

惯性约束聚变靶场光学系统中 二元光学技术的应用研究

(申请清华大学工学博士学位论文)

培养单位： 精密仪器与机械学系

专 业： 光学工程

研 生： 谭峭峰

指导教师： 金国藩 教授 院士

副指导教师： 严瑛白 教授

二零零零年八月

中文摘要

惯性约束核聚变(ICF)的研究在能源及国防领域均具有重要意义。在ICF的靶场光学系统中,对激光光束提出了束匀滑、谐波分离、测量取样、聚焦等光束控制要求。本论文以研究解决束匀滑为主要目标。在分析、比较已有的几种技术方案的基础上,选择了最有应用前景的二元光学作为实现束匀滑的技术途径。

基于对二元光学束匀滑器件各种优化算法的分析,并针对设计中的位相连续性、全局优化与局部优化、光强控制目标要求等三个关键问题,提出并采用了爬山算法与模拟退火算法的混合及“粗、细搜索”变分辨率的改进优化算法。模拟计算结果表明,该算法在全局优化潜力、提高优化速度、位相分布连续性及目标函数选择灵活性等方面具有明显优势,是设计ICF束匀滑位相器件的一种有效的优化算法。

为了在数值计算中,不受采样定理限制,能更真实描述焦斑光强分布的束匀滑性能,提出并采用了细化或任意选取采样间隔的方法来进行位相设计。指出无法对离散的采样值进行插值以获得连续位相分布,分析了未量化的多台阶器件位相单元的衍射包络的影响,提出非等周期器件来消除衍射包络,并进行了初步设计。

针对神光III靶场光学系统的具体结构特点及其对二元光学器件的几个特殊要求,研究并解决了以下几个重要问题。为能同时满足主瓣顶部均匀性与旁瓣“不堵口”的要求,采用了在主瓣与“堵口”旁瓣间留存缓冲区的光强控制目标;为获得间接驱动ICF中不同角度入射时非垂轴腔壁面上的均匀光斑,提出并采用了“近似无衍射光束”的思路设计二元光学器件;在阵列器件中,采用各单元间附加线性相移的方法,获得了同时控制光强分布与焦斑形状的设计结果;设计了一种提高填充因子的组合阵列器件,充分利用了入射光能量;分析了二元光学器件对波前位相畸变的宽容度及阵列器件在提高宽容度上的潜力;最后,为了简化ICF光学系统,探索了功能组合器件的设计可行性。

利用镂空旋转掩模板,通过离子刻蚀,加工出大口径准连续位相器件。模拟分析了对准误差与刻蚀深度误差对束匀滑性能的影响。对掩模板及位相器件表面质量的测量结果表明,在目前的加工方法中还存在较大的深度刻蚀误差。

分别以半导体连续激光器与脉冲固体激光器为光源,CCD为探测器,进行了准连续位相束匀滑器件的焦斑光强分布测量,在一定离焦面上均获得了具有一定顶部均匀性、陡边、无中心锐脉冲的光斑。这是目前国内在大口径的二元光学束匀滑器件上得到的最好实验结果,初步论证了二元光学技术在ICF束匀滑上的应用可行性。

关键词: 惯性约束核聚变, 靶场光学系统, 二元光学, 束匀滑, 优化算法

Abstract

Research on Inertial Confinement Fusion(ICF) is very important in Defense and Energy. In the ICF target optical system, some demands on beam control are required, including beam smoothing, harmonic wave separation, diagnostic sampling and focusing. In this thesis, the most concerned is beam smoothing. Based on the analysis and comparison of some ICF beam smoothing technologies, Binary Optics, the most promising technology, has been chosen to realize ICF beam smoothing.

After analyzing all kinds of the traditional phase optimization algorithms of binary optical element(BOE), the demerits of these algorithms used for ICF beam smoothing have been exposed. Contraposing the phase continuity, global and local search, and the demands for different beam control, a hybrid algorithm combining Hill-Climbing and Simulated Annealing is proposed. Furthermore, a variable-resolution algorithm with coarse-detailed search is developed. The simulated results, with fine phase structure and good performance of the focusing spot, show that the above algorithm has advantages of high global optimization potential, relatively rapid optimization speed, continuous phase distribution and flexible cost function in selectivity. Therefore the hybrid algorithm with variable-resolution is an effective optimization algorithm for ICF beam smoothing.

In the numerical calculation, to avoid the restriction of the sampling theorem and obtain the real beam smoothing performance of the intensity distribution on the focal plane, the method of refining or choosing any sampling interval is also proposed and has been used to design the BOE. The conclusion that a continuous phase distribution can not be obtained by interpolation with the discrete sampling phase values has been pointed out. Based on the analysis of the phase cell diffraction envelope of the multi-level BOE, a non-period BOE is proposed and applied to eliminate such kind of diffraction envelope.

Facing the practical design feature of the target optical system of ShenGuang III and some special requirements of the BOE, several tentative discussions are carried out. A kind of demand for beam control, which a buffer zone exists between the main lobe and the "blocking" side lobe, is adopted to obtain high uniformity at the main lobe and no "blocking" effect simultaneously. So as to obtain the uniform spot on the side wall of the hohlraum with different incident angles for the indirect driving ICF system, an idea of "approximate non-diffraction beam" is introduced for designing the BOE. By adding linear phase-shifts on the cells of the BOE array, geometrical transforms can also be performed simultaneously with the

proposed BOE array for obtaining a uniform focusing spot. A composite array with different kinds of cells is used to increase the filling factor and light efficiency. The tolerance of the BOE to the wave-front distortion and the latent capacity of the BOE array to increase the tolerance are analyzed. Finally, to simplify the system, the design practicability of functional grouping elements is studied.

Several quasi-continuous phase BOEs with large aperture are fabricated by using rotating hollowed-out masks and ion etching. The influences of the alignment error and depth error are calculated. The fabricating accuracy obtained is also listed. After measuring the hollowed-out masks and profiles of the quasi-continuous phase BOEs, it is found that a rather large depth error exists in the present processing method.

A test of measuring the intensity distribution of the focusing spot is performed by using a common CCD with continuously operating laser diode(LD) and pulsed operating solid-state laser. After data processing, the focusing spot with certain uniformity at the main lobe, steep edge and without sharp peak at the zero order is obtained on a certain defocused plane. The feasibility of the binary optics technology used in ICF beam smoothing is preliminary proved by these good and firstly obtained experimental results.

Key words: Inertial Confinement Fusion, target optical system, binary optics, beam smoothing, optimization algorithm

独创性声明

本人声明所提交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得清华大学或其它教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了谢意。

签名： 谭峭峰 日期： 2000.4.30

关于论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：学校有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；学校可以公布论文的全部或部分内 容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存论文。

(保密的论文在解密后应遵守此规定)

签名： 谭峭峰 导师签名： 金田盾 日期： 4.30, 2000

第一章 引言

1.1 惯性约束核聚变简介

随着经济和人民生活水平的不断提高,对能源的需求量越来越多,能源问题已经成为影响人类生存和发展的关键问题。人类已经开发利用了诸如煤、气、油、水电、地热、太阳能等多种能源,但现在起主要作用的还是煤。煤带来了运输、污染、温室、酸雨等多方面的问题。当今的主要能源是不能再生,有枯竭的危险,而地热、太阳能提供的能源相对较少,难以解决能源危机。

核能的安全使用可以缓解能源危机。目前使用的核能主要是核裂变能,其相对于核聚变能,不仅有放射性核废料的安全处理、单位质量提供的能源少等问题,而且地球上的核裂变物质储量也远远少于核聚变物质储量。核聚变物质主要是氘氚,每吨海水里含有 40 克氘和 0.1 克氚。地球的海水量有 10 亿 Km^3 , 仅表层海水就可供应人类使用几千年。核聚变还是一种无放射性的清洁能源。因此,核聚变应是未来的主要能源。核聚变的实验研究还可为核聚变能源的安全利用和实验室条件下的核试验建立数据库,具有重大的国防价值。正因为其具有的重大民用及军用意义,世界许多国家在花费巨资进行可控核聚变研究。

核聚变时,物质处于等离子体状态,并需满足一定的高温高密度条件。劳逊(Lawson)判据限定了实现核聚变的基本条件,即受约束的等离子体必须达到一定的密度(n)、温度(T)及约束时间(τ)。对氘-氚反应, $n\tau \geq 3.9 \times 10^{11}(\text{s}/\text{mm}^3)$, T 约为 10^8K 。为满足此条件,有两种可控核聚变方法:增加约束时间 τ 的磁约束核聚变(Tokamak:托克马克)与提高靶丸密度 n 的激光惯性约束核聚变(ICF:Inertial Confinement Fusion)^[1]。目前世界上普遍采用的是激光驱动的惯性约束核聚变。

在过去的四十多年中,全世界的科学家在惯性约束核聚变上开展了许多工作^[2-8],建立了进行惯性约束核聚变实验研究的大功率激光系统,例如美国劳伦斯·利弗莫尔国家实验室(LLNL)的 Nova 及国家点火装置(NIF)、Rochester 大学的 Omega 装置、日本 Osaka 大学的 Gekko XII 等。

我国也于 1976 年开始进行这方面的研究，相继建立了“星光”及“神光”系列装置。

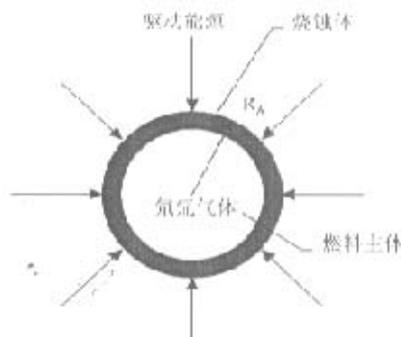


图 1-1 惯性约束核聚变原理示意图

惯性约束核聚变的原理如图 1-1 所示。靶丸中心是低密度当量的氘氚气体，外面裹着燃料主体部分：固态或液态的氘和氚，最外层是烧蚀体组成的壳体。驱动器的能量以激光或 X 光形式迅速传递给烧蚀体，使之加热并迅速膨胀。当壳体外部向外扩张时，根据动量守恒定理，剩余部分则向中心挤压。当压缩至一定程度时，将首先在靶丸中心形成热点，发生聚变并迅速向外层主体燃料部分传播，产生高增益，使主体燃料发生聚变反应，该压缩约束的过程被形象地称为内爆^[9,10]。

惯性约束核聚变的关键是实现空间 4π 立体角内的均匀内爆，获得高倍的靶丸压缩比而达到聚变所需的物理条件。在聚变实现的靶场，靶丸与腔壁等物质在强激光的作用下会迅速形成等离子体，等离子体的瑞利-泰勒不稳定性以及激光与等离子体相互作用不稳定性会破坏内爆的均匀性。抑制激光与等离子体相互作用过程的不稳定性是 ICF 驱动激光器总体设计的物理依据之一。激光强度分布不均匀性和等离子体密度局部不均匀性会降低靶面对激光能量的有效吸收；等离子体中的成丝（自聚焦）会造成散射光并增加内爆靶丸辐射的不均匀性；受激喇曼散射(SRS)、受激布里渊散射(SBS)等将产生大量有害的超热电子。这些现象与驱动激光的照明均匀性直接相关。入射光的空间强度分布越均匀，不稳定性越小。因此，ICF 对激光照明均匀性提出了很高的要求。

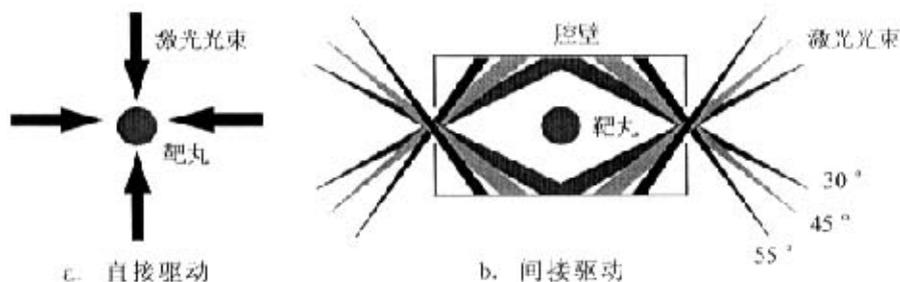


图 1-2 实现 ICF 的两种方式

惯性约束核聚变有直接驱动和间接驱动两种方式^[11-13]。直接驱动 ICF 是由高功率激光直接照射靶丸而产生约束聚变，如图 1-2(a)；间接驱动 ICF 则采用打黑洞靶的形式，靶丸放在两端开有小孔的空腔中，高功率激光由小孔照射腔壁，产生 X 光驱动靶丸约束聚变，如图 1-2(b)。间接驱动 ICF，由于其驱动激光不直接照射靶丸，对光斑光强分布的空间均匀性要求相对宽松，但也产生了另一特殊要求，即首先要保证激光光束能高效率进入靶室。当强激光入洞时，若在小孔边缘产生等离子体，则将因横向膨胀而阻止激光光束进洞，即发生“堵口”现象。为避免这种现象的发生，要求在洞口处的激光光束具有陡边、无旁瓣的光强分布。

1.2 神光III靶场光学系统简介

根据我国激光核爆模拟的总体规划，神光III强激光惯性约束核聚变装置的主要任务是完成辐射输运、辐射流体力学与辐射内爆动力学的实验研究，基本上能够校验武器模拟程序；同时为解决热核反应及点火实验前的相关物理问题创造条件，为建立规模经济的神光IV装置准备条件。这决定了其将以间接驱动方式为主，直接驱动与其他机制为辅^[14]。

神光III装置的基准靶型如图 1-3 所示。同靶场均匀照明有关的主要参数及要求如下：

1. 激光光束打靶 60 束(两端洞口各 30 束)；
2. 入射的激光光束在靶腔壁面上需均匀分布，“弹着点”位置要准确；
3. 靶面激光强度 $I \leq 2 \times 10^{13} \text{W/mm}^2$ ，靶面焦斑直径应 $\geq 250 \mu\text{m}$ ，且焦斑光强分布平顶、陡边、无旁瓣；

4. 要有 90%以上的“入洞”效率，以此克服洞边缘在强激光照射下形成等离子体，发生横向膨胀的“堵口”效应；
5. 消除靶面光强分布中空间周期 $10\mu\text{m}$ 以上的低频调制；
6. 要求焦斑形状尽可能为圆形。

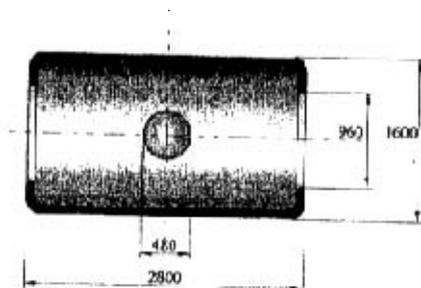


图 1-3 神光III装置的基准靶型(单位:微米)

在神光III的原型装置 TIL (Technical Integration Experiment Line) 中，其靶场光学系统的排布俯视图如图 1-4 所示^[15]。在靶场光学系统中，从主放大级输出的基频光 1ω 经倍频晶体转化为二倍频光 2ω ，再通过混频晶体得到打靶所需的三倍频光 3ω 。若靶室中残余 1ω 与 2ω 光，将对物理实验产生严重干扰，因此，为保证进入靶室激光频率的“干净性”，需利用谐波分离器件将 1ω 、 2ω 与 3ω 激光严格分离。为测量激光参数，利用低效率 (0.1%~0.01%) 的测量取样器件分出少量激光用于测量。束匀滑器件与聚焦透镜将激光束聚焦在靶面，并实现均匀照明以满足物理实验要求。

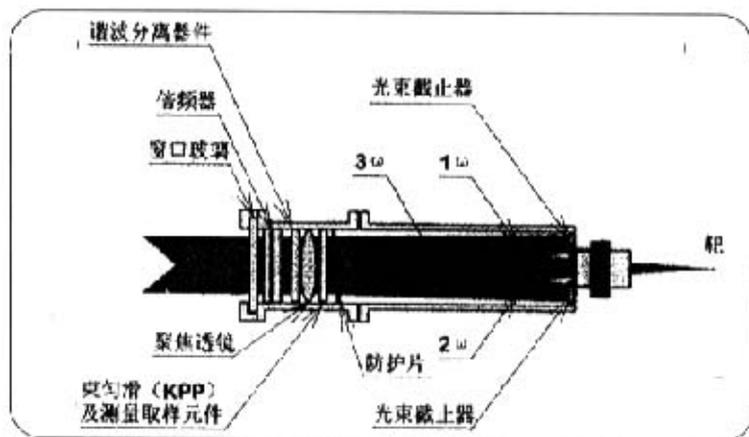


图 1-4 神光III原型装置靶场光学系统排布俯视图

在惯性约束核聚变靶场光学系统中的这几种特殊光学功能器件，可以统称为光束控制器件。它们分别起到控制光强分布、谐波分离、测量取样、聚焦等作用。本论文的重点是研究控制光强分布的束匀滑器件，也对其他器件进行一定的探讨。

1.3 束匀滑器件

无论对间接驱动，还是直接驱动，产生聚变的关键问题在于建立一个均匀的辐射场，这对神光III装置的束匀滑提出了苛刻的要求。对间接驱动尤为突出的矛盾是对 $\phi 960\mu\text{m}$ 洞孔，在保证足够高注入率的前提下，实现靶面光强分布的光滑化。

要实现 ICF 所要求的照明均匀性是很困难的，各国学者提出并发展了多种方法。大致可分为两类：空域平滑技术和时域平滑技术。空域平滑技术对光束进行近场微分、远场积分，控制靶面激光强度分布包络，消除焦斑的大尺度不均匀性，使焦斑光强分布总体上满足靶面均匀照明要求。而时域平滑技术是降低光束相干性的束匀滑技术。利用宽带激光光谱色散或光束扫描技术，使焦斑上的斑纹随时间快速变化，在足够短的时间间隔内达到时间意义上的平滑，以消除小尺度不均匀性。时域平滑技术主要有感应空间非相干 ISI 来降低空间和时间相干性^[16,17]、光谱色散平滑 SSD^[18]来破坏时间相干性、同步辐射放大 ASE^[19,20]等。这些时域平滑技术大多涉及到激光器本身结构，非常复杂，非本课题研究内容。下面介绍几种空域平滑技术方案。

空域束匀滑器件有振幅型和位相型两种。振幅型器件主要有软边光阑^[21,22]和波纹光阑^[23-25]。其最大的缺点在于能量利用率不高，而能量（或功率）对于惯性约束核聚变是至关重要的，故采用纯位相器件实现束匀滑及其他光束控制为主要研究方向。在这方面，国内外已开展了许多工作。在此介绍几种纯位相器件。

1.3.1 几何光学阵列器件

在设计中，先不考虑光的衍射效应，按照几何光学方法进行设计，再从物理光学的角度进行修正。主要有透镜阵列和光楔阵列。

a. 透镜阵列 (LA: Lens Array)

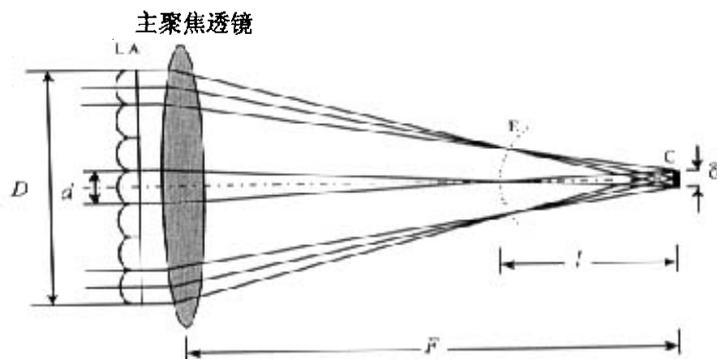


图 1-5 透镜阵列均匀照明系统示意图

LA 是由邓锡铭等人提出的一种均匀照明技术，是一种用相干光准近场照明获得焦斑上的均匀光强分布。系统如图 1-5 所示^[26-29]。从几何光学角度分析，该系统是由一个主聚焦透镜和置于其前的透镜阵列组成。透镜阵列将入射激光束分割成多个局部光束，每一子光束在大、小透镜组合焦点列阵面 E 上聚焦后再发散，并都对靶面 C 的同一区域全部照明，即各子光束都同样迭加在靶面 C，若每个子光束在 C 面的光强均匀分布，则可认为 C 面上得到均匀照明。透镜阵列单元的孔径 d ，焦距 f 与主透镜孔径 D 、焦距 F 及要求的焦斑大小 δ 的关系为：

$$f = \frac{FD}{\delta M} \quad (1-1)$$

其中 M 为大、小透镜的孔径比，即：

$$M = \frac{D}{d} \quad (1-2)$$

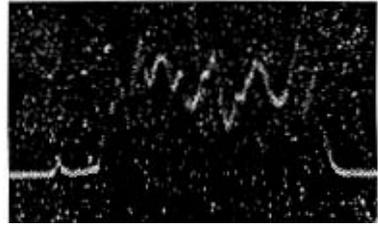
透镜阵列的单元数目约为 M^2 个。从几何光学看， M 越大，小透镜数目越多，入射光束分割越细，越有利于光照的均匀。但从物理光学看， M 数并不是越大越好。在 δ 、 F 、 D 等参数确定时， M 、 f 的选取需考虑衍射和多光束干涉因素。各子光束在 C 面是典型的菲涅耳衍射图，且发生多光束干涉，最后在 C 面的光强呈现菲涅耳衍射图包络的高频干涉调制条纹的分布形态。虽然在 ICF 中，高频调制可通过热传导效应抹平，但透镜阵列的硬边衍射引起的低频调制不满足靶面均匀照明的要求。为此可以使阵列各

