

双极化频率调制微波反射计在J-TEXT托卡马克上的应用*

张重阳¹⁾ 刘阿娣^{1)†} 李弘¹⁾ 陈志鹏²⁾ 李斌¹⁾ 杨州军²⁾ 周楚¹⁾
 谢锦林¹⁾ 兰涛¹⁾ 刘万东¹⁾ 庄革²⁾ 俞昌旋¹⁾

1) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

2) (华中科技大学电气与电子工程学院, 武汉 430074)

(2013年12月5日收到; 2014年2月13日收到修改稿)

等离子体中电子密度分布是研究等离子体物理的基础诊断之一. 为了测量J-TEXT中电子密度分布, 我们在J-TEXT实验装置上搭建了一套频率调制反射计. 该反射计工作在Q波段与V波段, 为了增加反射计密度测量范围, 采用了双极化的设计, 即能够同时测量寻常波模式与非寻常波模式. 得益于双极化的设计, 该反射计测量的电子密度范围为 $0-6.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 能够覆盖J-TEXT托卡马克的低场侧全部范围. 频率调制反射计的时间分辨取决于微波系统扫描周期, 由于采用了扫频速率更快的扫频固态源, 整个频率扫描周期可以达到 $40 \mu\text{s}$. 要获得完整的电子密度分布, 必须先利用中频频率的跳变计算出密度零点的位置, 然后使用两种极化模式的数据反演得到完整的电子密度剖面. 同时, 在实验中还观察到在非寻常波模式下低于右旋截止频率的微波在等离子体中也能够传播.

关键词: 微波反射计, 电子密度剖面, 双极化, 托卡马克

PACS: 52.55.Fa, 52.70.Gw, 52.40.Hf

DOI: 10.7498/aps.63.125204

1 引言

J-TEXT装置的前身TEXT由德州大学奥斯汀分校建立, 在TEXT托卡马克运行期间该装置已取得了丰富的实验成果^[1]. 2007年, 华中科技大学将TEXT运到中国并进行了重建^[2], 更名为J-TEXT. J-TEXT是一个经典的托卡马克磁约束装置, 它的大环半径105 cm, 等离子体截面半径30 cm, 能够产生圆形截面与D形截面等离子体. J-TEXT最大环向磁感应强度为3.0 T, 可以产生的最大等离子体电流为400 kA, 放电持续时间可以达到400 ms以上. 微波反射计是一项广泛应用于磁约束等离子体装置中的基础诊断^[3-5], 它能够提供具有高时间高空间分辨率的电子密度剖面以及

电子密度涨落信息, 在实验中对于等离子体放电几乎没有干扰^[6-8]. 反射计的原理与雷达类似, 它利用了电磁波在等离子体中的截止层发生反射的原理, 通过测量电磁波在不同电子密度截止层反射的飞行时间, 计算出相应截止层的位置, 然后根据电磁波频率与磁场信息计算出截止层处的电子密度值^[9]. 安装在J-TEXT上的反射计系统的入射电磁波频率范围在33—72 GHz之间, 扫频周期 $40 \mu\text{s}$, 电子密度测量范围在 $0-6.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 之间. 本文其他部分安排如下: 第二章介绍反射计的硬件结构与实验安排; 第三章介绍电子密度剖面反演的方法、密度零点位置的计算方法以及J-TEXT中电子密度剖面测量结果; 第四章对实验中观察到的左旋波在等离子体中的传播现象进行了分析; 最后对全文工作进行总结, 并针对目前的工作进展讨论了以

* 国家自然科学基金 (批准号: 10990211, 10835009, 11261140328) 和高等学校博士学科点新教师类基金 (批准号: 20113402120023) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lad@ustc.edu.cn

后的工作方向.

2 微波反射计系统框架

2.1 微波反射计频率范围选择

反射计入射电磁波的频率范围是由目标等离子体的参数决定的, 根据目标等离子体的电子密度、磁感应强度等参数计算出电磁波的截止频率, 然后根据截止频率选择适当的频率范围作为反射计的工作频率^[10].

