

**CNIC-01522**  
**CAEP-0071**

激光等离子体诊断中的三维成像技术研究  
**THREE DIMENSIONAL IMAGING TECHNIQUE FOR  
LASER-PLASMA DIAGNOSTICS**  
*(In Chinese)*

中国核情报中心  
China Nuclear Information Centre

CNIC-01522  
CAEP-0071

# 激光等离子体诊断中的三维成像技术研究

江少恩 郑志坚 刘忠礼  
(中国工程物理研究院, 成都, 610003)

## 摘 要

利用 CT 技术, 采用乘代数重建法 (MART), 编制出三维图像重建程序 CT3D, 通过五个方位对“星光 II”装置的空心玻璃壳靶进行 X 光针孔成像, 重建出靶等离子体的三维图像, 获得了较好的结果, 表明该技术在惯性约束聚变实验中的可能性。

# **Three Dimensional Imaging Technique for Laser-Plasma Diagnostics**

*(In Chinese)*

JIANG Shaoen ZHENG Zhijian LIU Zhongli  
(China Academy of Engineering Physics, Chengdu, 610003)

## **ABSTRACT**

A CT technique for laser-plasma diagnostic and a three-dimensional (3D) image reconstruction program (CT3D) have been developed. The 3D images of the laser-plasma are reconstructed by using a multiplicative algebraic reconstruction technique (MART) from five pinhole camera images obtained along different sight directions. The technique has been used to measure the three-dimensional distribution of X-ray of laser-plasma experiments in Xingguang II device, and the good results are obtained. This shows that a CT technique can be applied to ICF experiments.

## 引言

激光辐照和靶压缩的对称性和均匀性 (简称均匀性) 是实现靶丸高温高密度的关键因素之一<sup>[1]</sup>, 对直接和间接驱动的 ICF 均是如此<sup>[2]</sup>。直接驱动对激光的均匀性要求较高, 间接驱动中黑腔对 X 光辐射场具有平滑作用, 对激光辐照均匀性有所降低, 但对激光在黑腔内产生的 X 光辐射场均匀性要求并未降低。由于受诸多因素的影响, 靶压缩过程一般不完全是对称的, 实质上不是二维问题, 而是三维问题。在 ICF 实验中通常使用的单个二维成像设备对均匀性诊断是不够的, 仅能提供三维靶丸的二维投影照片, 且是沿空间的线积分效应, 只能反映靶丸的轮廓, 不能定量地反映靶丸压缩的均匀性问题。为了获得靶的三维图像, 需要通过多幅二维投影, 采用计算机层析 (CT, Computed Tomography) 技术进行三维重建。世界上主要研究 ICF 的国家, 如美、日、俄、英<sup>[3~6]</sup> 等国均对此问题进行了研究。美、日、俄等国使用多个针孔相机对 X 光成像; 英国则使用三个半影相机获得  $\alpha$  粒子的图像。为了研究“神光 II”装置 ICF 内爆均匀性问题, 我们研制了三维成像技术, 已将 CT 技术用于“星光 II”装置的激光等离子体的 X 光实验测量<sup>[7]</sup>。

### 1 靶丸内爆的均匀性分析

考虑初始半径为  $R$  的靶丸, 由恒定的烧蚀压  $p_a$  进行压缩, 靶丸被压缩的最小半径为  $R_f$ , 则靶丸的半径压缩度为  $C_f = r_0/r_f$ 。内爆时间由下式决定

$$R \approx \frac{1}{2}at^2 = \frac{1}{2} \frac{p_a}{\rho \Delta R} t^2 \quad (1)$$

其中  $a$  为加速度;  $\rho$  为靶丸的密度;  $\Delta R$  为球壳厚度。由式 (1) 得到

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{\delta p_a}{p_a} \quad (2)$$

当径向扰动  $\delta R$  与压缩后的半径  $R_f$  可以比较时, 内爆压缩受到严重的影响。一般要求  $\delta R < R_f/4$ , 于是得到

$$\frac{\delta p_a}{p_a} < \frac{R_f}{4R} = \frac{1}{4C_f} \quad (3)$$

对直接驱动而言, 激光功率密度  $I_L$  与烧蚀压  $p_a$  的关系为<sup>[8]</sup>

$$p_a = 10 \lambda_{\mu\text{m}}^{-2/3} \left( \frac{I_L}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{2/3} \text{ Mbar} \quad (4)$$

对间接驱动而言, X 光的功率密度  $I_X$  与烧蚀压  $p_a$  的关系为<sup>[9]</sup>

$$p_a = 54 \left( \frac{I_X}{10^{14} \text{ W/cm}^2} \right)^{7/8} \text{ Mbar} \quad (5)$$

于是得到烧蚀压的定标关系

$$p_a \propto I^\alpha \quad (6)$$

---

注: 1 bar =  $10^5$  Pa

其中  $I$  为不同驱动功率密度。对直接驱动, 由式 (4) 得  $\alpha=2/3$ , 对间接驱动, 由式 (5) 得  $\alpha=7/8$ , 这就是说  $0.67 < \alpha < 0.87$ 。

由式 (6) 和 (3) 得到

$$\frac{\delta I}{I} < \frac{1}{4\alpha C_r} \quad (7)$$

由于内爆, 通常是  $C_r \approx 30$ , 代入式 (7), 要求辐照的对称性达到  $\delta I/I \approx 1\%$ 。

## 2 均匀性测量原理与方法

对直接驱动而言, 研究的是激光辐照和靶的均匀性, 为了定量诊断其均匀性, 需要三维成像, 即通过多幅二维照片, 采用 CT 技术重建出三维图像<sup>[3~7, 10]</sup>。

对间接驱动而言, 由于黑腔对 X 光或内爆产生的粒子如  $\alpha$  粒子的阻挡, 难以从多个方位成像, 只能考虑其它方法对均匀性进行测量诊断, 采用的诊断方法有如下三种<sup>[11]</sup>:

(1) 内爆法 在黑腔中放置靶丸, 使其内爆, 对靶丸压缩的芯部辐射的 X 光进行空间成像<sup>[12]</sup>。由式 (6) 和 (2) 得到

$$\frac{\delta R}{R_r} = \alpha C_r \frac{\delta I}{I}$$

于是由上式可得到, 辐照的不均匀性  $\delta I/I$  引起靶丸内爆的不均匀性  $\delta R/R_r$ , 有一个放大因子  $\alpha C_r \approx C_r$ , 因此利用上式可以从较大的内爆不均匀性  $\delta R/R_r$  图像来反映辐照的不均匀性  $\delta I/I$ , 由于放大因子也就是半径压缩比  $C_r$  的存在, 使得这种方法测量精度较高。

(2) 非内爆法 在黑腔内放置代替的高 Z (如铋) 厚壁内爆靶丸, 这种高 Z 材料与腔壁材料不同, 以避免它们辐射的谱线的重叠。当代用高 Z 靶丸被黑腔的 X 光加热时, 观测代用高 Z 靶球再辐射的 X 光<sup>[13]</sup>。这种方法要求反照率在高 Z 靶丸的表面上基本相同。

(3) 背光法 在黑腔的内爆靶丸位置放置低密度 (通常为发泡材料) 的代用靶球, 采用背光法对由软 X 光驱动的冲击波进行照相<sup>[14]</sup>。

本文主要对直接驱动的诊断方法即三维成像的 CT 技术进行研究, 对间接驱动的诊断方法只略作介绍。

## 3 适用于 ICF 的三维成像重建方法

### 3.1 一般描述

CT 技术原则上可以通过多个不同方位的二维投影重建出物体某种量的三维分布。这使 CT 技术在物理研究、医学和工业无损检测等领域中得到广泛的应用<sup>[15, 16]</sup>。但在物理研究中的 CT 重建问题与医学中的重建问题相比, 它有不同的特点: 物理研究中经常遇到的问题是“非完全数据”, 这指的是待测物体中的投影方位角受限, 或者投影数目有限。这是由于物理过程一般来说时间短, 不象医学 CT 那样是旋转扫描器, 只能固定多个方位的探头 (探测器) 在物理过程发生时同时测量。因为考虑到成本因素, 只能用少数几个探头; 另外物理研究中可能待测的区域很小, 使观测方位受限, 这也使得只能在实

验中用少量的探头。因此在物理研究中的重建数据常常为“非完全数据”。如在惯性约束聚变 (ICF) 物理实验过程就是这种情况<sup>[3~7]</sup>，它的时间过程短 (纳秒级)，待测区域小 (靶球为百微米级)。

对于“非完全数据”的重建问题，迭代方法比傅立叶变换法 (包括卷积反投影法) 的重建效果好得多<sup>[17]</sup>。迭代重建法主要有 ART (代数重建法)<sup>[18]</sup>、MART<sup>[19]</sup>和 MENT<sup>[20]</sup>三种。对 ART，有多种变化形式，MART 和 MENT 的变化形式则较少。

CT 技术就是从多幅二维投影  $P_{\theta, \varphi}(u, v)$  重建出三维分布  $I(x, y, z)$  的技术。CT 技术分为两大类重建算法：一类是傅里叶变换重建法<sup>[17]</sup>，另一类为代数重建法<sup>[21]</sup>，代数法一般为迭代过程。变换重建法适用于投影数目较多的情况，如医学 CT 扫描仪，可达 100 多个投影<sup>[22]</sup>，而代数重建法则适用于投影数目较少的情况。在 ICF 实验中，靶尺寸很小，观测方位角有限，且时间过程短，不可能在激光与靶相互作用过程中将探头 (针孔相机) 作旋转扫描，因此需要同时安装多个探头对 X 光成像，因此，在 ICF 实验中，一般采用代数重建法。对于 CT 技术，一般来说，探头越多，重建精度越高。但由于观测方位角有限，且要涉及成本因素，要求尽量少用探头。这两个因素互相矛盾，我们采用一种可以接受的方案，实验中采用五台针孔相机。

采用的坐标系如图 1 所示，如果激光等离子体中的 X 光自吸收可以忽略 (滤掉低能 X 光，让较高能区 X 光在底片上成像)，则沿观测方位  $r$  的投影为：

$$P_{\theta, \varphi}(u, v) = \int I(x, y, z) dr \quad (8)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ r \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (9)$$

$A$  为三维坐标旋转矩阵，即为：

$$A = \begin{pmatrix} \cos\theta \sin\varphi & \sin\theta \sin\varphi & -\cos\varphi \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ \cos\theta \cos\varphi & \sin\theta \cos\varphi & \sin\varphi \end{pmatrix} \quad (10)$$

对式 (8) 进行数字化，得到：

$$P_{lmn}(i, j, k) = \sum_{ijk} W_{lmn}(i, j, k) \cdot I(i, j, k) \quad (11)$$

上式中， $P_{lmn}$  即为  $P_{\theta, \varphi}(u, v)$ ，下标  $l$  表示第  $l$  个投影，方位角为  $\theta$  和  $\varphi$ ，下标分  $m, n$  表示  $u, v$  的离散化值。 $l, m, n$  的取值范围为  $1 \leq l \leq L, 1 \leq m \leq M, 1 \leq n \leq N$ 。 $i, j, k$  的取值范围是  $1 \leq i \leq I, 1 \leq j \leq J, 1 \leq k \leq K$ 。 $W_{ijk}$  为投影  $P_{lmn}$  经过三维分布  $I(i, j, k)$  的权重因子，因为三维图像重建的数据量极大，为了简化分析，我们假定：

$$W_{lmn}(i, j, k) = \begin{cases} 1, & \text{点}(i, j, k) \text{ 位于第 } lmn \text{ 条投影射线内 (线的尺寸为 } \Delta u \times \Delta v) \\ 0, & \text{其它} \end{cases}$$

