

惯性约束聚变实验中的层析成像技术研究*

江少恩[†] 曹磊峰 于燕宁 李朝光 郑志坚

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心 绵阳 621900)

摘要 文章对惯性约束聚变(ICF)中的多方位成像的层析技术(CT)和编码成像技术在激光等离子体实验中的应用进行了研究. 作者完成了以下工作: 建立了多方位层析成像系统, 自行编制三维图像重建的软件; 采用三个方位的针孔相机对爆推爆靶内爆压缩过程进行成像, 同时成功地获得了三个针孔图像, 得到的直径压缩比约为3, 且压缩的对称性很好; 采用编码成像技术, 在“神光II”上成功地验证了菲涅耳波带片的可行性应用, 并建立了激光热核聚变产生的 α 粒子和腔靶超热电子的菲涅耳波带片成像系统, 获得了热核反应区的 α 粒子图像, 并首次得到了厚壁腔靶的超热X射线图像.

关键词 惯性约束聚变(ICF), 层析技术(CT), 编码成像, 菲涅耳波带片

Tomographic techniques in inertial confinement fusion

JIANG Shao-En[†] CAO Lei-Feng YU Yan-Ning LI Chao-Guang ZHENG Zhi-Jian

(Laser Fusion Research Center, Chinese Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

Abstract Computer tomography (CT) and coded imaging (CI) techniques have been applied to inertial confinement fusion. A CT system using 3—5 viewing direction pinholes has been built, and a three dimensional reconstructing code written. Three pinholes in different viewing directions were used to image the laser driven explosion push target, and three pinhole images successfully obtained in one shot. The radius compression ratio derived from the images was about 3, the compression symmetry was very good, and the three dimensional image of the capsule was reconstructed. Coded imaging applied to the Shenguang II laser facility demonstrated the successful use of Fresnel zone plates (FZPs) in the imaging of α particles produced by hot electrons and of hot X-rays emitted from inside the Holhraum wall.

Key words inertial confinement fusion, computer tomography, coded imaging, Fresnel zone plate

在过去的半个世纪里,全世界的科学家都在追逐实现可控热核聚变的梦想. 其目标引人注目之处在于聚变燃料能提供巨大的能量,而且聚变被认为是一种安全而干净的能源. 截面最大的聚变反应使用氘和氚, D-T 被选为第一代聚变反应堆的燃料. 研制经济可行的聚变反应会给我们像石油海洋那样多的能量. 因为每吨海水含有大约 40g 氘和 0.1g 锂, 故每桶海水中氘燃料所含的能量几乎相当于 30 桶石油, D-T 燃料(其中氘从锂的中子反应获得), 则相当于 1/15 桶的石油. 仅地球几个大洋 1m 表层的海水就可以给 D-T 聚变反应堆提供充足的燃

料, 按照目前的使用率, 其产生的电力可以足够使用几千年.

开发聚变的两个主要途径是磁约束聚变和惯性约束聚变(ICF). 对氘氚燃料, 磁约束和惯性约束途径都要求燃料温度超过 1 亿度, 燃料粒子密度 n 和约束时间 τ 达到劳森判据即 $n\tau = 10^{14} - 10^{15} \text{ s/cm}^3$. 磁约束聚变工作 $\tau \approx 1 \text{ s}$ 和 $n \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 范围. 磁约束

* 中国工程物理研究院激光聚变研究中心创新基金(批准号: 200101)资助项目

2003-05-12 收到初稿, 2004-05-18 修回

[†] 通讯联系人. E-mail: jiangshn@vip.sina.com

聚变密度受到最大磁场的限制,与约束容器的材料强度有关。ICF 则依靠燃料靶的惯性产生约束。约束时间小于 10^{-10} s,燃料粒子密度通常大于 10^{25} cm⁻³。