单元中心位置产生随机偏差；或将靶面稍微往 C 面后移动，这样可基本消除低频调制，但产生“塌边”效应，使得光能利用率仅为 85%左右。

选取聚焦透镜 $D = 200\text{mm}$ 、 $F = 400\text{mm}$ ；透镜阵列 $d = 20\text{mm}$ ($M = 10$)、 $f = 20\text{mm}$ 、单元同心度偏差角 $\vartheta \leq 5$ 弧秒、焦距一致性 $\Delta f / f \leq 1.5 \times 10^{-2}$ ；靶面几何光斑直径 $\delta = 400\mu\text{m}$ ；靶面离开组合焦点距离 $l \approx 8\text{mm}$ 。实验结果如图 1-6、1-7 及 1-8 所示。在离焦面上“塌边”效应很明显。采用位相型软边光阑消除硬边衍射^[30]，或采用非球面透镜阵列^[31]等，可进一步提高焦斑的光照均匀性。

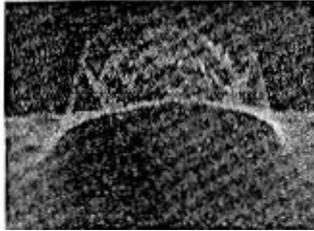


a. 靶面光照的二维图象

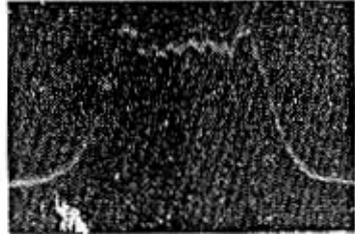


b. 直径处的一维光强分布

图 1-6 无 LA 情形

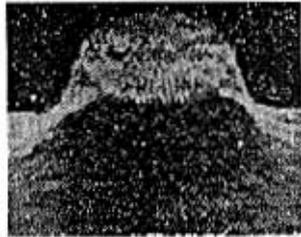


a. 靶面光照的二维图象

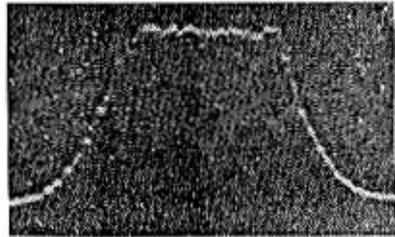


b. 直径处的一维光强分布

图 1-7 有 LA，焦面



a. 靶面光照的二维图象



b. 直径处的一维光强分布

图 1-8 有 LA，离焦面

b. 光楔阵列 (WA: Wedge Array)

使用正交光楔阵列也能实现二维焦斑均匀照明^[32,33]。图 1-9 中，SWA₁、SWA₂ 为正交放置的两个单元数相同的光楔阵列，其单元宽度均为 d 。其基本原理是入射光束被两个相互垂直、单元数为 N 的光楔阵列等分成 N^2 个正方形子光束，各子光束在“重叠焦面”上完全重叠会聚，聚焦透镜再将其成像在靶面上，使光强不均匀的子光束相互补偿，在靶面上得到均匀分布的方形焦斑。

由几何光学，光斑完全重叠的条件为：

$$L_1 = L_2 + S_1 \quad (1-3)$$

方形焦斑的位置和焦斑宽度分别为：

$$Z_0 = \frac{L_2 - S_2}{1 + (L_2 - S_2) / f} \quad (1-4)$$

$$l = \frac{d}{1 + (L_2 - S_2) / f} \quad (1-5)$$

其中 L_1 、 L_2 分别为 SWA₁、SWA₂ 到重叠焦面的间距， S_1 为 SWA₁、SWA₂ 的间距， S_2 为 SWA₂ 到聚焦透镜的距离， d 为光楔阵列单元的宽度。

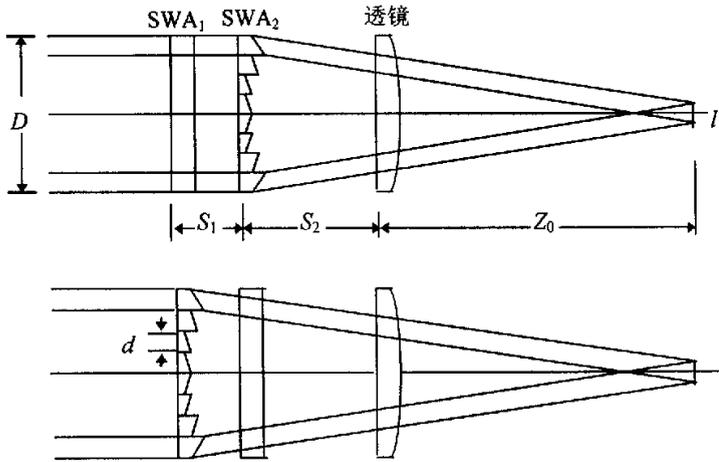


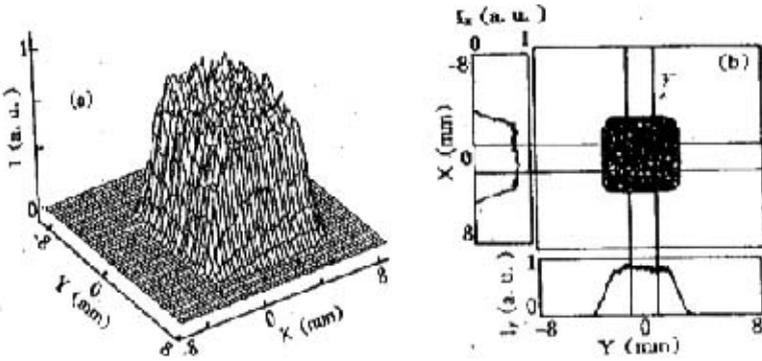
图 1-9 正交光楔阵列均匀照明系统

SWA₁、SWA₂第 m 单元的楔角分别：

$$\alpha_{1m} = \frac{1}{n-1} \arg \tan\left(\frac{x_m}{L_1}\right) \quad (1-6)$$

$$\alpha_{2m} = \frac{1}{n-1} \arg \tan\left(\frac{y_m}{L_2}\right) \quad (1-7)$$

其中， x_m 、 y_m 为两方向第 m 单元光楔中心到光轴的距离， n 为折射率。



a. 二维光强分布

b. 沿两轴方向光强分布

图 1-10 正交光楔列阵光强分布

按照上述公式所研制的器件，并为了改善光楔阵列存在衍射调制而引入的大尺度不均匀性，采用楔角偏差法，使各单元的衍射包络相互稍微错位，可有效地削弱单元衍射产生的大尺度不均匀性。其靶面光强分布实验结果如图 1-10 所示。使用正交光楔列阵可得到平顶分布的二维方形焦斑，但边缘也存在“塌边”现象，两方向的能量损失都约为 17%。

1.3.2 衍射光学器件

透镜阵列和光楔阵列均能实现辐照均匀，但由于在设计中，未考虑光的衍射效应，焦斑顶部均匀化效果虽较好，但存在“塌边”效应，能量损失比较严重。在设计过程中应充分考虑到光场的衍射，利用衍射光学器件实现束匀滑。衍射光学器件主要包括计算全息、二元光学器件等等。

由两个纯位相衍射器件构成的光学系统可以实现光束控制，以获得所要求的振幅与位相分布，如图 1-11^[34]。器件 P_1 改变激光振幅（光强）分布，器件 P_2 校正位相，以实现准直或其他光束控制要求。图 a 为菲涅耳变换，

图b、图c为傅里叶变换(夫琅和费变换)。其中图a与图c变换等价。若仅有输出振幅分布的使用要求,器件 P_2 则不需要。

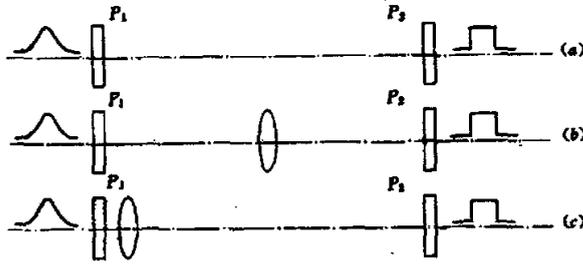


图1-11 衍射光学器件光束控制的三种系统

在惯性约束核聚变中,已应用了两类衍射光学器件,即随机位相片和相息图位相片。

a. 随机位相片(RPP: Random Phase Plate)

随机位相片最早由 Y. Kato 和 K. Mima 提出^[35,36],如图 1-12。在主聚焦透镜前放置一个图 1-12(a)所示的玻璃或石英基底的光学器件,其表面直接刻蚀或镀膜形成浮雕结构。各单元可以是正方形、正六边形、正三角形等,位相是 0 或 π ,随机确定,但最后要保证位相为 0 和 π 的单元数相同以避免在焦面光轴上出现光强的锐脉冲。入射激光束被 RPP 分割为许多大小相同、具有 0 或 π 随机相移的子光束,经聚焦透镜后分别传递到同一靶面,各子光束衍射图样随机相干叠加就产生了靶面均匀照明效果。

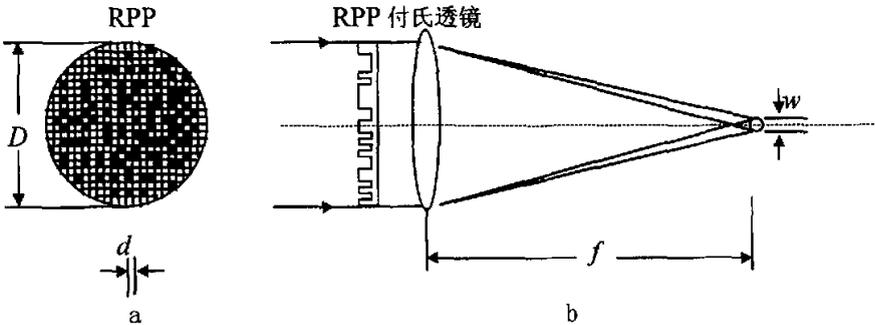


图 1-12 RPP 均匀照明系统示意图

美国 LLNL 首先于 1991 年在 Nova 上采用了 RPP 器件进行焦斑均匀化,利用光刻技术在熔融石英基片上加工出直径 800mm 的 RPP 器件。实验结果如图 1-13^[37]。不使用 RPP 时,在焦后 4mm 处获得直径 1mm 的光斑,

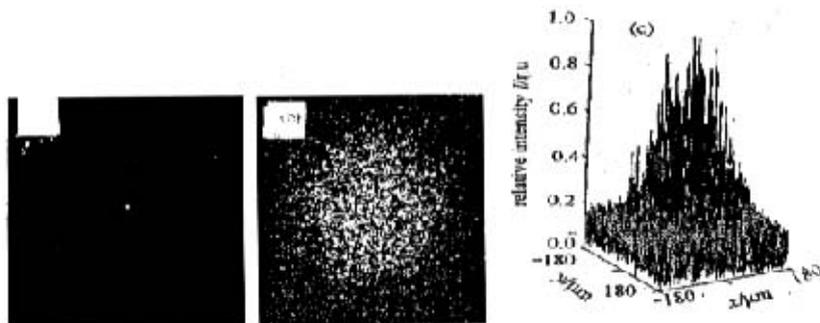
如图 1-13(a); 使用 RPP 后, 焦斑变得匀滑, 包含许多高频散斑, 但没有中心相干锐峰, 如图 1-13(b)。



a. 无 RPP 时焦后 4mm 的光斑 b. 有 RPP 时的焦斑

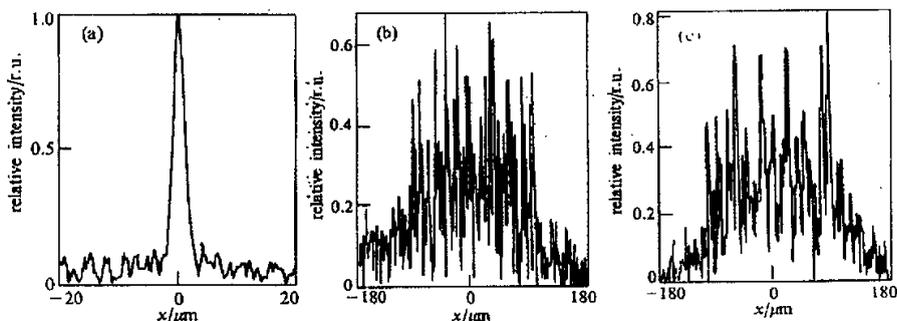
图 1-13 Nova 中 RPP 焦斑均匀化实验结果

中国科学院上海光学精密机械研究所王润文、路敦武等人开展了大口径 RPP 的研究^[38]。在激光波长 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ 、RPP 位相单元尺寸 $d^2 = 0.4\text{mm} \times 0.4\text{mm}$ 、透镜焦距 $f = 120\text{mm}$ 、口径 $D = 38\text{mm}$, 获得的实验结果如图 1-14。图 1-14(a)中的焦斑直径接近衍射极限, 图 1-14(c)为图(b)的三维光强分布图形。图 1-15 对应表示了它们的中心剖面光强分布。



a. 无 RPP b. 有 RPP c. 有 RPP 时的三维图形

图 1-14 焦斑光强分布图形



a. 无 RPP b. 有 RPP 横剖面 c. 有 RPP 纵剖面

图 1-15 焦斑中心剖面均匀照明光强一维分布图

放置 RPP 时, 光斑尺寸显著增大, 且中央区域均匀性得到了明显的提高。光强分布不对称性来源于 RPP 加工时刻蚀深度误差。在实验中还发现, 当靶面位于焦面前后 $\pm 140\mu\text{m}$ 区间不同位置都有均匀程度较为一致的光强分布, 光斑的形状和大小变化也很小, 可方便靶丸位置的调整。

理论及实验还表明, 当入射激光光束经 RPP 调制后的随机位相波在等离子体中传播时, 自聚焦现象受到抑制。RPP 对入射激光光束进行分割, 提高了抗近场噪声的能力。但由于受位相单元的衍射包络, 焦斑总存在旁瓣, 光能利用率在 85% 以内, 而且中心主瓣也不是所需的平顶陡边分布。若将靶面置于稍微离焦位置, 将使衍射包络变得更为光滑, 旁瓣不明显, 但中央主瓣宽度将增大。

除存在位相单元衍射包络外, RPP 的另一个主要问题是多光束干涉在靶面形成干涉条纹, 一个改进方案是引入偏振控制板。偏振控制板利用振动方向相互垂直的偏振光间不相干, 通过偏振控制板的激光被分割成偏振方向相互垂直的两类子光束后, 再入射至 RPP, 聚焦得到两组干涉条纹的非相干迭加, 使干涉条纹平滑化^[39]。

b)、相息图位相片(KPP: Kinoform Phase Plate)

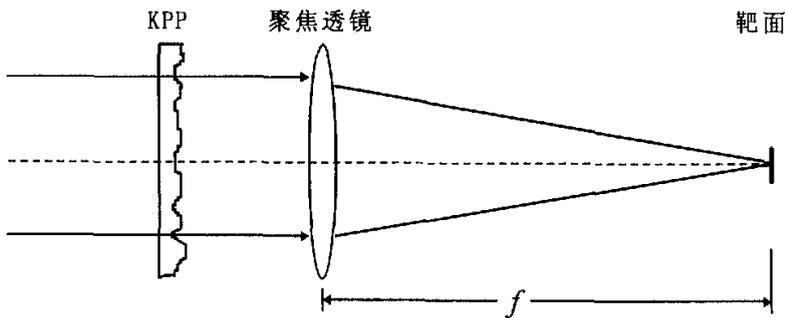


图 1-16 KPP 光路示意图

KPP 法的原理如图 1-16 所示。入射波面经 KPP 位相调制, 在主聚焦透镜焦面上得到均匀照明。KPP 技术利用连续变化的近场位相屏来产生任意焦面光强分布, 它克服了 RPP 具有位相突变点的缺点, 具有高的衍射效率。利用优化算法进行位相设计, 能控制靶面光强分布, 获取平顶、陡边、旁瓣小的光强分布, 并能灵活控制焦斑形状^[40-43]。

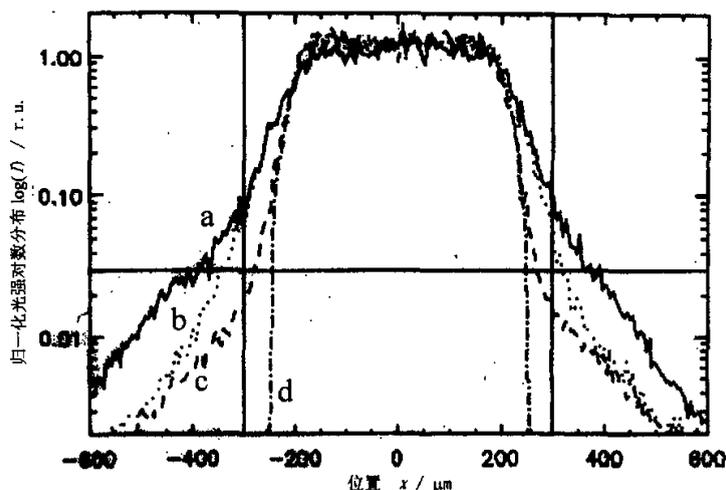


图 1-17 采用 KPP 后椭圆形焦斑短轴光强分布轮廓
 其中：a. 未经任何校正 b. 采用一个非线性位相校正器
 c. 使用激光前端波前校正器 d. KPP 产生的理想分布

对于间接驱动 ICF，美国 LLNL 利用 KPP 技术，在 NIF 上获得的椭圆焦斑短轴方向光强分布如图 1-17 所示^[44]。图中三条直线界定 $\pm 300 \mu\text{m}$ 半径外所允许的最大旁瓣。波前畸变和非线性效应使得焦斑性能离理想情形还有一段差距，特别是旁瓣超出允许值，不利于进洞。只有利用激光前端波前校正器后，旁瓣才能满足进洞要求，对于每束激光，需设计特定的前端波前校正器。因此，KPP 产生的焦斑性能有待进一步提高，还需尽可能增大其抗波面畸变的能力。但由于 KPP 的突出优点，受到许多国家科学家的青睐，认为是解决 ICF 束匀滑的最有前途的技术途径。

1.4 四种束匀滑器件的比较

表 1-1 给出了四种束匀滑器件的性能比较。采用任何一种技术，实现 ICF 物理实验对靶面均匀性要求均有困难。

为满足 ICF 物理实验对均匀性的要求，一方面要将空域和时域平滑技术、自适应光学等波前校正技术结合起来；另一方面需研制出具有更优良性能参数的衍射光学器件，获得高能量利用率、陡边、平顶的光强分布，并具有较高的抗波前畸变能力。

从本质上讲，衍射光学器件 RPP 与 KPP 是二元光学器件的两种极端情

形。二元光学器件是基于光波衍射原理，计算机辅助设计并由微细加工技术制造的具有表面浮雕结构的纯位相元件。通常二元光学器件是由套刻加工而成的多台阶位相器件，但 RPP 是 0 、 π 两阶位相，而 KPP 是连续位相。由于二元光学具有一些独特优点及设计灵活性，本论文将主要研究利用二元光学技术实现 ICF 靶场光学系统中的光束控制问题。下面将简单介绍二元光学技术。

表 1-1 四种束匀滑器件的性能比较

束匀滑器件 性能	透镜阵列	光楔阵列	随机位相板	相息板
焦斑图案	准近场		远场	远场
阵列单元位相差	$\gg 2\pi$	$\gg 2\pi$	π	
能量利用率	较低	较低	较低	高
顶部均匀性	好	好	较差	好
边缘	塌边	塌边	缓变	陡峭
抗波前畸变能力	高	高	高	较低

1.5 二元光学技术及其在靶场光学系统中的应用

1987 年，美国麻省理工学院林肯实验室 (MIT/LL) 的 W. B. Veldkamp 等人提出了光学研究的新领域——以光的衍射为基础的二元光学^[45,46]。二元光学由于其小型化、集成化、灵活多样性等方面的潜力，越来越受到重视，并在工业加工、能源、医学及国防科研等各部门的前沿领域具有广泛应用前景^[47-51]。

