

# 中国聚变工程实验堆等离子体螺旋波 阻尼系数的研究\*

李新霞<sup>1)2)†</sup> 李国壮<sup>1)</sup> 刘洪波<sup>1)</sup>

1) (南华大学核科学技术学院, 衡阳 421001)

2) (中国科学院等离子体物理研究所, 合肥 230031)

(2020年2月14日收到; 2020年4月30日收到修改稿)

中国聚变工程实验堆 (CFETR) 是我国自主设计和研制的新一代磁约束聚变装置. 基于快波的色散关系, 通过理论分析和数值求解等离子体色散函数  $Z(\xi)$ , 获得了螺旋波 (快磁声波) 与等离子体相互作用波阻尼因子  $G$  与等离子体参数和波频率等的关系. 研究表明: 在 CFETR 等离子体放电参数下, 螺旋波能够产生显著的离轴波功率沉积和波驱动电流, 波与等离子体相互作用的主要物理机制是电子朗道阻尼. 此外, 螺旋波阻尼系数与发射波 (谱) 的平行折射率和等离子体参数密切相关, 但总是随着波频率增加而变大. 对 CFETR 装置混合运行模式的 GENRAY/CQL3D 模拟研究表明, 800 MHz 的螺旋波能够在  $r \approx 0.5a$  处产生显著的波功率沉积和波驱动电流, 驱动电流的效率约为 50 kA/MW.

**关键词:** 螺旋波, 中国聚变工程实验堆, 色散函数, 电子朗道阻尼

**PACS:** 52.35.Hr, 52.55.Wq

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200222

## 1 引言

螺旋波是快磁声波<sup>[1]</sup>. 理论研究表明, 当螺旋波的频率满足  $\omega_{ci} \ll \omega \leq \omega_{LH}$  时 ( $\omega_{ci}$  是等离子体离子的拉莫尔回旋频率,  $\omega_{LH}$  是低混杂波频率), 螺旋波能够在堆级托卡马克装置中离轴驱动等离子体电流<sup>[1-3]</sup>. 通过分析等离子体中快波的色散关系, Chiu<sup>[4]</sup> 获得了快波在托卡马克等离子体中传播径向波矢量虚部的表达式  $k_{\perp i} \propto k_{\perp} \beta_e \zeta_e e^{-\zeta_e^2} G$ , 其中,  $k_{\perp}$  表示径向波矢量,  $\beta_e$  是电子等离子体  $\beta$  值,  $\zeta_e$  是波的平行相速度与电子热速度的比值,  $G$  是波阻尼因子, 与等离子体参数、约束磁场及波参数密切相关. 物理上, 螺旋波驱动等离子体电流 (加热) 主要体现在共振层附近波阻尼吸收, 其数学表达式涉及

等离子体色散函数  $Z(\xi)$  的积分计算<sup>[4,5]</sup>. 因此, 分析和获得等离子体色散函数  $Z(\xi)$  的值, 对于深入理解和掌握托卡马克等离子体中的螺旋波电流驱动 (加热) 至关重要. 此外, 色散函数广泛应用于电磁波的传播、量子力学的散射理论、光谱学和等离子体的不稳定性研究等.

由于被积函数的奇异性, 色散函数  $Z(\xi)$  直接积分是困难的. Fried 等<sup>[6]</sup> 采用积分法和连分数法绘制了  $Z(\xi)$  表, 由于数学表达式收敛太慢, 限制了其在物理上的应用. 为了改进色散函数的计算, Mattin 等<sup>[7]</sup> 采用了四阶 Pade 近似, Nemeth 和 Paris<sup>[8]</sup> 考虑了  $S = 0$  和  $S = \infty$  的两侧近似, 但是其讨论仅限于实变量的数值结果, 精度较低. 刘红秀<sup>[9]</sup> 通过适当地截取色散函数幂级数展开与渐近展开的有限项, 通过数值计算获得了更大自变量范围内

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFE0300406) 和国家自然科学基金 (批准号: 11775108) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: li\_xx@usc.edu.cn

的  $Z(\xi)$  的值. 牟宗泽和赵怀国<sup>[10]</sup> 利用特殊的处理奇异积分的方法, 导出了色散函数的求积公式. 本文中, 通过计算复平面空间  $\xi$  的路径积分, 结合复化梯形求积分的方法, 获得了对等离子体色散函数  $Z(\xi)$  的数值求解. 对于任意的  $\xi$  取值, 计算结果稳定性好, 精度高. 利用获得的  $Z(\xi)$  值, 数值求解并获得了螺旋波波阻尼因子  $G$  的值, 特别地, 本文针对中国聚变工程示范堆 (China fusion engineering test reactor, CFETR), 获得了等离子体中螺旋波的径向波矢量  $k_{\perp i}$  与等离子体放电参数和波参量等的关系, 通过耦合波射线轨迹方程, 研究获得了 CFETR 装置中螺旋波功率沉积和波驱动电流. 本文的研究结果对于 CFETR 下一步的工程设计和相关的螺旋波实验研究提供积极的理论参考.