在惯性约束聚变的重要特点是:需要有高功率密度的能源来加热氘氦靶丸,使其高度压缩而达到热核点火条件即劳森判据。实现惯性约束聚变目前采用两种方式:直接驱动和间接驱动。直接驱动方式是直接将驱动源(例如多束激光)均匀辐照含有热核燃料的聚变靶丸,驱动内爆;间接驱动方式则是首先将驱动源能量转换为软 X 射线能量,由后者再去驱动靶丸内爆(故又称为辐射驱动)。间接驱动方式通常需由“黑腔靶”(hohlraum)加以实现。黑腔靶是一个由高 Z 元素(常用金)构成的中空腔体,形状多为柱形或球形,并有一些孔,让驱动源束进入腔内,聚变靶丸置于黑腔的中央。如果驱动源是激光,这些激光束将辐照黑腔的内壁,在那里激光能量被吸收,并大部分转换为 X 射线,驱动中心的靶丸内爆。

惯性约束聚变的核心是内爆。驱动源在靶丸表面沉积能量,加热表面一层物质生成热等离子体,它向外快速膨胀,由于动量守恒产生向靶丸内部传播的冲击波,这就是烧蚀过程。这一烧蚀过程引起聚变靶丸的聚心运动,称为内爆。通过内爆增压使热核燃料(氘氦)达到高能量密度状态。因此,惯性约束聚变研究包括:内爆环境的形成、内爆的驱动、聚心压缩、点火和燃烧。内爆环境的主要研究内容是靶丸驱动的对称性:直接驱动要求驱动源多束、同步、对称;间接驱动则要求驱动源在靶丸周围产生的辐射场空间均匀。直接驱动的烧蚀机制是电子热传导(激光首先加热电子);间接驱动则是辐射热传导。烧蚀发生在靶丸的推进层,烧蚀产生的冲击波推动热核燃料聚心运动。聚心压缩过程将推进层动能转变为燃料内能(压缩能和热能),并可以通过驱动源和靶的设计控制压缩达到的状态。

激光辐照的均匀性是激光直接驱动产生内爆的关键因素之一,为了靶丸达到高的压缩比(~ 30)而且保持近乎球形,激光辐照的均匀性要求达到 1% 左右。这样的苛刻条件一方面要做到是相当困难的,另一方面对如此高的均匀性则要求诊断手段的精度也很高。一般简单的二维空间成像方法由于没有深度信息,难以对深度的 X 射线或粒子分布情况作出判断,从而难以达到均匀性诊断的要求,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。要了解靶压缩更细致的情况而达到高精度的均匀性

的诊断,只有进行体成像才能得到深度的信息,才能得到更高的诊断精度。体成像也就是三维成像,体成像必须采用多个方位的空间成像而运用已成功用于医学成像的 CT 技术(计算机层析)来重建出三维分布。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)技术进行三维重建^[1-6]。

编码成像由于物体不同深度引起不同的阴影,原则上也能提供少量的层析分辨。由于编码成像相对于层析成像简单而又有少量的层析能力,在 ICF 实验中也得到广泛的应用。菲涅耳波带片(FZP)^[7]、半影^[8,9]和环孔显微镜^[10-12]等编码成像技术得到很大的发展。

在“神光 II”装置上,我们开展了多个方位的针孔成像的层析技术,获得爆推靶的层析图像。另外进行了菲涅耳波带片编码技术研究,对爆推靶的 α 粒子、腔靶的超热电子进行编码成像。

世界上主要研究 ICF 的国家,如美、日、英等国均对此问题进行了研究。美、日等国使用多个针孔相机对 X 射线成像^[1-3],英国则使用 3 个半影相机获得 α 粒子的图像^[4]。美国 Los Alamos 实验室在 20 世纪 80 年代初期就做了这项工作。他们用两束 CO₂ 激光驱动靶丸,每束光强 350J,靶丸直径 200 μ m,使用 4 个针孔相机,采用最大熵重建方法,结果给出了靶丸的层析像。1990 年,日本大阪大学激光工程所(ILE)发表了这方面的文章。其激光器为 GEKKO XII,靶丸直径为 1000 μ m,使用 5 个针孔相机成像,采用代数法重建。结果给出靶丸厚度不均匀性与压缩比的关系,并且与其二维流体力学程序符合很好。