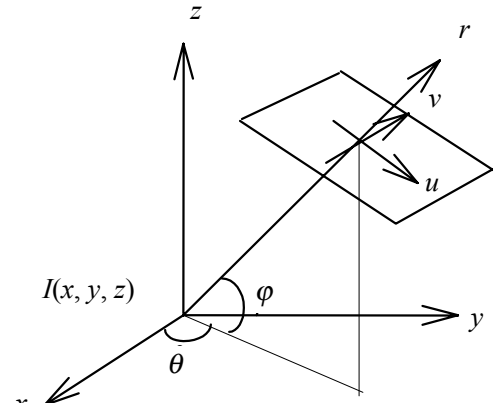


图 1 投影坐标示意图

这样，式 (11) 表示有  $L \times M \times N$  个线性方程，而待求未知量的个数为  $I \times J \times K$ ，如果为立方体则  $I=J=K$ ，总的待求量个数为  $K^3$ 。在此情况下，一般有  $M=N \cong K$ ，则式 (11) 表示方程的个数为  $LM^2$ ，由于在 ICF 实验中，投影的个数  $L$  不可能很多，如我们取  $L = 5 \ll K$  ( $K = 51$ )，这就是说，式 (11) 中，方程的个数远少于待求未知量，于是式 (4) 有无穷多组解，但可以求出一组满足最小二乘法或最大熵解。由于三维重建数据量巨大，一般采用迭代法求解。迭代法有常用的两种：乘型代数重建法 (MART) 或最大熵重建法 (MENT) 和加型代数重建法 (常简称为代数重建法，ART)。经过数值模拟研究发现，MART 或 MENT 的重建精度比 ART 的精度高，重建效果更好，所以我们采用 MART 或 MENT<sup>[23]</sup>。

需要指出的是，式 (8) 的成立要求满足光性薄的条件。这就是说光学厚度  $\tau$  应满足如下的条件

$$\tau = \int \mu(h\nu) dr \ll 1$$

上式中  $\mu(h\nu)$  为 X 光子的吸收系数。对于几微米的玻璃球壳来说，光子能量  $h\nu > 2.5 \text{ keV}$  时，满足光性薄的条件，所以在激光等离子体中，三维成像一般是对较高能量 X 光成像。

### 3.2 最大熵重建法

我们假定未知源强  $I(x, y, z)$  是连续的且满足  $I(x, y, z) \geq 0$  (实际情况一般如此)。由此， $P_{\theta, \varphi}(u, \nu) = \int I(x, y, z) dr \geq 0$ 。由熵定义：

$$H = - \sum_{ijk} \frac{I(i, j, k)}{T} \ln \frac{I(i, j, k)}{T} \quad (12)$$

上式中  $T$  为源强  $I(x, y, z)$  的总量。由约束条件式 (8) (共有  $L$  个)，求式 (12) 的最大值，即最大熵原理。为了方便，将投影表达式 (8) 写成：

$$\int I(x, y, z) dr_l = P_l(u, \nu) \quad l=1, 2, \dots, L \quad (13)$$

引入拉格朗日乘子  $\alpha_l$ ，得到一构造函数  $F$ ：

$$F = H - \sum_{ijk} \alpha_l(u, \nu) P_l(u, \nu) \quad (14)$$

将式 (14) 对任一  $I(i, j, k)$  微分，得到：

$$-\frac{1}{T} \left[ 1 + \ln \frac{I}{T} \right] + \sum_l \alpha_l = 0 \quad (15)$$

于是可求得  $I$  为：

$$I = \beta_1 \beta_2 \dots \beta_L = \prod_l \beta_l \quad (16)$$

上式中  $\beta_l = (T/e)^{1/L} \exp(T\alpha_l)$ 。将式 (16) 代入式 (13) 得：

$$P_l = \beta_l \int \beta_1 \dots \beta_{l-1} \beta_{l+1} \dots \beta_L dr_l \quad (17)$$

上式中， $\beta_l(u_l, \nu_l)$  相对于  $r_l$  为常数，故可提到积分号外边。于是得到迭代公式

$$\beta_l^{k+1} = \frac{P_l}{\int \beta_1^k \dots \beta_{l-1}^k \beta_{l+1}^k \dots \beta_L^k dr_l} \quad (18)$$

式 (18) 即为最大熵法 (MENT) 的迭代解<sup>[20]</sup>形式。当迭代收敛到一定条件时则由式 (16) 可得到源强  $I(x, y, z)$ 。

对式 (18) 两边乘以  $\beta_1^k \cdots \beta_{l-1}^k \beta_{l+1}^k \cdots \beta_L^k = g$ ，且由于在第  $k+1$  次迭代中， $g$  不变，变化的量为  $\beta_l^{k+1}$ ，从而得到：

$$I^{k+1} = I^k \frac{P_l}{\beta_l^k \int \beta_1^k \cdots \beta_{l-1}^k \beta_{l+1}^k \cdots \beta_L^k dr_l} = I^k \frac{P_l}{\int \prod_l \beta_l^k dr_l} = I^k \frac{P_l}{R_l^k} \quad (19)$$

式中  $I^k$  为第  $k$  次迭代后的重建值， $R_{\theta, \varphi}^k(u, v)$  为从  $I^k$  计算的投影值，即为

$$R_l^k(u_l, v_l) = \int \beta_1^k \cdots \beta_l^k \cdots \beta_L^k dr_l = \int \prod_l \beta_l^k dr_l \quad (20)$$

式 (19) 即为代数重建法 (MART) 的迭代公式。从以上的推导过程看出，MART 和 MENT 都满足最大熵原理。而且由两个迭代公式 (18) 和 (19) 知，它们可以互相推导出来，可以由此及彼，由彼及此，它们之间是互为可逆的。不同的只是：MENT 将  $I(x, y, z)$  分解为多个量  $\beta_1, \cdots, \beta_l, \cdots, \beta_L$  的乘积，而且在对第  $l$  个投影的迭代过程中，仅  $\beta_l$  变化，其它量不变。而 MART 并不将  $I(x, y, z)$  分解为  $\beta_1, \cdots, \beta_l, \cdots, \beta_L$  的乘积，而是笼统地计算  $I(x, y, z) = \beta_1, \cdots, \beta_l, \cdots, \beta_L$ 。但实际上，在迭代过程中仅  $\beta_l$  变化，其它量不变。可见 MART 和 MENT 在相同的迭代新循环次数下，结果是相同的（一次循环为对每个投影都进行一次迭代）。