## 2 螺旋波的色散关系理论分析

### 2.1 螺旋波的色散关系

考虑处于麦克斯韦平衡分布态的磁化等离子体色散关系<sup>[11]</sup>,

$$\det \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} - n_{\parallel}^2 & -i\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} + n_{\perp} n_{\parallel} \\ i\varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} - n^2 & i\varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} + n_{\perp} n_{\parallel} & -i\varepsilon_{yz} & \varepsilon_{zz} - n_{\perp}^2 \end{pmatrix} = 0. \quad (1)$$

其中  $\varepsilon_{i,j}$  是等离子体介电张量  $\boldsymbol{\varepsilon}$  矩阵元<sup>[11]</sup>,  $n = ck/\omega$  是波在等离子体中的折射率,  $n_{\perp}$  和  $n_{\parallel}$  分别表示折射率的垂直分量和平行分量. 值得一提的是, (1) 式适用于等离子体中各种频率范围内的快波. 等离子体电子的波阻尼由  $\varepsilon_{yz}$  给出<sup>[4]</sup>,

$$\varepsilon_{yz} = \frac{i}{2} |k_{\perp}| \rho_e \xi_e^{-1} \varepsilon_{zz}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{zz} \cong \frac{2\omega_{pe}^2}{\omega^2} \xi_e^2 [1 + Z(\xi_e)], \quad (3)$$

这里,  $k_{\perp}$  是波矢量垂直分量, 无量纲系数  $\rho_e = V_{te}/\omega_{ce}$ ,  $\xi_e = \omega/(k_{\parallel} V_{te})$ ,  $V_{te}$  表示电子的特征热速度,  $\omega$  和  $\omega_{pe}$  分别表示快波的频率和电子等离子体频率,  $Z(\xi)$  是等离子体色散函数.

在堆级托卡马克装置上, 选择螺旋波频率为  $\omega_{ci} \ll \omega \leq \omega_{LH}$ . 同时, 为了避免等离子体中波的快波支和慢波支的相互转化, 从天线发射的螺旋波折射率要足够大. 此时, 波的垂直折射率可以近似表述为<sup>[4]</sup>

$$n_{\perp}^2 = \frac{(S - n_{\parallel}^2)^2 - D^2}{S - n_{\parallel}^2 + \left( \frac{D^2}{|\varepsilon_{33}|^2} \right) \varepsilon_{33}^R \frac{n_{\parallel}^2}{S - n_{\parallel}^2}}. \quad (4)$$

其中  $S, D$  是冷等离子体色散关系中的 Stix 符号<sup>[11]</sup>, 介电张量元  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^R + i\varepsilon_{ij}^I$ . 考虑到波在等离子体中传播和波阻尼, 令  $k_{\perp} = k_{\perp,R} + ik_{\perp,I}$ , 同时考虑到波共振阻尼时垂直波矢量虚部值远小于实部值<sup>[12]</sup>, 即  $|k_{\perp,I}| \ll |k_{\perp,R}|$ , 则螺旋波电子波阻尼系数可以表示为<sup>[2,4]</sup>

$$k_{\perp I}^e = \frac{\sqrt{\pi}}{4} k_{\perp} \beta_e \zeta_e e^{-\zeta_e^2} G, \quad (5)$$

其中  $\beta_e = 2\mu_0 n_e k T_e / B^2$  是等离子体电子  $\beta$  值,  $G$  是波阻尼因子,

$$G = \frac{n_{\parallel}^2 - S}{A_2} + \frac{1}{A_1 A_2} \left\{ \left[ 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \frac{Z_R}{|Z|^2} \frac{1}{(n_{\parallel}^2 - S)} \right] \times \left( \frac{m_e c^2}{T_e} \right)^2 \frac{D^2 \Omega_e^2}{\omega^2 |\varepsilon_{33}|^2} \right\}, \quad (6)$$