图1是模拟得到的J-TEXT中等离子体寻常波模和异常波模截止频率沿径向的分布曲线, 等离子体中心位置磁感应强度为3.0 T, 最大电子密度值为 $2.5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 电子密度分布根据托卡马克中密度分布的经验公式 $n = n_{\text{max}}(1 - (r/a)^2)$, 其中 r 是截止层位置, a 是等离子体小半径. 在图1中绿色曲线表示寻常波截止频率分布, 33—72 GHz寻常波可以覆盖芯部等离子体; 红色曲线表示非寻常波模式截止频率分布, 33—72 GHz非寻常波可以覆盖边界等离子体.

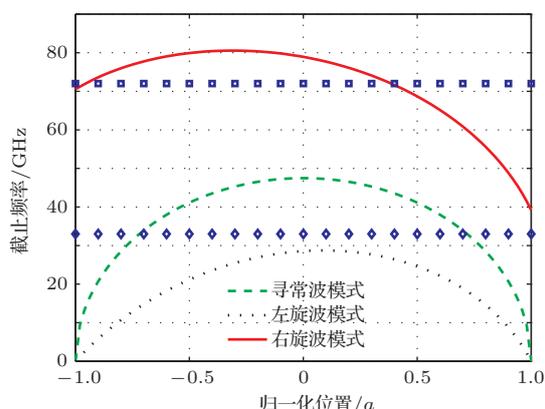


图1 (网刊彩色) J-TEXT中O模和X模截止频率沿径向分布

根据图1中的截止频率分布, 选取微波反射计的频率范围在33—72 GHz之间, 由Q波段(33—50 GHz)和V波段(50—72 GHz)组成. 为了同时测量边界等离子体与芯部等离子体, 微波反射计需要兼顾寻常波与非寻常波测量模式.

2.2 微波系统框架

微波系统是反射计的硬件核心, 它可以产生连续扫频的电磁波信号, 将电磁波信号发射进入等离子体以及接收从等离子体中反射的电磁波

信号^[11]. 图2为微波系统的结构框图. 首先由任意波形发生器(AWG)产生快速扫描的电压波形^[12], 电压扫描的范围在 $-5 \sim +24 \text{ V}$ 之间, 该扫描电压用于控制快速扫频固态源(HTO)的输出频率. HTO源在扫描电压波形的控制下输出频率在8.25—18 GHz之间连续变化的微波信号, 其输出功率在15—22 dBm之间. 微波信号经过一个6 dB的定向耦合器之后分别进入发射通道与接收通道. 在发射通道与接收通道, 微波信号经过带功放模块的4倍频器之后频率范围升至33—72 GHz之间. 在接收通道, 微波信号经过3 dB定向耦合器后分别进入寻常波模式与非寻常波模式接收通道的混频器; 在发射通道, 发射天线的极化方向与托卡马克环向磁场之间呈 45° 角, 兼顾了 0° 发射的寻常波模式与 90° 发射的非寻常波模式. 为了调节接收通道与发射通道之间的延迟时间差值, 在接收通道安装了一根同轴电缆, 通过调整同轴电缆的长度将混频器输出的中频频率控制在MHz量级, 以便于采集与处理.

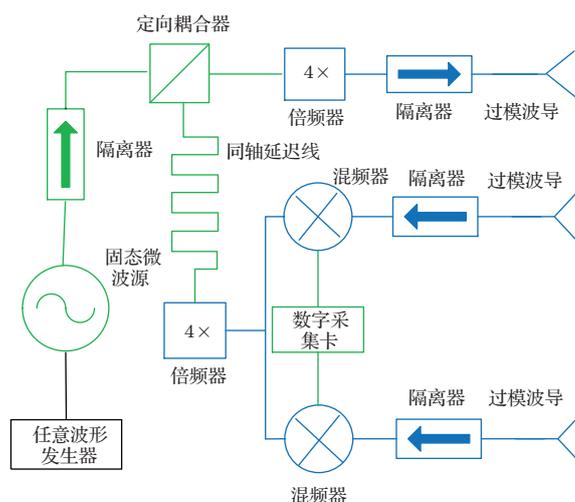


图2 微波系统框图

图3是微波反射计的实验安排. 微波系统产生频率调制的微波信号, 经过长度为2 m的过模波导后由天线发射, 然后穿过3 cm厚高密度聚四氟乙烯(HDPE)透波法兰进入真空室; 入射电磁波在等离子体中截止反射, 原路返回并通过接收天线进入微波系统. 在频率调制反射计反演电子密度剖面的过程中, 扫频速率的一致性十分重要, 为了得到更加精确的电子密度剖面, 在实验前需要对反射计频率源进行校准^[13]. 图3中, 透波法兰之前放置一块可移动的定标反射板, 在实验前首先使用该反射板

对微波系统的频率输出曲线进行校准, 在测量电子密度剖面时该反射板则用来作为密度剖面测量的位置参考点.

