

# 如何从偏振仪测量信息中获得 $q$ 分布\*

焦一鸣<sup>†</sup> 周艳 李永高 李长征

(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2011年11月21日收到; 2012年4月5日收到修改稿)

介绍了一种通过实验测量获得的法拉第旋转角和电子密度分布获得托卡马克等离子体安全因子分布的模拟计算方法. 该方法采用大环径比的近似, 适用于平衡态等离子体物理分析. 在欧姆和电子回旋加热的放电情况下, 获得了合理的安全因子  $q$  分布和电流密度分布, 计算结果与软 X 射线测量的结果一致.

**关键词:** 托卡马克等离子体, 法拉第旋转角, 安全因子分布

**PACS:** 52.55.Fa, 52.65.-y, 52.70.-m

## 1 引言

托卡马克是一种实现受控磁约束聚变的最具有吸引力的磁场位形装置<sup>[1]</sup>. 世界上最大的多国合作科学研究项目——国际托卡马克实验堆 (ITER) 也采用这种磁场位形. 为了研究托卡马克装置中等离子体电流密度剖面分布和安全因子对托卡马克等离子体平衡、稳定性和约束的影响, 需要实时诊断和测量装置内部的电流和安全因子  $q$  的空间分布信息<sup>[2]</sup>. 由于复杂装置的不可近性和高温等离子体的特殊性, 目前常用的诊断工具主要为光谱诊断<sup>[3]</sup>——动态的 Stark 效应 (MSE) 和红外激光偏振干涉测量. 前者由于需要注入脉冲中性束, 系统运行造价高, 时间分辨率较低; 红外激光偏振干涉可以较为经济地满足较高的时间分辨, 但是测量的值是含有极向磁场的积分量, 必须通过 Able 变换和物理模型拟合才可获得  $q$  和电流密度的信息<sup>[4]</sup>.

本文结合 HL-2A 装置最新建立的远红外激光偏振干涉仪的测量结果, 根据该偏振干涉仪的特点, 提出了一种新的获取  $q$  分布的数据处理方法, 并利用 HL-2A 装置上其他的诊断工具的测量结果, 证实了该方法的正确性.

## 2 物理模型

HL-2A 多道远红外激光干涉仪<sup>[5]</sup> 设置有 8 个平行的水平入射的测量通道, 该干涉仪自 2006 年投入使用以来, 已获得数千次的等离子体放电的密度分布信息. 最近, 该系统的第 8 道 (位置  $h = 0.612 r_a$ ) 改造成为偏振仪, 用来测量由于等离子体电流形成的极向磁场造成的法拉第旋转角<sup>[6]</sup>. 图 1 为偏振仪测量弦在等离子体小截面上的位置. 图中  $r_a$ ,  $r$ ,  $B_p$ ,  $B_{//}$  分别为等离子体小半径、测量弦上任意一点的等离子体半径、等离子体极向磁场和等离子体极向场在测量弦上的分量. 等离子体电流的方向垂直于图 1 中的等离子体截面.

根据探测电磁波与等离子体的色散关系, 偏振仪测量的法拉第旋转角  $\varphi$  可写成如下的形式<sup>[7]</sup>:

$$\varphi = [\lambda^2 e^3 / (8\pi^2 c^3 \epsilon_0 m_e^2)] \int_{Z_1}^{Z_2} n_e B_{//} dZ, \quad (1)$$

其中  $B_{//} = B_p \cos \xi$ ,  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\epsilon_0$ ,  $m_e$  分别为探测束波长、真空中的光速、真空介电常数和电子质量,  $Z_1$  和  $Z_2$  为探测束通过等离子体的起始位置. 将这些常数代入方程 (1) 得到:

$$\varphi = 1.83 \times 10^{-14} \int_{0.612}^1 \frac{n_e(r) B_p(r)}{\sqrt{r^2 - 0.612^2}} dr, \quad (2)$$

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11075048, 11275059) 和国家磁约束核聚变能研究专项 (批准号: 2010GB101002) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: jiaoym@swip.ac.cn

其中  $n_e(r)$  和  $B_p(r)$  为电子密度和等离子体极向场的分布函数.

