

螺旋型天线螺旋波等离子体特性研究

付唯¹, 汤栋¹, 陈建军², 陈波², 叶宗标², 苟富均², 张坤²

(1. 成都大学机械工程学院, 成都 610106;

2. 四川大学原子核科学技术研究所, 成都 610064)

摘要: 为提高等离子体密度和工质气体电离率, 本文采用螺旋天线产生的螺旋波激励 Ar 等离子体, 并利用射频补偿 Langmuir 探针分析了等离子体的离子密度和电子温度特征。试验结果表明, 气压增加的同时, 随着功率的升高, 螺旋波等离子体出现放电模式转换, 提前进入螺旋波放电模式。在 1.0 Pa 压强下, 当射频功率达到 400 W 时, 等离子体进入螺旋波放电模式, 此时扩展区域的等离子体密度超过 $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。电子密度在放电管中心区域最高, 并沿径向逐渐降低。本文的研究结果将为大体积 H₂ 螺旋波等离子体提供依据和经验。

关键词: 螺旋波等离子体; 模式转换; 诊断; 电子密度

中图分类号: O53 **文献标识码:** A **DOI:** 10.19907/j.0490-6756.2022.024003

Study on helicon plasma characteristics of helical antenna

FU Wei¹, TANG Dong¹, CHEN Jian-Jun², CHEN Bo²,

YE Zong-Biao², GOU Fu-Jun², ZHANG Kun²

(1. School of Mechanical Engineering, Chengdu University, Chengdu 610106, China;

2. Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract: In order to improve the plasma density and the ionization rate of working medium gas, the helical wave generated by helical antenna is used to excite Ar plasma, and the characteristics of ion density and electron temperature of plasma are analyzed by RF compensated Langmuir probe. The experimental results show that with the increase of air pressure and power, the helicon plasma enters the helicon discharge mode in advance. Under the pressure of 1.0 Pa, when the RF power reaches 400 W, the plasma discharge enters the helicon discharge mode, and the plasma density in the extended region exceeds $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. The electron density is the highest in the center of the discharge tube and gradually decreases along the radial direction. The research results will provide the basis and experience for the large volume H₂ helicon plasma.

Keywords: Helicon plasma; Mode translation; Diagnostics; Electron density

1 引言

中性束注入 (Neutral Beam Injector, NBI) 被公认是受控核聚变堆芯等离子体的有效加热方式

之一, 也是国际受控热核聚变堆 (International Thermonuclear Experimental Reactor, ITER) 主要的辅助加热方式之一^[1-4]。中性束可以由正离子和负离子产生, 但在高能量 ($> 200 \text{ keV}$), 正氢离

收稿日期: 2021-11-02

基金项目: 四川大学科研项目 (2020SCUNL211)

作者简介: 付唯 (1995—), 男, 四川乐山人, 硕士研究生, 主要研究方向为等离子体物理。

通讯作者: 苟富均. E-mail: gfujun@scu.edu.cn

子的中性化效率几乎为零. 而对于 H^- 离子束, 利用常规气体中性化在 NBI 系统中, 中性化效率仅为 60%^[5]. 上世纪 90 年代, Melchert 等^[6] 推算出等离子体靶中可获得 80% 以上的中性化效率. 未来的大型磁约束聚变堆需要的中性束能量在 1 MeV 以上, 因此基于负离子源的中性束注入系统 (N-NBI) 是未来磁约束核聚变堆的必然选择.

Hanada 等^[5] 在 2004 年报道了氢等离子体和氩等离子体对能量为 200 keV 的负氢离子的中性化过程. 他们采用热阴极弧放电方式 (40 kW) 产生的氢等离子体密度为 $10^{17} \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 电离度为 10% 左右, 中性化效率为 65%, 并发现中性化效率随着电离度升高而升高^[5]. 由此, 作为高电离、高密度的螺旋波等离子体在中性化加热中拥有巨大发展潜力. 螺旋波等离子体的放电是一种比较适合气体电离的高效放电方式, Boswell^[7] 在实验上实现了接近 100% 的气体电离效率.