频率校准实验室使用定标反射板模拟等离子体反射, 由于不同频率的电磁波经过定标反射板的路径相同, 飞行时间 τ 也相同, 因此混频器输出的中频频率 f_{IF} 与扫频速率 df/dt 成正比. 图 4(a) 展示的是频率校准前得到的时频谱图, 中频频率在整个扫频周期内起伏明显; 在图 4(b) 中, 微波系统经过频率校准之后, 中频频率在整个扫描区内保持

稳定. 这说明校准试验后, 扫频速率更加稳定.

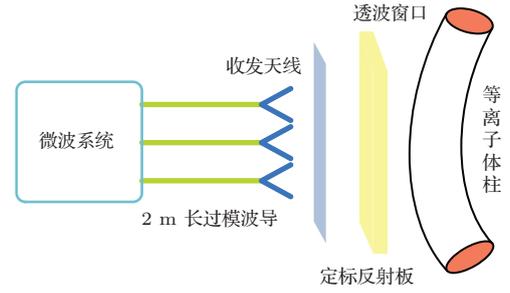


图3 微波反射计在 J-TEXT 上的实验安排

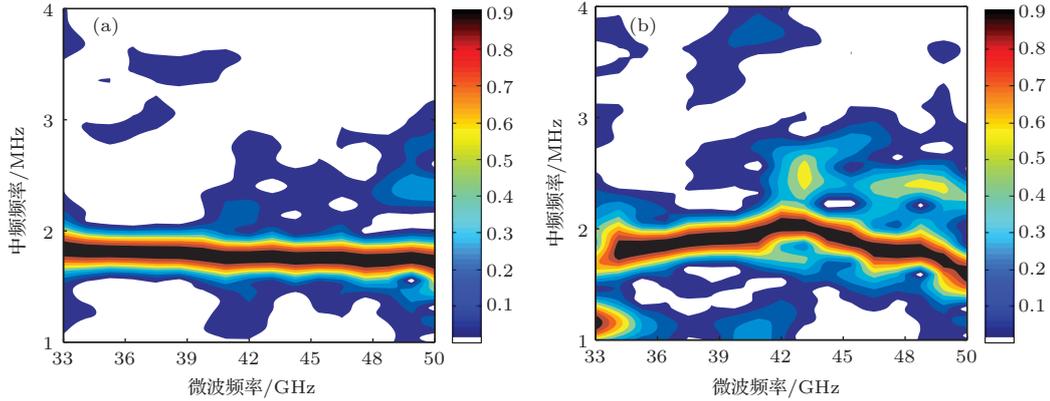


图4 (网刊彩色) (a) 频率校准前短时傅里叶变换频谱; (b) 频率校准后短时傅里叶变换频谱

在微波反射计的实验安排中, 天线与微波系统之间需要 2 m 长的传输路径. 为了降低微波功率在传输中的损耗, 我们采用了 6 倍过模系数的过模波导, 经过实验测量过模波导的损耗小于 1 dB.

3 等离子体电子密度剖面测量

3.1 密度反演算法

电磁波信号从微波系统产生, 经过反射计内部通道, 然后经过等离子体反射, 被微波系统接收. 整个过程产生的相位差可以表示为^[14]

$$\phi(\omega) = \frac{2\omega}{c} \int_{x_0}^{x_c(\omega)} N(\omega, x) dx + \phi_0(\omega), \quad (1)$$

其中 x_0 与 $x_c(\omega)$ 分别是电子密度零点位置以及等离子体截止层的径向位置坐标, $\phi_0(\omega)$ 是由反射计通路产生的相位延迟. 由于电磁波在等离子体截止层处折射率 $N_0(\omega, x_c) = 0$, 因此 (1) 式可以写成

$$\frac{d\phi(\omega)}{d\omega} = 2 \int_{x_0}^{x_c(\omega)} \frac{dx}{u}, \quad (2)$$

其中 u 是电磁波在等离子体中的群速度. 在实验中, 电磁波入射方向与等离子体密度梯度方向平

行^[15], 与等离子体环向磁场方向垂直, 因此密度剖面的反演被分为寻常波模式与非寻常波模式. 在寻常波模式下, 电磁波在等离子体中的群速度为

$$u_o = cN_o, \quad (3)$$

而对于非寻常波模式, 电磁波在等离子体中的群速度为

$$u_X = cN_x \frac{(1 - X - Y^2)^2}{(1 - X - Y^2)^2 + XY^2}, \quad (4)$$

其中 $X = \omega_p^2/\omega^2$, $Y = \omega_c/\omega$.