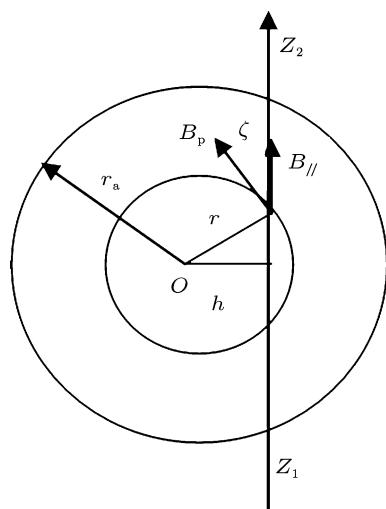


图1 极化干涉仪测量弦布局一极向场的关系图

通过多道干涉仪测量的 7 路弦积分密度, 进行 Abel 反演, 可以获得电子密度分布函数  $n_e(r)$ , 如果偏振干涉仪测量的法拉第旋转角也有多道信息, 那么通过数据拟合和 Abel 反演也可以获得  $B_p(r)$  的分布函数. 但是目前 HL-2A 装置上只实现了单

道的偏振测量, 为了得到极向场和安全因子  $q$  的信息, 我们采用了大环径比圆截面装置的物理近似模型. 令等离子体电流密度分布为以下形式 [8]:

$$j(r) = j_0(1 - r^2/a^2)^\nu, \quad (3)$$

其中  $\nu$  为电流峰化因子. 根据安培定律得到等离子体电流产生的磁场

$$B_p(r) = \frac{\mu_0 j_0 a^2}{2(\nu + 1)} \times \frac{1 - (1 - r^2/a^2)^{\nu+1}}{r}. \quad (4)$$

将 (4) 式带入 (2) 式, 利用法拉第旋转角的测量值和测量获得的等离子体总电流, 用 Abel 反演和无限趋近方法即可获得峰化因子  $\nu$ , 从而得到极向场的值. 将极向场  $B_p$  代入下式

$$q(r) = \frac{r B_t(R)}{R B_p(r)} \quad (5)$$

即可得到安全因子随等离子体小半径的分布, (5) 式中  $R$  为托卡马克装置中心到测量点的距离.

### 3 数据处理结果和分析

为了检验上述数据处理方法的合理性与正确性, 针对 HL-2A 装置电子回旋共振波加热 (ECRH) 期间两组不同的放电参数实际进行验证.

