

# 多目标优化发射层析算法在等离子体场光谱诊断中的应用<sup>\*</sup>

万 雄<sup>1,2)</sup> 于盛林<sup>2)</sup> 王长坤<sup>2)</sup> 乐淑萍<sup>1)</sup> 李冰颖<sup>1)</sup> 何兴道<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>(南昌航空工业学院测控系,南昌 330034)

<sup>2)</sup>(南京航空航天大学自动化学院,南京 210016)

(2003 年 6 月 6 日收到 2003 年 11 月 12 日收到修改稿)

提出一种基于多目标优化原理的发射光谱层析(EST)图像重建新算法 MCIRT。通过计算机数值模拟,考察了该算法对非对称发射系数场分布的重建效果。结果表明,与传统层析算法相比,MCIRT 算法具有收敛快,重建精度高的优势,适合于非完全数据情况下的等离子体发射系数场重建,并且实时性更好。作为一个应用实例,运用谱线相对强度法重建了自由电弧等离子体的三维温度及粒子数密度分布。

关键词:等离子体诊断,图像重建

PACC: 5270, 4230V

## 1. 引 言

光学层析技术(OCT)是一种从三维场分布参数线积分重建场分布的技术。它在热物理量测量、等离子体诊断<sup>[1-4]</sup>等方面已显示出极大的优越性。应用比较广泛的 OCT 技术是激光层析干涉技术,其测量主要是采用激光全息干涉测量技术,在获得流场不同干涉图的基础上,把流场分成一组平行的截面,根据各个干涉数据,由计算机分别处理不同截面流场的参数分布。激光层析法的主要优点是非接触全场测量,空间分辨率好,测量精度高,信息量丰富,是实现流场分布信息定量测量的重要途径之一,能实现对高温瞬态温度场的实时测量<sup>[5,6]</sup>。早在上世纪 60 年代末,Collins 等人<sup>[7]</sup>就尝试用多方向全息干涉法来研究高速流场。70 年代初,Sweeney 与 Vest 开始了光学层析术的理论和实践的探索<sup>[8,9]</sup>,并用全息干涉 OCT 研究温度场、气体密度场的折射率分布。以后的实验手段和计算方法不断改进,测试(显示)的相位场也越来越复杂,如螺旋桨叶片的涡旋不规则流场<sup>[10]</sup>、激波风洞<sup>[11]</sup>、火箭喷口羽焰<sup>[12]</sup>、燃烧室内热流场<sup>[13]</sup>、超音速射流对流场<sup>[14]</sup>、高音速激波场<sup>[15]</sup>以及含不规则障碍的非对称流场<sup>[16]</sup>等等。

到目前为止,各种光学层析技术在实际应用方面都有其局限性。例如光束偏转法需要测量对象进行旋转和移动扫描,它能应用于稳态场测量,但不能适用于瞬态场测量。全息层析技术能进行物理量的瞬态测量,但由于装置成本和复杂性原因,该方法受到极大限制。

近年来,结合辐射光谱测量及光学层析形成的发射光谱层析技术(emission spectral tomography, EST)<sup>[17]</sup>引起了人们极大关注。其得益于 CCD 等光电探测器性能的不断发展以及 EST 系统易实现性。目前,EST 谱强度数据采集方式主要有两种方式,一类是采用光纤传感到扫描结合发射光谱仪,其优点是能获得发射场较宽波长范围的谱强度数据;另一类是用多位数面阵 CCD 探测器结合窄带滤波片,其优点是可同时获得待测三维发射场沿某一方向特定波长的所有谱强度数据,在获取数据的难易程度上,EST 比 OCT 技术更有优势。

重建三维发射场分布要求实时性,因此 EST 获得的往往是在少方向数及有限视角下的谱强度数据(即非完全数据)<sup>[14,18]</sup>。传统的非完全数据层析重建算法一般是基于级数展开的迭代算法,包括:ART, SIRT, MART, SART 等算法,每种算法都有它的优点也有其局限性。

\* 中国航空科学基金(批准号 00156004)及江西省测控工程研究中心基金(批准号 JK200204002)资助的课题。

<sup>†</sup>E-mail: wanxiong1@163.net; 电话 0791-8202831.

本文提出一种新颖的基于多目标优化原理的发射光谱层析算法(multi-criterion iterative reconstruction technique, MCIRT)。数值模拟表明,与三类传统算法:代数重建算法(ART)、乘性代数重建算法(MART)、同时迭代重建算法(SIRT)相比,MCIRT具有收敛快(重建时间短)、重建精度高的优点。作用应用实例,结合谱线相对强度法,对电弧等离子体场进行了三维分布重建。

## 2. EST 原理

在热等离子体光谱诊断技术<sup>[19-24]</sup>中,等离子体的谱线发射系数 $\epsilon_v$ 是个非常重要的参数,但它无法直接测量得到。测量仪器所能感受到的是谱强度值 $I_v$ ,所以必须知道谱线发射系数 $\epsilon_v$ 和谱线强度 $I_v$ 之间的定量关系,才能通过测量谱线强度 $I_v$ 而求得等离子体温度 $T$ 、粒子数密度、电离度等分布。当等离子体不满足柱对称条件时,所测得的谱强度不仅与径向位置 $t$ 有关,而且还与所测量谱强度的方位角 $\phi$ 有关。如图1所示,当等离子体满足光学薄的条件时,谱强度与发射系数的关系可表示为

$$I_v(t, \phi) = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_v(x, y) ds. \quad (1)$$

谱强度是发射系数沿坐标轴 $s$ 的投影数据,即谱强度 $I_v$ 是发射系数 $\epsilon_v$ 的 Radon 变换。发射系数分布函数 $\epsilon_v(x, y)$ 的重建问题可归结于 Radon 逆变换,即从投影数据重建图像。