在截止频率随着位置单调上升的情况下, 可以对 (1) 式进行反推得到密度剖面与相位延迟之间的关系. 对于 O 模测量, 折射率 $N(\omega, x)$ 与电磁波频率 ω 和等离子体频率 ω_{pe} 相关, 将 (1) 式转化成阿贝尔积分形式:

$$X_c(\omega_p) = X_0 + \frac{c}{\pi} \int_{\omega_0}^{\omega_p} \frac{d\phi(\omega)/d\omega}{(\omega_p^2 - \omega^2)^{1/2}} \times d\omega, \quad (5)$$

(5) 式中 ω_0 是 X_0 位置上相应的等离子体频率. 非寻常波模式下, 由于截止频率 ω 与电子密度和磁感应强度都相关, 没有简单的解析解法, 因此密度剖

面的反演通过数值计算方法来实现. 假设 X_0 是电子密度零点位置, 该位置对应的电磁波频率是 ω_0 , 使用时频分析方法, 对于频率区间的若干个频率点 $\omega_1\omega_2\cdots\omega_n$ 都能够计算得到它们的时间延迟以及相位延迟 $\tau_i \varphi_i$, 这些频率点对应的截止层位置是 X_i . 定义系数 $A_{i,j} = \omega_i(N_{i,j} + N_{i,j-1}/(2c))$, 其中 $1 \leq j \leq i$, $N_{i,j}$ 是频率为 ω_i 的微波在 X_j 位置的折射率, 这时 (1) 式可以写成

$$\varphi_i = \int_{j=1}^i A_{i,j}(X_j - X_{j-1}), \quad (6)$$

写成矩阵形式

$$\phi = M \cdot x, \quad (7)$$

其中 M 写成如下形式:

$$M = \begin{pmatrix} A_{1,1} & 0 & 0 & \cdots \\ A_{2,1} - A_{2,2} & A_{2,2} & 0 & \cdots \\ A_{3,1} - A_{3,2} & A_{3,2} - A_{3,3} & A_{3,3} & \cdots \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ A_{n,1} - A_{n,2} & A_{n,2} - A_{n,3} & A_{n,3} - A_{n,4} & \cdots \end{pmatrix}. \quad (8)$$

在得知磁感应强度径向分布的情况下, 利用该矩阵运算就可以从相位延迟随频率变化数据 φ_i 反演出密度剖面分布 X_i .

3.2 电子密度零点位置计算

电子密度零点是指经非寻常波反射计测量得到的等离子体密度剖面边界, 通常情况下该点电子密度在 10^{17} m^{-3} 量级, 它是非寻常波反射计能够探测到的电子密度最低值^[16]. 上一节介绍的反演算法是从电子密度零点位置开始的, 因此确定准确的电子密度零点位置对于剖面反演十分重要. 反射判断电子密度零点位置可以通过中频信号频率或幅度随时间演化来实现^[16], 在本次实验中采用中频信号频率变化来判断电子密度零点. (9) 式是冷等离子体近似条件下电磁波在等离子体中的折射率表达式, 其中 N 是折射率系数, ω_{UH} 是上杂化频率, ω_{pe} 是等离子体频率, ω_{ce} 是电子回旋频率. 当折射率系数 N 趋近于 0, 电磁波在等离子体中发生截止反射, 此时的电磁波频率成为右旋截止频率 ω_R , 它可以表示成 10 式. 而 J-TEXT 中右旋截止频率的分布如图 1 中红色曲线所示, 在电子密度零点位置, 右旋截止频率等于电子回旋频率, 因此可以

根据该频点的电磁波频率 ω_R 与中频频率 f_{IF} 计算电子密度零点位置.

