicon plasma

Li Wen-Qiu Tang Yan-Na Liu Ya-Lin Wang Gang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 055202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222048

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222048>

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

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

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

物理学报. 2020, 69(21): 215201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201018>

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>

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 liner 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>

螺旋波等离子体制备多种碳基薄膜原位诊断研究

In-situ diagnosis of Ar/CH₄ helicon wave plasma for synthesis of carbon nanomaterials

物理学报. 2021, 70(9): 097201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201809>

孔隙内填充单一固体的固–固孔隙介质中的声波传播

Wave propagation characteristics in porous medium containing a solid in pores

物理学报. 2022, 71(9): 099101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212012>

黑磷各向异性拉曼光谱表征及电学特性

Anisotropic Raman characterization and electrical properties of black phosphorus

物理学报. 2021, 70(3): 037801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201271>