二元光学技术与传统折反射光学及计算全息衍射光学技术相比较，既沿袭了它们的一些优点，又弥补了某些不足。例如，它可用平面结构实现球面与非球面的透镜功能；在设计上具有计算全息的灵活性而其衍射效率又大幅度提高，可接近普通透镜 100% 的水平；它是一种无载频的共轴元件，充分利用了空间带宽积；扩大了光学系统设计采用新材料的可能性；便于设计制作小型化、阵列型及集成化的光学器件与系统；它是一种薄片型器件，可以选用多种材料作为基底，结合 Sol-gel 技术，具有高抗激光损伤阈值；其加工工艺成熟，容易复制，适合制作阵列器件，连续位相器

4)、制作大口径的多台阶或连续位相二元光学器件。

5)、完成焦斑光强分布测量及误差分析, 得出规律性结果。为尽快确定神光III原型单路的技术路线提供依据。

1.7 本论文的主要内容

第一章: 引言。简单介绍惯性约束核聚变及其激光均匀照明要求和我国神光III靶场光学系统中的光束控制要求。阐述了四种空域束匀滑器件的设计、实验结果及各自优缺点, 选择最有应用前景的二元光学作为实现束匀滑的技术途径。结合神光III靶场光学系统的光束控制要求, 提出本文研究内容和目标。

第二章: 理论基础。简单介绍光波传播的标量衍射理论、二元光学器件衍射效率与位相阶数的关系。根据对台阶位相器件加工误差的简单分析, 并依托当前连续位相器件的加工工艺, 指出采用连续位相器件能获取更好的束匀滑性能。最后导出位相数值优化设计模型。

第三章: 束匀滑器件位相优化设计。介绍了二元光学束匀滑器件位相设计中的几何变换方法与传统的优化设计算法, 并引出优化算法中的三个关键问题, 即位相分布连续性、优化速度与全局优化及优化目标选取灵活性。采用爬山-模拟退火混合优化算法进行位相设计, 并进一步提出了“粗细搜索”变分辨率的改进优化算法。通过设计实例, 说明该算法能很好地解决上述三个关键问题。在数值计算中, 为避免采样定理限制, 能更真实反映焦斑光强分布的束匀滑性能, 提出并采用了细化或选取任意大小采样间隔的方法进行位相设计; 指出无法对离散的采样值进行插值以获得连续位相分布, 分析了未量化的多台阶器件位相单元衍射包络的影响, 提出非等周期二元光学器件来消除该衍射包络, 并进行了初步设计。

第四章: 焦斑光强与形状控制中的几个问题探讨。针对两种不同的旁瓣光强控制要求进行设计, 兼顾均匀性与“不堵口”, 并通过性能参数来比较旁瓣控制要求的合理性; 为获得间接驱动 ICF 非垂轴腔壁面上的均匀光斑, 提出并采用了“近似无衍射光束”的思路设计二元光学器件; 分析了阵列器件提高位相畸变容忍度的可能性, 并利用其设计灵活性, 在获取均匀焦斑的同时, 实现焦斑几何形状变换; 最后, 为简化 ICF 靶场光学系

统，提出了组合功能器件方案，并基于束匀滑器件，进行了束匀滑-谐波分离及束匀滑-聚焦等功能组合器件的初步设计，结果表明了其可行性。

第五章：准连续位相器件加工与检测。简单介绍了多台阶和连续位相器件的加工工艺。利用旋转镂空掩模板，加工出大口径圆对称准连续位相束匀滑器件。分析刻蚀深度误差与对准误差，并给出误差允限。最后给出所刻蚀加工器件的表面质量测量结果，指出在目前的加工方法中还存在较大的深度刻蚀误差。

第六章：焦斑光强分布测量。利用 CCD 与光学 CT 法进行了 16 阶位相器件的焦斑光强分布测量，获得了相近的实验结果。利用 CCD 进行了准连续位相束匀滑器件的焦斑测量，分别以半导体连续激光和脉冲固体激光器为光源，在一定的离焦面上均得到了具有一定顶部均匀性、陡边且无中心锐脉冲的光斑。

第七章：结论与展望。总结本论文工作的创新点，并指出需进一步深入研究的几个问题。

第二章 理论基础

描述光学系统中的光场传播理论可以分为两大类：标量衍射理论和矢量衍射理论^[65-69]。当二元光学器件衍射结构的特征尺寸大于光波波长时，可采用标量衍射理论，计算光场经二元光学器件位相调制后，在某输出面上的光场分布，并进行位相设计；但当其结构特征尺寸可以和波长相比较或甚至小于波长时，光的偏振性对衍射结果有重大影响，标量衍射理论不再适用，而必须采用在适当边界条件上严格求解麦克斯韦方程组得到的矢量衍射理论进行光场计算与器件位相设计^[70]。本论文中所设计器件的特征尺寸远大于光波长，标量衍射理论的设计精度已可满足使用要求。

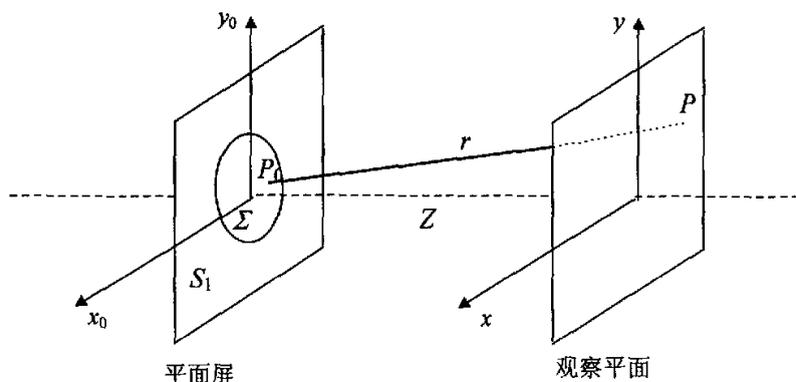
2.1 标量衍射理论^[71]

图 2-1 标量衍射理论

如图 2-1 所示，对于一个具有开孔部分 Σ 和不透明部分 S_1 的平面屏，若满足基尔霍夫边界条件，根据标量衍射理论，当 Σ 上光场分布为 $E_z(P_0)$ 时，在该点取面积元 dS ，则距平面屏距离为 Z 的观察平面上的光场分布为：

$$E_z(P) = \frac{1}{i\lambda} \int_{\Sigma} E_z(P_0) K(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} dS \quad (2-1)$$

其中， $K(\theta)$ 为倾斜因子。

令：

$$h_z(P, P_0) = \frac{1}{i\lambda} K(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (2-2)$$

则:

$$E_z(P) = \int_{\Sigma} E_{\Sigma}(P_0) h_z(P, P_0) dS \quad (2-3)$$

光场衍射传播可以看成是一个线性变换系统, $h_z(P, P_0)$ 是系统的脉冲响应函数。旁轴近似条件下, $K(\theta) \approx 1$, $h_z(P, P_0)$ 可以写为:

$$\begin{aligned} h_z(x, y; x_0, y_0) &= \frac{\exp[ik\sqrt{Z^2 + (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}]}{i\lambda\sqrt{Z^2 + (x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}} \\ &= h_z(x-x_0, y-y_0) \end{aligned} \quad (2-4)$$

光场变换系统具有空间平移不变性。即观察面上的光场分布 $E_z(x, y)$ 与孔径面上光场分布 $E_{\Sigma}(x_0, y_0)$ 满足关系

$$E_z(x, y) = \iint_{\Sigma} E_{\Sigma}(x_0, y_0) h_z(x-x_0, y-y_0) dx_0 dy_0 = G(E_{\Sigma}(x_0, y_0)) \quad (2-5)$$

G 代表 L^2 空间的线性平移不变系统, 式(2-4)为其变换核函数。

根据观察面离孔径面的远近, 可以得到两种类型的衍射: 菲涅尔衍射和夫朗和费衍射。

菲涅尔衍射:

$$\begin{aligned} E_z(x, y) &= G(E_{\Sigma}(x_0, y_0)) \\ &= \frac{e^{ikZ}}{i\lambda Z} \iint_{\Sigma} E_{\Sigma}(x_0, y_0) e^{i\frac{k}{2Z}[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]} dx_0 dy_0 = CF(E_{\Sigma}(x_0, y_0) e^{i\frac{k(x_0^2 + y_0^2)}{2Z}}) \end{aligned} \quad (2-6)$$

夫朗和费衍射:

$$\begin{aligned} E_z(x, y) &= G(E_{\Sigma}(x_0, y_0)) \\ &= \frac{e^{ikZ}}{i\lambda Z} e^{i\frac{k}{2Z}(x^2 + y^2)} \iint_{\Sigma} E_{\Sigma}(x_0, y_0) e^{-i\frac{k}{Z}(xx_0 + yy_0)} dx_0 dy_0 = CF(E_{\Sigma}(x_0, y_0)) \end{aligned} \quad (2-7)$$

式(2-6)和(2-7)中, F 代表傅里叶变换, C 为常数。

从式(2-6)、(2-7)可知, 光波的标量衍射与傅里叶变换紧密相关, 扣除位相因素, 平面屏的光场分布直接与其夫朗和费衍射场分布互为傅里叶变换, 可通过夫朗和费衍射实现傅里叶变换的模拟计算。但严格讲, 只有在极限情形下, 即平面屏和观察平面在无穷远时, 才能实现夫朗和费衍射。透镜是在较近距离内观察平面屏输入光场分布的夫朗和费衍射分布的必要光学元件, 即透镜可用来实现输入光场的傅里叶变换。

若具有透过率函数 $E(x_0, y_0)$ 的二元光学器件紧贴在透镜前表面, 用振幅为单位一的单色平面波垂直照射时, 在透镜后焦面的光场分布如下:

$$E(x_f, y_f) = \frac{e^{ikf}}{i\lambda f} e^{\frac{ik}{2f}(x_f^2 + y_f^2)} F\{E(x_0, y_0)\} \Big|_{x_0 = \frac{y_f}{f}, y_0 = \frac{x_f}{f}} \quad (2-8)$$

式(2-8)表明, 若只考虑后焦面的光强分布, 不考虑二次位相因子时, 透镜后焦面上的光场振幅分布正比于二元光学器件透过率函数傅里叶变换的振幅分布。同理可以证明, 无论将二元光学器件放在透镜前还是透镜后, 在后焦面上的光场振幅分布都正比于其透过率函数的傅里叶变换的振幅分布, 只是分布的空间尺度不同^[72]。

2.2 多台阶与连续位相二元光学器件

最初的二元光学器件以多台阶位相结构近似连续位相分布, 采用多个二值掩模板逐层套刻加工成多台阶器件, 如图 2-2 所示。

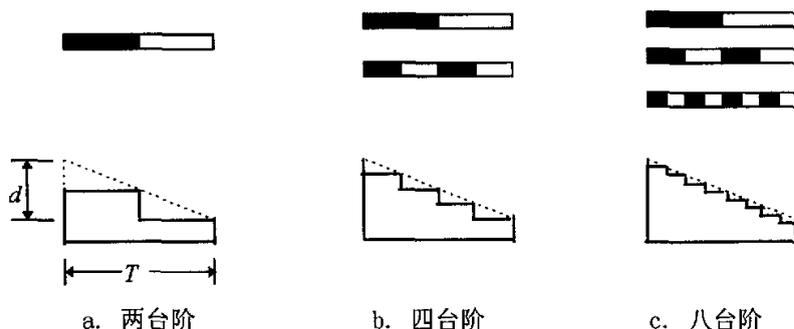


图2-2 多台阶逼近连续位相轮廓

利用多台阶近似连续位相, 需对连续位相进行量化。量化后的性能参数同连续位相比, 有一定差距。在此, 仅分析一个普遍参数: 衍射效率随位相量化阶数的变化趋势^[73]。

以图2-2中多台阶逼近的一维矩齿闪耀光栅为例, 设其周期为 T , 矩齿深度为 d , 且每个台阶高度相同, 若台阶总数为 N , 其透过率函数可表示为:

$$t_s(x) = \sum_m \delta(x - mT) * \left\{ \text{rect}\left(\frac{x}{T}\right) \cdot \left[\sum_{k=0}^{N-1} e^{i2\pi k d / N} \cdot \text{rect}\left(\frac{x - kT/N}{T/N}\right) \right] \right\} \quad (2-9)$$

其中, $f_0 = (n-1)d/\lambda T$, n 为折射率。

定义透过率函数傅里叶变换的一级闪耀谱强度值为衍射效率, 则台阶数为 N 的二元光学器件的衍射效率为:

$$\eta = [\text{sinc}(1/N)]^2 \quad (2-10)$$

对于菲涅耳透镜, 定义主焦点的光强值为衍射效率, 也可得到相同的结论^[74]。式(2-10)是二元光学描述衍射效率与台阶数目的一个基本公式。

台阶位相二元光学器件可具有很高的衍射效率, 16阶理想衍射效率达98.6%。但在加工中, 对掩模板对准精度、台阶深度刻蚀精度要求很严格。对于图2-2所示闪耀光栅, 仅考虑台阶深度误差时, 若每个台阶的相对误差都是 δd 时, 其衍射效率如下:

$$\eta = \left[\frac{1}{2\pi} \left[\exp\left(-i\frac{2\pi}{N}\right) - 1 \right] \frac{1 - \exp(-i2\pi\delta d)}{1 - \exp\left(-i\frac{2\pi}{N}\delta d\right)} \right]^2 \quad (2-11)$$

利用式(2-11)计算出的衍射效率与台阶数 N 的关系, 如图2-3所示。当 $\delta d < 10\%$, 衍射效率缓慢下降; 而当 $\delta d > 10\%$, 则下降加快。在加工中要保证10%以下的深度相对误差是很困难的, 并且对菲涅耳透镜等典型器件的分析中还可知, 对准误差是影响衍射效率最重要的因素, 其次才是台阶深度误差。在制作过程中控制好套刻中的对准误差尤为重要^[75]。

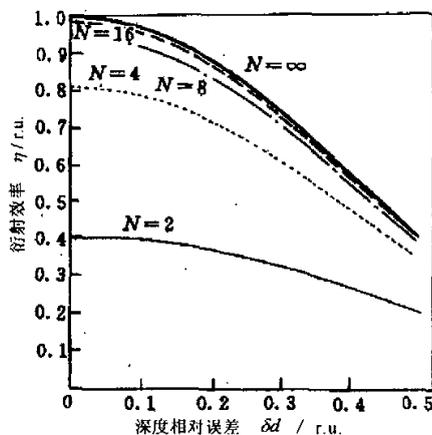


图2-3 衍射效率与刻蚀深度相对误差 δd 的关系

随着二元光学器件加工工艺的逐步完善,连续位相的二元光学器件已能加工(详见第五章)。连续位相器件的理想衍射效率接近100%;在加工中,避免了影响衍射效率最重要的套刻对准误差,仅需严格控制轮廓深度;设计中,器件位相分布在一个连续空间内取值,而不是在量化后的离散空间内取值,有利于获取更优良的性能;对器件位相分布不进行量化,设计的性能参数能够得到保证(详见第三章);等等。因此,在本论文中主要研究连续位相二元光学器件。

2.3 二元光学束匀滑器件的设计模型

无论是在菲涅尔衍射区,还是夫朗和费衍射区,利用二元光学器件实现束匀滑这一物理过程,可以用 L^2 空间的变换 G 来描述,如式(2-6)、(2-7)。束匀滑仅关心观察平面的光场振幅分布,并且其理想输出为均匀分布。故束匀滑的设计可归结为如下问题:

利用二元光学器件(具有位相分布函数 φ ,透过率函数 $\exp(i\varphi)$)调制孔径面输入函数 $E_\Sigma \in L^2$,使其经变换 G 后得到所需的输出振幅 $|E_Z|$:

$$|E_Z| = \begin{cases} \text{常数} & \text{在束匀滑范围内} \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (2-12)$$

一个根本的理论问题是: φ 是否存在、是否唯一?即:

$$\exists! \varphi(x)? \quad \text{s.t.} \quad |G(E_\Sigma \exp(i\varphi))| = |E_Z|$$

在有关获取均匀光束整形的文献中,该问题一直没有明确的普遍意义上的结论。但对于某些特定的变换 G 与输入函数 E_Σ ,解的存在性有定论。例如,丛文相、陈难先等人在分数傅里叶变换域中从理论上说明了高斯光束整形问题不能获得理想的均匀光束,只能寻求其最佳逼近解^[76-78]。

p 阶分数傅里叶变换定义为:

$$E_Z(x, y) = G(E_\Sigma(x_0, y_0)) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_\Sigma(x_0, y_0) B_p(x_0, y_0, x, y) dx_0 dy_0 \quad (2-13)$$

其中 $B_p(x_0, y_0, x, y)$ 为变换的核函数,其表达式为:

$$B_p(x_0, y_0, x, y) = \frac{\exp i(-\pi/2 + \alpha)}{|\sin \alpha|} \exp[i\pi \cot \alpha(x^2 + y^2 + x_0^2 + y_0^2) - i2\pi \csc \alpha(xx_0 + yy_0)] \quad (2-14)$$

其中 $\alpha = \frac{p\pi}{2}$, 参数 p 为分数傅里叶变换的分数阶。

输入如下光强分布的高斯光束:

$$|E_\Sigma(x_0, y_0)| = \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{2\sigma^2}\right) \quad (2-15)$$

其中 σ 为高斯光束的光腰半径。

当所需的理想均匀光束的光强分布如式(2-12), 从理论上可证明 φ 是不存在的。

但按照几何光学设计方法, 例如透镜阵列、光楔阵列等, 能够获得确定解的结论, 上述束匀滑问题可以求得最优解。只要能得到满足使用要求的结果, 这样的解在物理上是有意义的。则束匀滑的求解问题归结为:

$$\text{求 } \varphi, \min D(\varphi) = \left\| |G(E_\Sigma \exp(i\varphi))| - |E_Z| \right\|$$

$D(\varphi)$ 为某范数下实际值与目标值间的距离, 对不同的束匀滑要求, 可取不同的范数。

2.4 离散化光场分布

实际设计过程中, 需进行数值计算, 故应对变换中的各变量进行离散化处理。在此仅考虑一维和圆对称情形下的焦面光场分布, 二元光学器件的位相函数为 φ 。

对于一维情形, 忽略常数因子, 焦面光强分布为:

$$I_f(x) = \left| \int E_\Sigma(x_0) \exp(i\varphi(x_0)) \exp\left(-\frac{i2\pi}{\lambda f} xx_0\right) dx_0 \right|^2 = |F(E_\Sigma(x_0) \exp(i\varphi(x_0)))|^2 \quad (2-16)$$

离散后的焦面光强分布为:

$$I_f(m) = \left| \sum_{n=1}^N E_\Sigma(n) \exp(i\varphi(n)) \exp(i2\pi \frac{mn}{N}) \right|^2 \quad (2-17)$$

对于圆对称情形, 在极坐标下, 忽略常数因子, 焦面光强分布为:

$$I_f(r) = \left| \int E_z(\rho) \exp(i\varphi(\rho)) J_0\left(\frac{2\pi\rho}{\lambda f}\right) \rho d\rho \right|^2 = |B(E_z(\rho) \exp(i\varphi(\rho)))|^2 \quad (2-18)$$

其中 B 代表汉克尔变换, J_0 为零阶贝塞尔函数。

利用贝塞尔函数性质, 离散后的焦面光强分布为:

$$I_f(m) = \left| \sum_{n=1}^N E_z(n) \exp(i\varphi(n)) [nJ_1(2\pi\alpha mn) - (n-1)J_1(2\pi\alpha m(n-1))] \right|^2 / m \quad (2-19)$$

其中 J_1 为一阶贝塞尔函数。

束匀滑的焦面光强理想输出为:

$$I_{ideal}(m) = \begin{cases} \text{常数} & m \leq M \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad (2-20)$$

其中常数由能量守恒确定, M 是束匀滑区域内包含的焦面采样点数。

对于束匀滑, 要求下式成立或方程式左边充分逼近零:

$$\| I_f(m) - I_{ideal}(m) \| = 0 \quad (2-21)$$

未知量是二元光学器件 N 个采样点的位相分布, 在数学上还未能证明其解的存在性和唯一性, 只能用近似逼近求解, 是一个优化问题。

为定量描述二元光学器件位相函数解的逼近程度, 在此, 定义描述束匀滑要求下, 焦面光强分布的两个性能参数:

光能利用率:

$$\eta = \frac{\sum_{m=1}^M I(m)}{\sum_{\forall m} I(m)} \quad (2-22)$$

顶部不均匀性:

$$rms = \frac{1}{M-1} \sqrt{\sum_{n=1}^M \left[\frac{I(m) - \bar{I}}{\bar{I}} \right]^2} \quad (2-23)$$

其中 $\bar{I} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M I(m)$ 。

光能利用率反映了束匀滑焦斑主瓣的光能集中程度; 顶部不均匀性反映出主瓣顶部光强分布的调制度, 也即与“平顶”的距离。还有其他一些性能参数来衡量束匀滑后的焦斑, 例如综合评价焦斑质量的填充因子、焦斑光强分布中的最大最小值的差值与光强平均值的比等等, 但式(2-22)、