1 上海 5FW 型 X 射线底片的标定

针孔相机和编码成像系统一般采用 X 射线底片作记录介质。为了得到完全定量的结果,需要对胶片进行绝对标定。在北京同步辐射源上,利用软 X 射线能区的单色 X 射线,对 X 射线胶片的响应特性进行实验标定。在标定实验中,X 射线源强度用已标定过的二极管标准探测器硅光二极管探测器测量。在北京同步辐射源的 3WB1 束线上,对上海 5FW 型 X 射线胶片在几个能点(500eV、1000eV 和 1500eV)进行能量响应标定。采用 D76 X 射线显影液进行显影,显影时间为 5min,定影液为 X 射线定影液,定影时间为 10min。经过黑密度计读出的黑度见图 1。

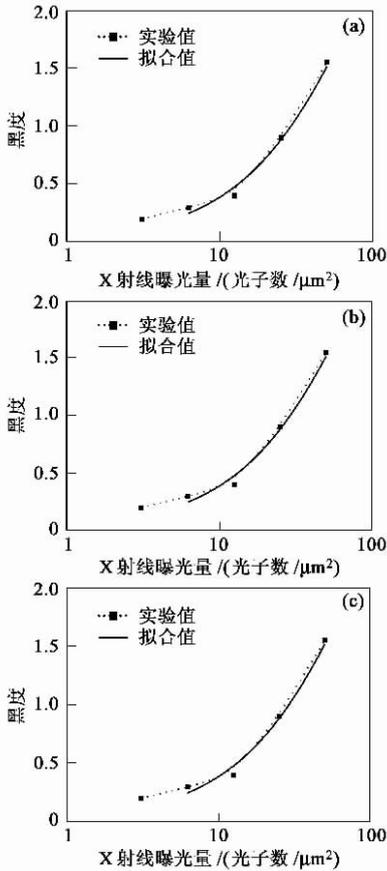


图1 5FW胶片的H-D曲线 (a)500eV (b)1000eV ; (c)1500eV

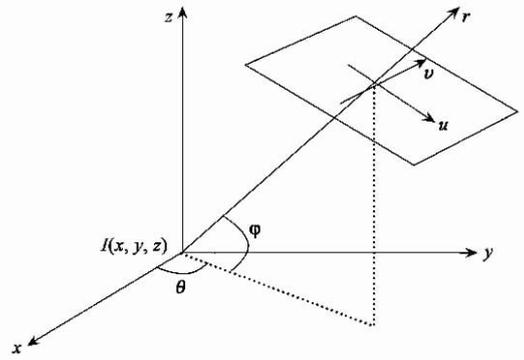


图2 投影坐标示意图

探头(探测器). 另外考虑到成本因素, 只能用少数几个探头. 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ICF实验中的重建数据常常为“非完全数据”. 对于“非完全数据”的重建问题, 迭代方法比傅里叶变换法(包括卷积反投影法)的重建效果要好得多. 迭代重建法主要有ART(代数重建法)、MART(乘代数重建法)和MENT(最大熵重建法)三种. 对ART, 有多种变化形式, MART和MENT的变化形式则较少. MART和MENT都满足最大熵准则. 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. 由于MART重建公式更为简单, 所以我们采用MART重建法进行重建^[13], 并编制出重建程序CT3D. 乘代数重建法(MART)的迭代公式如下:

$$I^{k+1} = I^k \frac{P_l}{R_l^k}, \quad (4)$$

式中 I^k 为第 k 次迭代后的重建值, $R_n^k(u, v)$ 为从 I^k 计算的投影值.

(4)式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 . 如此地进行多次迭代, 逐渐逼近真实值. 在重建计算时, 对一般CT3D程序, 采用10次迭代.

2.2 层析技术在ICF中的应用

在“神光II”上, 进行了首轮基频光的聚变实验, 在靶室近似相互垂直的不同方位, 分别放置了3台X射线针孔相机(PHC), 对爆推靶进行了针孔成像. 针孔成像的参数是: 针孔大小为 $d = 10 \mu\text{m}$, 物距

2 层析重建技术

2.1 ICF 中的重建方法

采用的坐标系见图2, 如果激光等离子体中的X射线自吸收可以忽略(滤掉低能X射线, 让较高能区X射线在底片上成像), 则沿观测方位 r 的投影为

$$P_{\theta, \varphi}(u, v) = \int K(x, y, z) dr, \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ r \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \quad (2)$$