前期国内外的研究工作主要集中于螺旋波等离子体的产生及其高电离效率的机制探究. Le-hane 等^[8] 首先在等离子体中发现了螺旋波. Boswell 等^[9-13] 指出通过千瓦级射频源产生的螺旋波可以激发高密度的等离子体. Chen^[14, 15] 首先提出朗道阻尼效应是螺旋波等离子体中波与电子产生能量交换的机理, 并通过试验诊断和数值模拟两种方式研究了螺旋波等离子体的放电特性, 揭示了螺旋波等离子体源电磁波的传播规律; Cho 等^[16] 通过数值模拟手段研究了螺旋波等离子体中的电磁场以及等离子体吸收功率密度的空间分布. 对于高密度螺旋波等离子体中性束加热, 目前国内外的研究工作主要集中在小型离子源, 其空间尺度较小, 低气压下放电存在模式转换和密度不稳定现象. 螺旋波等离子体超强电离效率的产生机制至今仍不明确. 同时国内外将螺旋波等离子体用于高能离子中性化方面的研究报道较少. 因此有必要开展螺旋波等离子激发和参数扫描等相关研究工作, 为利用螺旋波中性化加热奠定基础.

本文采用螺旋型天线螺旋波天线进行非轴对称射频能量耦合, 自主搭建了高密度 Ar 螺旋波等离子体源装置, 并对相关等离子体参数进行特性诊断. 与 Nagoya III 型天线和 Boswell 型天线相比, 本文使用大幅提升了电子密度的螺旋型天线^[17], 为探寻高密度 H_2 螺旋波等离子体的产生机理提供了有关依据.

2 实 验

射频等离子体源通过外部天线的射频电流产生交变电磁场, 电磁场能量加速电子, 电离中性气体产生等离子体; 螺旋波可以传播到等离子体内部, 使波能量被等离子体吸收, 加强电离.

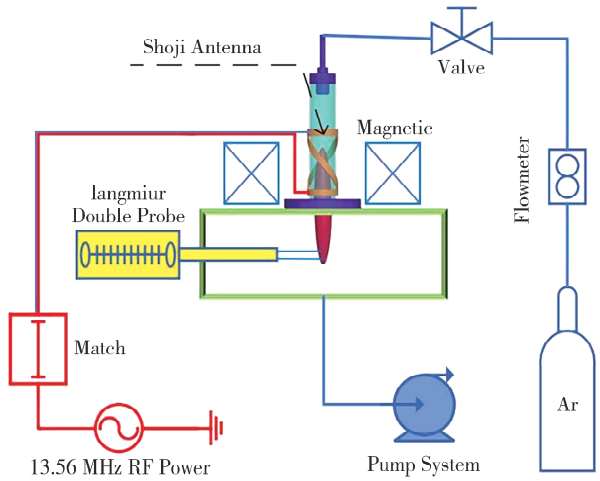


图 1 离子源装置示意图
Fig. 1 Schematic diagram of ion source device

螺旋波等离子体实验装置如图 1 所示, 螺旋波等离子体源由电离腔室、射频天线、磁场构成. 电离腔室由圆柱体石英玻璃管 ($R=40 \text{ mm}$, $L=20 \text{ cm}$) 构成, 径向电流密度 $J_r(R)=0$. 射频天线采用右手螺旋天线 (Shoji Antenna, $m=1$); 采用永磁体产生磁场, 其主要作用是约束电子、抑制电子径向运动与器壁中和、并为螺旋波的传播提供轴向均匀磁场. 背景真空度达 $1 \times 10^{-5} \text{ Pa}$. 等离子体放电过程中真空度为帕量级. 选用频率为 13.56 MHz, 最大输出功率 2000 W 的射频源作为驱动. 功率传输使用无氧纯铜铜带, 射频源的输出端连接阻抗匹配器, 经过匹配器将射频功率传输到螺旋天线端口用于激励等离子体. 通过调节匹配的电容可将反射功率降为 0, 使耦合到螺旋天线端口的功率达到最大.