其中

$$A_1 = n_{\parallel}^2 - S + \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \frac{Z_R}{|Z|^2} \frac{n_{\parallel}^2}{n_{\parallel}^2 - S}, \quad (7)$$

$$A_2 = n_{\parallel}^2 - S + \frac{\omega_{pe}^2}{\Omega_e^2} \frac{Z_R}{|Z|^2} \frac{n_{\parallel}^2 + S}{n_{\parallel}^2 - S}, \quad (8)$$

$$Z = Z_R + iZ_I = 2\zeta_e^2 [1 + \zeta_e Z(\zeta_e)]. \quad (9)$$

(6) 式第一项表征离子回旋频率范围内电子的阿尔芬阻尼作用, 第二项是电子朗道阻尼. 由 (6) 式至 (9) 式可知, 螺旋波电子与等离子体相互作用波阻尼的计算, 需要仔细地研究等离子体色散函数  $Z(\xi)$ . 此外, 根据获得的螺旋波波矢量的虚部  $\text{Im}(\mathbf{K})$ , 可以计算得到托卡马克装置中沿着波轨迹方向的波功率沉积  $P_l$ <sup>[13]</sup>.

$$P(l) = P(0) \exp \left( -2 \int_0^l \text{Im}(\mathbf{K}) \cdot d\mathbf{l} \right), \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} \text{Im}(\mathbf{K}) \cdot d\mathbf{l} &= \frac{\text{Im}(\mathbf{K}) \cdot \mathbf{V}_{gr}}{V_{gr}} d\mathbf{l} = \frac{\omega(\text{Im}\mathbf{n}) \cdot \mathbf{V}_{gr}}{cV_{gr}} d\mathbf{l} \\ &= \frac{\omega(\text{Im}n_{\perp}) V_{gr,\perp}}{cV_{grp}} d\mathbf{l}_p, \end{aligned} \quad (11)$$

式中,  $l$  表示沿着波轨迹方向波传播距离,  $P(0)$  是初始注入波功率,  $V_{gr}$  是沿着波轨迹方向波群速度,

$V_{\text{gp}}$ 是对应的极向方向分量,  $V_{\text{gr},\perp}$ 是垂直于磁力线方向的分量. 一般通过联立描述电子分布函数演化的 Fokker-Planck 方程, 可以计算得到驱动电流密度的分布以及驱动电流的大小<sup>[5,13]</sup>.

### 2.2 色散函数 $Z(\xi)$ 的数值求解

等离子体色散函数定义为<sup>[11]</sup>

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-t^2}}{t - \zeta} dt, \quad (12)$$

这里,  $\zeta = x + iy$ ,  $\text{Im}(\mathbf{K}) > 0$ . 等离子体色散函数的数学表达式与误差函数  $W(\xi)$  有密切的关系,  $Z(\xi) = i\sqrt{\pi}W(\xi)$ , 因此, 色散函数  $Z(\xi)$  的求解有着更广泛的应用领域<sup>[10,11]</sup>. 数学上, 令  $\zeta$  从复平面的上半部趋近于 0, 可以得到  $Z(0) = i\sqrt{\pi}$ , 联立  $Z'(\xi)$  的表达式, 有

$$Z(\zeta) = 2ie^{-\zeta^2} \int_{-\infty}^{i\zeta} e^{-t^2} dt. \quad (13)$$

当  $\zeta = x + iy$  较小时, 色散函数  $Z(\xi)$  幂级数展开为

$$Z(\zeta) = i\pi^{\frac{1}{2}}e^{-\zeta^2} - 2\zeta \left( 1 - \frac{2\zeta^2}{3} + \frac{4\zeta^4}{15} - \frac{8\zeta^6}{105} + \dots \right). \quad (14)$$

而  $\zeta$  较大, 且实部大于零时, 色散函数  $Z(\xi)$  可以近似展开式为

$$Z(\zeta) = i\pi^{\frac{1}{2}}\sigma e^{-\zeta^2} - \zeta^{-1} \left( 1 + \frac{1}{2\zeta^2} + \frac{3}{4\zeta^4} + \frac{15}{8\zeta^6} + \dots \right), \quad (15)$$

其中, 当变量  $\zeta$  的实部和虚部满足  $y > 1/|x|$ ,  $|y| < 1/|x|$  和  $y < -1/|x|$  时, 系数  $\sigma$  分别取 0, 1 和 2<sup>[12]</sup>. 事实上, 当取得展开式的有限项时, 通常不能满足实际应用的精度要求, 同时, 不适用于一般的  $\xi$  取值. 考虑到色散函数  $Z(\xi)$  是复宗量函数, 而复解析函数与积分路径无关. 因此, 本文中通过选择适当的积分路径, 即首先沿  $x$  方向积分再沿  $x \rightarrow y$  路径积分, 结合复化梯形求积算法, 直接获得了  $Z(\xi)$  的数值解. 表 1 列出了几个典型的  $\xi$  值对应的  $Z(\xi)$  值的实部和虚部, 并且与文献 [10] 的数表结果进行了比较, 两者符合较好.