A 为三维坐标旋转矩阵, 即:

$$A = \begin{pmatrix} \cos\theta \sin\varphi & \sin\theta \sin\varphi & -\cos\varphi \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ \cos\theta \cos\varphi & \sin\theta \cos\varphi & \sin\varphi \end{pmatrix}. \quad (3)$$

由于ICF过程时间短, 不像医学CT那样用一台旋转扫描器进行旋转来测量多方位的X射线辐射强度, 那样时间来不及, 只能在多个方位安装分立

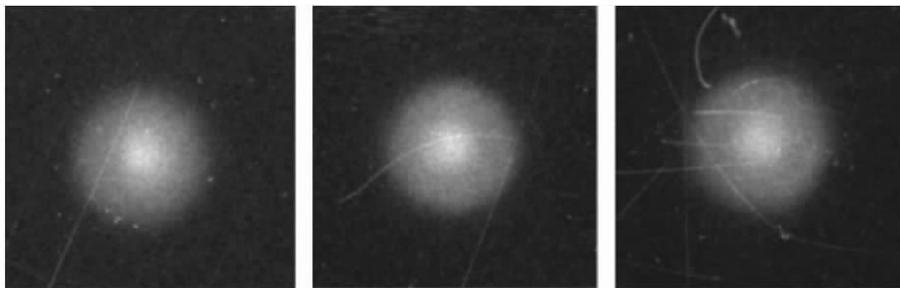
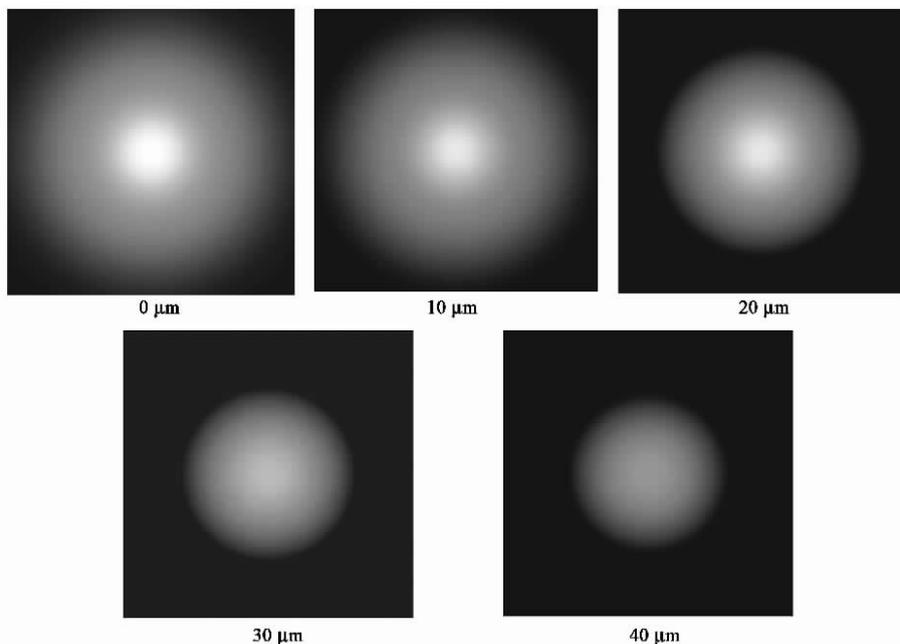


图3 三个不同方位针孔图像

图4 不同 z 层面的层析图

为 $a = 88\text{mm}$, 放大倍数 $M = 10$, 成像能区为 $1\text{--}2\text{keV}$, 记录介质为 5FW 型 X 射线胶片, 3 台相机的测量方位分别为西斜上方 22.5° 、南上方 45° 、北上方 45° 。由 3 台针孔相机得到了 3 个方位的针孔图像 (见图 3)。此靶为充气、氙玻璃微球, 氙、氙比为 $1:1$, 充气压力为 23atm , 微球直径为 $106\mu\text{m}$, 壁厚 $0.9\mu\text{m}$ 。靶束激光总能量为 746J , 脉宽 100ps , 中子产额为 7×10^8 。从图 3 可以看出, 该靶的压缩很均匀, 压缩度大约为 3。经过 CT 技术进行重建获得的层析图见图 4。由不同的层析可以看出更为细致的压缩结构。