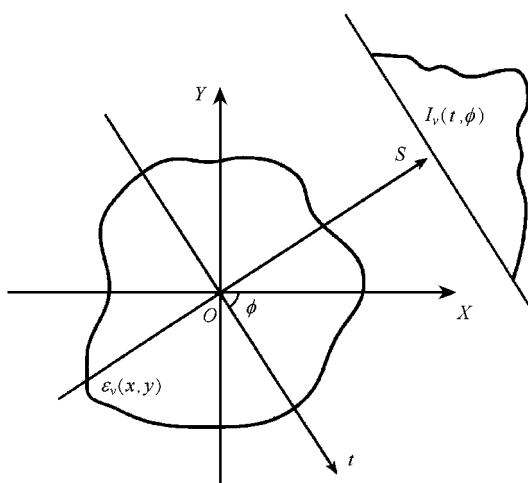


图1 谱强度与发射系数关系图

在等离子体诊断实验中,多方向谱强度数据不好获得。换言之,由于实验条件及装置的限制,在通

常情况下只能得到少投影方向数(投影方向数小于等于4)下或非完全视场角(视场角小于180°)下的谱强度数据。必须采用非完全数据光学层析算法,根据所采得的谱强度数据,重建某一频率所对应的发射系数场分布。再利用等离子光谱诊断方法,重建等离子体任一截面的温度场、电子数密度场、原子数密度场、离子数密度场、电离度场的分布,改变截面的纵向高度,从而可重建等离子体三维场分布。

## 3. MCIRT 算法原理

从数学角度,源函数的重建问题可归结于 Radon 逆变换,即从投影数据重建图像。在基于级数展开理论的层析重建算法中,为了重建出三维流场,首先将重建区域进行网格划分,即 $x$ 方向均分为 $M$ 格, $y$ 方向均分为 $N$ 格,则共划分的网格数为 $MN$ 。如图2所示,则发射系数分布函数 $\epsilon_v(x, y)$ 的离散表示为

$$\epsilon_v(x, y) = \sum_{j=1}^{MN} f_j b(x - x_j, y - y_j), \quad (2)$$

式中 $f_j$ 是对应于位置 $(x_j, y_j)$ 的发射系数函数值,共有 $MN$ 个点的函数值需要重建;  $b$ 为基函数,可选择脉冲基函数、双线性函数、sinc 函数等<sup>[25]</sup>。本文提出的 MCIRT 算法采用立方余弦函数<sup>[26]</sup>,用它重建的图像光滑性更好,其表示为

$$b_{xy} = b_x\left(\frac{x - ml_x}{l_x}\right) b_y\left(\frac{y - nl_y}{l_y}\right), \quad (3)$$

式中

$$\begin{aligned} b_x(u) &= b_y(u) \\ &= \frac{12\pi^2}{(5\pi^2 + 16)} \left[ \left( \frac{1}{3} - u^2 \right) \left( 1 + \frac{1}{4} \cos 3\pi u \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{u}{4\pi} \sin 3\pi u + \frac{2}{3\pi^2} (1 + \cos 3\pi u) \right] \quad |u| \leq \frac{1}{3}, \\ &= \frac{24\pi^2}{15\pi^2 - 16} [0.5(|u| - 1)^2 \left( 1 + \frac{1}{4} \cos 3\pi u \right) \\ &\quad + \frac{3(1 - |u|)}{8\pi} \sin 3\pi |u| \\ &\quad - \frac{1}{3\pi} (1 + \cos 3\pi u)] \quad \frac{1}{3} \leq |u| \leq 1 \\ &= 0 \quad |u| > 1. \end{aligned} \quad (4)$$

结合(1)和(2)式,并用 $i$ 表示射线序号可得

$$\begin{aligned} I_v(t, \phi)|_i &= \sum_{j=1}^{MN} f_j \int_i b(x - x_j, y - y_j) ds \\ &= \sum_{j=1}^{MN} w_{ij} f_j. \end{aligned} \quad (5)$$

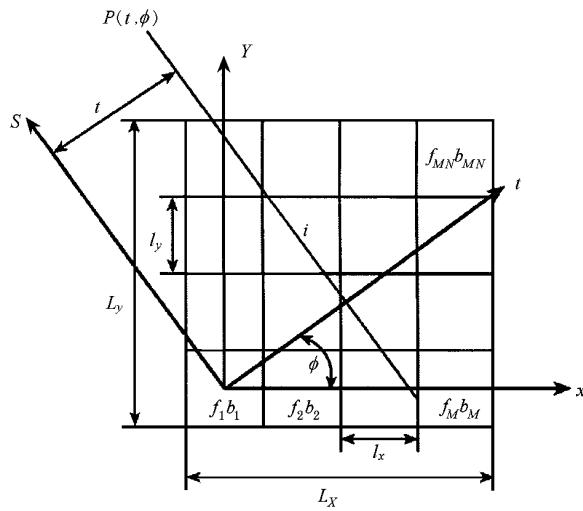


图2 级数展开法网格划分图

若投影方向数为  $n$ , 每个投影方向采样点数(射线根数)为 RPV, 则上式中总的辐射投影射线数目  $I = n \times \text{RPV}$ . 若用  $W$  表示由元素  $w_{ij}$  所定义的  $I \times MN$  维矩阵, 称为投影矩阵.  $I_i$  表示由元素  $I_i(t, \phi)$  定义的一维向量, 称为测量向量.  $F$  表示由离散重建发射系数  $f_j$  构成的图像向量. 并考虑到投影测量误差, 则上式矩阵形式为

$$I_i = WF + E, \quad (6)$$

其中  $E$  为投影测量误差向量, 其中包括有测量随机误差和测量方法本身的固有误差, 这些误差是无法消除的, 而且在重建过程中被严重放大. 若当  $I > MN$  或  $I < MN$  时, 并且考虑到误差向量  $E$  的影响. 方程(6)可能会有许多个解或无解. 图像重建问题归结为由测量向量, 依据一定的优化准则, 估计图像向量  $\hat{F}$ .

传统的迭代算法所遵循的最优准则都是单一的. 例如 ART 当初始图像选择合适时, 它遵循最小模准则; SIRT 遵循最小二乘准则; MART 遵循最大熵准则等等. 本文提出一种基于多目标优化理论的重建算法 MCIRT, 它遵循最小二乘准则, 最大熵准则, 最大平均性及光滑准则.