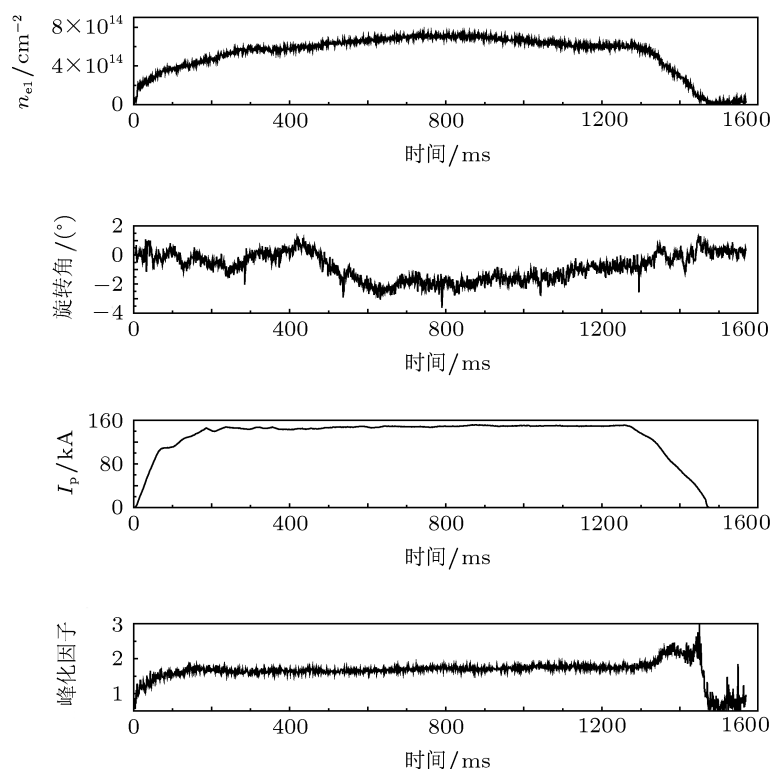


图2 16547 次放电物理参数随时间变化波形

图 2 所示为电流和环向场较低的一次等离子体放电波形 ( $I_p = 150$  kA,  $B_t = 1.34$  T,  $n_e = 1.52 \times 10^{13}$  cm $^{-3}$ ). 图中  $n_{e1}$  为等离子体线积分电子密度, “rotation” 为测量的法拉第旋转角随时间的演变,  $I_p$  为等离子体总电流, “peak factor” 为电子密度分布峰化因子. 在  $t = 400$ — $1000$  ms 期间 ECRH 注入, 使等离子体密度和温度有所上升, 相应的法拉第旋转角随密度的上升也有了一些增加. 图 3 是这次放电中  $t = 600$  ms 时, 用测量到的法拉第旋转角和电流及积分线电子密度数据通过上述的物理模型反演计算获得的电子密度、极向场、安全因子和电流密度的分布情况. 从图中可以看出, 由于等离子体柱的导电率通常在炙热的芯部最高, 因此电流密度分布呈现中心峰化的分布 (这次放电在电子密度和电子温度等测量上没有观察到反剪切的位形, 但在某些特殊的放电条件下也会出现中空的电流密度分布); 并且极向场  $B_p$  和安全因子  $q$  的分布与小半径  $r$  相关.  $B_p$  有一个最大值  $0.126$  T, 位于等离子体归一化半径为  $0.533$  处. 安全因子  $q$  的分布从等离子体中心到归一化半径等于  $1$  处为单调上升的, 且等离子体中心  $q_0$  值小于  $1$ .

用本文介绍的实验测量结果反演获得的安全因子  $q$  与完全用大环境比理论模型计算得到的值的对比示于图 4. 对比理论计算和测量反演值可以发现: 最小的误差出现在等离子体中心, 误差值大约为  $3\%$ ; 最大的误差 ( $\sim 12\%$ ) 出现在归一化半径为  $1$  的地方. 这种误差的分布结果对于物理分析是有利的, 因为在等离子体中心  $q$  值较小, 反演误差过大将为物理研究带来更大的不确定性和错误. 为了验证测量结果的合理性, 我们用软 X 射线的测量结果进行了对照. 根据经典的磁流体不稳定性理论<sup>[9]</sup>, 托卡马克等离子体放电中经常会出现锯齿状的磁流体不稳定性行为, 正锯齿与反锯齿反转位置就对应于安全因子  $q = 1$  的面. 图 5 是这次放电的软 X 信号波形. 观察这次放电的软 X 射线阵列上的信号, 发现有明显的锯齿震荡现象, 锯齿反转面在  $r = 0.4$ , 对照我们测量和拟合的  $q$  值曲线, 当  $r = 0.4$  时,  $q = 1.04$ . 偏值误差为  $4\%$ .