3 菲涅耳波带片在 ICF 实验中的应用

依靠编码孔和几何光编码, 而后通过解码获得

物体二维或三维成像, 这种技术称为编码成像 (CAI) 技术。原则上 CAI 技术有层析能力, 同时编码成像与针孔成像相比, 接受立体角大得多, 收光效率也高得多, 信噪比大为提高, 对微光成像具有很大的优势, 所以在 ICF 实验中得到广泛的应用和发展。菲涅耳波带片 (Fresnel zone plate, FZP) 最早应用于 ICF 热核聚变实验中芯部辐射 X 射线和 α 粒子成像, 随后编码成像技术得到进一步发展, 产生了环孔编码成像 (RAM) 技术、半影成像 (PAM) 技术和均匀冗余阵列 (URA) 技术等。编码成像有两步过程: 第一步是编码成像, 第二步是编码像的重建或称解码。在第一步中, 成像目标的每一点作为编码孔的 FZP 在记录面上形成一个投影, 每一个投影都是一个放大的波带片, 波带片的中心位于记录面源点的几何像点上, 所有的点投影在记录面内叠加形成了编码像 (见图 5)。第二步的重建过程可以采用光学重建

或数值重建,早期因计算能力的限制,一般采用光学重建,但适用范围十分有限,数值重建法适用于所有的编码重建,我们一般采用数值重建.光学重建方法见图6,它是利用平面光照编码像,根据几何成像的原理,在波带片后面的焦面上,重建像是一个倒立的、放大的实像.由图6知道,经过重建后的图像与物体的三维位置有一一对应的关系,因此,FZP编码成像是—种三维成像技术.

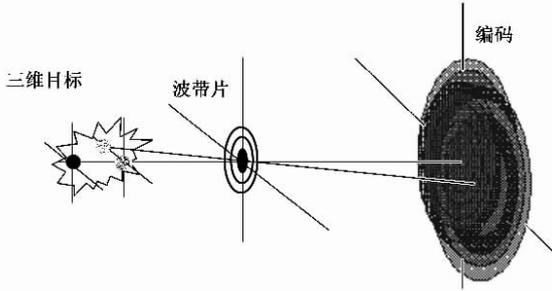


图5 菲涅耳波带片编码成像示意图

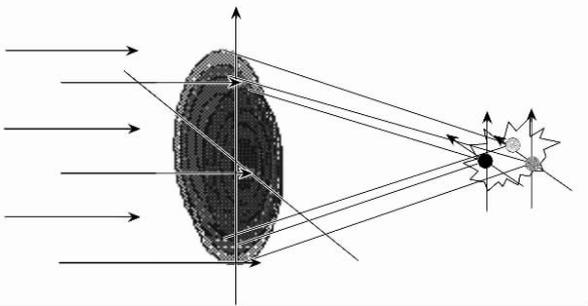


图6 对图5的编码成像的重建

3.1 在“神光II”上原理性实验

采用菲涅耳波带片(FZP),在“神光II”上进行原理性实验,并编制了解码程序(RECONSTRUCT),通过此程序,由实验获得编码图像反演出实际的图像.所用FZP的参数为:最内环半径 $R_1 = 240\mu\text{m}$,最外环半径 $R_{100} = 12\mu\text{m}$,共100环.成像参数为:物距2cm,像距8cm,放大倍数4.图7为通过“神光II”实验由FZP获得的编码像.图8为利用反演程序RECONSTRUCT恢复的实际图像,图中的每个像素代表 $5\mu\text{m}$,这两个焦斑之间像素个数为90,于是可以计算出焦斑的距离大约为 $450\mu\text{m}$.图中的两个焦斑是由两束激光产生的X射线斑得到的,而每个焦斑大小大约为 $200\mu\text{m} \times 120\mu\text{m}$,近似为椭圆形光斑.由于“神光II”激光打靶方向是斜 45° 入射,所以激光光斑是椭圆形的,如果其长轴方向是 $200\mu\text{m}$,按理论计算,那么短轴方向就是 $140\mu\text{m}$,这与实验测量

结果很相近,况且X射线斑与激光焦斑并不完全相同,所以重建程序经过实验考核是可靠的.