图 1 给出了  $\xi$  从 0 变化到 6.0 时, 色散函数  $Z(\xi)$  实部与虚部值的变化曲线, 在图中  $Z_{\text{abs}}$  表示  $Z(\xi)$  模. 从图 1 中可知, 随着  $\xi$  增大, 虚部值从 1.77 快速下降, 然后在  $\xi > 2.0$  时逐渐向 0 收敛. 物理上, 当等离子体电子对应的  $\xi_e$  值太大 ( $\xi_e$  是波

的相速度与电子热速度的比值), 则电子的朗道阻尼也非常弱, 计算获得的波功率沉积和驱动电流也相当少. 反之, 当  $\xi_e$  值较小, 则电子朗道阻尼太强, 波功率沉积在边缘等离子体中. 因此, 从聚变等离子体实验角度来看  $\xi_e$  约为 2.0 比较合适.

表 1 等离子体色散函数数值结果比较  
Table 1. Numerical results of plasma dispersion function.

$\xi$	数值计算结果		数表结果 <sup>[10]</sup>	
	$Z_R$	$Z_I$	$Z_R$	$Z_I$
0	0	$0.177245 \times 10^1$	0	$0.177245 \times 10^1$
0.2	-0.389502	$0.170296 \times 10^1$	-0.389502	$0.170295 \times 10^1$
0.4	-0.719887	$0.151039 \times 10^1$	0.719887	$0.151039 \times 10^1$
0.6	-0.949526	$0.123660 \times 10^1$	-0.949256	$0.123660 \times 10^1$
1.0	-1.076159	$0.652049 \times 10^0$	1.076160	$0.652049 \times 10^0$
2.0	-0.602681	$0.324636 \times 10^{-1}$	0.602681	$0.324636 \times 10^{-1}$
4.0	-0.258696	$0.199463 \times 10^{-6}$	0.258696	$0.199463 \times 10^{-6}$
6.0	-0.169085	$0.411125 \times 10^{-15}$	0.169086	$0.411124 \times 10^{-15}$

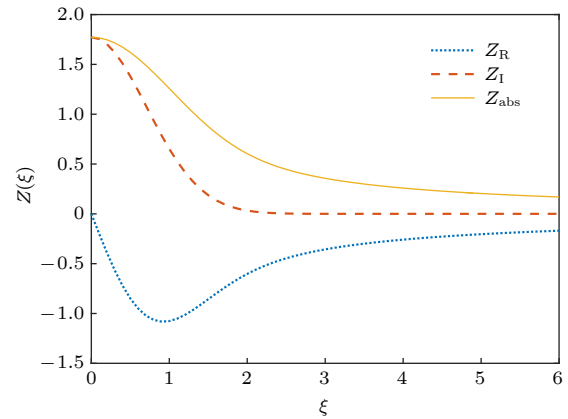


图 1 色散函数及其实部和虚部值随  $\xi$  变化  
Fig. 1. The dependence of  $Z(\xi)$  and its components on  $\xi$ .

### 3 CFETR 等离子体螺旋波阻尼因子

CFETR<sup>[14-17]</sup> 是我国自主设计和研制的新一代磁约束聚变装置, 将演示连续大规模聚变能安全和稳定发电的工程可行性. 根据零维系统程序设计<sup>[18]</sup>, 装置设计的大半径  $R = 7.2$  m, 小半径  $a = 2.2$  m, 纵向磁场 6.5 T, 等离子体电流 14 MA, 芯部等离子体密度  $n_{e0} > 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 温度  $T_{e0} \sim 30$  keV, 聚变功率高达 1 GW, 特别地, 装置拥有较高的当值因子 (duty factor): 0.3—0.5. 可以算得, CFETR 装置中  $r = 0.5a$  处等离子体  $\beta_e \sim 3\%$ . 文献 [2] 的研究表明, 当  $\beta_e \sim 1.8\%$  时, DIII-D 和 FNSF 装置中

螺旋波将产生显著的离轴电流驱动, 其电流驱动效率甚至达到中性束注入驱动电流的 2 倍. 因此, CFETR 装置为螺旋波的工程应用提供了广阔的平台. 本文利用 (5) 式—(9) 式结合等离子体色散函数  $Z(\xi)$  的求解程序, 在 CFETR 等离子体放电参数下, 研究了螺旋波参数和等离子体放电条件等对波阻尼的影响.