2.1 天线及天线长度计算

螺旋波属于哨声波系列. 对于绝缘介质为边界、 R 为半径的放电管中产生的 $m=1$ 螺旋波 [径向电流密度 $J_r(R)=0$ 或螺旋波角向电场分 $E_\theta(R)=0$], 有如下关系成立^[17]:

$$mk J_m(k_\perp R) + k_z J'_m(k_\perp R) = 0 \tag{1}$$

$$k k_z = \frac{e \mu_0 n_0 \omega}{B_0} \tag{2}$$

其中

$$k=(k_{\perp}^2+k_z^2)^{\frac{1}{2}} \tag{3}$$
 k 是波矢的大小, k_{\perp} 和 k_z 分别是波矢的径向和轴向分量; e 为电子电荷量; n_e 为电子密度; B 为磁场强度; μ_0 为真空磁导率. J_m 为 m 阶第一类贝塞尔函数; J'_m 代表贝塞尔函数的导数; m 为不同方位角模式. 再根据色散关系和式(1)~式(3)得到螺旋波波长:

$$\lambda_z=\frac{2\pi}{k_z}=\frac{3.83}{R_a}\cdot\frac{B}{e\mu_0n_e f} \tag{4}$$

由此可知,螺旋波波长与磁场强度,等离子体半径,电子密度,射频频率等有关. 根据实验参数:磁场 $B=0.065\text{ T}$, 频率 $f=13.56\text{ MHz}$, 等离子体半径等于 20 cm , 计算得到波长 $\lambda_z=6.53\text{ cm}$. 根据螺旋波波长和和天线能量耦合的关系式:

$$E_y^2(k_z)=4E_0(\Delta z^2)\sin^2\frac{k_{da}}{2} \tag{5}$$

即 $l_a=\lambda_z/2, 3\lambda_z/2, 5\lambda_z/2\cdots$ 时耦合最强. $k_z=0, 2\pi/l_a, 4\pi/l_a, \cdots$ 对应 $l_a=\infty, \lambda_z, 2\lambda_z, \cdots$ 时耦合最弱. l_a (天线长度) 取半波长奇数倍时, 耦合效率最佳^[15], 即取 $3/2$ 倍波长得 $l_a\approx9.8\text{ cm}$.

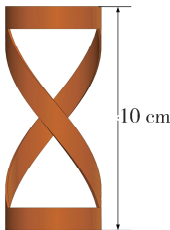


图 2 右手螺旋型天线示意图
Fig. 2 Schematic diagram of right-handed Shoji Antenna

图 2 是右手螺旋型天线示意图. 其端部采用银焊, 厚度 1 mm .

2.2 磁 场

轴线磁场由 5 个内径为 56 mm , 外径为 100 mm 的永磁体构成, 借助 COMSOL5. 4 工具软件对磁场(源区)分布进行模拟, 结果如图 3 所示. 图 4 展示径向不同半径位置轴向磁场强度分布($r=0$ 代表中心轴向磁场强度):

图 3 可以看出永磁铁在天线缠绕放电腔室覆盖的区域内磁场分布较为均匀, 磁力线基本都同一个方向; 从图 4 看出磁场分布沿径向变化不大, 可以满足螺旋波对磁场的要求, 天线区域磁场强度大约为 0.065 T 左右.

2.3 探 针

探针诊断等离子体温度和密度技术是一种侵略式诊断技术, 本文采用双探针来诊断等离子体.

双探针诊断系统由三大部分组成: 钨针、直流扫描电源和计算机. 实验中在放电腔室下端 15 cm 中心位置处安装一固定 Langmuir 探针的法兰, 用于探针径向空间的测量, 探针后连接探针测试系统及计算机. 探针端部暴露出的钨丝长为 5.78 mm , 半径为 0.25 mm , 剩余部分封装在陶瓷细管内, 使其与等离子体分开.