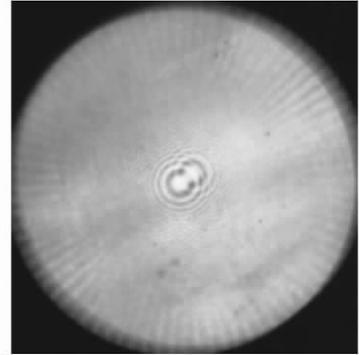


图7 菲涅耳波带片获得编码像

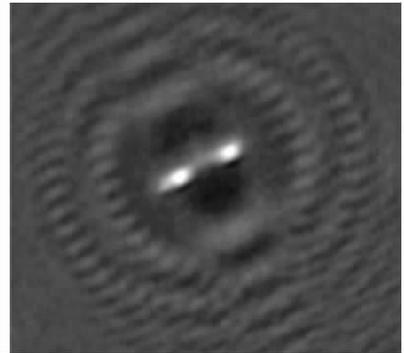


图8 通过解码程序重建出的图像

3.2 菲涅耳波带片用于激光聚变的 α 粒子成像

α 粒子是激光聚变热核燃烧的直接产物,因而 α 粒子辐射直接反映了热核燃烧区的空间信息.利用 α 粒子成像手段,可以获得内爆区压缩的对称性和均匀性特征.实现 α 粒子成像条件有两个:首先, α 粒子必须能够从内爆区逃逸出来,其次,必须要有合适的成像方法和记录手段实现这种成像.

为了确保激光聚变产生的能力为3.5MeV的 α 粒子从压缩芯部逸出,在激光输出能量满足要求的条件下,可以设计合适厚度的靶壁($1\mu\text{m}$ 左右)和适度的压缩水平($\rho\Delta R \leq 10^{-3}\text{g}/\text{cm}^2$)而达到目的.关于实现 α 粒子的第二个条件,必须借助于编码成像技术.因为激光驱动内爆热核聚变的 α 粒子辐射实质是一种低通量的辐射(在“神光II”现有的条件下,激光聚变中子产额一般不高于 10^{10}).

FZP编码相机核心元件是一个自支撑的波带片,它的具体参数是:材料为 $5\mu\text{m}$ 厚的Au,波带片的环数为100,第一环的半径为 $106\mu\text{m}$,最外环宽度为 $5.3\mu\text{m}$.相机的记录介质为英国产的LR-115型高灵敏度固体径迹探测器,其特点是对光辐射包括

可见光和 X 射线、中子、高能质子以及电子等辐射不感光,而对 α 粒子和其他较重的快离子有很高的灵敏度.这种探测器有类似于胶片的外形结构.其敏感层是一层红色的约 $7\text{--}8\mu\text{m}$ 的药膜,涂在约 $100\mu\text{m}$ 厚的透明的硝酸纤维薄膜上.高能 α 粒子辐照在 LR-11 型探测器的药膜上,对其造成损伤,形成径迹.辐照过的径迹探测器置于 NaOH 溶液中浸泡腐蚀厚,每个径迹形成一个 $1\text{--}2\mu\text{m}$ 的小孔,光可以通过这些小孔.利用这种探测器对 α 粒子辐射源测量时获得的最终结果,类似于显影和定影处理过的胶片.

采用 FZP,在“神光 II”上进行了聚变热核燃烧区的 α 粒子成像实验.FZP 相机置于北偏西 75° 、斜上 45° 的位置.FZP 与靶间的距离为 1.7cm ,放大倍数为 3.53 .实验用靶为爆推靶,即氘氘气体玻璃微球.球直径为 $200\mu\text{m}$,球壳厚 $1\mu\text{m}$.神光 II 的 8 路基频激光聚焦打靶,脉宽约 100ps ,每束能量 80J .图 9 为 FZP 获得的实验图像,图 10 为用解码程序重建的结果.重建结果表明,激光直接驱动爆推靶实验形成了一个长轴约 $80\mu\text{m}$ 、短轴约 $55\mu\text{m}$ 的热核燃烧区域,长轴和短轴分别大约相当于原靶球直径的 $2/5$ 和 $1/3$.