(2-23)定义的光能利用率与顶部不均匀性已基本能直观反映出焦斑束匀滑程度，因此在本论文中选用这两个参数来评价二元光学器件的设计结果。

2.5 本章小结

本章介绍了光场传播的标量衍射理论。阐述了多台阶位相分布逼近连续位相时，衍射效率与位相阶数的关系以及加工误差对衍射效率的影响，指出连续器件的优点之所在，并明确本论文目标是研究连续位相器件。根据光场传播的变换关系及束匀滑要求，得出束匀滑二元光学器件位相优化设计模型，并离散化光场分布，得到数值计算公式。

第三章 束匀滑器件位相优化设计

二元光学器件的位相设计，由于其解的存在性与唯一性还没有定论，更无法求出解析解，需将其转化为数值优化问题，寻求在某种范数下的最优解。但对高斯光束入射时的束匀滑，不考虑衍射，纯粹从光线的几何传播角度出发设计器件的位相分布，也可得到较好的近似解。对于平面波入射，则需采用通用性更强的优化算法进行位相设计。本章将简单介绍 GS、YG 等算法，通过设计实例指出其不足之处。提出并采用爬山算法与模拟退火算法的混合及变分辨率的改进优化算法，在全局优化、优化速度、位相分布连续性及目标函数选择灵活性等方面具有优点，并获得了性能优良的设计结果，表明它是一种有效的二元光学束匀滑器件优化设计算法。

3.1 几何变换

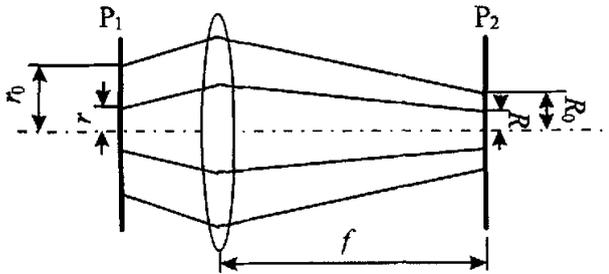


图3-1 几何变换法

高斯光束变换为均匀光斑，需将光束能量重新分配。通过二元光学器件 P_1 后，如图 3-1，将高斯光束特定环带的能量传播到输出面 P_2 上特定的位置^[79-82]。设输入面 P_1 的光场实振幅分布如下：

$$E_{r_1}(r) = \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) \quad (3-1)$$

其中 r, r_0 分别为入射光束在器件 P_1 面的径向坐标和高斯光束束腰半径。位相器件 P_1 放置在高斯光束束腰处，设其位相分布为 $\varphi(r)$ 。

在 P_1 面半径 r 内的能量不损耗传播至 P_2 面半径 R 内，由能量守恒定理及 P_1, P_2 面的光场分布，可得出 r 与 R 间的关系：

$$R(r) = \left\{ \frac{r_0^2}{2\sigma} \left[1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{r_0^2}\right) \right] \right\}^{1/2} \quad (3-2)$$

其中， σ 为 P_2 面理想的输出光振幅。

由几何光学可知：

$$\frac{d\varphi(r)}{dr} = \frac{2\pi}{\lambda f} R(r) \quad (3-3)$$

式(3-2)、(3-3)加上一定的边界条件，可求出二元光学器件的位相分布。

本课题组郑学哲利用几何变换法设计了束匀滑器件。对入射波长 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ，器件半径 $r_0 = 25\text{mm}$ ，透镜焦距 $f = 800\text{mm}$ ，输出焦斑半径 $R_0 = 200 \mu\text{m}$ ，得到的二元光学器件的位相分布如图 3-2 所示^[83]。

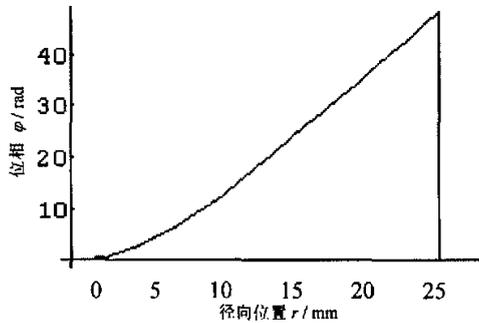


图 3-2 几何变换法求得的位相分布

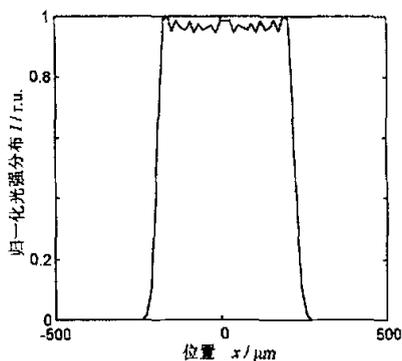
焦斑光强分布如图 3-3 所示。焦斑呈近“平顶”分布。几何变换中忽略了光的衍射作用而造成焦斑顶部出现了强度起伏。入射的高斯光束振幅由外而里缓慢增加，因而硬边衍射的作用尚不明显。但对于平面波入射，焦斑质量由于受硬边衍射的影响变得很差，如图 3-4 所示。



a. 归一化输入高斯光束光强分布



b. 归一化焦斑光强分布



c) 归一化焦斑一维光强分布
图 3-3 几何变换实现高斯光束束匀滑

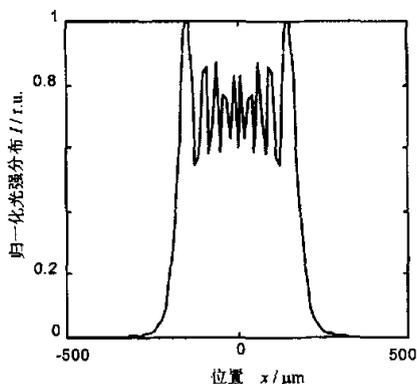


图 3-4 平面波入射时，几何变换获得的焦斑光强分布

3.2 传统优化算法

由于几何变换方法中未考虑光的衍射效应，不适用于平面波入射情形下的器件设计，而在神光III等大型激光系统中，输出的波面可认为是带有波前畸变的平面波，故需采用通用性强的优化算法进行器件的位相设计。

根据式(2-17)、(2-19)及(2-21)，输入面光场振幅和输出面的光场振幅都是已知的，需要求解的是式(2-17)、(2-19)中二元光学器件的位相函数。该问题亦称之为振幅-位相恢复问题，最基本的算法是GS算法，为了提高优化速度和优化效率，相继提出了如YG算法、SA算法等多种算法，下面分别介绍并以设计实例比较其优缺点。

3.2.1 GS (Gerchberg-Saxton) 算法

1971年Gerchberg和Saxton首先提出了一种有实际意义的振幅-位相恢复算法,即GS算法,利用输入输出间的正反傅里叶变换与输入输出的光场限制条件,反复迭代直至满足设计要求^[84-86]。

对于傅里叶变换系统,已知输入面、频谱面的实振幅分布 f 与 g ,在不考虑频谱面的位相分布 α ,求取输入面的位相分布 φ 的迭代过程如下:

1. 随机选取初始位相 φ ;
2. 利用输入面、频谱面的傅里叶变换关系求 α ;

$$\alpha = \arg[F(f \exp(i\varphi))] \quad (3-4)$$

3. 利用频谱面、输入面的傅里叶反变换关系求 φ ;

$$\varphi = \arg[F^{-1}(g \exp(i\alpha))] \quad (3-5)$$

4. 判断迭代是否终止,否,则返回2继续。

其中, F 、 F^{-1} 分别为傅里叶变换与傅里叶反变换。

GS算法充分发挥了快速傅里叶变换的优点,能较快得到误差小于某给定值的设计结果,但存在易于陷入局部极值点及对初始位相的选取很敏感等主要缺点。Misell, Boucher和Fienup等人相继提出了各种GS修正算法^[87-92],使其收敛速度更快,但本质都是一样的。

3.2.2 杨-顾 (YG) 算法

1981年,杨国楨和顾本源等应用光学一般变换理论,提出么正变换系统中振幅-位相恢复问题的一般描述方法,在严格数学推导的基础上,建立一组确定振幅-位相分布的联立方程组,并将其推广到非么正变换系统中^[93-103]。YG算法原则上可解决任意线性变换系统中的振幅-相位恢复问题。

以一维为例,若输入、输出面上的光场分布 $E_z(x_0)$ 与 $E_z(x)$ 满足变换关系 G ,设其变换核函数为 H ,即:

$$E_z(x) = G(E_z(x_0)) = \int_{\Sigma} E_z(x_0) H(x, x_0) dx_0 \quad (3-6)$$

对式(3-6)离散化,设输入、输出面的采样点数分别为 N_1 、 N_2 , H 对应于 $N_2 \times N_1$ 的矩阵,则:

$$E_{\Sigma l} = \rho_{\Sigma l} \exp(i\varphi_{\Sigma l}) \quad l = 1, 2, 3, \dots, N_1 \quad (3-7)$$

$$E_{Zm} = \rho_{Zm} \exp(i\alpha_{Zm}) \quad m = 1, 2, 3, \dots, N_2 \quad (3-8)$$

$$E_{Zm} = \sum_{l=1}^{N_1} H_{ml} E_{\Sigma l} \quad (3-9)$$

位相设计的目标是寻求 $\varphi_{\Sigma l}$ ，使得 E_{Zm} 充分逼近理想输出 E_m 。以范数 D 来定量描述两者的逼近程度：

$$D = \sum_{m=1}^{N_2} \left| \sum_{l=1}^{N_1} H_{ml} E_{\Sigma l} - E_m \right|^2 \quad (3-10)$$

束匀滑问题归结为求 $\varphi_{\Sigma l}$ ，使 D 最小。按照变分法原理，位相迭代求解公式为：

$$\varphi_{\Sigma k} = \arg \left[\sum_j H_{jk}^* \rho_{Zj} \exp(i\alpha_{Zj}) - \sum_{j \neq k} A_{kj} \rho_{\Sigma j} \exp(i\varphi_{\Sigma j}) \right] \quad (3-11)$$

$$\alpha_{Zk} = \arg \left[\sum_j H_{kj} \rho_{\Sigma j} \exp(i\varphi_{\Sigma j}) \right] \quad (3-12)$$

其中， $A = H^* H$ ，“+”表示取厄密共轭运算。“*”表示复数共轭。当 G 为幺正矩阵时，式(3-11)就是GS算法公式，因此，GS算法是YG算法的一个特例，YG算法更具有普遍性。

利用YG算法进行二元光学器件位相设计，取得了很大的成功。例如可实现产生多焦环、多波长光学系统中同时实现分波分离传输和聚焦、具有长焦深和横向高分辨率等各种功能的二元光学器件的设计等等^[104]。

在焦面实现束匀滑时的傅里叶变换系统是一种幺正变换系统，此时YG算法与GS算法等价。

3.2.3 模拟退火(SA: Simulated Annealing)算法

GS、YG算法均是一种局部搜索算法，而SA算法^[105,106]是局部搜索算法的扩展。SA算法借鉴不可逆动力学的思想，是一种基于蒙特卡洛迭代求解法的启发式随机优化方法。它不同于局部搜索之处在于以一定的概率选择领域中评价函数值大的状态，从理论上讲，是一种全局优化算法。

其基本思想是：将优化变量的可能取值 S_i 看成某一物质体系的微观状

态，而将评价函数 $C(S_i)$ 看成该物质体系在对应状态下的内能，并用控制参数 T 类比温度。在某一温度下，经不断降温，在全局解空间中随机搜索最优解，同时具有概率突跳特点，即在局部极小以一定概率跳出并最终趋于全局最优。算法流程包括 Metropolis 抽样和退火过程两部分，迭代步骤如图 3-5。

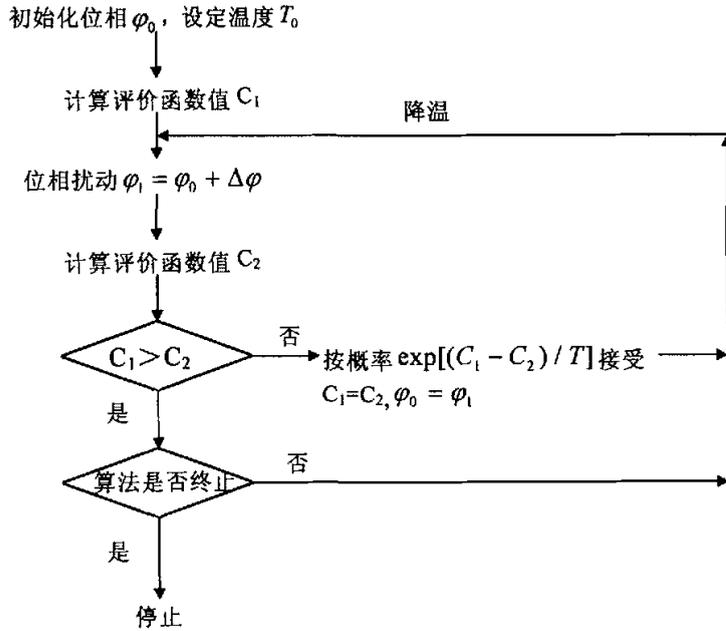


图 3-5 SA 算法流程图

模拟退火算法应满足下列条件^[107]：

1. 可达性。无论初始点如何选择，任何一个状态均可以达到。这样才有得到最优解的可能。
2. 渐近不依赖初始点。由于初始点的选取具有非常大的随机性，要达到全局最优，应渐近的不依赖初始点。
3. 分布稳定性。当温度不变时，描述模拟退火过程的马尔可夫链的极限分布应存在；当温度渐近为零时，其马尔可夫链也存在极限分布。
4. 收敛到最优解。当温度渐近零时，最优状态的极限分布和为 1。

但从理论分析可知，按理论要求达到平稳分布来应用模拟退火算法是不可能的，因为需要在每个温度迭代无穷次以达到平稳分布。从应用的角度

度来看，在可接受的时间里得到满足要求的解就可以了。因此无法保证模拟退火算法能得到全局最优解，但它还是一种能跳出局部最优点的算法。

3.2.4 GS、YG 算法设计结果

设计参数如下：平面波入射，波长 $\lambda = 0.351\mu\text{m}$ ，透镜焦距 $f = 600\text{mm}$ ，二元光学器件口径 $D = 100\text{mm}$ ，输出焦斑大小为 $d = 210\mu\text{m}$ 。

以两种随机位相分布作为初始迭代位相，用 GS 算法优化得到的设计结果如图 3-6、3-7 所示。光能利用率 η 和顶部不均匀性 rms 分别为 98.9%、17.3%与 98.3%、18.0%。

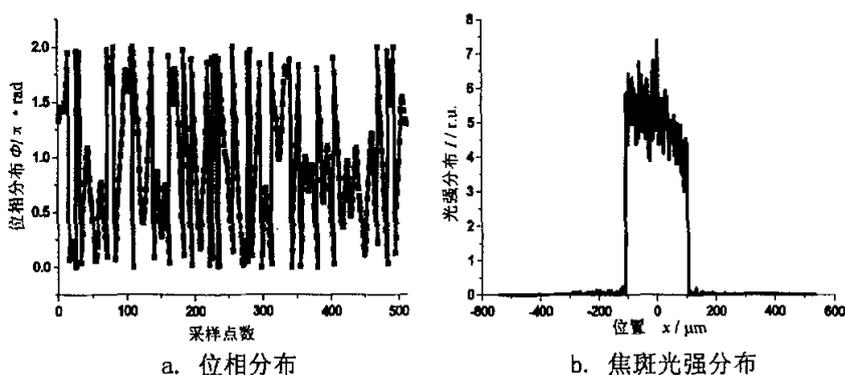


图 3-6 GS 算法优化设计结果一

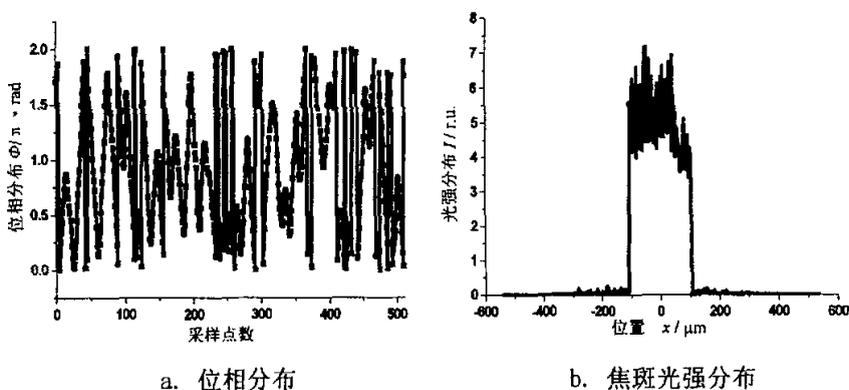


图 3-7 GS 算法优化设计结果二

以二次曲线 $\varphi(x) = -x^2$ 作为初始迭代位相，利用 YG 算法优化得到的设计结果如图 3-8 所示。 η 和 rms 分别为 98.4%与 20.6%。

由图 3-6、3-7 与 3-8 结果可知, GS 与 YG 两种算法在获取均匀光斑上的能力相同, 优化的位相结构相似。GS 与 YG 算法均能很好地将能量集中在中心光斑内; 但由于 Gibbs 振荡现象, 顶部不均匀性离平顶分布要求还有较大的差距。

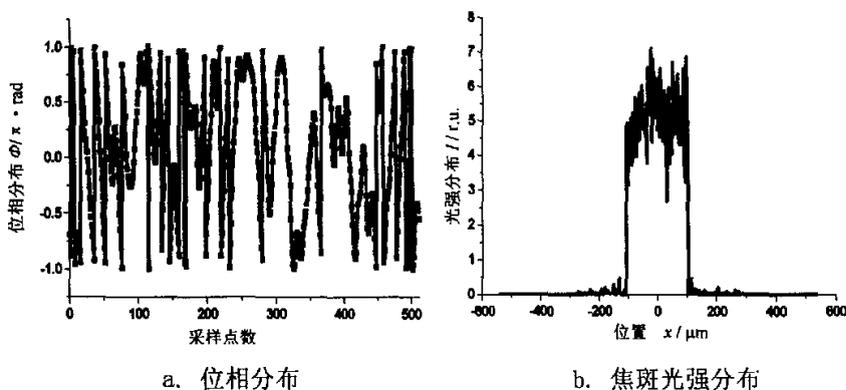


图 3-8 YG 算法优化设计结果

3.3 束匀滑器件位相设计中的关键问题

3.3.1 位相分布

从图 3-6(a)、3-7(a)及 3-8(a)中可以看出, 利用 GS, YG 正反迭代优化算法, 对初始值敏感, 不同的初始位相经优化后得到不同的位相分布, 且含有许多位相突变点。位相结构中的突变点将导致大角度散射、降低器件的光能利用率。位相突变点也极大地降低了器件的抗阈值能力。在惯性约束核聚变应用中, 为提高二元光学器件的抗激光损伤阈值, 器件的位相结构应变化平缓、相对光滑且无位相突变点。GS、YG 等正反迭代型算法在这方面无能为力。

为定量描述位相分布结构, 在此, 定义位相连续性度量参数:

$$C = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\varphi(i+1) - \varphi(i)| / (\varphi_{\max} - \varphi_{\min}) \quad (3-13)$$

其中, $\varphi(i)$ 为第 i 个采样点的位相值, N 为采样点数, φ_{\max} 、 φ_{\min} 分别为位相的最大、最小值。

图 3-6、3-7 的位相优化过程中, C 随调用快速傅里叶变换 FFT 和反变换 IFFT 的迭代次数的变化趋势分别如图 3-9(a)、(b)所示。

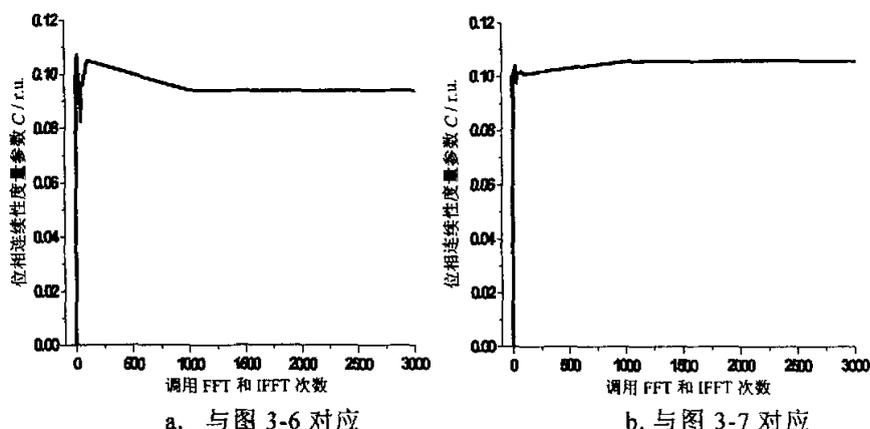


图 3-9 位相连续性度量参数的变化趋势

由图 3-9 可见, 经一次迭代后, 位相分布的 C 值急剧增大, 然后经一定次数震荡后, 缓慢趋于稳定。

为减少位相突变点, 国内外研究人员对 GS 等算法进行了改进。中国科技大学李永平等提出了位相混合算法 (PMA: Phase Mixture Algorithm)^[108], 用光场复振幅每次迭代的位相与上一次位相的加权和作为下次迭代的位相值, 即:

$$\varphi_k = a\varphi_{k-1} + b\arg\{F^{-1}(g\exp(i\alpha_k))\} \quad (3-14)$$

其中 a 、 b 为非负的常数因子, 且 $a+b=1$ 。

PMA 能有效地抑制 GS 等算法中出现的局部极值点和 Gibbs 振荡, 但用其模拟得到的光场仍有一定的低频调制或不可忽视的大角度散射, 且两者不能同时消除。李永平等人在 PMA 的基础上, 改进并提出了弱位相偏移近似算法 (WPDA: Weak Phase Deviation Approximation)^[109], 所得到的位相分布如图 3-10 所示。虽然在算法中保留了部分前次迭代的位相值, 使得设计的位相分布相对于 GS、YG 算法要平缓光滑的多, 但仍然存在多个位相突变点, 并未从根本上解决位相设计中位相突变点的存在问题。