$$N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{UH}^2}, \quad (9)$$

$$\omega_R = -\frac{\omega_{ce}}{2} + \sqrt{\omega_{pe}^2 + \frac{\omega_{ce}^2}{4}}. \quad (10)$$

图 5(a) 与 (b) 分别表示非寻常波模式下等离子体产生前后得到的中频信号时频谱图, 横轴为电磁波频率, 纵轴为混频器输出中频频率. 根据 (11) 式飞行时间 τ 与扫频速率 df/dt 成反比, 而经过校准之后的反射计扫频速率 df/dt 保持恒定, 因此在频谱图中拍频频率 F_{IF} 只与飞行时间 τ 相关, 且两者呈线性正比关系.

$$\tau = d\phi/d\omega = \frac{d\phi/dt}{d\omega/dt} = \frac{f_{IF}}{df/dt}. \quad (11)$$

在等离子体产生之前, 电磁波由托卡马克内壁处反射, 图 5(a) 中的中频频率在扫频范围内保持连续稳定. 而托卡马克放电产生等离子体后, 图 5(b) 中的中频频率在 42 GHz 处产生了跳变, 42 GHz 之前的中频频率与之前比有所增加; 而 42 GHz 之后的中频频率与图 5(a) 相比有所降低. 这是因为电子密度零点的右旋截止频率为 42 GHz, 即右旋截止频率的最小值为 42 GHz, 低于 42 GHz 的电磁波在等离子体中不发生截止反射, 在穿过等离子体之后经过内壁反射回到接收天线, 因此飞行时间与图 5(a) 相比有所增加. 而频率在右旋截止频率范围内 (42—80 GHz 之间) 的电磁波在等离子体中会被截止反射, 飞行时间有所减少. 在得到截止频率对应的中频频率之后, 可以根据定标反射板测量得到的位置定标数据来计算电子密度零点位置.

3.3 电子密度剖面

由于 J-TEXT 上的反射计由两种极化方式、两个频段组成, 因此电子密度剖面反演也是由几个部分组成的. 首先从 Q 波段非寻常波部分计算得到电子密度零点位置; 然后根据 Q 波段和 V 波段非寻常波部分得到了等离子体中间区域电子密度; 等离子体核心区域电子密度由反射计的 Q 波段寻常波部分反演得到. 图 6 是反射计在 J-TEXT 实验中得到的混频器中频信号时频谱图, 从左到右分别表示反