### 3.1 波参数的影响

天线发射电磁波的波频率和波平行折射率是波的重要参数, 也是托卡马克装置射频波电流驱动和加热研究的重要领域. 图 2 给出了 CFETR 等离子体放电参数下, 螺旋波波阻尼因子  $G$  随波频率  $f$  的变化曲线. 电子的阿尔芬阻尼因子和朗道阻尼因子分别用符号  $G_{Ae}$  和  $G_{Le}$  表示. 这里, 采用了 CFETR 装置中  $r = 0.5a$  处典型的放电参数: 电子密度  $n_{e0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 电子温度  $T_{e0} = 20 \text{ keV}$ , 纵向磁场  $B = 5.0 \text{ T}$ ,  $n_{//} = 2.0$ . 考虑氦等离子体放电, 可以算得此时离子回旋频率  $f_{ci} \sim 40 \text{ MHz}$ . 由图 2 可知, 当波的频率较低时 ( $f < 400 \text{ MHz}$ ), 电子的朗道阻尼很弱, 波阻尼主要是电子阿尔芬阻尼, 但是总的  $G$  值仍然比较小 ( $G \sim 1.0$ ). 随着波频率的增加, 电子阿尔芬阻尼因子几乎保持不变 ( $G_{Ae} \sim 1.0$ ), 电子朗道阻尼快速增大, 在  $f \sim 10f_{ci}$  时超过阿尔芬阻尼, 当  $f \sim 20f_{ci}$  时,  $G_{Le}/G_{Ae} \approx 10$ , 波阻尼机制主要是电子朗道阻尼.

图 3 给出了波的平行折射率  $n_{//}$  对波阻尼因子  $G$  的影响. 考虑到工程上天线发射的波谱具有典型的高斯分布, 图中分别给出了波谱值  $n_{//} = 2.0$  (实线) 和  $n_{//} = 3.0$  (虚线) 时波阻尼因子随波频率的变化. 图 3(a) 等离子体密度  $n_{e0} = 0.6 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 图 3(b) 等离子体密度  $n_{e0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . 图中曲线  $G_{Ae}$  是电子阿尔芬阻尼因子, 从图中可知,  $G_{Ae}$  值对  $n_{//}$  不敏感. 当波的频率较低 ( $f < 200 \text{ MHz}$ ) 时, 波阻尼因子非常小, 波与等离子体相互作用主要仍然是电子阿尔芬阻尼. 在较高的离子回旋频率

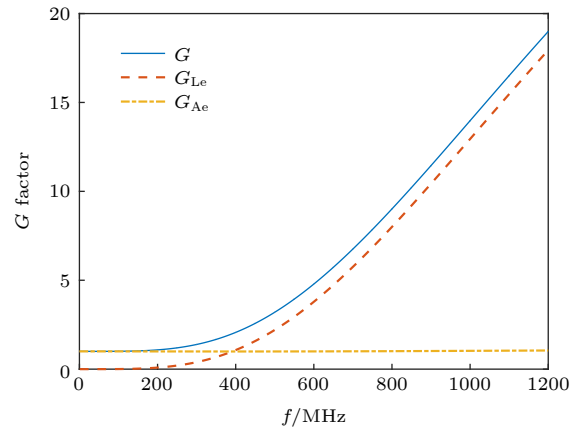


图 2 波阻尼因子  $G$ 、电子阿尔芬阻尼因子  $G_{Ae}$  和朗道阻尼因子  $G_{Le}$  与波频率的关系,  $T_e = 20 \text{ keV}$ ,  $n_{e0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $B = 5 \text{ T}$ ,  $n_{//} = 2.0$

Fig. 2. The relationship of the wave damping factor on wave frequency. The parameters used here are  $T_e = 20 \text{ keV}$ ,  $n_{e0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $B = 5 \text{ T}$ ,  $n_{//} = 2.0$ .

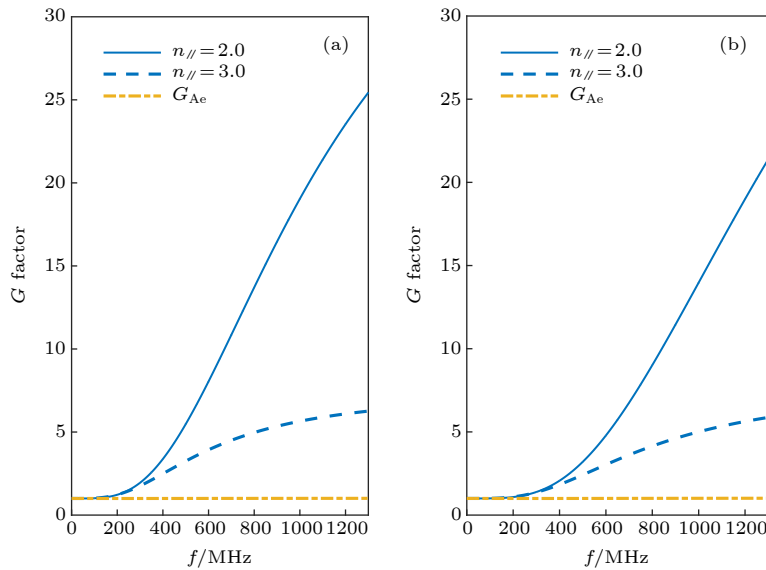


图 3 波折射率  $n_{//}$  和等离子体密度对波阻尼因子  $G$  的影响, 等离子体温度  $T_e = 20 \text{ keV}$ , 磁场  $B = 5 \text{ T}$

Fig. 3. The effect of wave initial parallel refractive index  $n_{//}$  and plasma density on wave damping factor. The plasma temperature is  $T_e = 20 \text{ keV}$ , magnetic field  $B = 5 \text{ T}$ .