最小二乘准则对应的目标函数为

$$\Phi_1(\hat{F}) = (\mathbf{P} - W\hat{F})^T(\mathbf{P} - W\hat{F}). \quad (7)$$

最小二乘准则只是以各次射线和的测量值与估计值之差的平方和最小为准, 没有涉及各相邻像素间的关系, 所以满足最小二乘准则的  $\hat{F}$  可能有多个, 必须加以约束. 考虑以下的实际情况:

1) 相邻网格的测试场像素值平均来讲是十分接

近的. 为了计及这一事实, 引入一目标函数

$$\Phi_{21}(\hat{F}) = \sum_{j \in \xi} (f_j - \frac{1}{8} \sum_{k \in \xi_j} f_k)^2, \quad (8)$$

式中  $\xi$  为不靠边界的像素集合;  $\xi_j$  为与  $f_j$  相邻的八个方向上像素集合. 其物理意义是尽量使每一个像素值等于周围的八个像素的平均值.

上式可改写为

$$\Phi_{21}(\hat{F}) = \hat{F}^T (\sum_{j \in \xi} S_j S_j^T) \hat{F} = \hat{F}^T \mathbf{B} \hat{F}, \quad (9)$$

式中  $S_j = [S_{j1} \ S_{j2} \ \dots \ S_{jMN}]^T$  为列向量, 其中分量

$$S_{jk} = \begin{cases} 1 & k = j, \\ -\frac{1}{8} & k \in E_j, \\ -\frac{1}{8} & k \in V_j, \\ 0 & \text{其他}, \end{cases} \quad (10)$$

其中  $E_j$  为与  $f_j$  边界相邻的像素集合;  $V_j$  为与  $f_j$  顶角相邻的像素集合.

2) 一般重建测试场, 其参数变化较平缓, 即参数图像较平滑, 要计及这一情况, 应使图像的方差最小. 为此引入目标函数

$$\Phi_{22}(\hat{F}) = \sum_{j=1}^{MN} f_j^2 = \|\hat{F}\|^2 = \hat{F}^T \hat{F}. \quad (11)$$

此时图像最平滑, 故又称平滑准则.

结合(9)和(11)式, 最大均匀性及最光滑准则对应的目标函数为

$$\Phi_2(\hat{F}) = \hat{F}^T (\mathbf{B} + I) \hat{F} = \hat{F}^T \mathbf{B}' \hat{F}. \quad (12)$$

最大熵准则使下面的目标函数最大:

$$\Phi'_{31}(\hat{F}) = - \sum_{j=1}^{MN} f_j \ln f_j = - \hat{F}^T \ln \hat{F}, \quad (13)$$

即使下式最小:

$$\Phi_3(\hat{F}) = \hat{F}^T \ln \hat{F}. \quad (14)$$

结合以上准则, MCIRT 算法使下述目标函数最小:

$$\Phi(\hat{F}) = \sum_{l=1}^3 \lambda_l \Phi_l(\hat{F}), \quad (15)$$

式中  $\lambda_l$  表示第  $l$  个准则在重建问题中占的权重, 它取最小的条件可通过矩阵微分来求, 即

$$\begin{aligned} \frac{d\Phi(\hat{F})}{d\hat{F}} &= -2\lambda_1 W^T (\mathbf{P} - W\hat{F}) \\ &\quad + 2\lambda_2 \mathbf{B}' \hat{F} + \lambda_3 (\ln \hat{F} + 1) = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

创建以下乘性迭代公式:

$$\mathbf{F}^{(0)} = 1,$$

$$\mathbf{F}_{(j)}^{(k+1)} = \mathbf{R}_{(j)}^{(k)} \cdot \mathbf{F}_{(j)}^{(k)}, \quad j = 1, 2, \dots, MN.$$

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{(j)}^{(k)} &= 1 + \gamma [2\lambda_1 w_j (P_i - \mathbf{W}_i \mathbf{F}^{(k)}) - 2\lambda_2 \mathbf{B}'_{ij} \mathbf{F}_{(j)}^{(k)} \\ &\quad - \lambda_3 (\ln \mathbf{F}_{(j)}^{(k)} + 1)], \\ i &= k(\bmod I) + 1. \end{aligned} \quad (17)$$

式中  $\gamma$  代表松弛因子, 权重因子在第一次迭代时全取为  $1/3$ .

## 4. 计算机数值模拟与结果

### 4.1. 重建发射系数场函数、误差指标及投影方式选择

为了考察上述算法的可靠性与重建效果, 选用单峰余弦函数及四峰非对称高斯函数进行发射系数的数值模拟.

单峰余弦函数如图 3 所示, 代表的是光滑、非对称且在区域边缘梯度趋于零的场分布, 表达式如下:

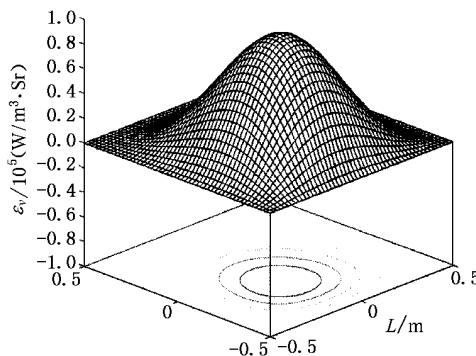
$$\begin{aligned} \epsilon_v(x, y) &= 0.25 \{1 - \cos[2\pi(x + 0.5)^{2/5}]\} \{1 \\ &\quad - \cos[2\pi(y + 0.5)^{2/3}]\}, |x, y| < 0.5, \\ &= 0, \quad \text{其他}. \end{aligned} \quad (18)$$


图 3 单峰余弦模拟发射系数场分布

四峰非对称高斯发射系数函数如图 4 所示, 代表多相任意的自由电弧发射系数场分布情况, 表达式为

$$\begin{aligned} \epsilon_v(x, y) &= \sum_{i=1}^4 a_i \exp \left[ -\frac{4 \ln 2}{0.2^2} (x - x_i)^2 \right. \\ &\quad \left. - \frac{4 \ln 2}{0.2^2} (y - y_i)^2 \right], \\ x_1 &= 0.15, y_1 = 0.15; x_2 = 0.15, y_2 = -0.15; \\ x_3 &= -0.15, y_3 = 0.15; x_4 = -0.15, y_4 = -0.15; \\ a_1 &= 1, a_2 = 0.4, a_3 = 0.6, a_4 = 0.8. \end{aligned} \quad (19)$$