MART 和 MENT 的重建结果经过数值模拟确实证明是无差别的，仅仅是迭代方式略有不同，MART 需要的内存量要大一些，需要三维数组计算，MENT 则仅需要计算二维分量  $\beta_l(u, v)$ ，所需的内存要小。由于 MART 算法不涉及分量  $\beta_l(u, v)$ ，故算法程序的实现更容易一些。基于此，我们一般更乐于采用 MART 进行“非完全数据”的重建<sup>[24, 25]</sup>。

对 MART 算法的式(19)，我们编制了三维图像重建程序 CT3D。该程序可以研究任意方位排布的多个探测器的三维图像重建问题，并可以研究含有噪声的重建问题。

迭代公式(19)中的光强迭代初值可以给定任意不为零的数，一般取为 1，在迭代过程中自动修正上一次的迭代值。若第  $k$  次迭代值  $I^k$  比真实值大，那么计算出的投影值  $R_{\theta, \varphi}(u, v)$  也大，则  $P_{\theta, \varphi}(u, v)/R_{\theta, \varphi}(u, v) < 1$ ，将此因子乘以第  $k$  次迭代值  $I^k$ ，便得到第  $k+1$  次迭代值，这样第  $k+1$  次迭代值  $I^{k+1}$  就小于第  $k$  次迭代值  $I^k$ 。如此地多次迭代逐渐逼近真实值。我们在模拟计算中，对 CT3D 程序采用 10 次迭代。

## 4 实验设备的布局

CT 技术在激光聚变中最重要的应用是正确地推断靶压缩的形状、大小和位置。为了对 CT3D 程序的可靠性进行检测，我们通过计算机模拟来检验。在模拟计算时，探头所放置的方位与实验时一样，共有五台相机，针孔相机 (PHC) 在“星光 II”的 ICF 实验靶室的排布方式见图 2。四台相机安装在水平位置的法兰上，另一台安装在斜法兰上。各相机的具体方位见表 1。其中  $x$  轴为激光注入方向。



表 1 五台针孔相机在靶室上的方位角

	$\theta/(^\circ)$	$\varphi/(^\circ)$
PHC1	45	0
PHC2	90	0
PHC3	112.5	0
PHC4	-45	0
PHC5	-22.5	28

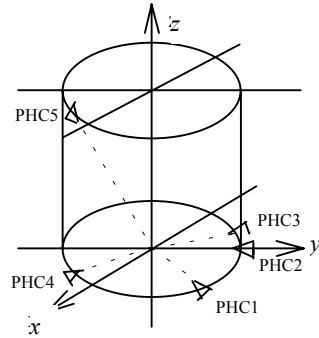


图 2 针孔相机在靶室的排布

## 5 模拟计算结果

在模拟计算时，待重建区域分为  $51 \times 51 \times 51$  个像素。用三个模型对 CT3D 程序进行检验，模型 I 和 II 分别见图 3 和图 4，模型 III 为三维高斯分布。图 3 为一大球壳和一同心小球组成，小球的半径  $R_1=4$ （任意单位），大球壳的内外半径分别为  $R_2=22$  和  $R_3=25$ ，球壳厚为 3，小球的相对强度为 3，大球壳的相对强度为 1，大球壳和小球之间的区域 ( $R_1 < R < R_2$ ) 强度为 0。图 3 的模型与 ICF 的靶内爆过程图像很相近。图 4 为两个不同心的球，大球半径  $R_1=25$ ，小球半径  $R_2=9$ ，两球的球心沿  $x$  轴离心位置为  $O_1O_2=3$ ，大球  $O_1$  的强度(相对)为 1，小球  $O_2$  的强度为 3。

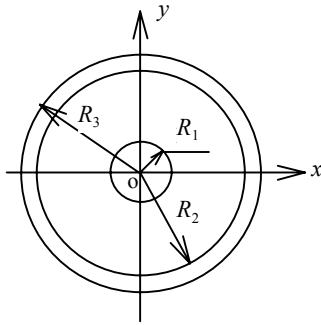


图 3 测试模型 I ( $z=0$  平面)

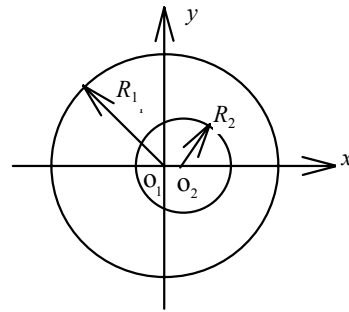


图 4 测试模型 II ( $z=0$  平面)

模型 I 和 II 的函数形式分别为：

$$I: I(x,y,z) = \begin{cases} 3 & x^2 + y^2 + z^2 < 4^2 \\ 1 & 22^2 < x^2 + y^2 + z^2 < 25^2 \\ 0 & \text{other} \end{cases} \quad (21)$$

$$\text{II: } I(x,y,z) = \begin{cases} 3 & (x-3)^2 + y^2 + z^2 < 22^2 \\ 1 & x^2 + y^2 + z^2 < 25^2 \\ 0 & \text{other} \end{cases} \quad (22)$$