下 ( $f \sim 20f_{ci}$ ), 电子朗道阻尼急速增加导致了总的波阻尼因子增大. 在相同的波频率参数下, 较小的  $n_{//}$  值对应较大的波阻尼, 随着波频率的增大, 增量  $\Delta G$  更大.

### 3.2 等离子体温度的影响

图 4 给出了波频率  $f = 800$  MHz 时, 波阻尼因子  $G$  随等离子体温度的变化. 由  $\xi_e$  的定义  $\xi_e = V_p/V_{te} = c/n_{//}V_{te}$  可知, 若  $\xi_e$  保持不变, 高的  $T_e$  ( $nkT_e = 1/2mv_{te}^2$ ) 则  $n_{//}$  较小. 对于 CFETR 装置, 当无量纲化参数  $\zeta_e = 2.0$  时, 如果  $T_e = 10$  keV, 可以算得  $n_{//} = 3.59$ ; 如果  $T_e = 25$  keV, 则  $n_{//} = 3.29$ . 由图 4 可知, 此时, 随着等离子体温度升高, 波阻尼因子  $G$  逐渐变小. 另外, 从图 4 可知, 当温度较低时,  $G$  因子较大, 但是此时  $\beta_e$  很小, 导致了总的波阻尼系数  $k_{\perp}^2$  仍然较小. 因此, 在高温燃烧等离子体状态, 螺旋波电子朗道阻尼仍然能够有效地加热和驱动等离子体电流. 值得一提的是, 此时, 螺旋波中离子的波阻尼系数远小于电子的波阻尼 [4].

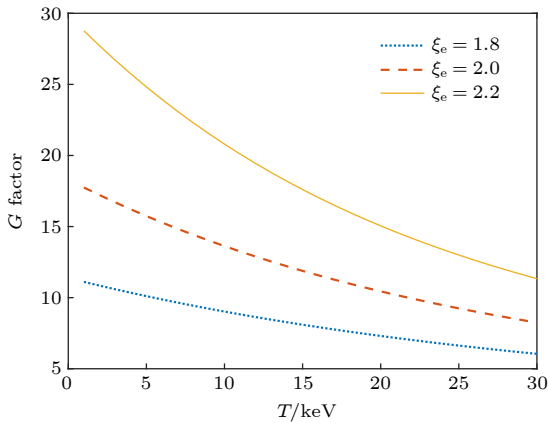


图 4 螺旋波阻尼因子  $G$  随等离子体温度的变化, 波频率  $f = 800$  MHz, 电子密度  $n_{e0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 磁场  $B = 5.0$  T

Fig. 4. The dependence of wave damping factor  $G$  on plasma temperature. The parameters used here are  $f = 800$  MHz,  $n_{e0} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $B = 5.0$  T.

图 5 给出了螺旋波阻尼系数的相对值  $k_{\perp}^e/k_{\perp}$  随波频率变化的关系. 由图 5 可知, 较高的波频率有助于获得更高的波阻尼系数. 基于 GENRAY 程序平台 [19], 图 6 给出了 CFETR 混合运行模式 [18](hybrid mode) 下, 沿小半径方向波功率沉积剖面分布. 天线输入的总功率 1 MW, 波功率沉积由 (10) 式给出. 中心等离子体密度和温度

分别为  $n_{e0} = 1.3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_{e0} = 30$  keV. 螺旋波频率  $f = 800$  MHz,  $\zeta_e = 2.0$ . 从图 6 可知, 在较宽的径向位置 ( $0.3a - 0.8a$ ) 内, 产生了显著的波功率沉积, 其沉积的中心位置  $r \sim 0.5a$ , 另外, 在该径向范围内, 也将获得显著的波驱动电流, 如图 7 所示. 在图 7 中, GENRAY 程序获得的总驱动电流为 47.5 kA, 非线性计算程序 CQL3D [20] 获得的总驱动电流为 49.3 kA, 两者符合较好. 在 ITER 装置中, 800 MHz 的螺旋波驱动电流为 88 kA/MW [1], 这是由于 ITER 装置中较低的磁场 ( $B = 5$  T) 导致了较高的等离子体  $\beta_e$ . 此外, 等离子体驱动电流剖面分布与螺旋波平行折射率  $n_{//}$ 、等离子体参数及托卡马克装置的磁平衡位形等密切相关, 后续将