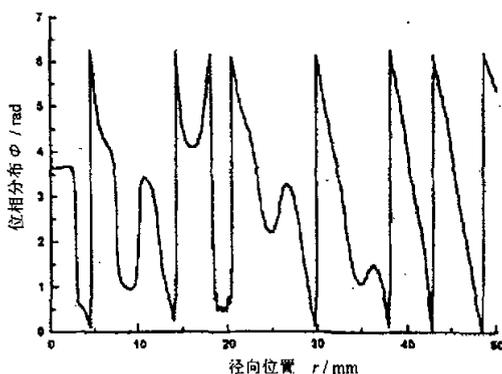


图 3-10 WPDA 算法优化的位相分布

LLNL 的 S.N.Dixit 等直接将优化得到的呈跳动状分布的位相进行位相展开(Phase unwrapping)处理, 获得连续的位相分布, 如图 3-11 所示^[43]。

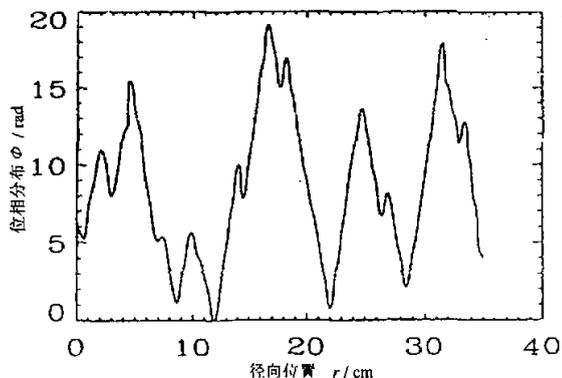


图 3-11 位相展开后得到的连续位相分布

但对优化得到的位相进行展开处理, 获得连续位相分布, 仅适用于一维或能简化为一维的情形, 对二维情形不适用。

分析上述正反迭代算法流程, 二元光学器件的位相分布是由反变换确定, 其位相突变点也是由反变换引入的。因此, 为得到连续的位相分布, 必须在算法中剔除引入位相突变的反变换操作。

3.3.2 优化速度与全局优化

GS 算法、YG 算法属于局部搜索优化算法, 优化过程中, 只接受目标函数下降的自变量取值, 易于陷入局部极值点, 寻优可靠性不高, 但优化

效率较高且局部寻优精度高。

SA 算法属于全局优化搜索算法, 具有跳出局部极值点的能力, 可在整个解空间搜索。但是新旧状态间没有有机的联系, 只是在解空间内随机性地试探搜索, 不保留任何历史信息, 而且只有退火速度较慢和充分随机搜索时, 才能保证收敛于全局最优解, 故优化效率不高。

将全局优化算法与局部优化算法有机地结合起来, 使其既有全局优化能力, 能跳出局部极值点; 又有较高的优化效率, 才可保证在较短时间内获得优良性能的位相分布。

3.3.3 优化目标的可选择性

在神光III及其原型装置上, 有效地控制靶场光强分布是研制高功率激光驱动器的基本要求之一。可将靶场光强控制问题分为两个层次^[110]:

第一层次包含两个内容, 一是控制焦斑直径 $D \leq 180 \mu\text{m}$ 且无大的旁瓣, 保证大于 90% 的注入率; 二是控制靶面焦斑直径 $D \sim 250 \mu\text{m}$, 保证靶面激光强度 $I \sim 2 \times 10^{13} \text{W}/\text{mm}^2$ 。第一个内容的关键技术是保证足够高的注入率, 更准确的描述是控制光束在 $D \leq 180 \mu\text{m}$ 的范围内集中 $\geq 95\%$ 的 $3\omega_0$ 激光能量, 并且要求旁瓣强度 $I \leq 10^{10} \text{W}/\text{mm}^2$ 。

第二层次的内容是采用束平滑技术, 消除靶面光强分布中空间波长 $\geq 10 \mu\text{m}$ 的调制纹波。采用束平滑技术的同时又要保证足够的注入率, 对原型装置的光束控制提出了更高的技术要求。

两个层次问题的光强分布虽然都是需要得到平顶、陡边、无或小旁瓣的焦面光强分布, 但着重点不同。第一个层次更着重于小旁瓣, 而第二个层次着重于平顶, 即光强分布的均匀性。

因此, 在二元光学器件位相设计的优化算法中, 应具有满足两个层次设计要求的灵活性。但 GS、YG 等正反迭代算法, 无法使得算法沿着一个特定的光强控制要求进行优化, 只能通过改变随机初始位相值进行无机地优化, 选取满足条件的解。但利用 SA 算法中评价函数选取的灵活性, 进而控制位相优化时随机搜索状态的取舍, 可满足两个层次的光强控制要求。

3.4 爬山-模拟退火混合优化及变分辨率改进算法

3.4.1 爬山-模拟退火混合优化算法

基于上述分析, 一个理想的用于惯性约束核聚变中的二元光学器件优化设计算法应具有以下几个特点:

1. 具有全局优化能力, 抗局部极值点能力强;
2. 优化效率高, 在较短的时间范围内搜索整个解空间;
3. 可以合理选择算法的评价函数, 得到不同要求的设计目标。
4. 所优化得到的位相分布变化平缓、无位相突变点。

本课题组先后提出了一些改进优化算法。例如郑学哲、翟金会提出的全局/局部联合搜索算法(GLUSA: Global/Local United Search Algorithm), 它联合了遗传算法(GA: Genetic Algorithm)^[111,112]、SA算法和爬山法(HC: Hill-Climbing)^[113,114]的优化思想, 获得了较好的位相分布^[115-119]。但在该算法中, 遗传算法的交叉过程导致出现位相突变点, 为此, 本论文对其进行了改进, 剔除了其中的遗传算法, 仅采用爬山法实现局部搜索及模拟退火法跳出局部极值点。该爬山-模拟退火混合优化算法中没有引入反变换操作, 且控制每次位相随机扰动, 使位相分布从一个连续状态缓变为另一个连续状态, 确保优化得到的位相分布的连续性。

优化过程主要分为如下四个阶段:

1. 参量初始化。
2. 给定一随机扰动作为搜索方向, 按爬山法进行一维局部搜索。
3. 以模拟退火法的思想来判断爬山法搜索得到的解是否接收, 保证可以一定的概率跳出局部极值点。
4. 降温, 重复第 2、3 步, 直至评价函数达到目标值。

算法流程如图 3-12 所示^[120]。

其中评价函数, 也即距离 $D(\varphi)$ 可选取为:

$$D(\varphi) = \sum_{m=1}^M |I(m) - I_{ideal}(m)|^2 + \beta \max(\sum_{m=M+1}^{MM} |I(m) - I_{ideal}(m)|^2) \quad (3-15)$$

可通过 β 值的选取控制焦斑的主瓣分布和旁瓣分布的侧重点, 分别满足两

个层次的光强控制要求。

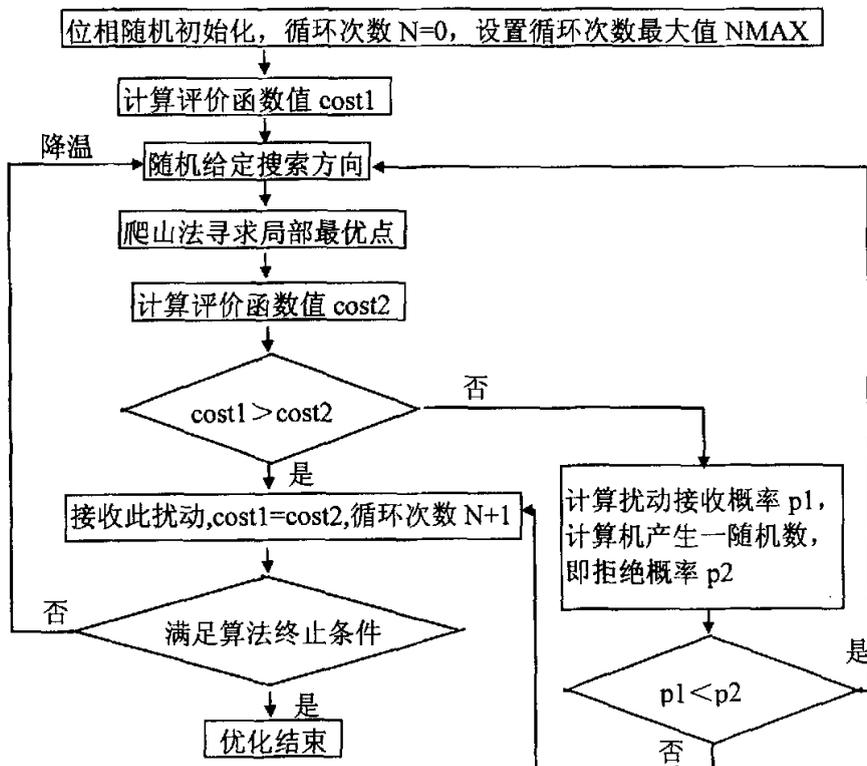


图 3-12 爬山-模拟退火混合优化算法的流程图

以一维情形为例，为保证位相分布的连续性，在设计中，二元光学器件的位相分布为：

$$\varphi(x_0) = \sum_{i=1}^N A_i \sin(\omega_i x_0 + \varphi_{0i}) \quad (3-16)$$

其中 A_i 、 ω_i 与 φ_{0i} 分别为第 i 个正弦函数的振幅、频率与初始位相值， ω_i 、 φ_{0i} 由算法随机给出。

爬山-模拟退火混合优化算法中第 i 次爬山法搜索的方向由 ω_i 与 φ_{0i} 确定，局部搜索并经模拟退火算子确定 A_i 。

为与 GS、YG 算法的设计结果相比较，选取相同的设计参数。利用混合优化算法设计得到的位相分布与焦斑光强分布如图 3-13 所示。为简单起见，算法评价函数选为：

$$\text{cost}(\varphi) = \sum_{\forall m} |I(m) - I_{ideal}(m)|^2 \quad (3-17)$$

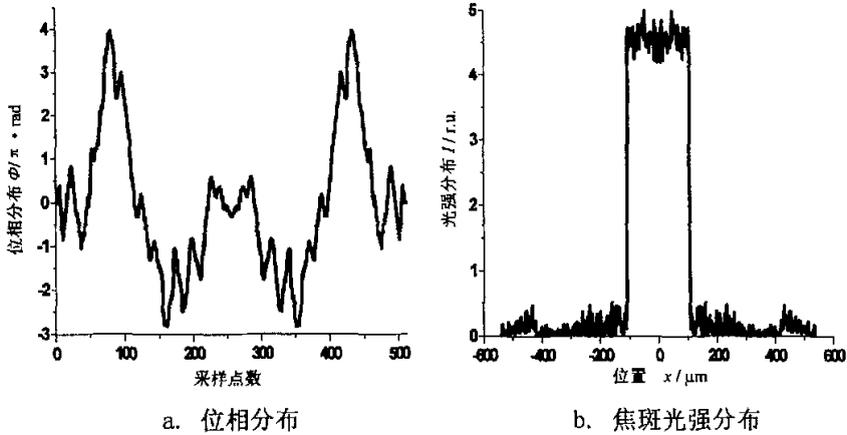
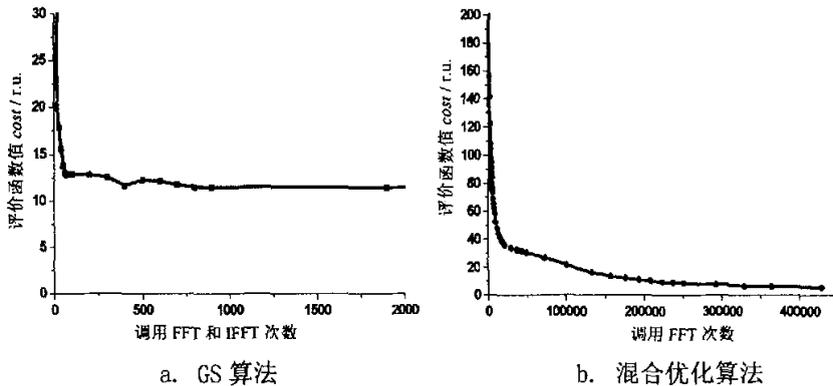
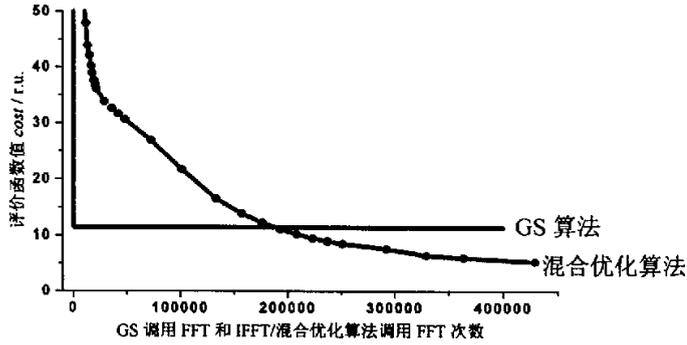


图 3-13 混合优化算法设计结果

其光能利用率和顶部不均匀性分别为 93.0%与 3.5%。与 GS、YG 等优化结果相比，其位相分布更为连续（位相连续性度量参数 $C=0.028$ ），顶部均匀性有明显的改善，但光能利用率稍有下降。

GS 算法与混合优化算法的计算时间比较如图 3-14 所示，只考虑 GS 算法优化过程中调用 FFT 及 IFFT 的次数和混合优化算法调用 FFT 的次数，以此来评价算法的收敛速度。其中 3-14(a)：随机位相为初始值，GS 算法评价函数值式(3-17)随着调用 FFT 和 IFFT 正反迭代次数的下降趋势；(b)：混合优化算法评价函数值随着调用 FFT 次数的下降趋势；(c)：综合(a)、(b)两图且局部放大。





c. 局部放大图

图 3-14 GS 算法与混合优化算法的计算时间比较

从图中可看出 GS 算法收敛速度快，在 1000 次 FFT 和 IFFT 后就达到局部最优解，评价函数值保持不变；而混合优化算法的收敛速度缓慢，但评价函数值能一直保证下降。由于每个评价函数计算值之间进行了几百或上千个方向的搜索，故在(b)中没有出现评价函数值增大的现象。

考虑圆对称器件，在极坐标下，同理可设二元光学器件的位相函数为：

$$\varphi(\rho) = \sum_{i=1}^N A_i \sin(\omega_i \rho + \varphi_{0i}) \quad (3-18)$$

针对平面波入射，波长 $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$ ，焦距 $f = 320\text{mm}$ ，器件直径 $D = 80\text{mm}$ ，均匀焦斑直径 $d = 250 \mu\text{m}$ 。器件位相采样点数为 100 时，所设计的二元光学器件的位相分布及归一化焦斑光强分布如图 3-15 所示。此时也以式(3-17)作为评价函数。其中光能利用率和顶部不均匀性分别为 97.2%和 6.39%。

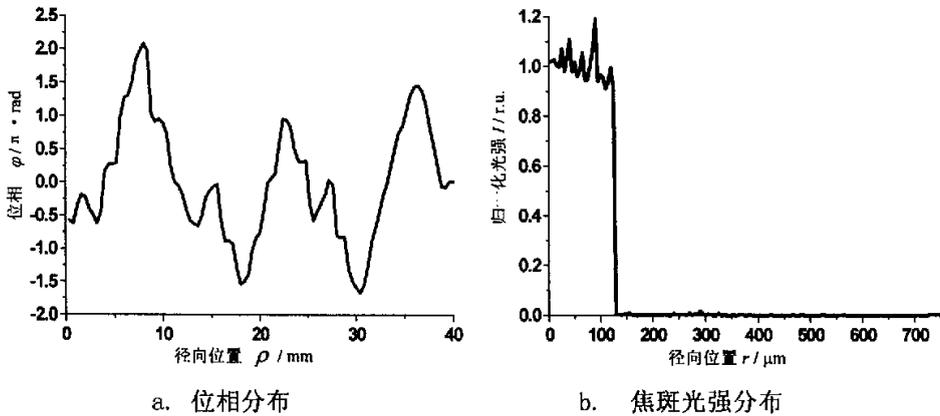


图 3-15 爬山-模拟退火混合优化算法设计结果

由图 3-15(a)可知, 相对于图 3-10 所示的 WPDA 算法结果与图 3-16 所示的 GLUSA 设计结果^[121], 该算法得到的位相结构变化平缓、无位相突变点且相对光滑; 对比于图 3-11 所示的位相展开处理得到的连续分布, 其位相间隔小。获得的焦面光强分布的顶部均匀性明显优于 GS、YG 算法, 而光能利用率却相差不大。

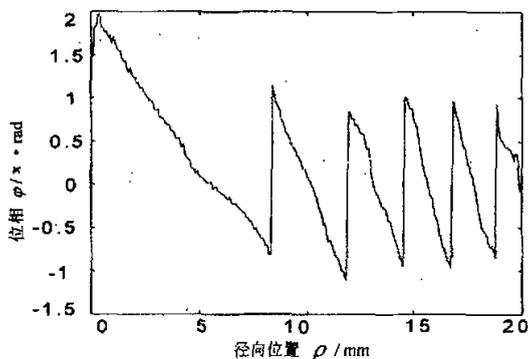


图 3-16 GLUSA 优化结果

对图 3-15 中的位相分布进行 16 阶量化, 位相分布及焦斑光强分布如图 3-17 所示。其中光能利用率与顶部不均匀性分别为 96.9%和 26.6%。顶部均匀性有明显的下降。

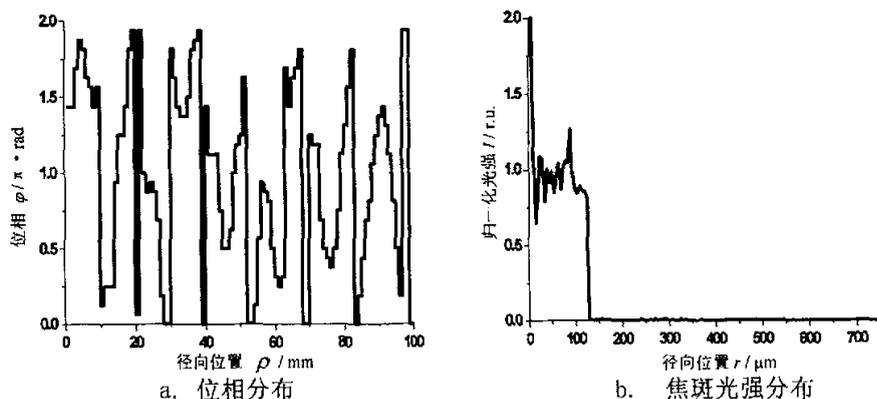


图 3-17 位相量化后的结果

在量化过程中, 虽然可选择量化时机获取较好的焦斑性能^[122], 但不能达到连续位相所实现的性能, 并且在量化空间内继续搜索, 收敛速度极其缓慢。考虑到连续位相器件加工的可能性, 因此本论文设计的束匀滑器件是连续位相分布的。

3.4.2 变分辨率改进优化算法

惯性约束核聚变中对焦面的光强分布要求很苛刻，加之入射波面具有较大的振幅与位相畸变，因此，所设计的二元光学器件应具有更好的性能，以求对输入激光波面的畸变具有更大的宽容度。

惯性约束核聚变中，所用的二元光学器件的口径较大，约两、三百毫米，若采样点数少，即分辨率小，将不能充分利用加工设备的精度。并且随着分辨率的提高，设计自由度增大，所能优化得到的性能将更理想。由图 3-14 可知，虽然混合优化算法能收敛到评价函数值更小的状态，但其收敛速度非常缓慢，对于有成熟快速算法 FFT 的一维情形，计算机时以 $\log_2 N$ 的速度增加，其中 N 为采样点数，计算机时与采样点数的矛盾不是很突出；但对于没有快速算法的圆对称情形，按照式 (2-19)，随着输入面采样点数 N 的增加，当输出面采样点数不变时，计算机时至少以 N 倍速度增加。在此，为解决采样点数、计算机时和性能参数之间的矛盾，提出了变分辨率改进优化算法。