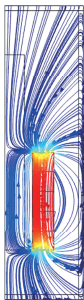


图 3 磁场分布图
Fig. 3 Magnetic distribution

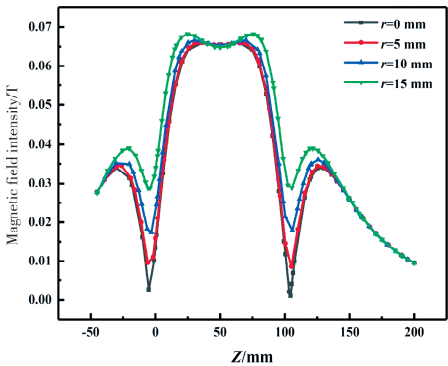


图 4 不同径向/轴向磁场强度分布
Fig. 4 Intensity distribution of different radial/axial magnetic fields

3 实验与讨论

本文以 Ar 为工质气体、在磁场强度为 0.065 T 的条件下, 对等离子体进行诊断, 研究气压对等离子体特性的影响和在 1.0 Pa 下等离子体密度的径向分布. 首先, 螺旋波等离子体的放电模式由较低电子密度的容性耦合 (CCP) 模式转变到较高电子密度的电感耦合 (ICP) 模式, 随后转变到高电子密度的螺旋波放电 (HWP) 模式. “E 模式 (CCP)” 到 “H 模式 (ICP)” 转变^[18]. 在 E 模式下, 放电主要由静电场进行驱动, 此时的电子密度较低、发光强度低. 随着射频功率的增加, 感生电磁场的强度不断增强, 电子密度逐渐上升. 在 H 模式下, 随着功率的增加, 电磁波在等离子体内部传播或者沿着等离子体表面传播, 最终被等离子体吸

收,使电子密度和电离率得到提高;在输出的射频功率较低时,等离子体中的 Ar 原子中性粒子退激为主要退激方式并发射紫光,随着射频功率增加,螺旋波沿轴向传递能量和 TG 波沿径向传递能量占据主导地位,使得等离子体逐渐变成以 Ar 离子退激占主导地位并发射蓝光,因此等离子体颜色由粉变紫. 在整个实验过程中,射频功率由 0 W 增加到 100 W 时(设备输出功率最小 100 W),等离子

体颜色迅速从粉变紫. 因此只有 ICP 模式和 HWP 模式下对应的等离子体放电直观图,没有 CCP 模式下的直观图. “H 模式 (ICP)”到“W 模式 (HWP)”的转变,等离子体由紫变蓝,光强继续加强. 因此模式的转换是由于粒子吸收能量机制的转变,且伴随着等离子体放电状态(颜色)转变(如图 5 所示).

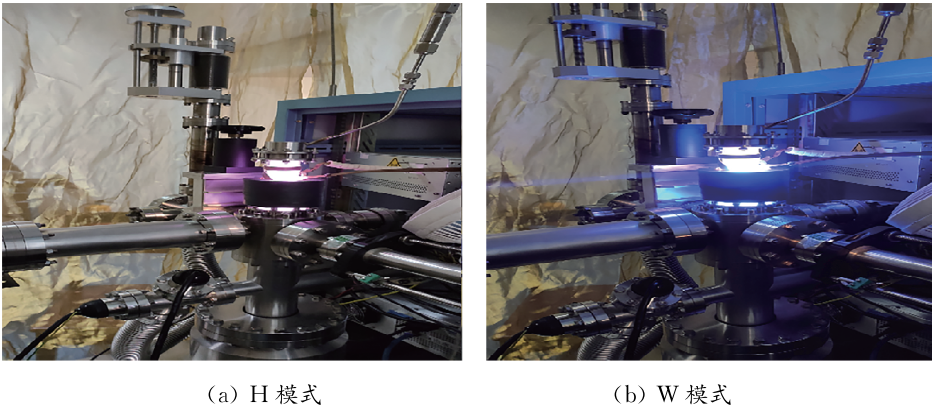


图 5 模式转变图
Fig. 5 Pattern transition diagram

3.1 等离子体特性影响

用射频朗缪尔探针等离子体进行诊断,当气流量为 32 sccm 时,气压为 1.0 Pa,磁场强度为 0.065 T,等离子体密度随功率变化如图 6 所示. 可以看出电子密度仅仅发生了一次“跃迁”(350~500 W),发生了 H 模式到 W 模式的转变,明显观察到功率参数增加到 400 W 的过程中等离子体出现闪烁,稳定后等离子体羽流区域呈“蓝色核心”. 同时,电子密度数量级发生“跃迁”,在螺旋波模式下,测量区域电子密度在 10^{18} m^{-3} 数量级. 电子温度在 2.7~3.9 eV 范围内波动,当达到螺旋波放电模式时,电子在螺旋波的作用下大面积地撞击并电

离中性粒子,在提升了等离子体电离率的同时,电子也失去了相应的能量,因此电子温度大幅度降低. 在射频功率区间为 100~350 W 范围内,H 模式下,电子密度缓慢上升,且电子温度在 2.9~3.4 eV 之间波动. 当功率加到 400 W 时,电子密度跃迁到 10^{18} m^{-3} 数量级,同时伴随着电子温度的迅速下降,当射频功率持续增加,电子密度增长缓慢,电子温度总体呈上升趋势.