模型III的三维高斯分布具体函数形式为:

$$\text{III: } I(x,y,z) = \exp(-x^2 - 4y^2 - 9z^2) \quad (23)$$

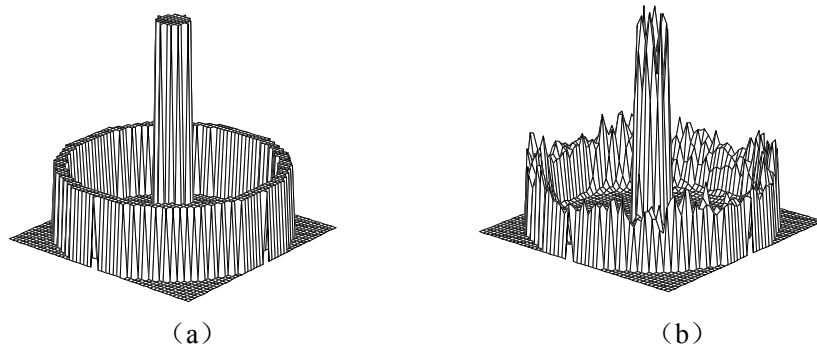


图 5 模型在  $z=0$  平面的原图 (a) 和重建图 (b)

我们用 CT3D 程序对所示的模型 I, II 和 III 分别进行了计算, 计算中取五个方位的投影。模型 I 的计算结果如图 5 所示, 图 a 为原图, b 为重建图, 给出原图是为作比较。由于此模型具有球对称性, 仅画出一个层析面 ( $z=0$  平面) 就够了。由图 a 和 b 可以看出, 除强度突变的地方外, 重建图与原图差别很小。差别越小, 精度越高, 重建的结果越接近真实情况。

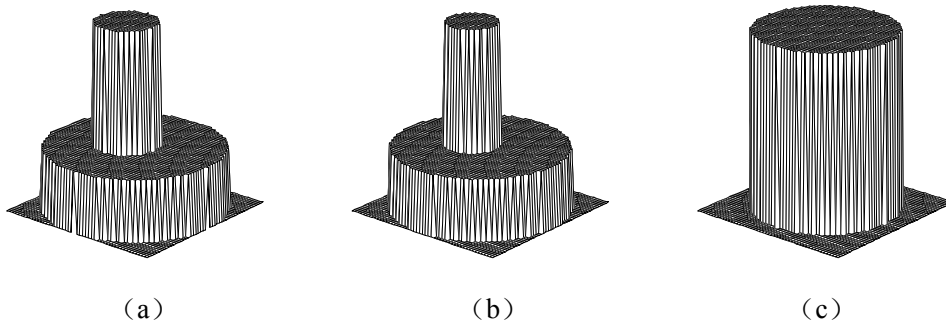


图 6 模型 II 在不同平面的强度分布 (原图)

对模型 II 的计算结果见图 6 和图 7, 图 6 为原图, 图 7 为重建结果。图中 a, b, c 分别为  $z=0, 5$  和  $10$  平面的层析图, 可以看出, 与模型 I 的情况类似, 在图像变化平缓的地方, 重建图与原图差别不大, 误差较小, 在强度突变的地方, 重建图与原图差别要大一些。

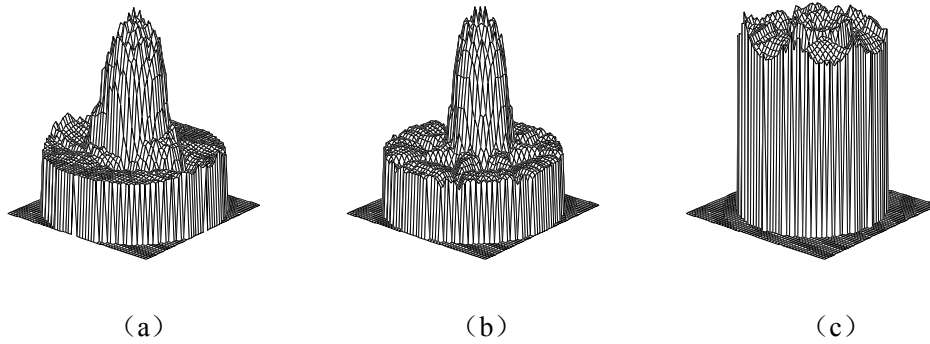


图7 模型II在不同平面的不含噪声的重建图

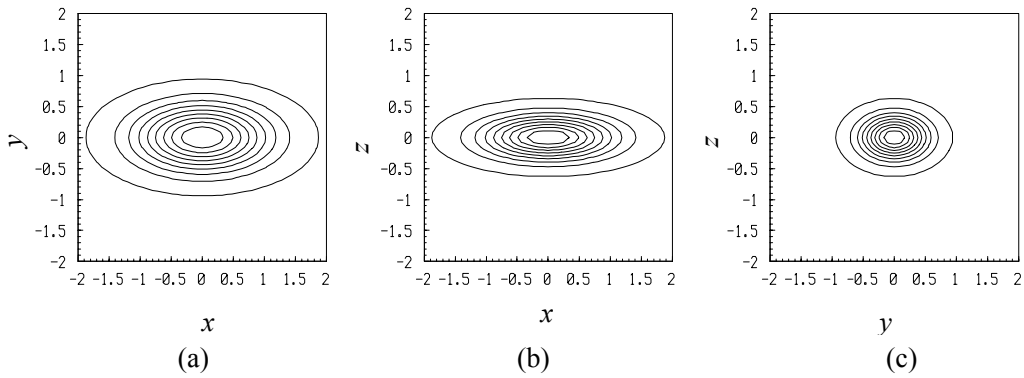


图8 模型III在不同平面的原等值线图

对模型III的计算结果见图8和图9。图8为原图，图9为重建图。因模型III为连续分布函数，给出等值线图则看得更为清楚。而模型I和II为阶跃函数形式，而且有些区域为常数，难以给出清楚的等值线图。图中a, b, c分别为 $z=0$ ,  $y=0$ ,  $x=0$ 的等值线图，这三个平面分别对应于 $(x, y)$ 坐标面、 $(x, z)$ 坐标面和 $(y, z)$ 坐标面。因为由式(15)知， $z$ 为某一常数值 $C$ 时， $I(x, y, C)$ 的分布都与 $I(x, y, 0)$ 相同，因此，仅画出 $z=0$ 的图就可以表示任意 $z$ 处的 $I(x, y, z)$ 分布。对图b和c也是如此。由图8和图9得知，重建结果很接近原图，重建效果比前两个模型的精度高。