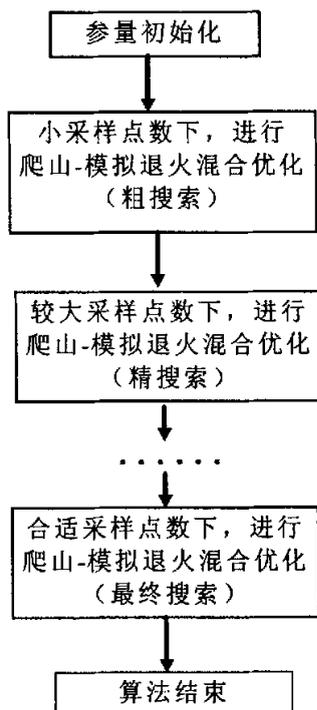


图 3-18 变分辨率改进优化算法

所谓“变分辨率优化”，即首先选用较小采样点数，通过“粗搜索”，在较短时间内寻求较好的初始解，然后逐步增加采样点数，不断的“精细搜索”，直至获得满足要求的位相设计结果。变分辨率改进优化算法的流程如图 3-18 所示^[123]。

对图 3-15 的设计结果，再进行变分辨率改进优化，当采样点数为 200 时，设计得到的位相结构如图 3-19 所示，光能利用率和顶部不均匀性分别为 97.4% 和 5.61%。再进一步增加采样点数，当采样点数为 400 时，设计得到的位相结构如图 3-20 所示，光能利用率和顶部不均匀性分别为 98.0% 与 4.00%。

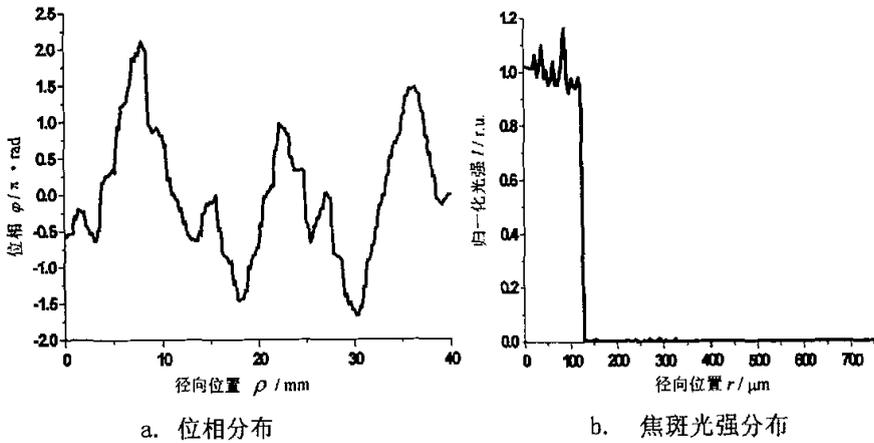


图 3-19 采样点数为 200 的优化结果

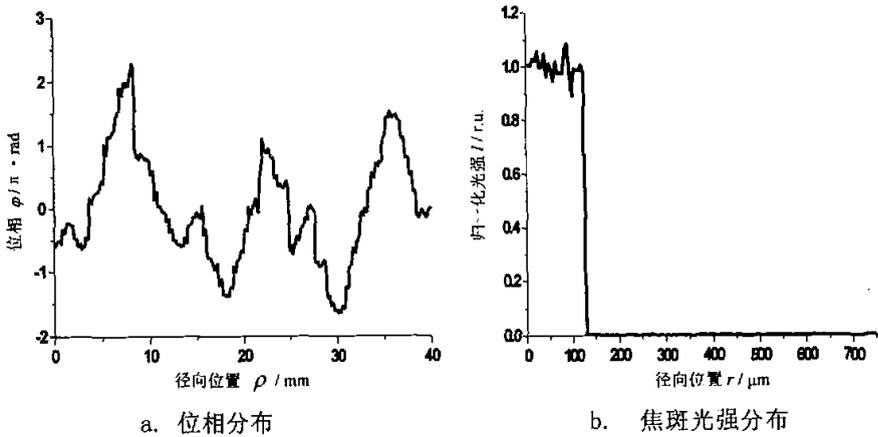


图 3-20 采样点数为 400 的优化结果

由图 3-15、3-19、3-20 可知，随着采样点数的增加，分辨率的提高，器件的性能有较大的改善，特别是顶部不均匀性，由 6.39%改进到 4.00%。位相结构大体相同，只是在更高分辨率下，出现了更多的位相细微结构，改善了焦斑的顶部光强分布。

随着采样点数的增加，评价函数值随着计算时间的下降规律如图 3-21 所示。其中，计算时间是根据调用式(2-19)计算输出面光场分布的次数乘以采样点数定性确定。

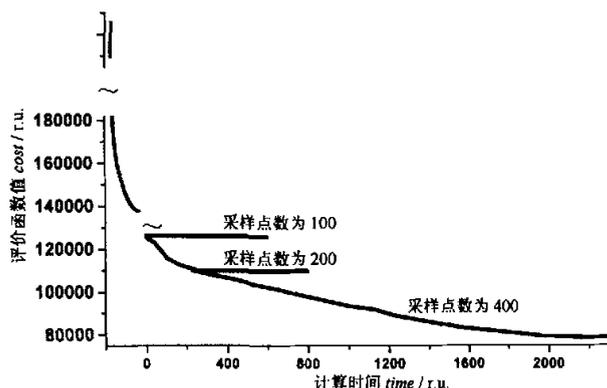


图 3-21 不同分辨率下评价函数值同计算时间的关系

从图中可看出，爬山-混合优化算法虽可跳出局部极值点，寻求全局最优点，但在优化一定时间后，评价函数值的下降速度几乎降为零，可以认为达到该分辨率下的“最优状态”，再进行优化，效率极低。提高分辨率后，评价函数值的下降速度提高，能在较短时间内获得更理想的焦斑性能。

3.4.3 洞口光强控制

爬山-模拟退火混合优化算法的第三步，以模拟退火法的思想来判断爬山法搜索得到的解是否接收，是按照评价函数值的变化来确定的。在不同的光强控制层次上，选取不同的评价函数，使得在局部搜索得到的解的接收情形是不一样的，从而控制位相分布，使得优化得到的焦斑光强分布侧重于“平顶”或“不堵口”。

例如，对图 3-15 的结果，进一步优化，使其满足“不堵口”。在设计中，控制洞口 $480\mu\text{m}$ 附近的光强尽可能的降低。此时，修改评价函数式

(3-15), 使 $\beta \gg 1$, 控制洞口附近的光强值。

控制洞口附近 $480 \pm 50 \mu\text{m}$ 内的光强值, 兼顾均匀性与“不堵口”时, 设计结果如图 3-22 所示。为更清楚描述旁瓣, 采用归一化光强的对数坐标, 图 3-23(a)、(b)分别对应于图 3-15(b)与 3-22(b)。

虽然顶部均匀性由 6.39%降为 18.9%, 但洞口边缘附近 $\pm 50 \mu\text{m}$ 处的最大光强相对于中心光斑平均光强的比值由 2.5×10^{-3} 下降至 8.2×10^{-5} , 对于保证足够进洞注入率这一重要要求, 极为有利。

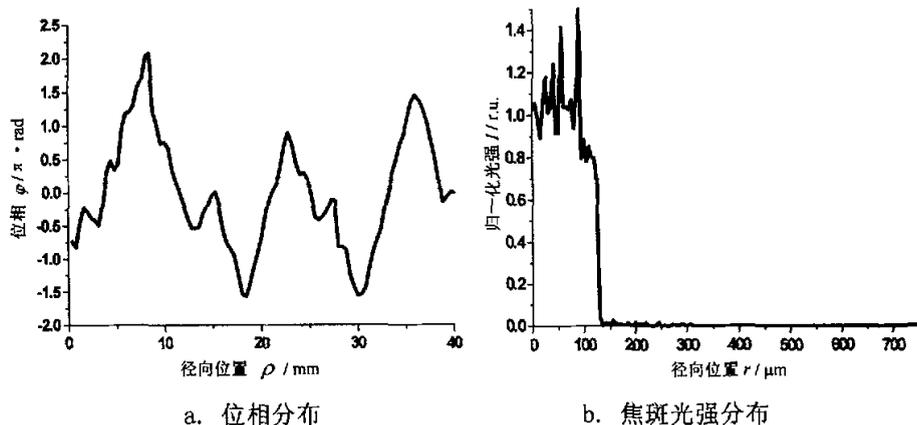


图 3-22 侧重“不堵口”的设计结果

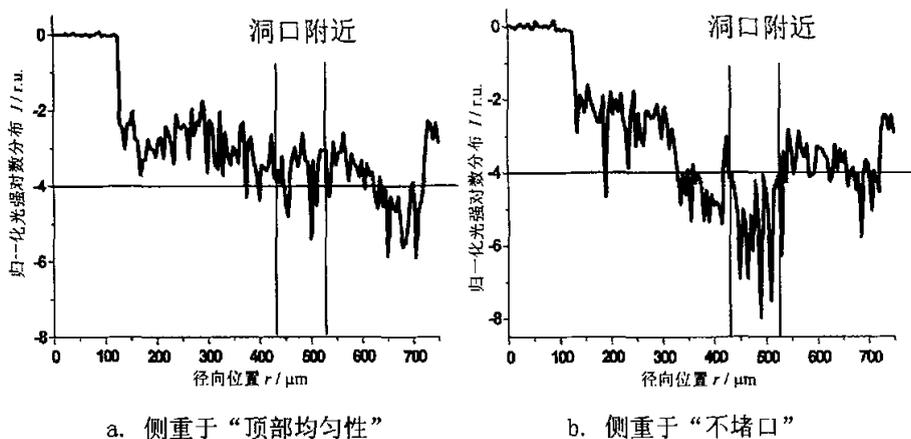


图 3-23 两种不同评价函数下的设计结果对比

3.4.4 算法小结

由设计实例可知，所采用的变分辨率爬山-模拟退火混合优化算法具有以下几个特点：

1. 设计得到的位相结构变化平缓、无位相突变点。
2. 可以通过选取不同的评价函数来控制焦斑的光强分布，使其分别侧重焦斑光强分布的顶部均匀性或“不堵口”。
3. 优化获得的性能在顶部均匀性上远优于 GS、YG 算法，而在光能利用率上接近 GS、YG 算法，可认为该算法能优化到一个较理想的“最优点”。
4. 混合优化算法中利用 SA 算法，以一定概率跳出局部极值点。为保证算法能收敛到一个理想位相状态，在每个温度上进行了足够多的位相随机扰动，在计算时间上远远超过了 GS 等局部搜索算法，但这个时间在实际应用中，还是可以接受的。
5. 采用变分辨率改进优化算法，可大大提高混合优化算法的优化速度和焦斑性能。

3.5 频域细化与非等周期设计

在惯性约束核聚变中，对束匀滑有一项要求是消除周期 $10\mu\text{m}$ 以上的低频调制。要反映焦面周期 $10\mu\text{m}$ 以上的低频调制度，其采样间隔至多只能是 $(1/2\sim 1/3)10\mu\text{m}$ 。但对于一维情形的基于傅里叶变换的二元光学器件位相设计，受采样定理限制，焦面上的采样间隔被入射激光波长 λ 、付氏变换透镜焦距 f 及入射口径 D 的限定，当采样间隔大于 $(1/2\sim 1/3)10\mu\text{m}$ 时，无法反映周期大于 $10\mu\text{m}$ 的低频调制度的大小。设计中，需得到更小采样间隔的光强分布，以便能更真实反映焦面光强分布的束匀滑性能。

在优化算法中，符合采样定理是为了能保证正反迭代过程不失真且满足能量守恒定律，并可对离散的采样点进行 sinc 函数插值重建出原始连续数据。但二元光学器件是一种纯位相器件，对优化得到的离散位相分布进行 sinc 函数插值，其透过率函数不再是纯位相函数，因此，实际上不能通过插值操作获得连续的位相分布，这也导致焦面上采样点处的值不能真正代表能量，光能利用率只能通过焦面的各采样点的光强分布按式(2-22)近

似计算。在爬山-模拟退火混合优化算法中剔除了反变换操作，没有正反迭代过程，无需满足采样定理。

因为对离散的位相分布不能进行插值，设计中应考虑位相单元尺寸。在一维情形时，器件大小为 D ，且位相等分为 N 单元，则其透过率函数可写为：

$$T(x) = \sum_{j=1}^N \exp(i\varphi_j) \text{rect}\left(\frac{x - (2j-1)a/2}{a}\right) \quad (3-19)$$

其中， φ_j 为器件第 j 个单元的位相值， $a = D/N$ 。

平面波入射时，其焦面光强分布为

$$I(x', f) = \left\| F\left\{ \sum_{j=1}^N \exp(i\varphi_j) \text{rect}\left(\frac{x - (2j-1)a/2}{a}\right) \right\} \right\|_{f, x' = \frac{x'}{f}}^2 \quad (3-20)$$

化简得

$$I(x', f) = \left\| \sum_{j=1}^N \exp(i\varphi_j) a \text{sinc}\left(a \frac{x'}{\lambda f}\right) \exp(-i2\pi(2j-1)) \frac{a}{2} \frac{x'}{\lambda f} \right\|^2 \quad (3-21)$$

在数值计算中，只能考虑某些离散点的光强值与理想值的距离，以此作为算法评价函数。若取 $x' = m \frac{\lambda f}{D} = m \frac{\lambda f}{Na}$ ， $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ 时，此时符合采样定理，采样点的光强分布为

$$I(m) = \left\| \sum_{j=1}^N \exp(i\varphi_j) \exp(-i2\pi \frac{mj}{N}) \exp(-i\pi \frac{m}{N}) a \text{sinc}\left(\frac{m}{N}\right) \right\|^2 \quad (3-22)$$

考虑到 $\exp(-i\pi \frac{m}{N}) a \text{sinc}(\frac{m}{N})$ 与求和无关，忽略常数 a 及位相因子，式(3-22)可写为

$$I(m) = \left\| \text{sinc}\left(\frac{m}{N}\right) \sum_{j=1}^N \exp(i\varphi_j) \exp(-i2\pi \frac{mj}{N}) \right\|^2 \quad (3-23)$$

若仅考虑一个周期，即 $m = 0, 1, 2, \dots, N-1$ ，则式(3-23)可写为

$$I(m) = \left\| \text{sinc}\left(\frac{m}{N}\right) DFT(\exp(i\varphi_j)) \right\|^2 \quad (3-24)$$

其中, DFT 代表离散付氏变换。

与传统的设计公式

$$I(m) = \left\| \text{DFT}(\exp(i\varphi_j)) \right\|^2 \quad (3-25)$$

相比, 只多了一个位相单元的 sinc 函数包络。在束匀滑时, 均匀焦斑大小 d 所确定的 $M = \frac{dD}{\lambda f}$ 远小于 N 时, 即 $\sin \alpha(\frac{M}{N}) \approx 1$ 时, 式(3-24)与式(3-25)等同。

以传统公式进行设计。选取器件口径 $D=100\text{mm}$ 、透镜焦距 $f=600\text{mm}$ 、激光波长 $\lambda=1.053\mu\text{m}$ 、焦斑大小 $d=100\mu\text{m}$, 设计结果如图 3-24 所示, 光能利用率与顶部不均匀性分别为 96.1%、3.25%。

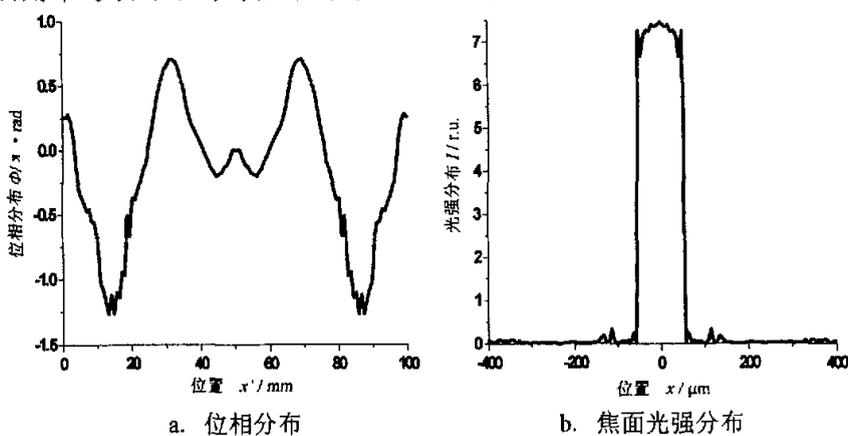


图 3-24 $x' = m \frac{\lambda f}{D} = m \frac{\lambda f}{Na}$ 采样时设计结果

在上述设计中, 焦斑的采样间隔约为 $6.3\mu\text{m}$, 难以反映出周期大于 $10\mu\text{m}$ 的低频调制。

为此, 本文提出细化焦面采样间隔的方法, 不再满足采样定理。在式(3-21)中, 取 $x' = m \frac{\lambda f}{2D} = m \frac{\lambda f}{2Na}$, $m=0,1,2,3,\dots$, 此时采样点的光强分布为

$$I(m) = \left\| \sum_{j=1}^N \exp(i\varphi_j) \exp(-i2\pi \frac{mj}{2N}) \exp(-i\pi \frac{m}{2N}) a \text{sinc}(\frac{m}{2N}) \right\|^2 \quad (3-26)$$

同理, 式(3-26)可表示为

$$I(m) = \left\| \text{sinc}(\frac{m}{2N}) \sum_{j=1}^N \exp(i\varphi_j) \exp(-i2\pi \frac{mj}{2N}) \right\|^2 \quad (3-27)$$

分析式(3-27)，在一个周期内的光强分布，即 $m=0,1,2,\dots,2N-1$ 时，可通过补零实现快速傅里叶变换。补零能实现频域细化，得到更小的采样间隔。此时，采样间隔约为 $3.2\mu\text{m}$ ，基本能反映出周期大于 $10\mu\text{m}$ 的低频调制。

以图 3-24 结果进行频域细化计算，其光强分布如图 3-25 所示。光能利用率和顶部不均匀性分别为 94.5% 和 60.3%。将图 3-24 中受采样定理限制的细节反映出来，在优化中，由于其光强分布未加以控制，导致光斑均匀性急剧下降。

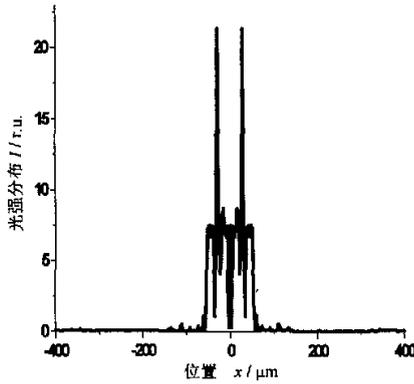


图 3-25 $x' = m \frac{\lambda f}{2D} = m \frac{\lambda f}{2Na}$ 采样时的计算结果

但可以进一步以频域细化后的光强分布与理想值的距离作为算法评价函数再行优化计算，其结果如图 3-26 所示。光能利用率与顶部均匀性分别为 89.2%、16.4%，顶部均匀性较图 3-25 有较大的改善。

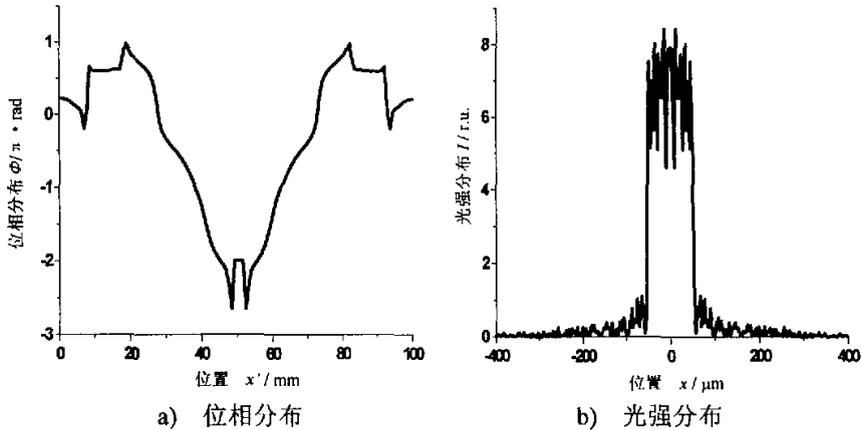


图 3-26 $x' = m \frac{\lambda f}{2D} = m \frac{\lambda f}{2Na}$ 采样时优化设计后的结果

进一步分析式(3-23)、(3-27)可知, 焦面光强分布虽然受 sinc^2 函数包络, 但对于束匀滑, 主瓣以外的小光强分布对应于 sinc^2 函数的旁瓣极值点, 而中心主瓣对应 sinc^2 函数的零点附近, 因此该包络对光能利用率几乎没有影响。图 3-24(a)的位相分布, 根据式(3-23)计算得出的四个周期内的光强分布如图 3-27 所示, 中心主瓣的光能利用率和顶部不均匀性分别为 95.7%、3.53%, 光能利用率和顶部均匀性的变化均很小, 在设计中可以只考虑一个周期内的光强分布。