在反射功率为 0 W 的条件下,随着射频功率的增加,等离子体吸收的能量随之增加,用于电离的能量增加缓慢,射频功率以加热电子的方式将能量传输给等离子体.

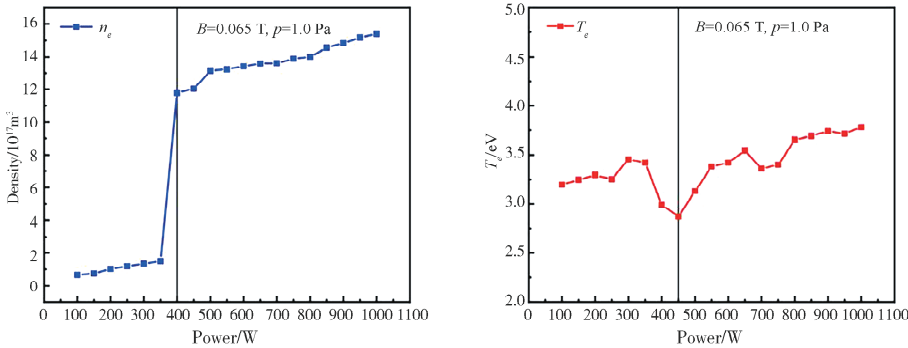


图 6 (a) 等离子体密度图(1.0 Pa); (b) 等离子体电子温度图
Fig. 6 (a) Plasma density (1.0 Pa); (b) plasma electron temperature

固定外加磁场下,研究不同工作压力下向螺旋波模式的转变。当磁场固定,压力参数为 0.4~1.0 Pa (1.2 Pa 超出了分子泵维持真空的最大工作极限,所以没有诊断 1.2 Pa 下的等离子体特性),螺旋模跃迁功率降低,如图 7 所示。

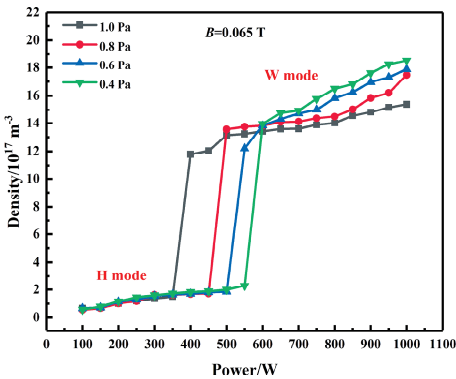


图 7 在不同气压下电子密度跃迁图(0.4~1.0 Pa)
Fig. 7 Electron density transition at different pressure (0.4~1.0 Pa)

工质气体的压力对模式转换主要与碰撞频率有关。图 7 表明等离子体密度随气体压强的增强而减小,是因为射频等离子体的电离率和碰撞频率和电场强度有关。在电场强度不变的前提下,在

一定压强范围内,等离子体电离率随碰撞频率的增大呈先增大后减小的趋势^[19]。可能是因为在磁场与电场耦合作用下,导致等离子体电离率随碰撞频率的增大而减小,所以在 0.4~1.0 Pa 范围内,等离子体密度呈递减状态。在射频功率为 1000 W,压强为 0.4 Pa 的条件下,等离子体密度约为 $1.8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$,压强升高到 1.0 Pa,等离子体密度下降到 $1.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。在压强 0.4 Pa,射频功率为 600 W 的条件下,等离子体吸收能量的模式由“H 模式”转换为“W 模式”,等离子体密度上升到 $1.2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$,气压增加到 1.0 Pa 时,等离子体模式的转换发生在射频功率为 400 W 的条件下,等离子体密度上升到 $1.4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。值得注意的是,气体压强由 0.4 Pa 增大到 1.0 Pa,H-W 模式转换时的射频功率阈值从 600 W 减小到 400 W,过渡区电子密度约为 $1.4 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ 。在低气压时(0.4 Pa)被碰撞电离的中性原子已经达到相对饱和的状态,碰撞电离已经达到极限。当气压增大时,中性原子得到补充,更多的 Ar 原子被碰撞,加大了碰撞截面,加速电离。