图 6 显示的是较高放电参数的一次放电 ( $I_p = 310$  kA,  $B_t = 2.38$  T,  $n_e = 3 \times 10^{13}$  cm $^{-3}$ ) 波形. 在  $t = 320$ — $820$  ms 期间 ECRH 注入. 图 7 是这次放电中  $t = 520$  ms 时, 用测量到的法拉第旋转角和

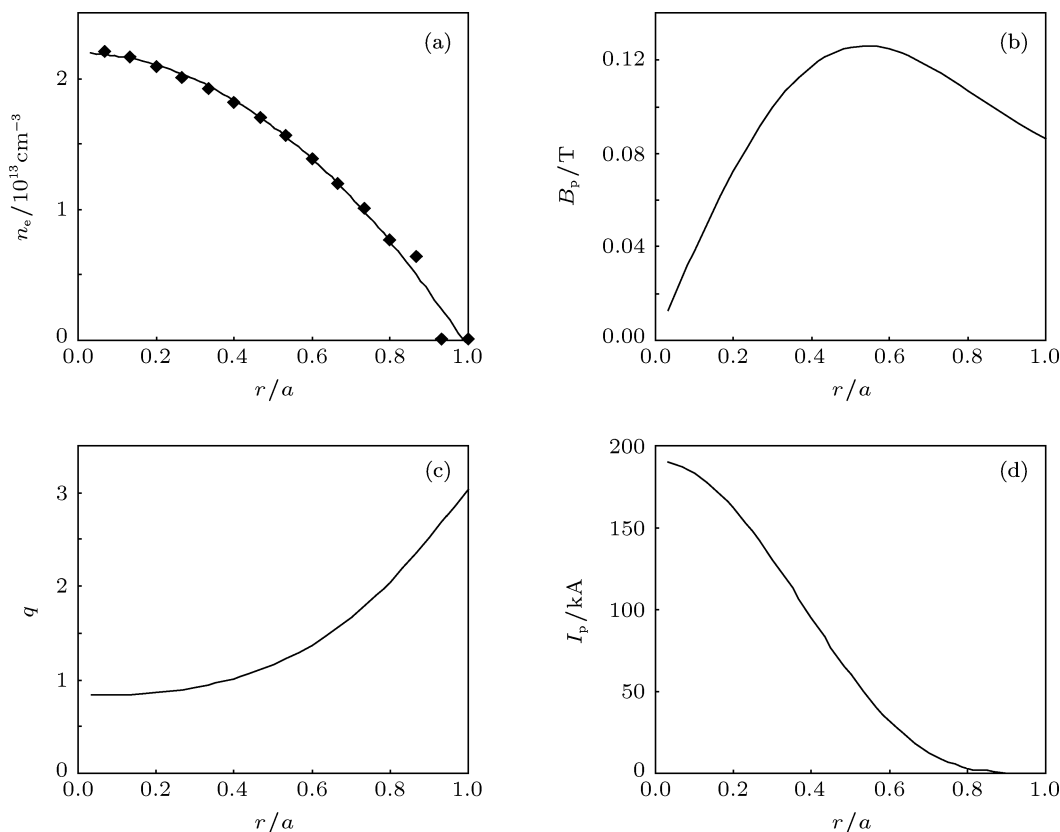


图 3 16547 次放电  $t = 600$  ms 时用测量的电子密度和法拉第旋转角反演获得的 (a) 密度分布; (b) 极向场分布; (c) 安全因子分布; (d) 电流分布

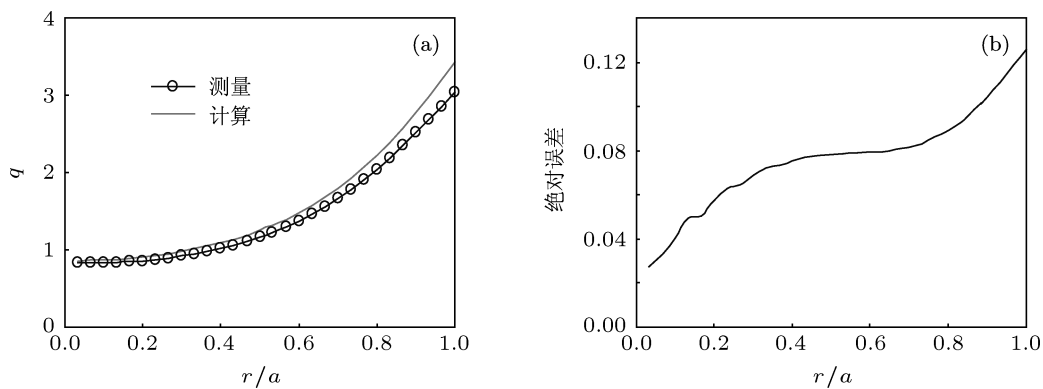


图4 测量数据反演和理论模型计算得到的安全因子分布 (a) 及误差 (b)