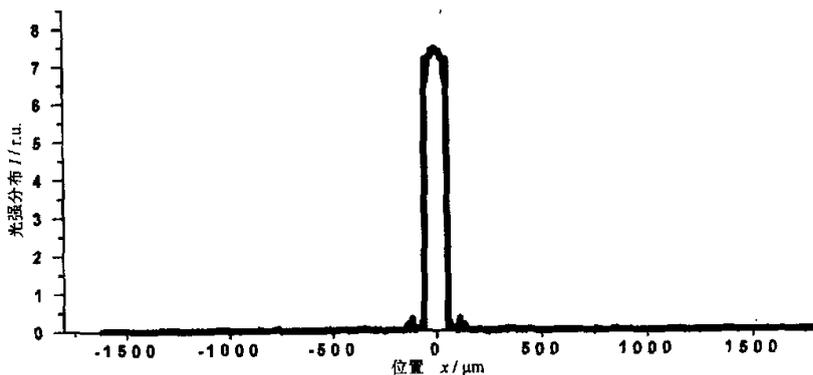


图 3-27 式(3-14)计算出的焦面四个周期内的光强分布

虽然 sinc^2 包络对束匀滑无甚影响, 但对于其它性质的光强分布控制, 例如环状分布等, 若光强分布能量集中处不与 sinc^2 函数零值点相重合, 则 sinc^2 包络就将光能利用率限定在 85%以内, 且有明显的旁瓣。

按照式(3-25)设计的如图 3-28(a)所示的焦面光强分布, 利用式(3-23)计算的多个周期内的光强分布如图 3-28(b)所示。

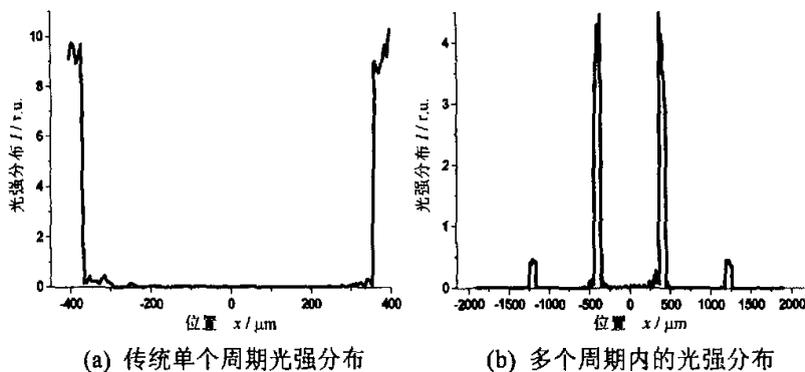


图 3-28 位相单元 sinc^2 包络的影响

同样地，按照式(3-25)设计的如图 3-29(a)所示的焦面光强分布，利用式(3-23)计算的多个周期内的光强分布如图 3-29(b)所示。

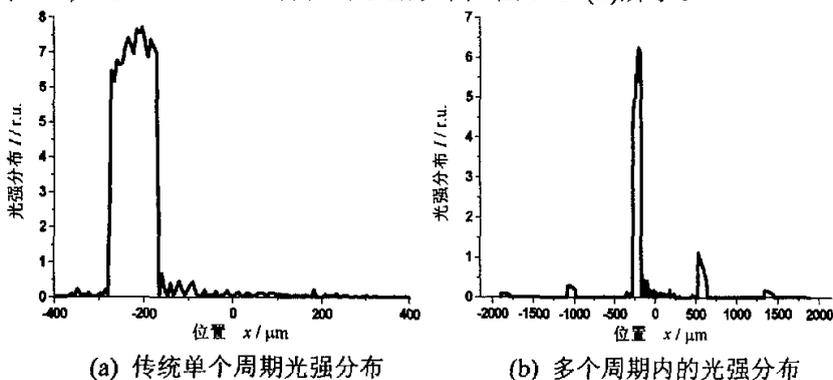


图 3-29 位相单元 sinc^2 包络的影响

由式(3-21)可知， sinc^2 包络的产生在于选取了相同的单元宽度 a 。因此，为消除 sinc^2 包络的影响，可采用非等周期设计。针对图 3-29 的焦面光强分布要求，进行非等周期设计。随机选取采样间隔，其透过率函数为

$$T(x) = \sum_{j=1}^N \exp(i\varphi_j) \text{rect}\left(\frac{x-x_{0j}}{a_j}\right) \quad (3-28)$$

其中， x_{0j} 为第 j 个位相单元的中心位置。

其焦面光强分布为

$$I(x', f) = \left\| \sum_{j=1}^N \exp(i\varphi_j) a_j \text{sinc}\left(a_j \frac{x'}{\lambda f}\right) \exp(-i2\pi \frac{x_{0j} x'}{\lambda f}) \right\|^2 \quad (3-29)$$

选取焦面采样间隔为 $3\mu\text{m}$ ，优化结果如图 3-30 所示。

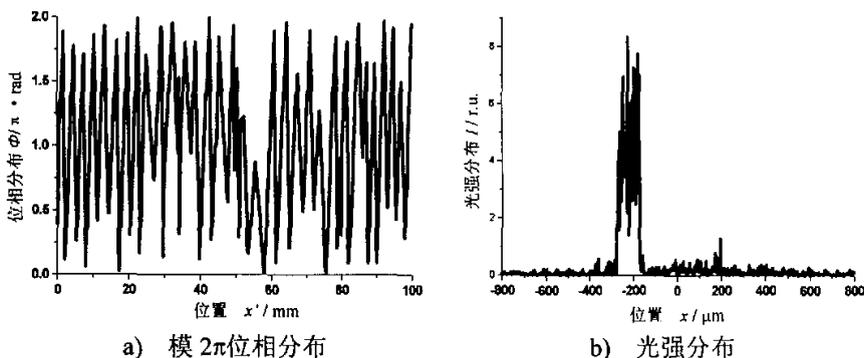


图 3-30 非等周期器件的设计结果

对束匀滑器件也进行了非等周期设计，结果如图 3-31 所示。光能利用率和顶部不均匀性分别为 93.0%、19.6%。

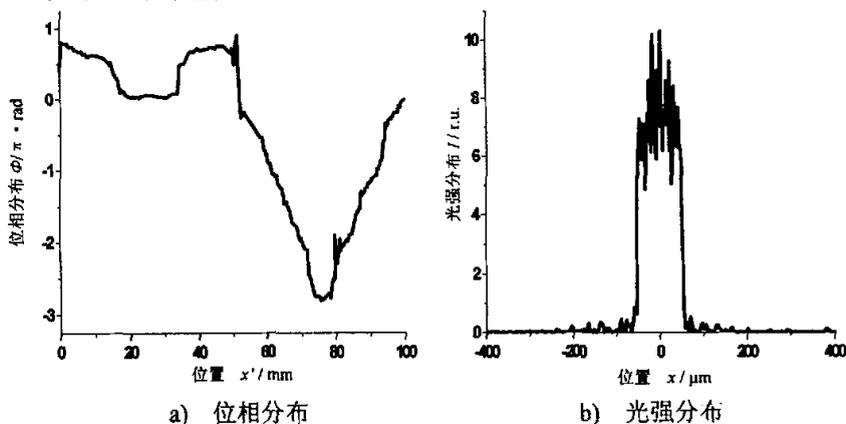


图 3-31 非等周期器件的设计结果

图 3-30、3-31 的光强分布虽不很理想，但均没有明显的旁瓣。如何完善非等周期设计以获取性能良好的设计结果，还有待进一步研究。

在优化算法中还存在一个问题，就是在不同的采样间隔下，顶部均匀性如何定量或定性比较？应选取多大的采样间隔？在惯性约束核聚变中，焦斑光强分布中的高频调制分量能通过热效应“抹平”，但如何定量描述，并反映到优化算法中以确定焦面采样间隔，也有待深入研究。

3.6 本章小结

本章首先简单介绍了传统的几种二元光学束匀滑器件的位相设计方法：高斯光束入射时的几何变换方法，以及通用性强的优化算法（局部优化算法 GS、YG 与全局优化算法 SA）。利用 GS、YG 算法进行了位相设计，并引出位相设计中的三个关键问题，即位相分布连续性、优化速度与全局优化及优化目标的选取灵活性。指出反变换操作是 GS、YG 等正反迭代算法引入位相突变的根源所在。剔除反变换，利用爬山-模拟退火混合优化策略进行位相设计，并进一步提出“粗细搜索”的变分辨率改进优化算法，获取了良好的位相分布及焦斑性能。通过控制评价函数，可满足束匀滑侧重平顶或旁瓣两个不同层次的设计要求。该变分辨率的爬山-模拟退火混合优化算法很好地解决了束匀滑器件位相设计中的三个关键问题，为二

元光学器件的设计提供了一种有效的优化算法。

为跳出采样定理的束缚，能更真实反映焦斑光强分布的束匀滑性能，提出并采用了细化或选取任意焦面采样间隔的方法进行位相设计；分析了未量化的多台阶器件位相单元衍射包络的影响，提出非等周期器件以消除衍射包络，并进行了初步设计。

由于对离散的位相分布不能通过插值来获取连续位相分布，本论文在设计与加工上，考虑准连续位相分布，它还是一种台阶型分布，但对位相不进行量化。要设计得到真正连续的位相分布，可直接对式(3-16)、(3-18)所确定的位相分布进行傅里叶变换，进而优化设计，但计算量太大，难以实际操作。应对纯位相函数插值理论、优化计算模型等进行深入研究，以期在设计中获得真正连续的位相分布。

第四章 焦斑光强与形状控制中的几个问题探讨

第三章主要针对神光III束匀滑要求,设计得到了变化平缓的连续位相分布及优良的焦斑性能。按照神光III系统总体结构排布,还需在二元光学的设计中,考虑一些特殊要求,主要有:1.当焦斑光强分布侧重于旁瓣,“不堵口”时,控制哪个区域的旁瓣光强分布更合理,并能兼顾顶部均匀性;2.间接驱动ICF要求腔壁面均匀照明,这涉及到三个不同角度的入射光所对应的非垂轴面光强分布;3.神光III装置中的孔径光阑为方形,而要求靶面均匀光斑尽可能为圆形,如何在获得均匀焦斑的同时,实现焦斑的几何形状变换;4.强激光系统由于光学元件的波前畸变误差、热效应引入的动态波前畸变等,存在较大的随机位相畸变,二元光学器件抗波前畸变能力如何,怎样提高其对波前畸变的宽容度;5.鉴于二元光学器件的设计灵活性,为简化系统,能否将束匀滑、谐波分离、采样、聚焦透镜等两种或多种功能组合起来,实现多功能组合器件;等等。本章针对上述几个问题进行一些探讨。

4.1 焦斑旁瓣光强控制

第三章介绍了靶场光强分布控制可分为两个层次。其中第一层次的问题是控制焦斑无大的旁瓣,其强度 $I \leq 10^{10} \text{W/mm}^2$,保证大于90%的注入率。但真正实施起来,控制主瓣外哪个区域旁瓣的光强峰值,或者说能引起“堵口”效应的旁瓣在哪个区域,目前尚没有明确结论。在第三章中,控制区域是洞口附近的光强分布,将 $480 \pm 50 \mu\text{m}$ 内的光强峰值与中心主瓣平均光强的比值下降至万分之一以下。在此,讨论另外两种旁瓣光强控制情形,一种是主瓣以远的旁瓣峰值,另一种是离主瓣中心一定距离以远的旁瓣峰值,来探索如何合理选取需控制的旁瓣区域。

本节仅给出确定旁瓣控制区域的一些定性分析结论,故在一些参数的选取上,比较灵活。取如下设计参数:平面波入射,波长 $\lambda = 0.351 \mu\text{m}$,透镜焦距 $f = 600 \text{mm}$,二元光学器件口径 $D = 100 \text{mm}$,输出主瓣大小为 $d = 250 \mu\text{m}$ 。离主瓣中心一定距离选取的是 $270 \mu\text{m}$,并且不关心位相结构,先利用GS算法得到初始结果,再通过爬山-模拟退火算法,利用其评价函

数式(3-15)，选取 $\beta \gg 1$ ，以尽可能减小旁瓣光强峰值。

选取多个随机位相作为初始位相，利用 GS 算法进行优化，选取旁瓣性能最好的结果，如图 4-1 所示。其中光能利用率为 98.9%，不均匀性为 14%，离主瓣中心 $270\mu\text{m}$ 以远的最大光强与主瓣平均光强之比为 1.5%，而主瓣以外的旁瓣最大光强与主瓣平均光强之比为 4.1%。

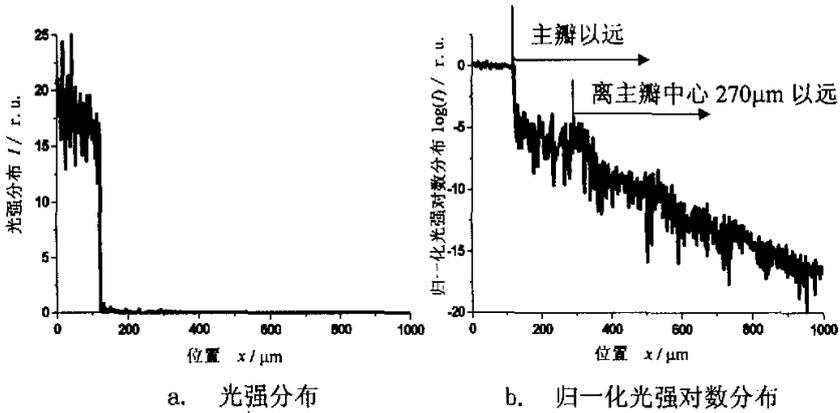


图 4-1 GS 优化结果

在两种旁瓣光强控制情形下，分别利用爬山-模拟退火混合优化算法对旁瓣光强峰值点进行逐点控制，让旁瓣光强比较均匀地分配在各点以降低旁瓣峰值。控制离主瓣中心 $270\mu\text{m}$ 以远的旁瓣和控制主瓣以远的旁瓣的优化结果如图 4-2、4-3 所示。光能利用率分别为 97.0%和 99.0%，不均匀性为 8.2%和 21%，离主瓣 $270\mu\text{m}$ 以远的旁瓣最大光强与主瓣平均光强之比和主瓣以外的旁瓣最大光强与主瓣平均光强之比分别降为 0.15%和 0.56%。

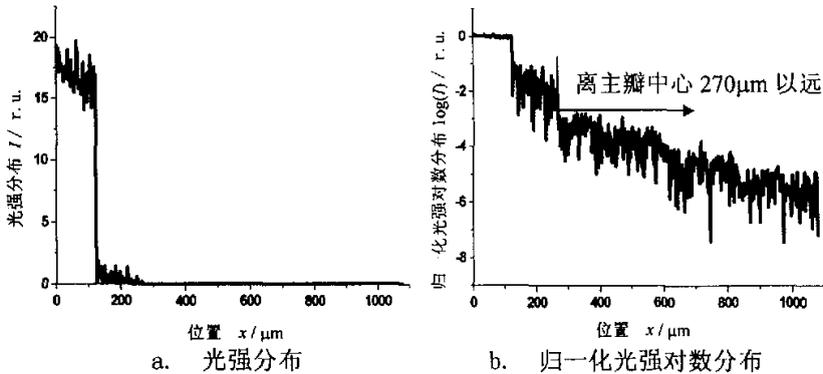


图 4-2 控制离主瓣 $270\mu\text{m}$ 以远的旁瓣最大光强

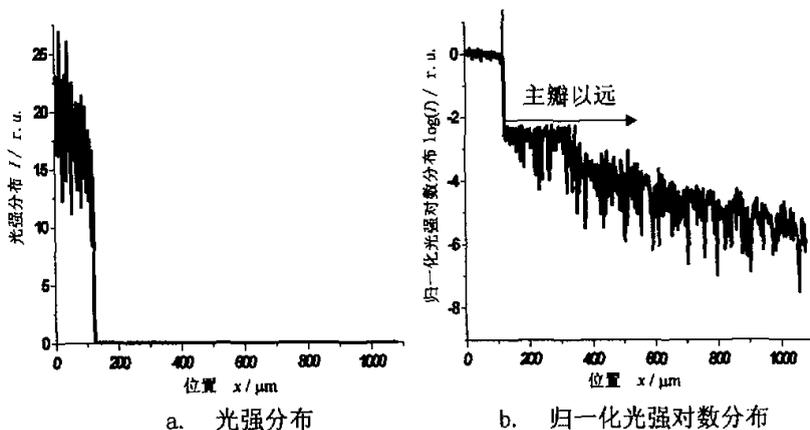


图 4-3 控制主瓣以远的旁瓣最大光强

由图 4-2(b), 特别是图 4-3(b)中可知, 所需控制区域旁瓣光强的顶部被削平, 旁瓣的光强被平均地分配在各点。控制离主瓣 $270\mu\text{m}$ 以远的旁瓣最大光强, 由于与主瓣间有一缓冲区, 相比于控制主瓣以外的旁瓣最大光强更容易些, 且光斑主瓣的顶部均匀性在压缩旁瓣最大值的同时, 有较大的改善。

控制离主瓣一段距离以远的旁瓣最大光强, 能兼顾“不堵口”和顶部均匀性, 比控制主瓣以外的旁瓣最大光强更合理, 当然一些具体的参数还有待理论和实验确定。

4.2 非垂轴面均匀光强分布

间接驱动惯性约束核聚变中, 要求某个角度或多个角度(如 30° 、 45° 、 55°)的非垂轴面上有一定光强分布均匀性的光斑。

一般而言, 实现光束控制的二元光学器件焦深较短, 偏离理想位置将导致光强分布急剧变化。针对图 3-20 中的位相分布, 离轴面上的光强分布顶部不均匀性与离焦量的关系如图 4-4 所示, 而在 55° 倾角的非垂轴面上的光强分布如图 4-5 所示, 离均匀分布相差甚远。因此, 在位相设计中, 针对非垂轴面上的均匀光强分布要求, 需采用特殊的设计方法。

可直接对非垂轴面上的光强分布进行采样计算, 并以此为依据进行位相设计。考虑一维情形, 平面波入射时, 同光轴夹 α 角的非垂轴面上的光强分布为:

$$I_{\alpha}(x) = \left| \frac{C}{(f-x\cos\alpha)} \int \exp(i\varphi(x)) \exp\left(\frac{-i\pi x}{\lambda} \frac{x\cos\alpha}{f(f-x\cos\alpha)}\right) \exp\left(-i\frac{2\pi x \sin\alpha}{\lambda(f-x\cos\alpha)}\right) dx \right|^2 \quad (4-1)$$

其中 C 为常数, φ 为二元光学器件的位相分布。

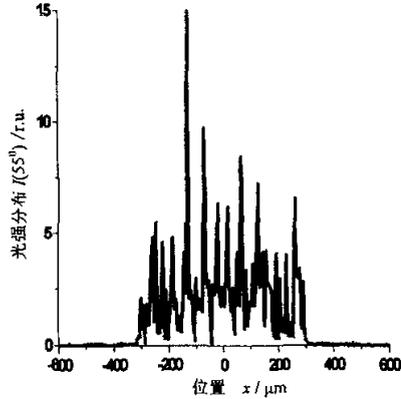
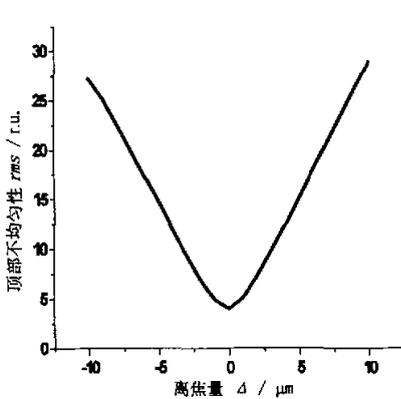


图 4-4 性能参数 rms 随 Δ 的变化趋势 图 4-5 55° 倾角的非垂轴面上的光强分布

以式 (4-1) 计算非垂轴面上的光强分布, 只能逐点计算, 速度十分缓慢, 因而, 这种方法不适用。若光场在焦面附近一定距离内“无衍射”传播, 保持相似的光强均匀分布, 则能在非垂轴面上获得均匀光斑。