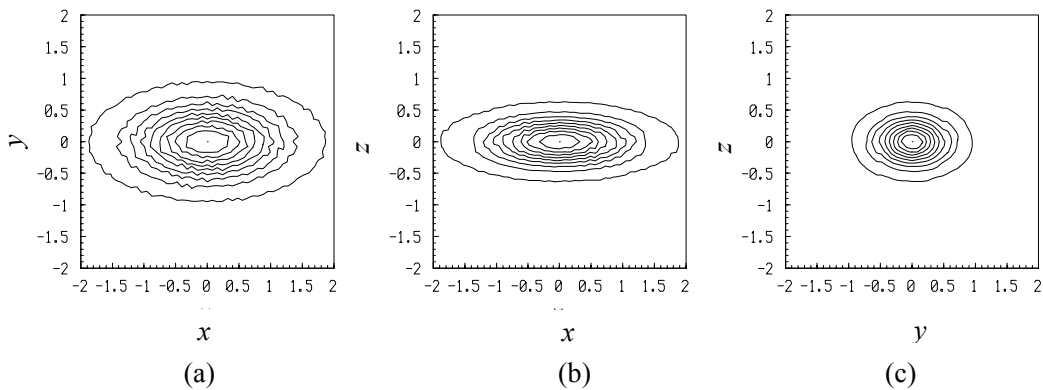


图9 模型III在不同平面不含噪声的重建等值线图

## 6 重建误差计算与分析

为了评价重建结果的好坏，我们还计算了重建误差  $\delta I/I$ ，定义为：

$$\delta I/I = \sum_{ijk} |I_0(i,j,k) - I_1(i,j,k)| / I_0(i,j,k) \quad (24)$$

这里  $I_0$  为原始强度三维分布， $I_1$  为重建强度的三维分布。从式(25)可知， $\delta I/I$  越小， $I_1$  就越接近于  $I_0$ ，重建精度越高，效果越好。在  $x, y, z$  三个方向离散点数取为  $N=51$ 。

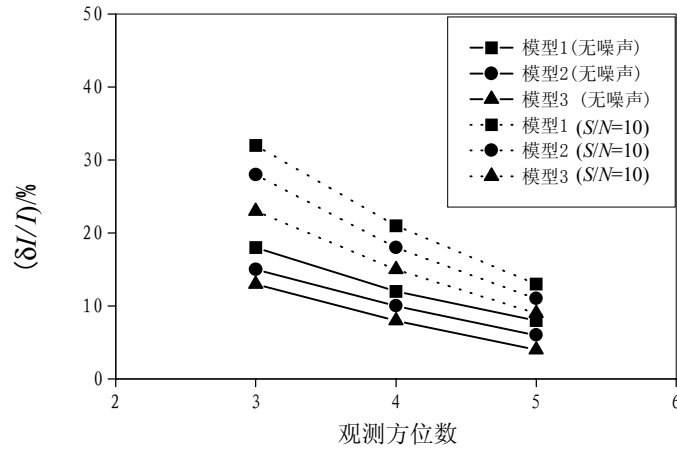


图 10 观测方位数(针孔相机的个数)和噪声对重建精度的影响

我们对不同针孔相机的个数 (3~5 个) 对重建的影响进行了计算，对含有噪声的情形也进行了模拟，在投影中加高斯噪声，取信噪比  $S/N = \infty$  (无噪声) 和  $S/N = 10$  两种情况。重建结果的好坏由公式(24)定义的重建误差  $\delta I/I$  来评价， $\delta I/I$  越小,重建精度越高。投影数和噪声对重建误差  $\delta I/I$  的影响见图 10，图中实线不含噪声，虚线含有噪声，其信噪比  $S/N = 10$ 。由图知，相机数目增多时，误差降低，含有噪声时，误差增大。模型 I 的精度最低，模型 III 的精度最高，这说明对具有连续分布的情况，重建效果好，而模型 I 跳跃变化最复杂，而且其内部具有很多的零点 (在球壳与中心球之间的区域)，重建的效果要差一些，这与文献[21]中的结论一致。在相机数目为 5 个时(对应于图 5~9)，由图得到：对模型 I：无噪声时， $\delta I/I \approx 9\%$ ，则重建精度为 91%，当信噪比  $S/N=10$  时， $\delta I/I=14\%$ ，则重建精度为 86%。对模型 II：无噪声时， $\delta I/I \approx 6\%$ ，则重建精度为 94%，当信噪比  $S/N = 10$  时， $\delta I/I=12\%$ ，则重建精度为 88%。对模型 III: 无噪声时， $\delta I/I \approx 4\%$ ，则重建精度为 96%，当信噪比  $S/N=10$  时， $\delta I/I = 9\%$ ，则重建精度为 91%。

若要求辐射温度起伏  $\delta T/T < 5\%$ ，由斯特凡-玻尔兹曼公式  $I = \sigma T^4$  得到  $\delta I/I < 20\%$ ，这样由图 10 知，当用五个相机成像时，对三个模型的重建的精度基本能满足此要求。因此，在实验中，我们采用五个相机对靶成像，就可以得到较好的结果。

## 7 记录面的坐标关联

对多个方位投影重建, 需要统一的坐标系, 即要对图像在记录面 (底片) 上做精确定位。对于较大的物体来说, 这是不成问题的, 但是, 由于激光等离子体产生的 X 光源很小 (100  $\mu\text{m}$  级), 通常要求图像空间分辨率达到约 10  $\mu\text{m}$  (针孔直径大小), 这就需要针孔的定位精度至少要小于 10  $\mu\text{m}$ , 这么高的定位精度对于以米为量级大小的针孔相机来说几乎是不可能的。实际上在实验操作过程中, 我们只是要求将 X 光成像在底片上即可, 因为很难将图像记录在底片的中央位置, 因此针孔相机的定位精度在毫米量级, 远远达不到 10  $\mu\text{m}$  的定位精度。这对于单个针孔相机的测量关系不大, 因为单个相机不存在空间关联的问题, 另外在底片上毫米级的空间误差产生方位角误差很小, 底片与靶的距离在米量级。图像重建依赖于多个针孔相机的精确关联定位, 用人工的方法不可能达到 10  $\mu\text{m}$  的关联定位精度, 必须利用测量系统自身内在的性质, 从而找到精确定位的方法。我们采用光强重心的定位方法可以很好地解决这个问题。