以上发射分布经辛普生数值线积分, 可得到各个投影方向的模拟谱线强度数据  $I_i$ . 为了考查测量误差及噪声对重建的影响, 在谱强度数据上加以高

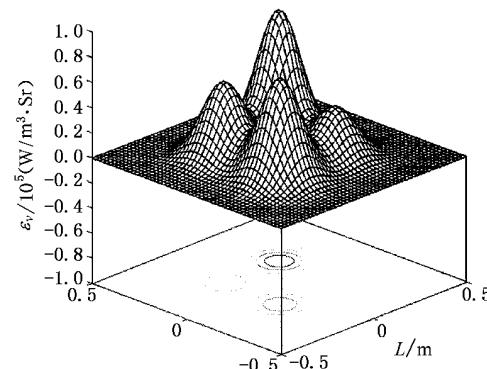


图 4 四峰高斯模拟发射系数场分布

斯噪声如下:

$$I'_i = [1 + N(\mu, \sigma^2)] \cdot I_i, \quad (20)$$

高斯噪声的均值  $\mu = 0$ , 方差  $\sigma^2$  取 0.03.

定义三种重建误差:

1. 平均相对误差

$$\alpha = \frac{\sum_{j=1}^{MN} |f_j - f'_j|}{f_{jmax} \times M \times N}. \quad (21)$$

2. 最大相对误差

$$\beta = \frac{|f_j - \hat{f}_j|_{\max}}{f_{jmax}}. \quad (22)$$

3. 均方根误差

$$\gamma = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{MN} (f_j - \hat{f}_j)^2}{\sum_{j=1}^{MN} f_j^2}}. \quad (23)$$

三种误差定义从不同角度体现了重建误差, 从而客观地反映了算法的重建精度, 式中  $f_j$  为原始发射系数,  $\hat{f}_j$  为重建发射系数.

采用两种有限角方式进行重建.

- 1) 两个正交方向的投影角;
- 2) 四个间隔为 45 度的投影角.

### 4.2. 重建结果及收敛性分析

为了考察基于多目标优化原理的层析新算法 MCIRT 的效果, 我们选择基于级数展开的代数重建算法(ART)、乘性代数重建算法( MART )、同时迭代重建算法( SIRT )与之相比.

在重建中, 我们选用以下参数: 每个投影方向采样点数 RPV 均为 51 个点, 总射线数为  $I = 204$ , 函数重建区域的空间分辨率  $M \times N = 26 \times 26 = 676$ .

重建误差比较见表 1. MCIRT 算法重建结果如

图 5 和图 6 所示, 四种算法平均误差收敛曲线见图 7 和图 8(单峰余弦场为仅从两个方向投影重建, 四峰高斯场为从四个方向投影重建)。

表中斜体的数据为相同情况下的最优结果, 结

果表明, MCIRT 算法与传统算法相比在相同的迭代次数情况下, 重建效果全面占优(除了单峰余弦重建时最大误差指标劣于 MART 算法). 并且无论有无噪声, 其收敛都非常迅速, 因此具有实时重建的潜力.

表 1 MCIRT 与传统重建算法重建误差对比

重建发射系数函数	有限角投影方式	重建算法	噪声( $\sigma^2$ )	松弛因子	重建误差/%		
					$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
单峰余弦	<i>A</i>	SIRT	0	5	4.07	16.22	14.27
		ART	0	0.3	3.86	15.09	13.62
		MART	0	0.1	2.84	1.00	0.96
		MCIRT	0	0.03	1.91	1.20	0.88
		SIRT	0.03	5	4.44	17.81	15.64
		ART	0.03	0.3	4.25	16.95	14.98
		MART	0.03	0.1	1.63	8.01	5.94
		MCIRT	0.03	0.03	1.54	7.68	5.98
四峰高斯	<i>B</i>	SIRT	0	5	1.58	14.13	11.35
		ART	0	0.3	1.39	12.40	10.18
		MART	0	0.1	0.88	6.04	6.16
		MCIRT	0	0.03	0.83	5.44	5.55
		SIRT	0.03	5	2.12	24.41	15.70
		ART	0.03	0.3	2.06	25.57	15.32
		MART	0.03	0.1	4.00	66.56	35.85
		MCIRT	0.03	0.03	1.94	18.50	13.69

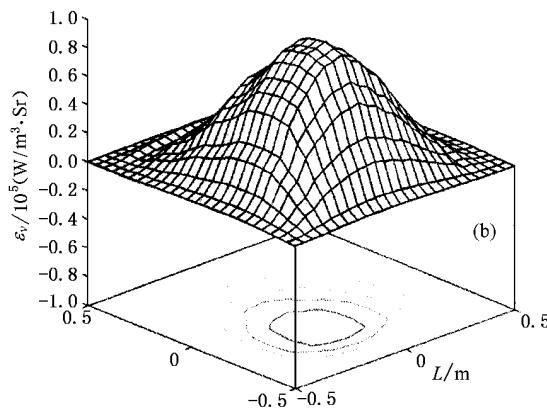
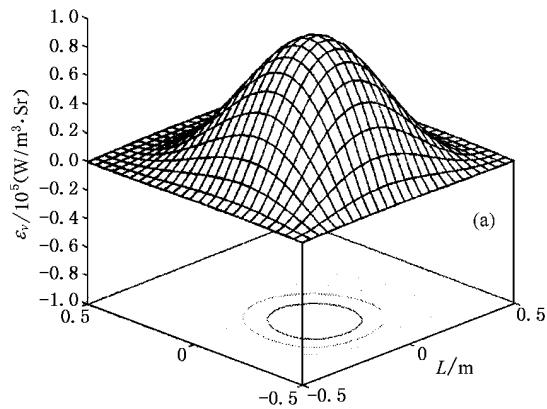