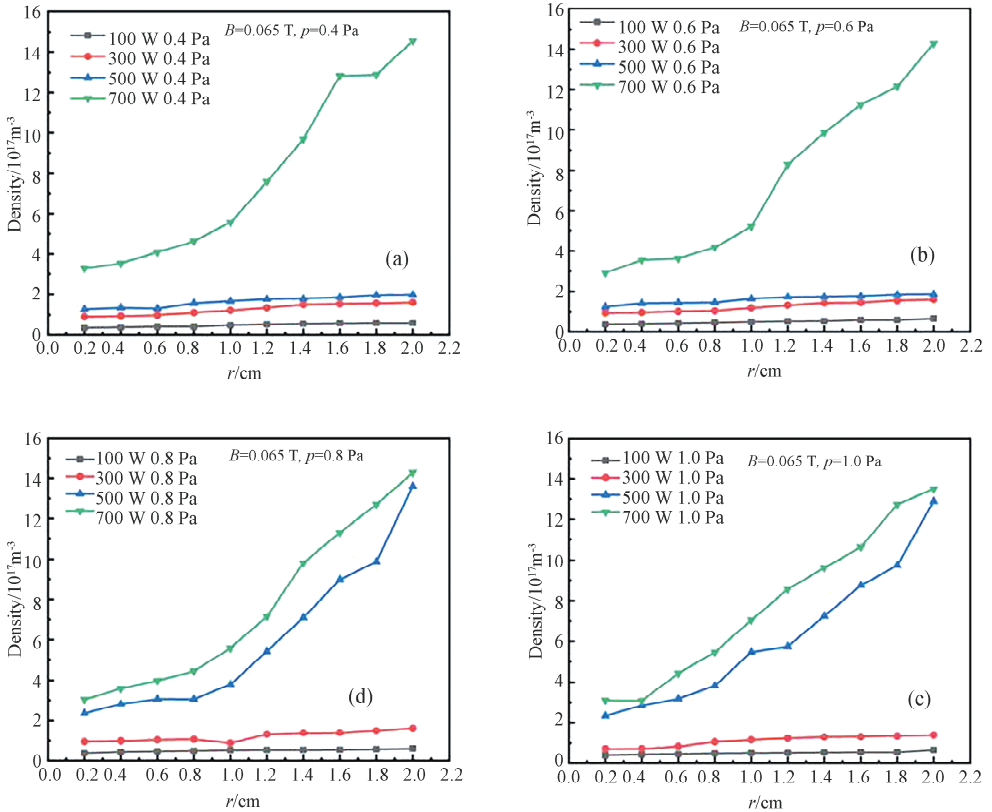


图 8 电子密度径向分布图
Fig. 8 Radial distribution of electron density

3.2 径向分布

为研究螺旋波等离子体源羽流区域等离子体参数的空间分布,将探针沿测试径向深入羽流区域的中心位置. 由于器壁位置($Z=15\text{ cm}$, $r=0.2\text{ cm}$)测不到等离子体密度,因此将距等离子体源下端 15 cm ,器壁 0.2 cm 的位置作为测试起点($Z=15\text{ cm}$, $r=0.2\text{ cm}$). 从此点开始,将探针以步进 2 mm 逐渐向中心移动,测量等离子体密度的径向分布. 图 8 和图 9 展示了径向等离子体在中心处电子密度最大. 在 1.0 Pa 下, 700 W 的功率下等离子体在中心处的电子密度达到 $1.3\times 10^{18}\text{ m}^{-3}$; 维持功率在 700 W ,气压被调到 0.8 Pa 时,等离子体中心密度则达到 $1.4\times 10^{18}\text{ m}^{-3}$;向中心靠近,等离