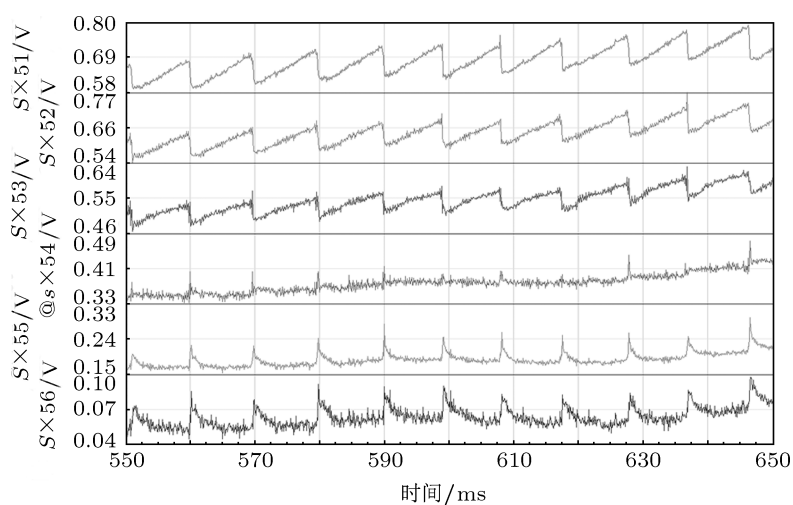


图5 16547次放电的软X射线辐射信号, 道与道间隔  $0.0925 r_a$

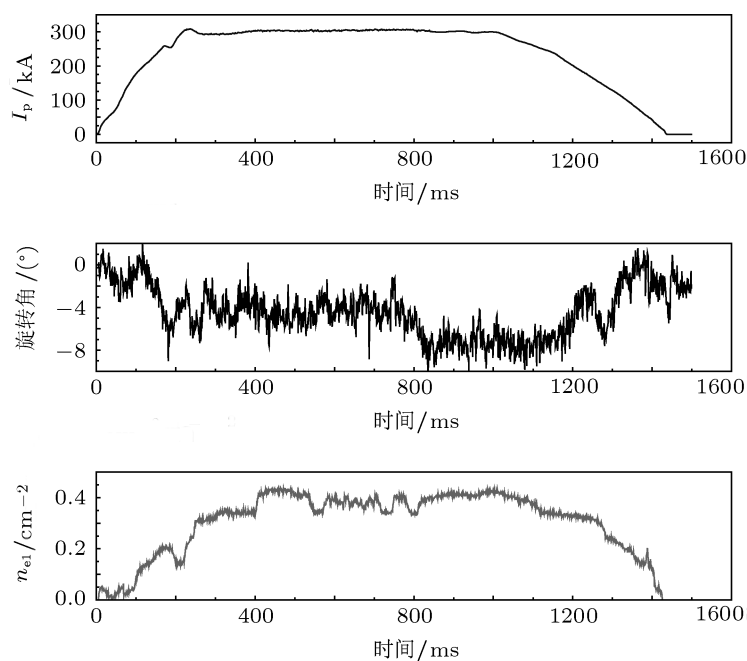


图6 15546次放电物理参数随时间变化波形

电流及积分线电子密度通过上述的物理模型反演计算获得的电子密度、极向场、安全因子和电流密度的分布情况. 对于这次放电, 测量得到的中心安全因子  $q_0 = 1.3$ , 对照观察软 X 射线辐射信号发现此次放电为无锯齿放电, 表明中心  $q$  值大

于 1. 另外, 从图 2 和图 6 的测量结果还可以看出极向场的大小和放电电流的大小成正比. 实验结果证明偏振干涉仪测量的法拉第旋转角及其模拟计算获得的安全因子信息与软 X 射线测量的结果基本一致.