图 5 MCIRT 单峰余弦发射系数场 (a) 无噪声和 (b) 有噪声重建结果

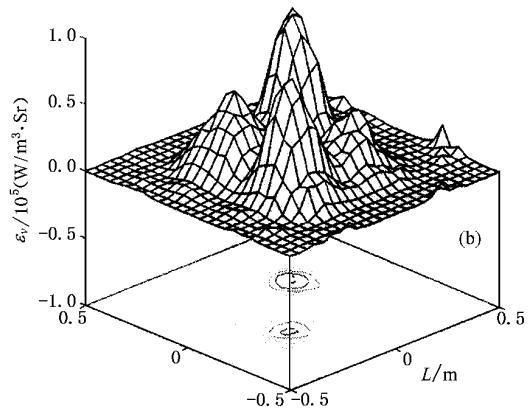
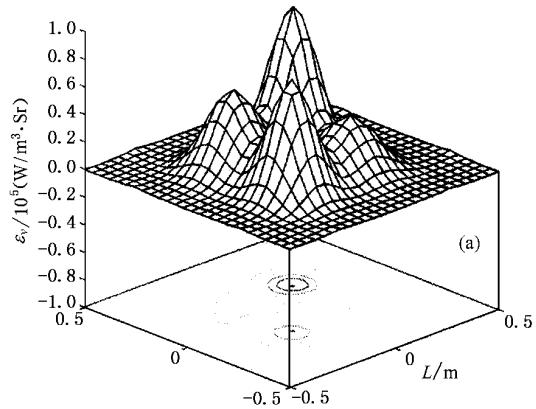


图 6 MCIRT 四峰高斯发射系数场 (a) 无噪声和 (b) 有噪声重建结果

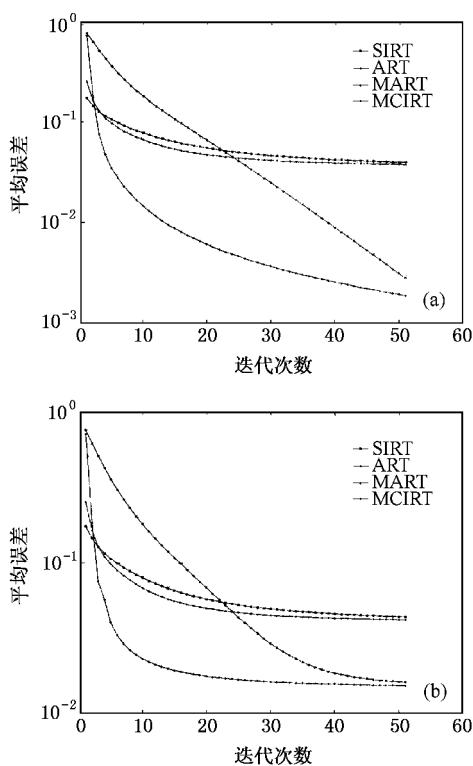


图 7 四种重建算法单峰余弦发射场 (a)无噪声和(b)有噪声  
重建收敛性对比

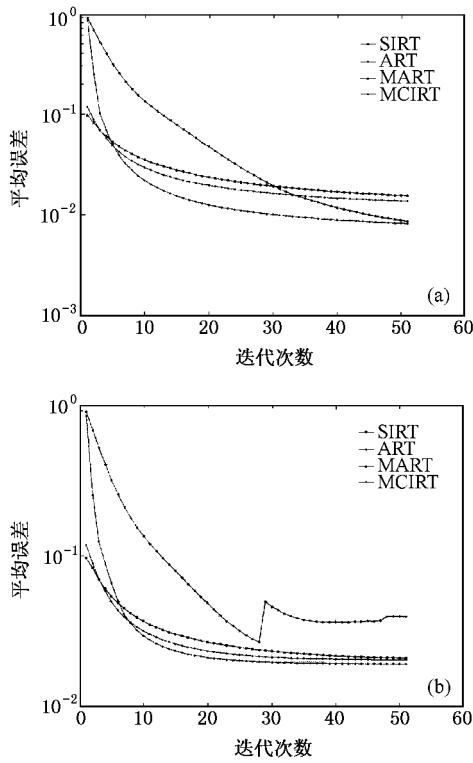


图 8 四种重建算法四峰高斯发射场 (a)无噪声和(b)有噪声  
重建收敛性对比

## 5. 氩气电弧等离子体场的重建实验

### 5.1. 实验装置及谱强度数据

辐射光谱层析重建等离子体场分布实验装置如图 9 所示。该实验数据采集系统由光纤准直传感器、光谱仪、计算机、旋转平台、水平平移机构、垂直平移机构及由步进电机为主体的驱动及控制机构所构成。

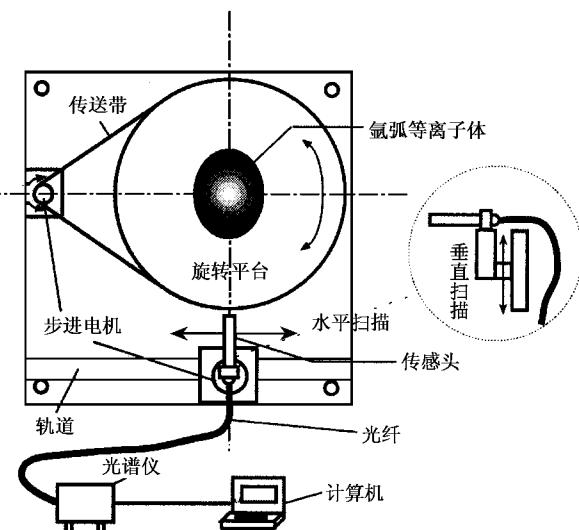


图 9 电弧等离子体场层析重建实验装置

待重建之三维电弧等离子体场放置于旋转平台中央位置，它向空间各个方向都会存在辐射，光纤准直传感器与旋转平台平行并可由步进电机驱动装置驱动在某一水平及垂直方向作等间距扫描，且其扫描速度可调节。