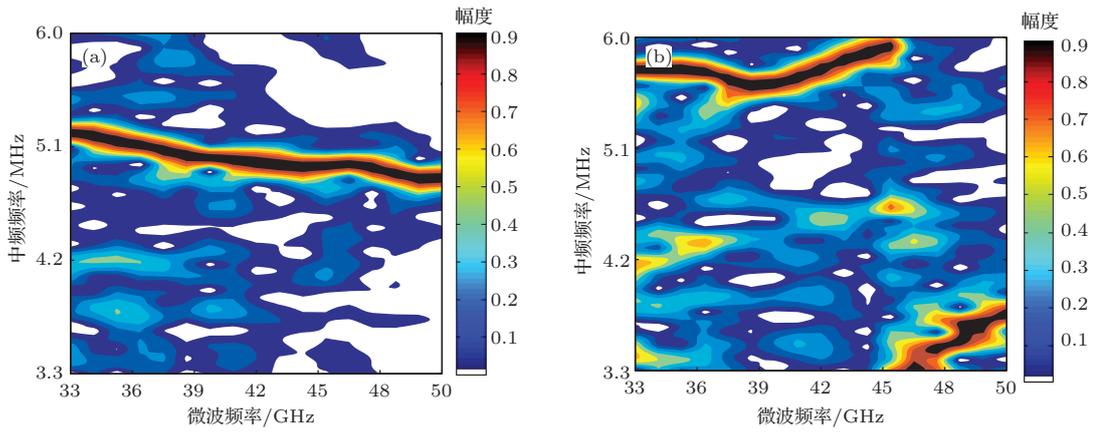


图5 (网刊彩色) Q波段非寻常波短傅里叶变换频谱 (a) 等离子体产生前中频信号; (b) 等离子体产生后中频信号

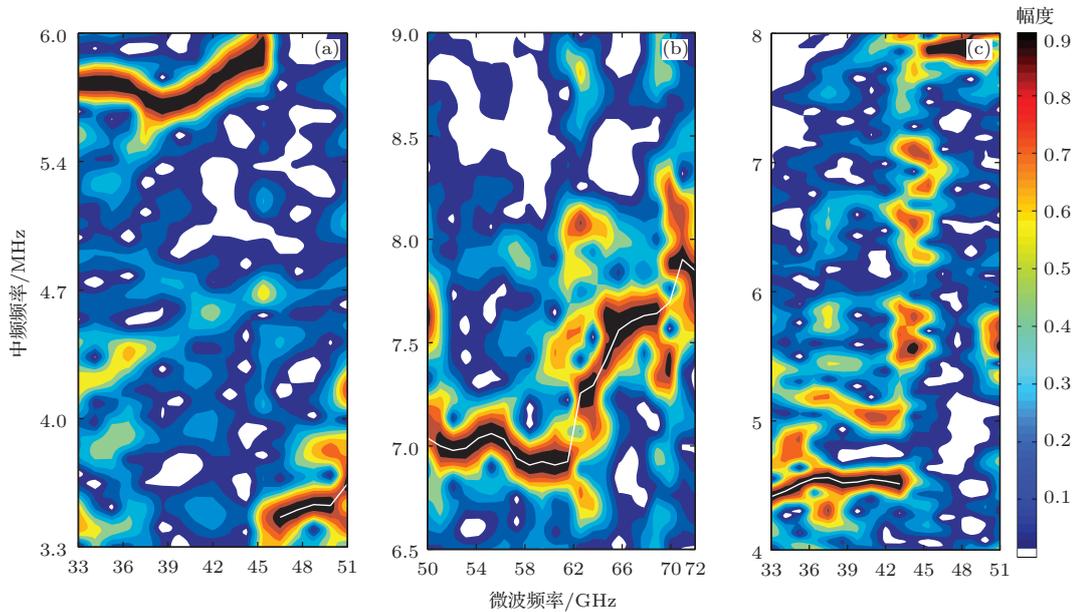


图6 (网刊彩色) 1019444 炮第 1884 ms 反射计中频谱图 (a) Q 波段非寻常波模式 1884 ms; (b) V 波段非寻常波模式 1884 ms; (c) Q 波段寻常波模式 1884 ms

射计的 Q 波段非寻常波模式, V 波段非寻常波模式, Q 波段寻常波模式. 根据时频谱图可以得到每个频率点上的中频频率 f_{IF} , 根据 Q 波段非寻常波模式时频谱图可以得到等离子体密度零点位置, 然后以此为基础, 将两个波段非寻常波模式下的数据一同进行密度剖面反演, 得到等离子体边界部分的密度剖面. 在寻常波模式部分, 频率较高的电磁波将直接穿过等离子体, 如图 6 所示, 因此在密度剖面反演中只需要将低频部分进行计算 (44 GHz 以下) 即可得到等离子体芯部密度剖面.

图 7 是经过反演得到的 J-TEXT 托卡马克低场侧等离子体电子密度剖面, 其中电子密度零点位置以及等离子体边界形状由 Q 波段与 V 波段寻常波模式反演得到, 芯部等离子体密度剖面由 Q 波段寻常波模式反演得到, 最终得到了整个密度剖面.