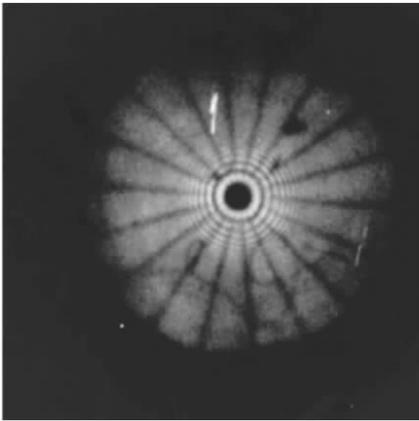


图 9 FZP 获得 α 粒子的编码像

3.3 菲涅耳波带片用于腔靶的超热 X 射线成像

超热电子的产生与传输机制的了解,对激光聚变内爆过程的研究具有重要意义.一方面,超热电子与激光等离子体的各种非线性过程密切相关;另一方面,由于其较长的射程,超热电子对内爆压缩过程、激光吸收与 X 射线转换造成有害的影响.对超热电子行为的探测,仅局限于对其光谱的研究,一直没有建立起一种有效的超热电子行为区的空间诊断技术.在激光等离子体的 X 射线辐射中,超热电子



图 10 图 9 经过数值反演的强度分布

具有很少的份额,利用针孔难以获得有意义的腔靶辐射超热电子图像.而由于 FZP 有很大的收光立体角,可以用来探测腔靶的超热电子图像.利用 FZP 隔着 $20\mu\text{m}$ 厚的 Au 材料腔壁对腔靶的超热电子成像,在不开孔的情况下,从腔外直接观测金腔内部等离子体的超热 X 射线发光区,对腔内等离子体状态和运动过程可以有直观的认识.

超热电子成像采用的波带片是一个以聚酰亚胺做底衬底进行支撑底 FZP,其参数为:材料为 $17\mu\text{m}$ 厚的金,底衬厚度 $30\mu\text{m}$,环数 235,第一环半径 $320\mu\text{m}$,最外环宽度 $10\mu\text{m}$.

FZP 放在靶的正下方.波带片与胶片之间的距离为 8cm ,波带片与靶间的距离为 2cm ,放大倍数 $M=4$.FZP 相机的空间分辨率约 $20\mu\text{m}$,成像系统的响应能区在 $7\text{--}10\text{keV}$.采用“神光 II”八路三倍频激光打腔靶,激光能量为 $8 \times 260\text{J}$,腔靶为 $\phi 800\mu\text{m} \times 1600\mu\text{m}$ 的柱腔.图 11 为实验获得的超热 X 射线 FZP 编码图像,图 12 为经过解码程序重建出的结果.由图 11 可以看出,在激光弹着点处有很强的超热 X 射线发光区域,这是因为激光等离子体相互作用的各种非线性过程在此处产生.激光弹着点附件的较强的超热 X 射线发光区域的大小约为 $200\mu\text{m}$.在腔靶两端的各 4 个靶点所围绕的对称轴上,可以看到分别有一个超热 X 射线的发射区.同时在腔靶的两端的内端面也分别有一个超热 X 射线的发光区域.该区域长约 $400\mu\text{m}$,宽约 $200\mu\text{m}$.腔轴出现的超热 X 射线现象可解释为:激光打击靶壁形成的等离子体迅速膨胀,并在腔轴处发生碰撞,产生新的高温、高密度等离子体区域,由此产生的超热电子在慢化过程中通过韧致辐射而发射超热 X 射线.腔靶端面超热 X 射线发射区域形成的机制可能的解释为:

激光与靶面作用产生强烈的软 X 射线辐射,这种辐射烧蚀腔靶内端面,产生向腔内的等离子体喷射.这种喷射的等离子体与腔内的等离子体相互碰撞产生了另外的高温、高密度区域,同样超热电子慢化而形成超热 X 射线辐射.