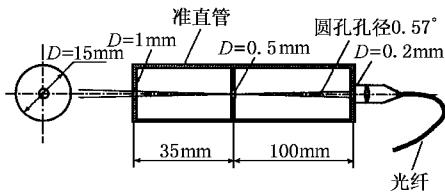


图 10 光纤传感头结构图

光纤准直传感器的结构如图 10 所示，由准直管、三个圆孔光阑及传光光纤组成。各部分尺寸如图所示，它能保证传送进光纤的辐射光线是沿直线行进的，并且其有效空间分辨率为 0.5mm。

实验对象是一双气通道 TIG 焊弧，其电流为

40A, 电压为 18.5V, 内喷嘴直径为 5mm, 喷出的氩气流量为 1.5L/min, 弧长为 1.4cm, 如图 11 所示。



图 11 实验用氩 TIG 焊弧

实验第一步,首先确实重建三维等离子体场的空间范围。因为弧长仅为 1.4cm,故在垂直方向确定 5 个重建截面,相邻两截面的垂直距离为 2mm。水平方向的重建范围取决于电弧的直径,在所有 5 个重建截面中,最大直径在 15mm 左右。

实验第二步,确定水平方向扫描点数,实验中每隔 0.5mm 扫描一个点,根据各截面电弧直径确定扫描点数。

实验第三步,按确定的重建范围开始扫描,先扫第一个截面。扫描过程中,电弧等离子体辐射光通过准直管经光纤传送到光谱仪的入口狭缝处,经过光谱仪内部光路分光后,可得到各波长的沿某一直线的谱强度数据。这些数据通过计算机接口传送到计算机中进行存储。作一次水平扫描即可获得平行束 CT 某一方向的全部投影值。随后在控制机构的控制下,主步进电机通过齿形带带动旋转平台转过一个角度,重复第二个方向的水平扫描,实验中为方便起见,共只选择两个方向,按这些步骤获得两个方向的投影数据,即辐射谱强度值。

实验第四步,在控制机构的作用下,光纤准直传感头沿纵向平移一微小距离即 2mm(可调节)。重复以上步骤,获得第二个截面两个方向的辐射谱强度值。然后,再纵向平移,扫第三个截面,最终完成整个待重建三维等离子场的谱强度数据获取工作。

图 12 和图 13 所示为第一个截面(即离喷嘴 2mm 处)两个正交方向( $0^\circ$  和  $90^\circ$ ),每方向 26 个点的

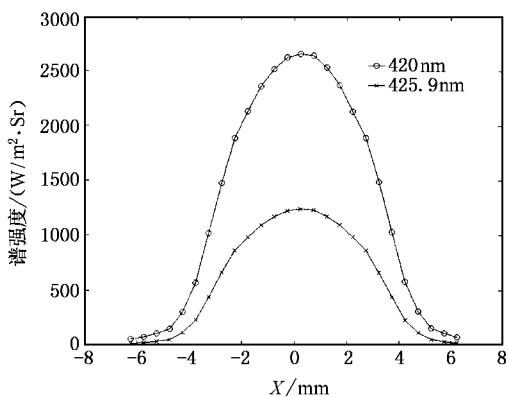


图 12 X 方向各采样点谱强度

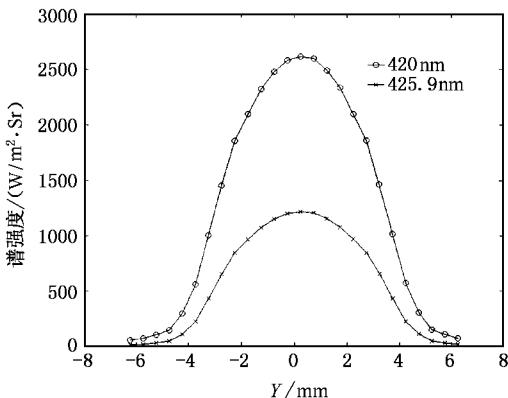


图 13 Y 方向各采样点谱强度

谱强度值曲线(波长为 420nm 及 425.9nm)。

值得注意的是,在实验中,扫描、平台旋转、纵向平移等步骤都需要花一定时间。因此如在数据采集过程中,等离子体场不稳定或是变化速度高于数据采集速度,将会使得该重建实验失败。故该实验方法仅适用于相对较稳定的等离子体场重建。在实验中,氩弧等离子体的驱动电流及电压均由伺服系统控制,因此其场分布还是相当稳定的。故该数据采集方式可以适用。

## 5.2. 等离子体场分布重建

首先,根据 420nm 及 425.9nm 两个正交方向测得的谱强度值,分别重建两个波长所对应的发射系数分布。重建区域的空间分辨率  $M = N = 51$ 。