众所周知, 物体的重心不管怎么变换投影方位, 都是不变且相同的。这就是说三维物体的重心必然通过沿投影方位的积分而形成的二维投影的重心, 这可以与杂技演员的顶缸等动作类比。如果我们将质量换为光强, 结论是一致的, 即三维 X 光源的光强重心必然通过各个方位的二维投影上的光强重心。下面我们对此进行简单的推导。

设三维光强  $I(x, y, z)$  的重心为  $(x_C, y_C, z_C)$ , 底片上投影  $P_{\theta, \varphi}(u, v)$  的光强重心为  $(u_C, v_C)$ 。根据重心的定义, 有

$$\begin{pmatrix} x_C \\ y_C \\ z_C \end{pmatrix} = \frac{\iiint \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} I(x, y, z) dx dy dz}{\iiint I(x, y, z) dx dy dz} = \frac{1}{T} \iiint \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} I(x, y, z) dx dy dz \quad (25)$$

其中  $T$  表示对源强  $I(x, y, z)$  的体积分即三维 X 光源的总量。

$$\begin{pmatrix} u_C \\ v_C \end{pmatrix} = \frac{\iint \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} P_{\theta, \varphi}(u, v) du dv}{\iint P_{\theta, \varphi}(u, v) du dv} = \frac{1}{T_{\theta, \varphi}} \iint \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} P_{\theta, \varphi}(u, v) du dv \quad (26)$$

其中  $T_{\theta, \varphi}$  表示对投影  $P_{\theta, \varphi}(u, v)$  的面积分, 即  $P_{\theta, \varphi}(u, v)$  在底片上的 X 光总量。  $T_{\theta, \varphi}$  与  $T$  之间的关系为

$$T_{\theta, \varphi} = \frac{\Delta\Omega_{\theta, \varphi}}{4\pi} T \quad (27)$$

其中  $\Delta\Omega_{\theta, \varphi}$  为  $P_{\theta, \varphi}(u, v)$  对靶所占的立体角。

$(u_C, v_C)$  是  $(x_C, y_C, z_C)$  经过两次旋转而得到的, 它们之间的关系由式(9)确定, 即

$$\begin{pmatrix} u_C \\ v_C \end{pmatrix} = \mathbf{S} \begin{pmatrix} x_C \\ y_C \\ z_C \end{pmatrix} \quad (28)$$

其中  $\mathbf{S}$  为取式 (9) 的矩阵  $\mathbf{A}$  的一行和二行所组成的矩阵, 即

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \end{pmatrix} \quad (29)$$

其中  $A_{ij}$  为矩阵  $\mathbf{A}$  的矩阵元。

由式 (29) 可以确定三维 X 光源  $I(x, y, z)$  重心  $(x_C, y_C, z_C)$  与投影的光强重心  $(u_C, v_C)$  之间的关系。实际的过程是, 首先对各个投影由公式(26)确定投影光强重心  $(u_C, v_C)$ , 然后由  $(x_C, y_C, z_C)$  和  $(u_C, v_C)$  关系式(28), 依据最小二乘法准则求出三维 X 光源  $I(x, y, z)$  的光强重心  $(x_C, y_C, z_C)$ , 这样就将各个方位的针孔相机通过光强重心  $(u_C, v_C)$  而空间关联定位。

## 8 实验测量及结果

在实验中, 各相机的排布方式如图 2 所示, 四台相机安装在水平位置的法兰上, 一台相机安装在斜法兰上。相机的针孔头为钽(Ta)箔, 针孔直径为  $10 \mu\text{m}$ , X 光滤片为  $4.5 \mu\text{m}$  厚的铝膜,  $2.5 \text{ keV}$  的 X 光能通过  $1/e$ 。实验时各针孔相机的放大率  $M$  约为 11。

底片采用天津 III 型 X 光胶片, 底片图像的黑密度值是在二维数字化黑密度计 PDS1010M 上读出的, 此密度计读取的最小像元为  $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$ , 几何分辨率为  $1 \mu\text{m}$ , 黑密度精度为  $0.02D$ 。底片的读数为  $400 \times 400$ , 读数间隔为  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ 。底片上的曝光量与黑密度值  $D$  的关系为:

$$I = I_0 10^{D/\gamma} \quad (30)$$

其中  $I_0$  为底片的惯性,  $\gamma$  为反衬度。因计算相对值,  $I_0$  的大小对计算结果无影响。

图 11 为“星光 II”激光装置打靶得到的 X 光针孔照片, 五张照片为图 2 所示排布的五台针孔相机记录得到的图像。靶为约  $600 \mu\text{m}$  的玻璃球壳靶, 球壳厚约  $6 \mu\text{m}$ 。激光参数为: 波长  $0.35 \mu\text{m}$ , 能量  $102 \text{ J}$ , 脉宽  $0.71 \text{ ns}$ , 焦斑约为  $200 \mu\text{m}$ , 激光沿  $x$  轴注入 (见图 1)。由图 11 中各照片可以看出, 激光焦斑没打在正球冠上, 与球正对位置有所偏离, 形成了橄榄形焦斑。