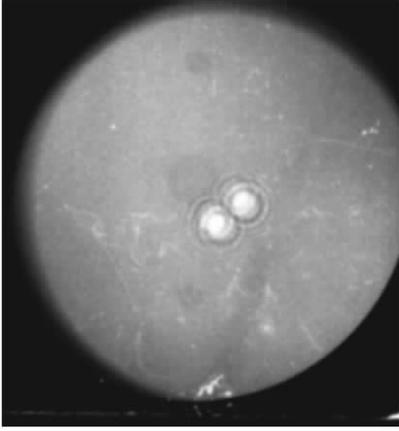


图 11 超热 X 射线的 FZP 编码像

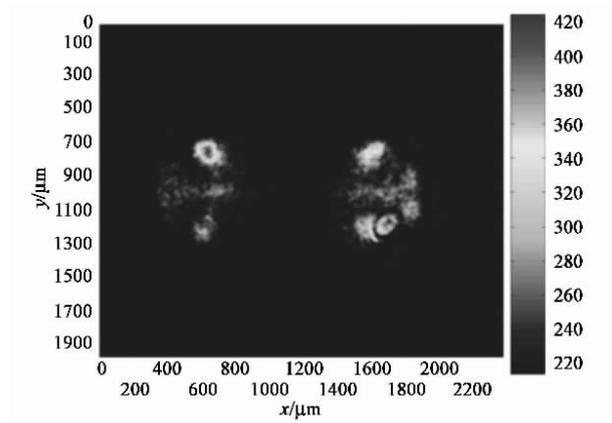


图 12 经过解码后的超热 X 射线图像

4 结论

通过本项目的研究得到如下的结果:

(1) 多方位的针孔成像的层析技术可以获得激光压缩内爆的三维图像,研究靶球压缩均匀性和压缩比,本实验得到爆推靶的半径压缩比为 3.

(2) 在“神光 II”上对 FZP 编码成像技术进行了验

证实验考核,表明该技术在 ICF 中的应用是可靠的.

(3) 利用 FZP 编码技术获得了激光聚变热核燃烧区域的图像,可以给出内爆压缩的对称性和压缩比数据.

(4) 采用 FZP 编码技术对厚壁腔靶的激光等离子体产生超热 X 射线进行空间成像,首次获得腔靶的超热 X 射线图像.

致谢 感谢制靶人员和激光器运行人员的大力协作和辛勤劳动.

参 考 文 献

- [1] Minerbo G, Sanderson J, Hulsteyn D *et al.* Appl. Opt., 1980, 19:1723
- [2] Chen Y, Miyanaga N, Yamanaka M *et al.* J. Appl. Phys., 1990, 68:1483
- [3] Fews A, Lamb M, Savage M. Laser and Particles Beams, 1994, 12:1
- [4] 江少恩,刘忠礼,李楠等. 光学学报, 1998, 18:440 [Jiang S E, Liu Z L, Li N *et al.* Acta Optica Sinica, 1998, 18:440 (in Chinese)]
- [5] 江少恩等. 中国核科技报告 CNIC-01522. 北京:原子能出版社, 2001 [Jiang S E *et al.* China Nuclear Science and Technology Report CNIC-01522, Beijing: Atomic Energy Press, 2001 (in Chinese)]
- [6] 江少恩,郑志坚. 光学学报, 2001, 21:1199 [Jiang S E, Zheng Z J. Acta Optica Sinica, 2001, 21:1199 (in Chinese)]
- [7] N. Celigo, D Sweeney. Zone plate coded imaging: theory and application. In: Wolf E eds. Progress in Optics. New York: Elsevier Science Publishers, 1984. Vol. XII. 289—354
- [8] Nugent K, Luther-Davis B. Opt. Commun., 1984, 49:393
- [9] Lerche R, Ress D, Ellis R *et al.* 1991, 9:99
- [10] Ress D, Lerche R, Ellis R *et al.* Science, 1988, 241:956
- [11] 江少恩,刘忠礼,郑志坚等. 强激光与粒子束, 1999, 11:210 [Jiang S E, Liu Z L, Zheng Z J *et al.* High Power Laser and Particle Beams, 1999, 11:210 (in Chinese)]
- [12] 江少恩,郑志坚,刘忠礼. 光子学报, 1999, 28:1129 [Jiang S E, Zheng Z J, Liu Z L. Acta Photonica Sinica, 1999, 28:1129 (in Chinese)]
- [13] 江少恩,刘忠礼,郑志坚等. 光子学报, 1998, 27:406 [Jiang S E, Liu Z L, Zheng Z J *et al.* Acta Photonica Sinica, 1998, 27:406 (in Chinese)]