子体密度呈上升趋势. 当功率为 100 W 和 300 W 时,等离子体呈现 H 模式,其电子密度沿径向上升缓慢;而当功率为 500 W 和 700 W 时,等离子体呈现 W 模式,其电子密度上升幅度较大. 原因是在 W 模式下,离开放电腔室后,高密度的电子向四周扩散,形成一定的发散角,因此电子密度急剧下降. 总之,在 H 模式下,等离子体密度径向分布均匀,螺旋波等离子体源羽流区域在 W 放电模式下的等离子体密度整体远高于 H 放电模式下的等离子体密度,且在 W 放电模式下,电子主要集中在放电腔室中心区域. 电子温度在 $2.4\sim 4.2\text{ eV}$ 间波动,中心区域电子温度比腔室壁区域电子温度要高,最多高出 1 eV .

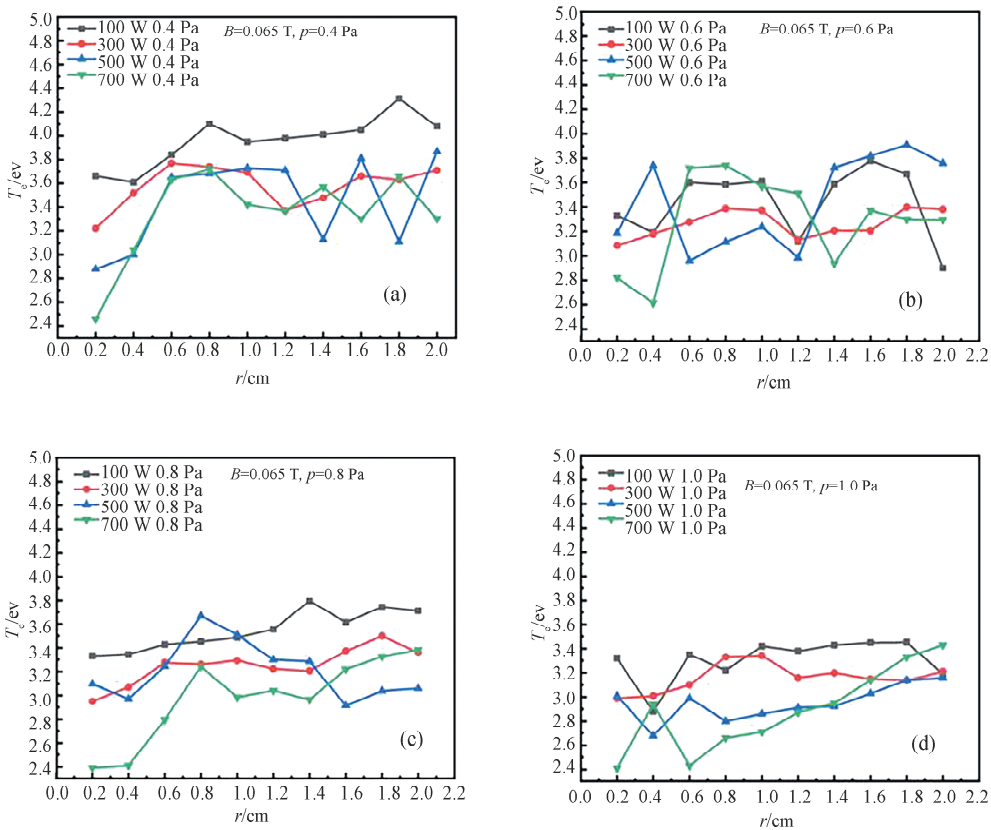


图 9 径向电子温度分布图
Fig. 9 Radial electron temperature distribution

4 结 论

本文通过对螺旋波氩等离子体的电子密度、电子温度两项参数进行测量,定量分析了螺旋波等离子体空间径向分布特性和气压对螺旋波等离子体空间径向分布特性的影响,得到如下结论:

(1) 在压强一定条件下,等离子体密度随着射频功率的增加而增加,伴随着吸收能量机制的转

变,等离子体颜色由粉变紫再变蓝,等离子体密度出现跃迁,最高可达到 $1\times 10^{18}\text{ m}^{-3}$.