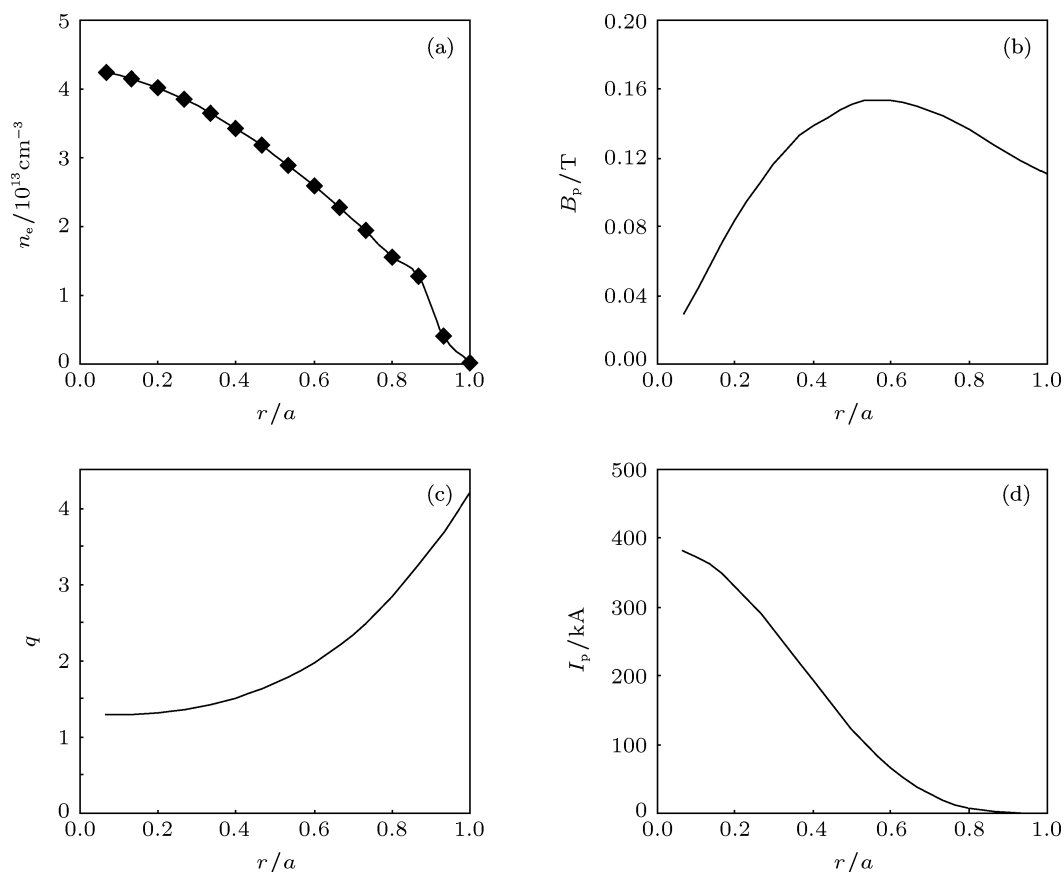


图 7 15546 次放电  $t = 520$  ms 时用测量的电子密度和法拉第旋转角反演获得的 (a) 密度分布; (b) 极向场分布; (c) 安全因子分布; (d) 电流分布

## 4 讨论

托卡马克等离子体安全因子分布是研究众多等离子体约束与输运物理问题的基本参数. 通过法拉第旋转角测量数据反演获得安全因子信息是一个常规的诊断方法, 但是前提是必须有多路测量的实验数据. 由于法拉第旋转角诊断技术实现较为复杂和困难, 国内这方面的工作刚刚起步. HL-2A 装置首次实现了单路法拉第旋转角的测量. 为了提高诊断数据的利用率, 本文提出了一种将有限的实验数据与合理的物理模型相结合的获得安全因子  $q$  分布的方法, 并通过不同的放电情形验证该处理方

法的可行性, 获得了电流密度和安全因子的分布. 用该方法获得的结果与软 X 射线测量的结果一致.