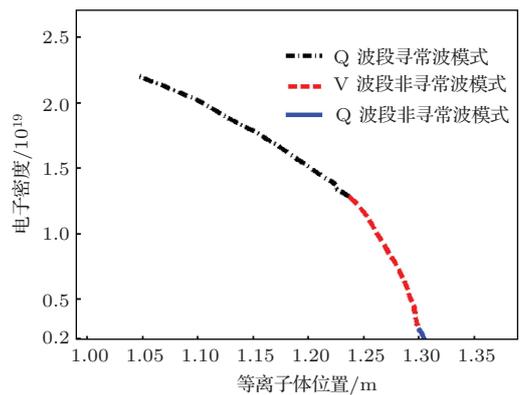


图7 (网刊彩色) 1019444 炮第 1884 ms 反射计电子密度剖面

4 左旋波在等离子体中的传播

在 (9) 式中, 电磁波折射率为零得到电磁波频率 ω , 分别是左旋波与右旋波. 在密度反演过程中,

利用的是右旋波即非寻常波模式的截止反射现象. 接下来我们对实验中观察到的左旋波现象进行分析. 在图 5 中, 通过对比等离子体产生前后的中频谱图可以发现: 在低于 45 GHz 的频谱中, 中频频率随着等离子体的产生而大幅提高, 说明这部分电磁波在等离子体中的时间延迟比真空状态有所增长, 即频率低于密度零点处右旋截止频率的电磁波也可以在等离子体中传播, 并且延迟时间有所增加. 这种传播可能是电磁波以左旋波的形式穿透等离子体, 并经过真空室内壁反射后被反射计接收天线接收到. 为了证明这种假设, 对左旋波在等离子体中传播引起的延迟时间进行了模拟计算. 通过计

算得到不同弦平均密度下电磁波在等离子体中的延迟时间与真空中电磁波延迟时间之差, 并将得到的模拟数据与实验数据进行对比. 图 8 (a) 是模拟计算得到的不同弦平均密度下的延迟时间差, 可见延迟时间差随着弦平均密度的增加而增加; 图 8 (b) 是在不同电子密度实验条件下测量得到的延迟时间差. 对比图 8 (a) 和 (b), 可见模拟数据与实验数据的趋势完全相同, 而同一弦平均密度下模拟数据与实验数据基本符合. 这说明在 J-TEXT 实验条件下, 电磁波的左旋波部分可以穿过等离子体传播, 同时通过观察左旋波在等离子体中的延迟时间可以推测等离子体电子密度变化的趋势.

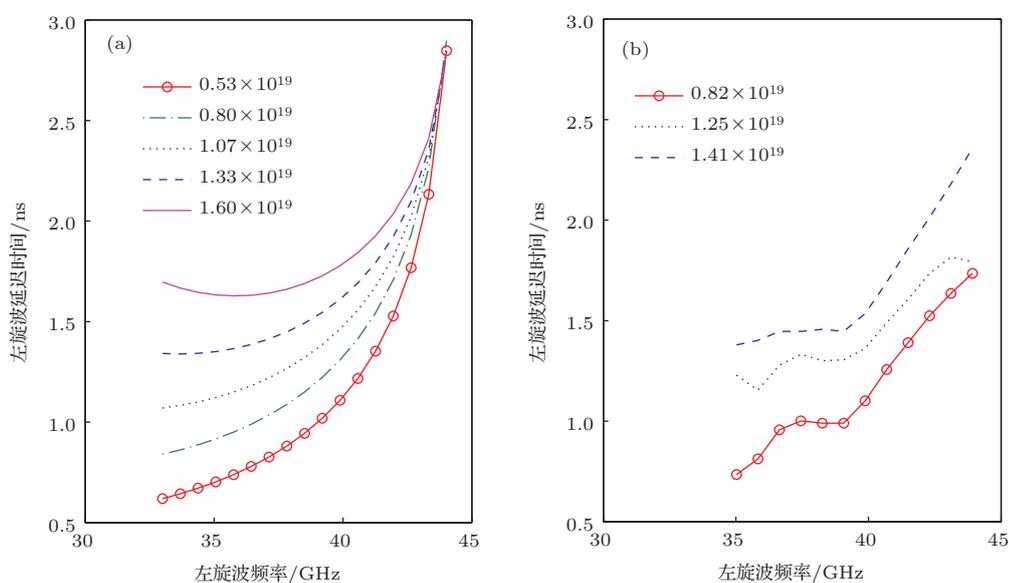


图 8 模拟与实验得到的左旋波飞行时间差

5 结 论

双极化频率调制反射计成功地运用在 J-TEXT 托卡马克装置中, 不仅获得了低场侧完整的电子密度剖面信息, 同时还观察到了电磁波在等离子体中的左旋波传播现象. 在实验过程中, 首先利用反射计的 Q 波段非寻常波部分观察到等离子体产生前后中频频率的变化, 并且利用中频频率计算得到电子密度零点位置, 在此基础上使用反射计其余部分得到了完整的密度剖面. 同时得益于 J-TEXT 托卡马克中较小的半径以及较低的弦平均电子密度, 电磁波在等离子体中传播的损耗较小, 因此在实验中能够观察到电磁波左旋波在等离子体中的传播现象. 在今后的工作中还需要对反

射计的部分设计进行改进: 提高收发天线的增益性能, 增加微波系统的发射功率与动态范围, 在数据处理方面优化目前的密度剖面反演算法; 对左旋波在等离子体中的传播现象进行更深入的研究, 观察实验中左旋波延迟时间与弦平均密度之间以及密度涨落之间的关系.