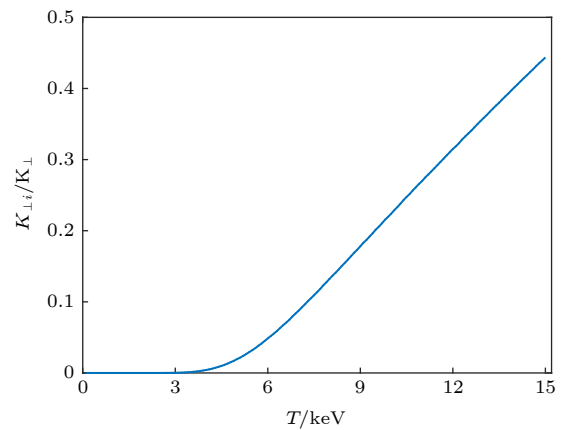


图 5 CFETR 装置波阻尼率随等离子体温度的变化

Fig. 5. The relationship between the damping ratio and the wave frequency on CFETR.

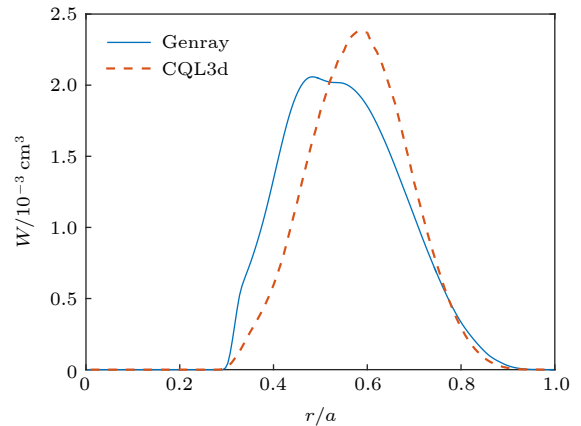


图 6 CFETR 混合运行模式下螺旋波波功率沉积密度剖面分布, 入射波功率  $P = 1$  MW, 平行折射率  $n_{//} = 2.5$ , 波频率  $f = 800$  MHz

Fig. 6. The power deposition density profile of helicon wave under the CFETR hybrid mode, the power inject is  $P = 1$  MW, parallel refractive index  $n_{//} = 2.5$ , the wave frequency is 800 MHz.

利用 Ray-tracing/CQL3D 等模拟计算平台, 对 CFETR 装置中的螺旋波加热和电流驱动开展进一步的优化研究.

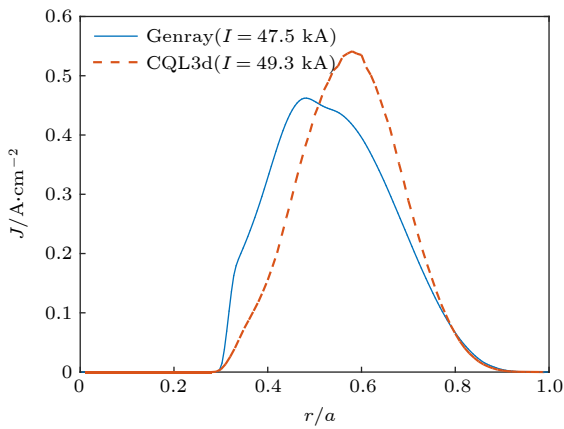


图 7 CFETR 混合运行模式下螺旋波驱动电流密度剖面分布, 其他模拟参数与图 6 相同

Fig. 7. The current drive density profile of helicon wave under the CFETR hybrid mode. The parameters used are the same as in Fig. 6.

## 4 结 论

近年来, 国家磁约束聚变研究在理论上和工程上都取得了极大的进展, 自主设计和研制的新一代 CFETR, 将演示连续大规模聚变能安全和稳定发电的工程可行性. 本文基于螺旋波的快波特征, 从等离子体色散关系出发, 理论推导并且结合等离子体色散函数  $Z(\xi)$  的计算程序, 数值获得了 CFETR 装置中螺旋波阻尼系数. 研究表明, CFETR 燃烧等离子体条件下, 螺旋波通过电子朗道阻尼能够产生明显的离轴波功率沉积. 同时, 较高的波频率和较低的  $n_{||}$  有助于获得较大的波阻尼系数. 此外, 装置芯部较高的等离子体温度有助于

离轴的波功率沉积和波驱动电流. 本文的研究结果对于 CFETR 的工程设计和将来的相关实验研究提供了积极的理论参考.