本文所讨论的  $q$  分布的处理模型主要适用于等离子体放电处于平衡时的情况. 对于电流的上升和下降阶段以及反剪切的分布大环径比的物理模型将不适用, 因为在这些情形下电流分布会出现空心的情况. 在处理特殊分布形态的等离子体时, 多路的法拉第测量数据必须提供, 结合边缘磁探针测量结果, 利用磁场重建程序 EFIT 才能获得  $q$  的准确信息. 用于测量多路法拉第角的多道激光极化干涉仪系统正在 HL-2A 装置上进行建设, 借助 EFIT 程序建立安全因子  $q$  和电流密度分布将是后续的

工作.

邓伟提供软 X 射线测量数据, 丁玄同、刘仪、张锦华、黄贤礼给予有益的讨论. 作者在此深表谢意.

本项工作得到 HL-2A 装置运行和实验组的大力支持.

- [1] Ding X T 2010 *Physics* **39** 390 (in Chinese) [丁玄同 2010 物理 **39** 390]
- [2] Donn A J H, Costley A E, Barnsley R, Bindslev H, Boivin R, Conway G, Fisher R, Giannella R, Hartfuss H, von Hellermann M G, Hodgson E, Ingesson L H, Itami K, Johnson D, Kawano Y, Kondoh T, Krasilnikov A, Walker C, Young K, the ITPA Topical Group on Diagnostics 2007 *Nucl. Fusion* **47** S337
- [3] Hutchinson I H 2002 *Principles of Plasma Diagnostics*, (2nd Edn.) (Cambridge: Cambridge University Press)
- [4] Orsitto F P, Boboc A, Gaudio P, Gelfusa M, Giovannozzi E, Mazzotta C, Murari A, JET EFDA Contributors 2011 *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 035001
- [5] Zhou Y, Deng Z C, Liu Z T, Yi J, Tang Y W, Gao B Y, Tian C L, Li Y G, Ding X T 2007 *Rev. Sci. Instrum.* **78** 3503
- [6] Zhou Y, Deng Z C, Li Y G, Li C Z, Yi J, Li L C, Lui Y, Yang Q W, Duan X R, Brower D L, Ding W X 2011 *15th International Symposium on Laser Aided Plasma Diagnostics* Jeju, Korea Oct. 9–13 2011
- [7] Veron D 1979 *Infrared and Millimeter Wave* (Vol. 2) (New York: Academic Press)
- [8] Wesson John 1997 *Tokamak* (2nd Edn.) (Oxford: Clarendon Press)
- [9] Jahns G L, Soler M 1978 *Nucl. Fusion* **18** 609

## How to obtain $q$ -profile from results of polarimeter\*

Jiao Yi-Ming<sup>†</sup> Zhou Yan Li Yong-Gao Li Chang-Zheng

(Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China)

(Received 21 November 2011; revised manuscript received 5 April 2012)

### Abstract

A new method to obtain the  $q$ -profile and current density distribution from Faraday rotation angle measured by polarimeter is introduced. The large aspect-ratio hypothesis is taken into consideration in plasma equilibria discharge analysis. The  $q$ -profiles and current density profiles are obtained in Ohmic and ECRH discharges. The calculation results accord well with the soft X-ray measurements.

**Keywords:** Tokamak plasma, Faraday rotation angle, polarimeter

**PACS:** 52.55.Fa, 52.65.-y, 52.70.-m

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 1175048, 11275059) and National Magnetic Confinement Fusion Science Program, China (Grant No. 2010GB101002).

<sup>†</sup> E-mail: jiaoym@swip.ac.cn