由衷地感谢 J-TEXT 实验装置上的同事们对本文实验工作的支持.

参考文献

- [1] Roberts D R, Bravenec R V, Bengtson R D, et al. 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 1117
- [2] Zhuang G, Pan Y, Hu X W, et al. 2011 *Nucl. Fusion* **51** 094020
- [3] Laviron C, Donné A J H, Manso M E, Sanchez J 1996 *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** 905

- [4] Simonet F 1985 *Rev. Sci. Instrum.* **56** 664
- [5] Xiao W W, Liu Z T, Ding X T, Shi Z B 2006 *Plasma Sci. Technol.* **8** 133
- [6] Xu Q, Shan J F, Zhao J Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8448 (in Chinese) [徐强, 单家方, 赵君煜 2009 物理学报 **58** 8448]
- [7] Li W, Chen C Y, Jiao Y M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4159 (in Chinese) [李伟, 陈程远, 焦一鸣 2008 物理学报 **57** 4159]
- [8] Ling B L, Wan B N, Shi Y J 2001 *Chin. Phys. B* **10** 134
- [9] Doyle E J, Lehecka T, Luhmann N C, Peebles W A 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 2896
- [10] Mazzucato E 1998 *Rev. Sci. Instrum.* **69** 2201
- [11] Sips A C C, Kramert G J 1993 *Plasma Phys. Control. Fusion* **35** 743
- [12] Silva A, Cupido L, Manso M, Serra F, Nunes I, Santos J, Varela P, Vergamota S, Meneses L, Grossman V, Silva F, Loureiro C, Nunes F 1999 *Rev. Sci. Instrum.* **70** 1072
- [13] Kim K W, Doyle E J, Rhodes T L, Peebles W A, Rettig C L 1997 *Rev. Sci. Instrum.* **68** 466
- [14] Clairet F, Bottereau C, Chareau J M, Paume M, Sabot R 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** 429
- [15] Kubota S, Peebles W A, Nguyen X V, Crocker N A, Roquemore A L 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 10E926
- [16] Wang G, Doyle E J, Peebles W A, Zeng L, Rhodes T L, Kubota S, Nguyen X, Crocker N A 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3800

Application of dual-polarization frequency-modulated microwave reflectometer to J-TEXT tokamak*

Zhang Chong-Yang¹⁾ Liu A-Di^{1)†} Li Hong¹⁾ Chen Zhi-Peng²⁾ Li Bin¹⁾
 Yang Zhou-Jun²⁾ Zhou Chu¹⁾ Xie Jin-Lin¹⁾ Lan Tao¹⁾
 Liu Wan-Dong¹⁾ Zhuang Ge²⁾ Yu Chang-Xuan¹⁾

1) (Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (School of Electrical and Electronic Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 5 December 2013; revised manuscript received 13 February 2014)

Abstract

A dual-polarization frequency-modulated continuous-wave (FMCW) reflectometer is established on J-TEXT for measuring density profile. The frequency of reflectometer covers both Q band and V band. In order to measure wider density range, ordinary mode polarization and extraordinary mode polarization are utilized at the same time. For the FMCW reflectometer, temporal resolution depends on sweeping rate of the microwave source. Benefited from HTO (hyperabrupt varactortuned oscillator) source, a full frequency sweep period of the reflectometer could be less than 40 μ s. Electron density profile from 0– $6.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ can be detected, which covers the whole low field side in J-TEXT. To reconstruct the full density profile, the position of the zero density should be confirmed first, which is determined from where the intermediate frequencies change transiently. Meanwhile, we observe the propagation of left-hand extraordinary wave from data in X-mode reflectometer.

Keywords: reflectometer, electron density profile, dual-polarization, tokamak

PACS: 52.55.Fa, 52.70.Gw, 52.40.Hf

DOI: 10.7498/aps.63.125204

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10990211, 10835009, 11261140328) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education, China (Grant No. 20113402120023).

† Corresponding author. E-mail: lad@ustc.edu.cn