## 参考文献

- [1] Vdovin V L 2013 *Plasma Phys. Rep.* **39** 95
- [2] Prater R, Moeller C P, Pinsker R I, Porkolab M, Meneghini O, Vdovin V L 2014 *Nucl. Fusion* **54** 083024
- [3] Fischer B, Kramer M, Enk T 1994 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **36** 2003
- [4] Chiu S C, Chan V S, Harvey R W, Porkolab M 1989 *Nucl. Fusion* **29** 2175
- [5] Fisch N 1987 *Rev. Mod. Phys.* **59** 175
- [6] Fried B D, Hedrick C, McCune J 1968 *Phys. Fluids* **11** 249252
- [7] Martin P, Donoso G, Zamudio J 1980 *J. Math. Phys.* **21** 280
- [8] Nemeth G, Paris G 1981 *J. Plasma Phys.* **22** 11921195
- [9] Liu H X 1986 *Nucl. Fus. Plasma Phys.* **1** 4850 (in Chinese) [刘红秀 1986 核聚变与等离子体物理 **1** 4850]
- [10] Mou Z Z, Zhao H G 1994 *Chin. J. Comput. Phys.* **11** 367374 (in Chinese) [牟宗泽, 赵怀国 1994 计算物理 **11** 367374]
- [11] Stix T H 1992 *Waves in Plasmas* (New York: AIP Press) pp256–262
- [12] Wave in Warm Plasma, Richard F <http://farside.ph.utexas.edu/teaching/plasma/Plasmahtml/node83.html> [2011–03–31]
- [13] Harvey R W, Smirnov AP 2001 *CompX Report CompX-2000-01*
- [14] Wan Y X, Li J G, Liu Y, Wang X L 2017 *Nucl. Fusion* **57** 102009
- [15] Li J G, Wan Y X 2019 *J. Fusion Energy* **38** 113
- [16] Zhuang G, Li G Q, Li J, Wan Y X, Liu Y, Wang X L, Song Y T, Chan V, Yang Q W 2019 *Nucl. Fusion* **59** 112010
- [17] Ping L L, Zhang X J, Yang H, Xu G S, Chang L, Wu D S, Lv 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]
- [18] Chen J L 2019 *CFETR Integrated Engineering Design Annual Meeting and Fusion Reactor Design Seminar*. Huangshan, China, September 23–29, 2019
- [19] Cheng Y, Bonoli P, Wright J, Ding B, Parker R, Shiraiwa S, Li M 2014 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **56** 125003
- [20] Petrov Y V, Harvey R W 2016 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **58** 115001

# Helicon wave damping coefficient of Chinese fusion engineering testing reactor plasma\*

Li Xin-Xia<sup>1)2)†</sup> Li Guo-Zhuang<sup>1)</sup> Liu Hong-Bo<sup>1)</sup>

1) (*School of Nuclear Science and Technology, University of South China, Hengyang 421001, China*)

2) (*Institute of Plasma Physics, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China*)

( Received 14 February 2020; revised manuscript received 30 April 2020 )

## Abstract

The Chinese fusion engineering testing reactor (CFETR), complementing the ITER facility, is aimed at building up the science and technology base for the prototype of fusion power plant (PFPP). Based on the dispersion relation of fast wave, the analysis of the plasma dispersion function  $Z(\xi)$  is performed and a numerical solution of  $Z(\xi)$  is obtained. As the consequence, the dependence of helicon wave damping factor  $G$  on the plasma parameters and that on the wave properties are both achieved. The results show that an off-axis power deposition of the wave along the device radius can be achieved under the condition of plasma discharge on CFETR tokamak. Moreover, by calculating the ratio of the electron Alfvén damping in the ion cyclotron range of frequencies to the electron Landau damping, we find that the electron Alfvén damping is dominant at lower wave frequencies. With the wave frequency increasing, the electron Alfvén damping remains unchanged while the Landau damping increases rapidly. With the discharge parameters of CTETR hybrid mode, the electron Landau damping proves to be dominant. Moreover, the off-axis power deposition and current drive profiles are produced. It is shown that the helicon wave damping factor increases with wave frequency increasing and it is closely related to the parallel refractive index of the injected wave spectrum, the plasma density, and plasma temperature. Significant off-axis power deposition and current drive are shown in CTETR hybrid mode operation, and the current drive efficiency reaches 50 kA/MW for helicon wave with a frequency of 800 MHz. Numerical simulation performed on the GENRAY/CQL3d shows a good consistence with the experimental results.

**Keywords:** helicon wave, Chinese fusion engineering testing reactor, plasma dispersion function, electron landau damping

**PACS:** 52.35.Hr, 52.55.Wq

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200222

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFE0300406) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11775108).

† Corresponding author. E-mail: [li\\_xx@usc.edu.cn](mailto:li_xx@usc.edu.cn)