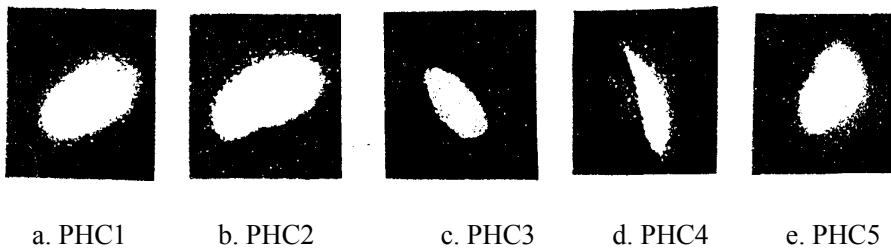


图 11 “星光 II”装置打玻璃球壳靶在五个不同方位的 X 光针孔照片

我们用 CT3D 程序来处理实验中所得到的如图 11 所示的五张照片, 重建出了激光等离子体辐射 X 光的三维相对强度分布, 就是说, 经 CT3D 程序处理后, 激光等离子体空间每一点辐射 X 光的相对强度都已求出了。从所重建出的三维 X 光图像, 我们选取一些有代表性的层析图来说明。图 12 为所选取的三个坐标面的相对强度层析图像。图 11 中的 a, b, c 分别为  $x=0, y=0, z=0$  平面的层析图。 $x=0$  平面垂直于激光入射方向, 从此图

可以看到与焦斑相似的图样。在  $y=0$  平面看到的是激光打击球壳，在球壳产生了较强的等离子体 X 光辐射。在  $z=0$  平面看到的则是类似于  $y=0$  平面的情况。由于没有三维图像显示软件，所以只能看到一些平面的层析图，使得这样看图不太直观。(注意：图 11 和图 12 的大小比例不一样。)

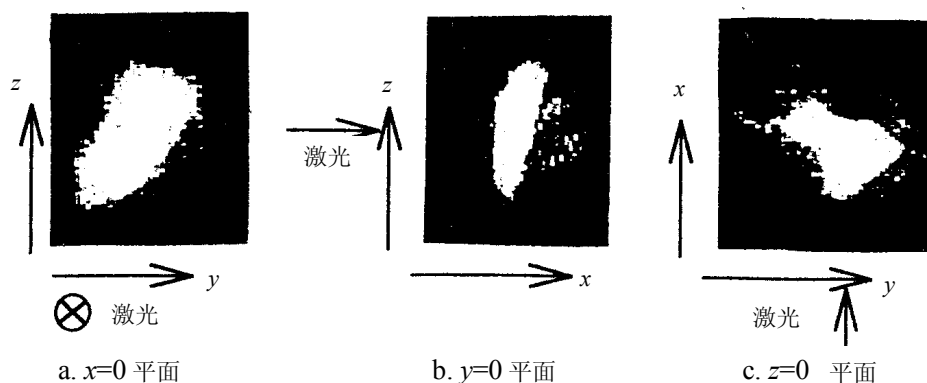


图 12 由图 11 所示的五幅针孔照片在不同平面的重建图像

## 9 小结

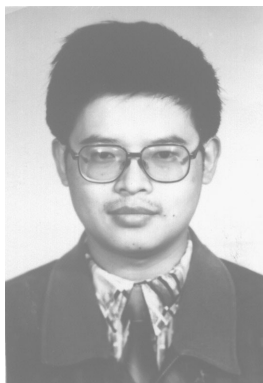
由以上分析和实验结果可以得知，CT 技术在激光等离子体实验中的应用是可行的，且已用于“星光 II”装置现场打靶的激光等离子体实验 X 光测量。提出了光强重心的坐标关联定位方法，彻底解决了针孔相机需要精确关联定位的问题。CT 技术在 ICF 实验中是初次应用，得到的结果还不完善，有待改进。CT 技术将作为主要的技术之一，对将要建成的“神光 II”装置的 ICF 内爆对称性进行定量的测量诊断。

## 参考文献

- 1 Nuckolls J, et al. Nature, 1972, 239: 129
- 2 Lindl J. Phys. Plasma, 1995, 2(11): 3933
- 3 Minerbo G, et al. Appl. Opt., 1980, 19(10): 1723
- 4 Chen Y, et al. J. Appl. Phys., 1990, 68(4): 1483
- 5 [苏]巴索夫著, 华欣生主译. 稠密等离子体诊断学, 中国工程物理研究院, 1992 年
- 6 Fews A, et al. Laser and Particle Beams, 1994, 12(1): 1
- 7 江少恩等. 光学学报, 1998, 18(4): 440
- 8 Manheimer W M, et al. Phys. Fluids, 1982, 25(9): 1644
- 9 Hunt J T, et al. Opt. Eng., 1989, 28: 461
- 10 Chen Y W, et al. Opt. Commun., 1989, 71(5): 249
- 11 Hauer A A, et al. Phys. Plasma, 1995, 2(6): 2488

- 12 Hauer A A. Rev. Sci. Instrum., 1995, 66(1): 672
- 13 Delamater N D, et al. Phys. Rev. E, 1996, 53(5): 5240
- 14 Amendt P, et al. Phys. Rev. Lett., 1996, 77(18): 3815
- 15 Herman G T. Image Reconstruction from Projections, Academic Press, 1980
- 16 庄天戈. CT 原理与算法, 上海: 上海交通大学出版社, 1992 年
- 17 Shepp L. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1974, NS-21(1): 21
- 18 Gordon R. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1974, NS-21(1): 78
- 19 Dusauroy N J. Linear Algebra and Its Applications, 1990, 130(1): 111
- 20 Minerbo G. Computer Graphics and Image Processing, 1979, 10(1): 48
- 21 Verhoeven D. Appl. Opt., 1993, 32(20): 3736
- 22 侯自强. 医学诊断数字影象技术, 北京: 科学出版社, 1994 年
- 23 江少恩等. 光学精密工程, 1997, 10(5): 36
- 24 江少恩等. 计算物理, 1997, 14(3): 361
- 25 江少恩等. 光子学报, 1998, 27(5): 406





江少恩： 1986年毕业于电子科技大学，现为中国工程物理研究院副研究员、等离子体物理博士。

JIANG Shaoen: Graduated from University of Electronic Science and Technology in 1986. Associate professor and plasma Ph. Doctor of China Academy of Engineering Physics.