(2) 在压强一定条件下,H 模式下等离子体密度分布均匀,径向密度变化不大,而 W 模式(螺旋波模式)下电子密度空间分布呈中心区域高,边缘区域低的特征.

(3) 压强在 $0.4\sim 1.0\text{ Pa}$ 范围内,等离子体放电到达螺旋波模式时,增大气压会使得等离子体颜

色明显由深蓝转浅蓝,电子密度减小. 且随着中性粒子的补充,实现螺旋波放电模式的功率阈值减小.

参考文献:

[1] 袁保山,姜韶风,陆志鸿. 托卡马克装置工程基础[M]. 北京: 原子能出版社, 2011.

[2] Lifschitz A F, Revel A, Caillault L, *et al.* Numerical study of beam propagation and plasma properties in the neutralizer and the E-RID of the ITER neutral beam injector [J]. Nucl Fusion, 2014, 54: 043020.

[3] 房同珍. 螺旋波激发等离子体源的原理和应用[J]. 物理, 1999(3): 162.

[4] Zhang T, Jiang K, Liu Z, *et al.* Characteristics of inductively coupled plasma (ICP) and helicon plasma in a single-loop antenna [J]. Plasma Sci Technol, 2020, 22: 085405.

[5] Hanada M, Kashiwagi M, Inoue T, *et al.* Experimental comparison between plasma and gas neutralization of high-energy negative ion beams [J]. Rev Sci Instrum, 2004, 75: 1813.

[6] Melchert F, Benner M, Kruedener S, *et al.* Neutralization of H⁺-beams in "plasma-neutralizers" [J]. Nucl Instrum Meth B, 1995, 99: 98.

[7] Boswell R W. Very efficient plasma generation by whistler waves near the lower hybrid frequency [J]. Plasma Phys Control Fusion, 1984, 26:1147.

[8] Lehane J A, Thonemann P C. An experimental study of helicon wave propagation in a gaseous plasma [J]. Proc Phys Soc, 1965, 85: 301.

[9] Perry A J, Boswell R W. Fast anisotropic etching of silicon in an inductively coupled plasma reactor [J].

Appl Phys Lett, 1989, 55:148.

[10] Zhu P, Boswell R W. Ar II laser generated by Landau damping of whistler waves at the lower hybrid frequency [J]. Phys Rev Lett, 1989, 63: 2805.

[11] Boswell R W, Perry A J, Emami M. Multipole confined diffusion plasma produced by 13. 56mhz electrodeless source [J]. J Vac Sci Technol A, 1989, 7: 3345.

[12] Zhu P, Boswell R W. Observation of nonthermal electron tails in an RF-excited argon magnetoplasma [J]. Phys Fluids B: Plasma Phys, 1991, 3: 869.

[13] Ellingboe A R, Boswell R W. Capacitive, inductive and helicon-wave modes of operation of a helicon plasma source [J]. Phys Plasmas, 1996, 3: 2797.

[14] Chen F F. Plasma ionization by helicon waves [J]. Plasma Phys Contr F, 1991, 33: 339.

[15] Chen F F. Experiments on helicon plasma source [J]. J Vac Sci Technol A, 1992, 10: 1389.

[16] Cho S, Kwak J G. The effects of the density profile on the power absorption and the equilibrium density in helicon plasmas [J]. Phys Plasmas, 1997, 4: 4167.

[17] 平兰兰, 张新军, 杨桦, 等. 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[J]. 物理学报, 2019, 68: 205201.

[18] Celik M. Spectral measurements of inductively coupled and helicon discharge modes of a laboratory argon plasma source [J]. Spectrochim Acta B, 2011, 66: 149.

[19] 力伯曼, 里登伯格. 等离子体放电原理与材料处理[M]. 蒲以康, 等, 译. 北京: 科学出版社, 2007.

引用本文格式:

中 文: 付唯, 汤栋, 陈建军, 等. 螺旋型天线螺旋波等离子体特性研究[J]. 四川大学学报: 自然科学版, 2022, 59: 024003.

英 文: Fu W, Tang D, Chen J J, *et al.* Study on helicon plasma characteristics of helical antenna [J]. J Sichuan Univ: Nat Sci Ed, 2022, 59: 024003.