图 14 和图 15 为用 MCIRT 层析算法重建的 420nm 及 425.9nm 对应的发射系数形貌图及等高线分布。可看出发射系数呈现出单峰非对称分布。

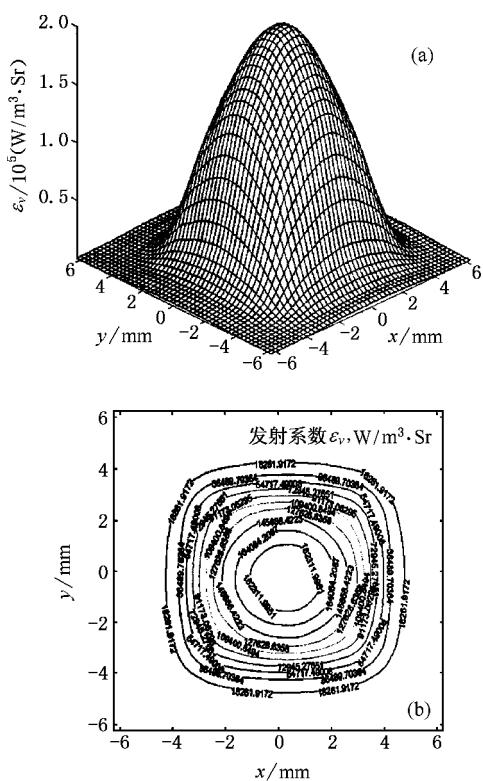


图 14 波长 420nm 发射系数重建 (a) 形貌图 (b) 等高线分布图

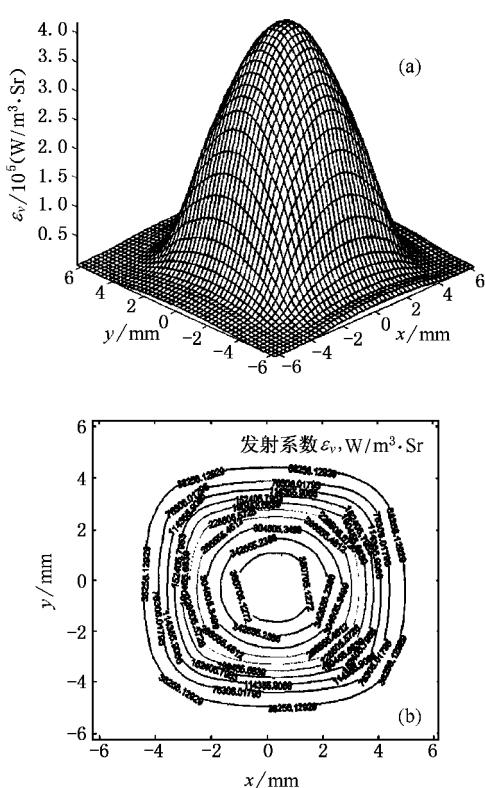


图 15 波长 425.9nm 发射系数重建 (a) 形貌图 (b) 等高线分布图

然后,根据谱线相对强度法,两条谱线的发射系数比值为

$$\frac{\varepsilon_{\nu_1}}{\varepsilon_{\nu_2}} = \frac{\nu_1 A_1 g_1}{\nu_2 A_2 g_2} \exp\left(-\frac{E_{u_1} - E_{u_2}}{kT}\right), \quad (24)$$

式中  $\nu$  为谱线频率,  $A$  为爱因斯坦跃迁概率,  $g$ ,  $E$  分别为高能级  $u$  的统计权重和能量。以上参数均为原子常数。对于 420nm 谱线:其  $A = 0.96 \times 10^{-6}$  (1/s);  $g = 7$ ;  $E = 14.50$  eV。对于 425.9nm 谱线:其  $A = 4.09 \times 10^{-6}$  (1/s);  $g = 1$ ;  $E = 14.74$  eV。

根据(24)式,计算截面 51 × 51 个点的温度值,计算结果如图 16 所示。

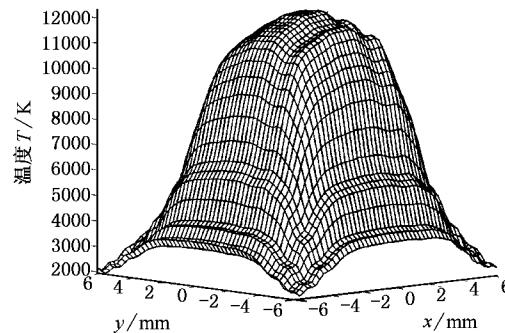


图 16 氖电弧等离子体某断面温度分布图(即离喷嘴 2mm 处)

设氩等离子体只有一次电离,则有离子数密度  $n_i$  = 电子数密度  $n_e$ ,由沙哈方程可知

$$\frac{n_e^2}{n_a} = \frac{2Z_i(T)}{Z_a(T)} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right), \quad (25)$$

式中  $n_a$  为原子数密度,  $E_1$  为氩原子第一电离能,  $E_1 = 15.8$  eV。  $Z_i(T)$  和  $Z_a(T)$  分别为离子配分和原子配分函数。对氩等离子来说,它们与温度的关系为<sup>[3]</sup>

$$Z_i(T) = 4 + 2 \exp\left(-\frac{2060}{T}\right),$$

$$Z_a(T) = 1 + 60 \exp\left(-\frac{162500}{T}\right). \quad (26)$$

实验室环境可看成是一个标准大气压,根据压强公式

$$P = (n_a + n_e + n_i)kT. \quad (27)$$

由(25)~(27)式,根据重建的温度分布,可以重建等离子体电子数密度、离子数密度、原子数密度场三维分布。根据等离子体电离度定义:

$$\Gamma = \frac{n_e}{n_a + n_e}, \quad (28)$$

因此可重建电离度场三维分布。用 MCIRT 重建算法及光谱诊断技术重建的三维氩气电弧等离子体场分布如图 17 至图 20 所示。

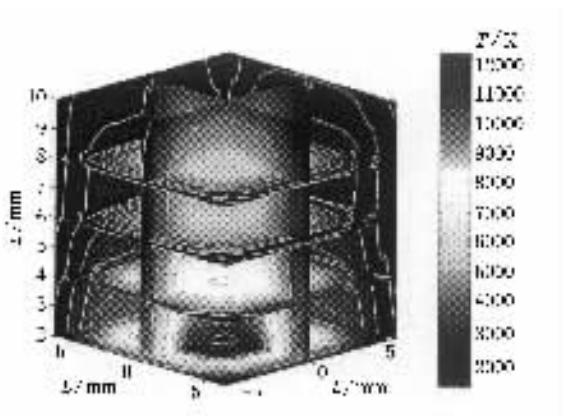


图 17 等离子体温度场三维分布重建结果

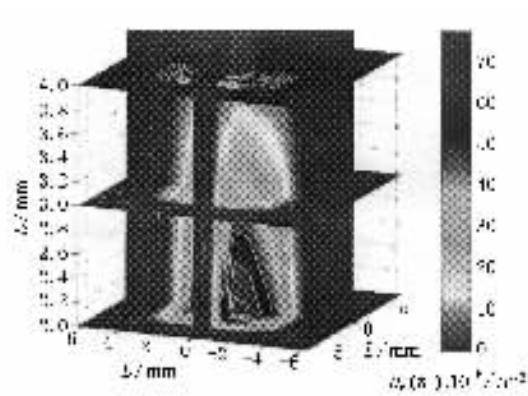


图 18 等离子体电子(离子)密度场三维分布重建结果(局部)

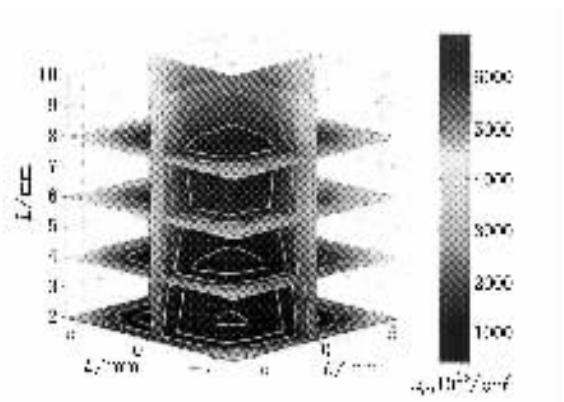


图 19 等离子体原子数密度场三维分布重建结果

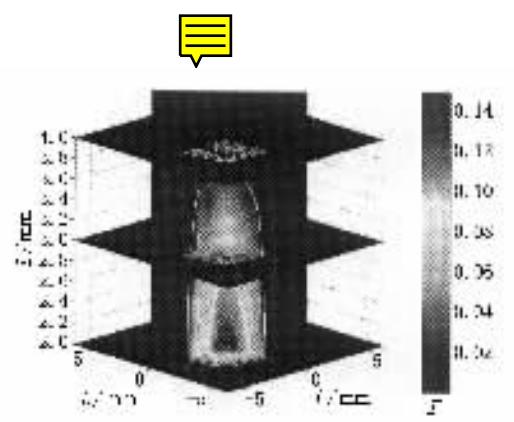


图 20 等离子体电离度场三维分布重建结果(局部)

## 6. 结 论

通过计算机模拟及等离子体三维场重建实验表明,本文提出的基于多目标优化原理的发射光谱层

析(EST)图像重建新算法 MCIRT 具有收敛快,重建精度高的特点,适合于非完全数据情况下的非对称等离子体三维场重建,并且实时性较佳。因此,在等离子体光谱诊断技术领域具有良好的应用前景。

- [1] Wan X 2002 *Proceeding of SPIE* **4927** 625
- [2] Gao Y Q 2001 *Acta Phot. Sin.* **30** 196 (in Chinese) [高益庆 2001 光子学报 **30** 196]
- [3] Gao Y Q 1998 *Acta Opt. Sin.* **18** 376 (in Chinese) [高益庆 1998 光学学报 **18** 376]
- [4] Verhoeven D 1993 *Appl. Opt.* **20** 3736
- [5] Montgomery G P and Reuss D L 1982 *Appl. Opt.* **21** 1373
- [6] Faris G W and Byer R L 1988 *Appl. Opt.* **27** 5202
- [7] Albert I E and Collins D J 1971 *AIAA* **565** 71
- [8] Sweeney D W and Vest C M 1974 *Int. J. Heat Mass Transfer* **17** 1443
- [9] Sweeney D W and Vest C M 1984 *Appl. Opt.* **12** 1649
- [10] Synder R and Hesselink L 1984 *Appl. Opt.* **23** 3650
- [11] Watanbe M, Abe A, Casey R T and Takayama K 1991 *Proceeding of SPIE* **1553** 418
- [12] Senol A J and Romine G L 1984 *AIAA* **1597** 84
- [13] Reuss D and Schultz P H 1987 *Appl. Opt.* **26** 1661
- [14] Soller C, Wenskus R, Meier G A and Obermeier F 1994 *Appl. Opt.* **33** 2921
- [15] Towers D P, Towers C E, Bryanston-Cross P J and Fry K 1991 *Proceeding of SPIE* **1553** 388
- [16] Takakura Y, Ogawa S and Wada Y 1995 *AIAA J.* **33** 557
- [17] Hino M, Aono T, Nakajima M and Yuta S 1987 *Appl. Opt.* **26** 4742
- [18] Denisova N V 2000 *Appl. Phys.* **33** 313
- [19] Yao R H et al 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 922 [姚若河等 2000 物理学报 **49** 922]

- [ 20 ] Chi L F et al 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1313. ( in Chinese ) 池凌飞等 2001 物理学报 **50** 1313 ]
- [ 21 ] Zhai K et al 1999 *Chin. Phys.* **8** 351
- [ 22 ] Yang J L et al 1999 *Chin. Phys.* **8** 768
- [ 23 ] Tang Z Y et al 1999 *Chin. Phys.* **8** 913
- [ 24 ] Wang C et al 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 847 ( in Chinese ) 王琛等 2002 物理学报 **51** 847 ]
- [ 25 ] Handson K M and Wecksung G W 1985 *Appl. Opt.* **24** 4026
- [ 26 ] Wan X 2003 *Optical Engineering* **42** 2659

## Emission spectral tomography algorithm based on multi-objective optimization and its application in plasma diagnosis<sup>\*</sup>

Wan Xiong<sup>1,2)</sup> Yu Sheng-Lin<sup>2)</sup> Wang Chang-Kun<sup>2)</sup> Le Shu-Ping<sup>1)</sup> Li Bing-Ying<sup>1)</sup> He Xin-Dao<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Department of Test and Control Engineering, Nanchang Institute of Aeronautical Technology, Nanchang 330034, China

<sup>2)</sup> Institute of Automation of Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China

( Received 6 June 2003 ; revised manuscript received 12 November 2003 )

### Abstract

A multiobjective-optimization-based emission spectral tomography algorithm (EST) is proposed. Its reconstruction results for asymmetrical emission coefficient field are studied by numerical simulation with computer. The results show that this algorithm has faster convergences and higher reconstruction precision than that of traditional algorithms and is suitable for real-time reconstruction of emission coefficient field with incomplete data. In the experiment of argon-arc plasma diagnosis, the three-dimensional reconstructions of temperature and atomic ( ionic ) density fields are accomplished with this algorithm and the spectrum relative-intensity method.

**Keywords** : plasma diagnosis, image reconstruction

**PACC** : 5270, 4230V

\* Project supported by the China Aeronautical Basic Science Foundation ( Grant No. 00156004 ) and the Foundation of Jiangxi Test Technology and Control Engineering Center ,China( Grant No. KG200204002 ).