亥姆霍兹方程在自由空间 ($Z \geq 0$) 中有一个特解^[124,125]:

$$E(r, Z) = A_0 J_0(\alpha r) \exp(i\beta Z) \quad (4-2)$$

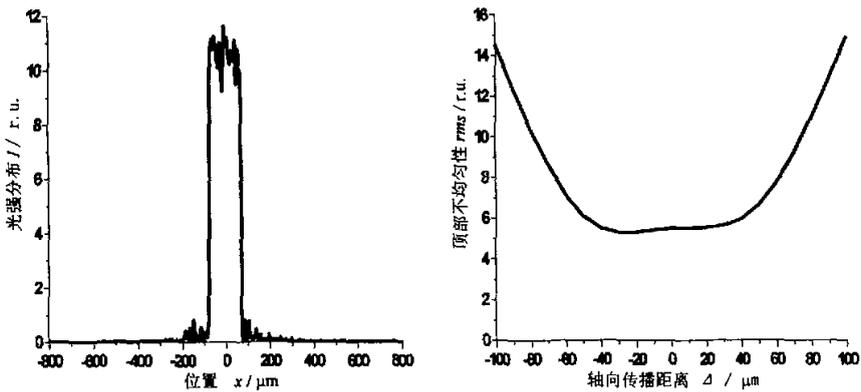
其中, A_0 为一常数, J_0 为零阶贝塞尔函数, α 、 β 满足:

$$\alpha^2 + \beta^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \quad (4-3)$$

根据式 (4-2), 当 $0 < \alpha \leq \frac{2\pi}{\lambda}$ 时, 垂轴面上的光强分布不随传播距离 Z 而变化, 这种光束被称之为“无衍射光束”。但通过直观分析可知, 由式 (4-2) 表征的光束无限大, 且非平方可积, 在物理上无法实现。但在有限光束宽度内, 可以用多种方法产生“近似无衍射光束”, 例如采用折射系统^[126]、计算全息^[127]、二元光学器件^[128-130]等, 可使垂轴面上的光强分布在一定距离 Z_{\max} 内不变化或变化很小。

若能进一步控制 Z_{\max} 内各垂轴面上的光强分布, 使其保持相似的均匀分布, 则有望实现非垂轴面上的均匀光强分布。分析式 (4-2) 可知, “无

衍射光束”在每个垂轴面上的位相分布是平面波，若能在二元光学器件优化设计时，不仅控制焦面光强为均匀分布，而且控制其位相为平面波，则能实现一定距离内各垂轴面上的均匀光强分布，进而实现非垂轴面光强的均匀分布。以图 4-6(a)所示的焦面光强分布为例，假设其位相分布为平面波，则顶部不均匀性与轴向传播距离的关系如图 4-6(b)所示。相对图 4-4，保持顶部不均匀性<10%的轴向距离大大增加，可实现一定倾角非垂轴面上的均匀光斑。



a. 焦面光强分布

b. rms 随轴向传播距离的变化趋势

图 4-6 焦面上的均匀光强分布，若其为平面波时的传播特性

但在束匀滑器件的位相设计中，兼顾焦面光强分布与位相分布是非常困难的，为此，本文提出并采用二元光学器件实现“近似无衍射光束”的设计思路^[128-130]，通过控制几个特定垂轴面上的光强分布为均匀分布，从而实现非垂轴腔壁面上的均匀光强分布。

选取三个垂轴面（焦前 P1、焦面 P2、焦后 P3），优化设计使其具有相似的均匀光强分布，来间接实现非垂轴面上的均匀照明^[131]。

三个面等 Δ 间隔排列，如图 4-7 所示，非垂轴面与光轴夹角 α 、该非垂轴面上所需均匀照明范围 d 、焦面 P2 上的均匀照明范围 d' 有如下关系：

$$d = d' \sin \alpha \quad (4-4)$$

$$\Delta = d' \operatorname{ctg} \alpha / 2 \quad (4-5)$$

一维情形，平面波入射时，忽略常数因子，P1、P2 及 P3 面的光强分布可表示为：

$$I_{P_1}(x, f - \Delta) = \left| F(\exp(i\varphi(x')) \times \exp(\frac{-i\pi x'^2}{\lambda} \frac{-\Delta}{f(f-\Delta)})) \right|^2 \quad (4-6)$$

$$I_{P_2}(x, f) = \left| F(\exp(i\varphi(x'))) \right|^2 \quad (4-7)$$

$$I_{P_3}(x, f + \Delta) = \left| F(\exp(i\varphi(x')) \times \exp(\frac{-i\pi x'^2}{\lambda} \frac{\Delta}{f(f+\Delta)})) \right|^2 \quad (4-8)$$

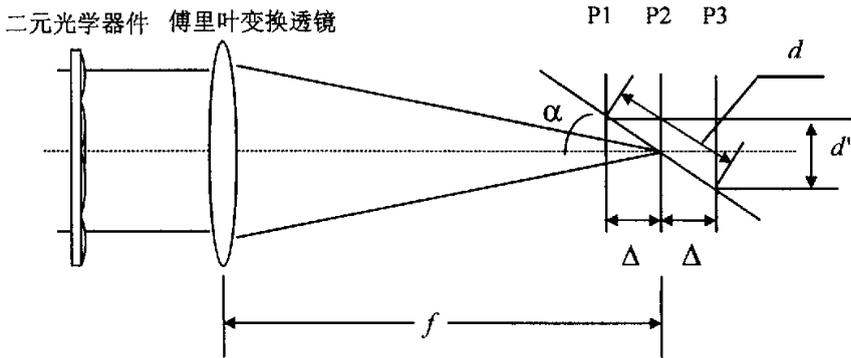


图 4-7 实现非垂轴面均匀照明的原理框图

以 P1、P2、P3 面光强分布与理想均匀照明光强分布之差作为位相设计的评价函数。当要求多角度（如 30°、45°、55°）非垂轴面均匀照明时，通过定性分析非垂轴面上的光强分布均匀性与倾角的关系可知，当二元光学器件位相保持不变，则 d' 将保持不变，随着倾角 α 变小，按式 (4-5)，离焦量 Δ 将增大，所涉及的垂轴面光强分布的差异变大，从而使得该角度的非垂轴面照明区域内的均匀性降低。设计时应以最小倾角非垂轴面进行设计，使其达到均匀性要求，其他角度的均匀性则也会达到要求。

针对同时要求 30°、45°、55° 非垂轴面上均匀照明，选取设计参数如下：倾角 $\alpha = 30^\circ$ ，非垂轴面均匀光斑 $d = 200 \mu\text{m}$ ，入射波长 $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$ ，二元光学器件口径 $D = 50\text{mm}$ ，付氏变换透镜焦距 $f = 600\text{mm}$ ， $\Delta = 50\sqrt{3} \mu\text{m}$ 。优化的位相分布如图 4-8 所示，相应的 P1、P2、P3 面光强分布分别如图 4-9(a)、(b)、(c) 所示。P1、P2、P3 面的光能利用率和光强分布顶部不均匀性分别为： $\eta_{P_1} = 95.4\%$ ， $rms_{P_1} = 8.79\%$ ； $\eta_{P_2} = 95.6\%$ ， $rms_{P_2} = 2.66\%$ ； $\eta_{P_3} = 95.4\%$ ， $rms_{P_3} = 11.4\%$ 。

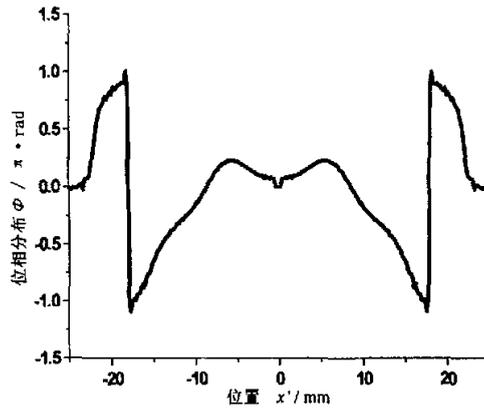


图 4-8 二元光学器件位相分布

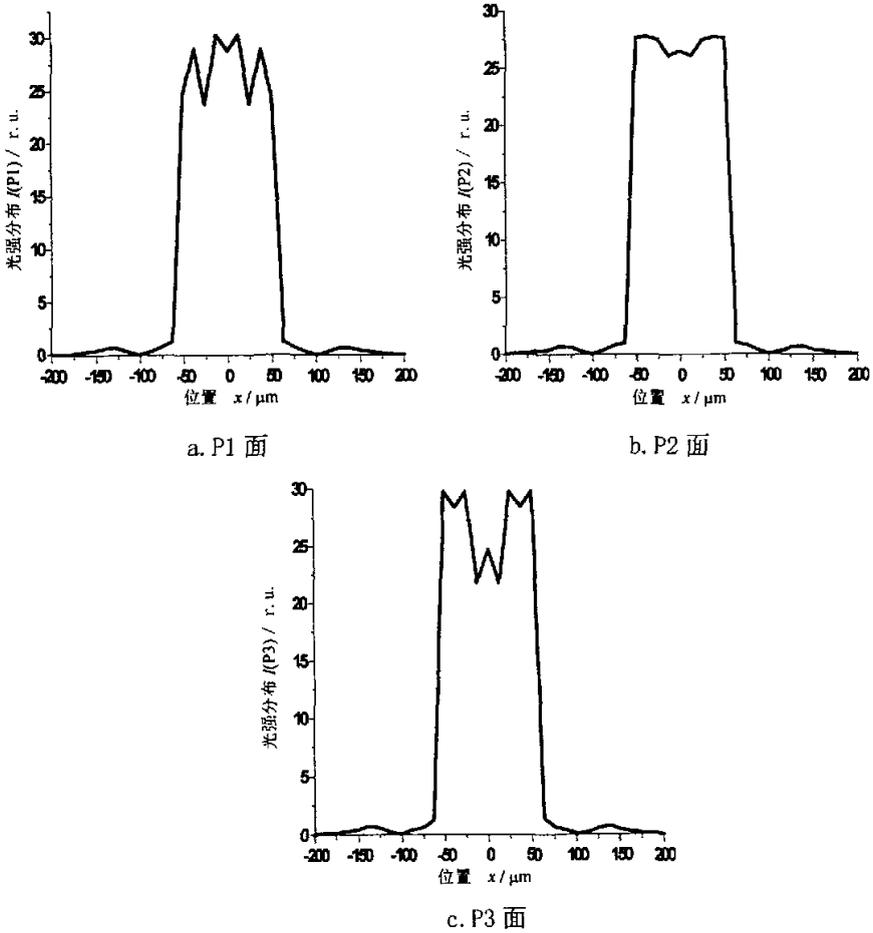


图 4-9 P1、P2、P3 面的光强分布

以 P2 面为中心面，每隔 $10\sqrt{3}\mu\text{m}$ 采样面的光强分布的光能利用率 η 和顶部不均匀性 rms 的变化规律分别如图 4-10(a)、(b) 所示。

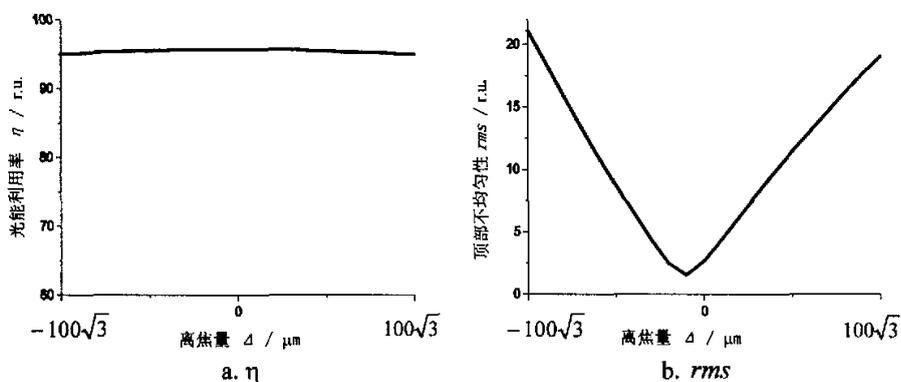


图 4-10 性能参数 η 、 rms 随 Δ 的变化趋势

相比于图 4-4，顶部不均匀性变化趋势变缓，在较长距离内，保持较好的顶部均匀性。且保持顶部不均匀性 $< 10\%$ 的轴向距离可同图 4-6 相比拟，说明该设计思路的有效性。

在倾角为 30° 、 45° 及 55° 的非垂轴面上的光强分布分别如图 4-11、4-12 及 4-13 所示，其不均匀性 rms 分别为 5.91%、4.00% 和 3.38%。由图 4-11、4-12 及 4-13 可知，随着角度的增大，在非垂轴面上的均匀光斑变小，对于倾角为 45° 的非垂轴面，均匀照明区大小约为 $150\mu\text{m}$ ，而当倾角为 55° 时，约为 $120\mu\text{m}$ ，同式 (4-4) 的计算结果相符。

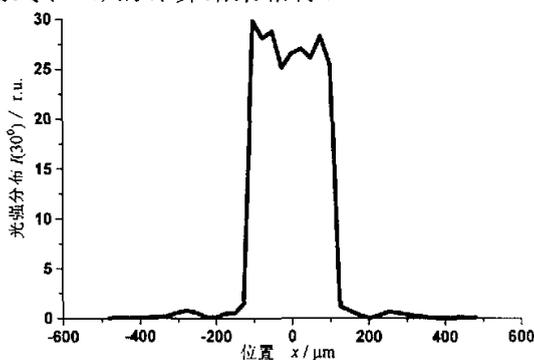


图 4-11 倾角为 30° 的非垂轴面光强分布

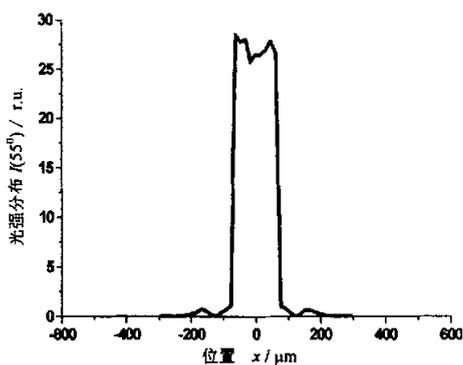
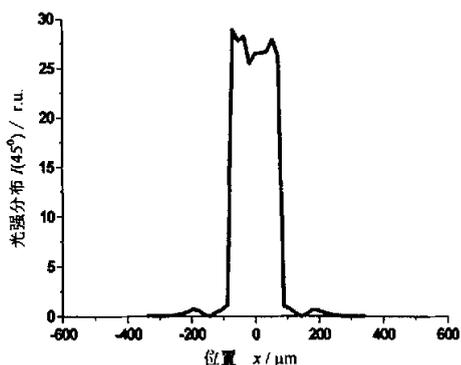


图 4-12 倾角为 45° 的非垂轴面光强分布 图 4-13 倾角为 55° 的非垂轴面光强分布

不同倾角的非垂轴面上的均匀照明区域的光强不均匀性 rms 与倾角的变化关系如图 4-14 所示。随着角度的增大，不均匀性单调下降，验证了上述的定性分析。

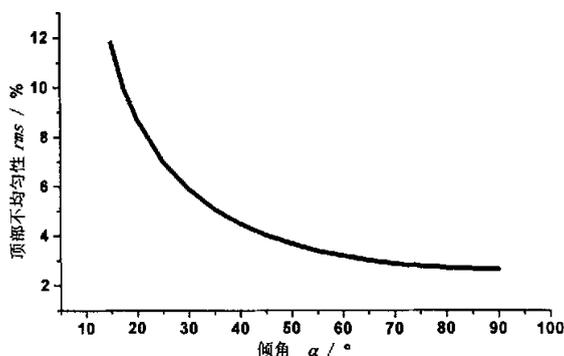


图 4-14 顶部不均匀性与倾角的关系

圆对称情形，当平面波入射时，忽略常数因子，在极坐标下，P1 面的光强分布可表示为：

$$I_{P_1}(r, f - \Delta) = \left| B(\exp(i\varphi(\rho)) \times \exp\left(\frac{-i\pi\rho^2}{\lambda} \frac{-\Delta}{f(f-\Delta)}\right)) \right|^2 \quad (4-9)$$

同理可得到 P2、P3 面的光强分布。

针对三个入射角，选取如下参数：倾角 $\alpha = 30^\circ$ ，入射波长 $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$ ，二元光学器件大小 $\Phi 100\text{mm}$ ，付氏变换透镜焦距 $f = 800\text{mm}$ 。优化后 P1、P2、P3 面光场振幅分布分别如图 4-15(a)、(b)、(c) 所示。P1、P2、P3 面的光强分布不均匀性分别为： $rms_{P_1} = 12.0\%$ 、 $rms_{P_2} = 4.48\%$ 、 $rms_{P_3} = 11.1\%$ 。

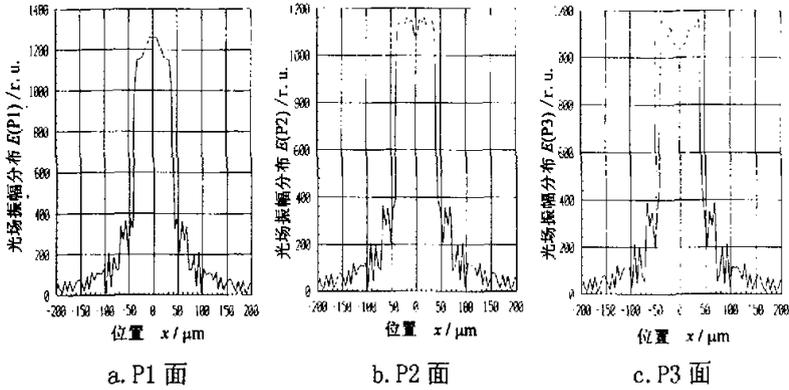


图 4-15 三个面的光场振幅分布

当入射角为 30° 、 45° 、 55° 时，相应的腔壁面光场振幅分布如图 4-16(a)、(b)、(c) 所示，其不均匀性分别为 14.1%、8.88% 和 6.88%。

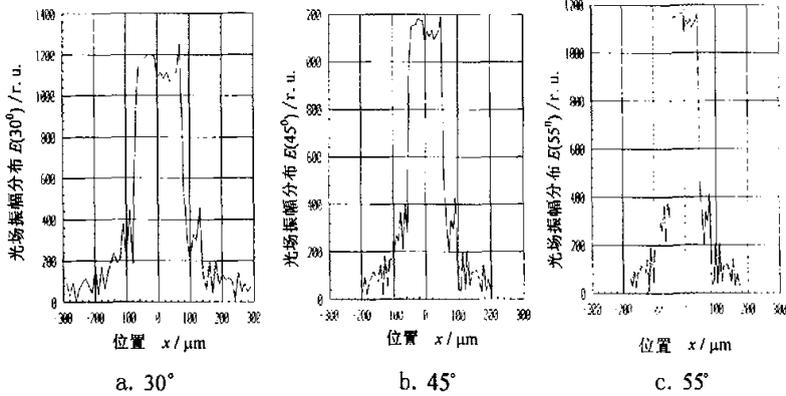


图 4-16 三个非垂轴面上的光场振幅分布

由上述设计结果可知，通过进一步控制一定距离内传播的“近似无衍射光束”，使其在某些垂轴面保持相似的均匀光强分布，能够实现非垂轴面上的均匀光强分布；在间接驱动惯性约束核聚变中，选取最小入射角对应的非垂轴面作为起始设计面，可以保证其他角度入射时腔壁面上的光强分布具有一定程度的均匀性。

对于不同角度入射的 60 路神光 III 系统，利用上述设计方法，只需采用一种器件来实现束匀滑功能，这具有重要的工程实际意义。

4.3 焦斑几何形状变换

在神光III装置中,孔径光阑为方形,但要求靶面均匀光斑尽可能为圆形,因此,在设计二元光学器件时,除满足焦斑光强均匀照明外,还要实现焦斑的几何形状变换。在其他一些应用场合,也需要特定形状的焦斑,例如单线状、双线状、环状等等。

实现带有几何形状变换的均匀焦斑,二元光学器件可设计为整体^[132]或阵列器件^[133]。阵列器件具有设计上的灵活性,可结合衍射光学器件和几何光学阵列器件的设计方法。首先对阵列单元进行位相设计,获得相应的均匀光强分布的子焦斑,再通过一一对应关系,在阵列单元上附加一定的线性相移,这从几何光学而言,即一定楔角的光楔,控制子焦斑在焦面的位置,获取特定几何形状的均匀焦斑。阵列单元的形状可选取为方形,将二维设计转化为一维设计,大大减小计算量。

在圆形激光光束输入时,利用阵列器件,选取不同的单元形状,可获得对应形状的焦斑,或者在阵列单元上附加线性相移实现几何形状变换,但这涉及到填充因子。如何提高填充因子,以获得高的光能利用率,为此,本文提出了一种组合式二元光学阵列器件。下面讨论几种在获取均匀光斑的同时,实现几何形状变换的设计。

4.3.1 方形输入、圆形输出^[133]

在输入方形激光,要求输出圆形均匀焦斑时,考虑整体器件,需采用二维设计,计算量太大,而且效果很不理想。为保证焦斑为圆形分布,在混合优化算法中,位相扰动是圆对称的。设计参数如下:付氏变换透镜焦距 $f = 600\text{mm}$,器件边长 $a = 50\text{mm}$,入射激光波长 $\lambda = 1.053\ \mu\text{m}$,圆形焦斑直径 $d = 250\ \mu\text{m}$ 。设计结果如图4-17所示,光能利用率 $\eta = 88.7\%$;顶部不均匀性 $rms = 47.1\%$ 。顶部均匀性太差,进一步优化,计算量太大,且收敛速度极其缓慢。

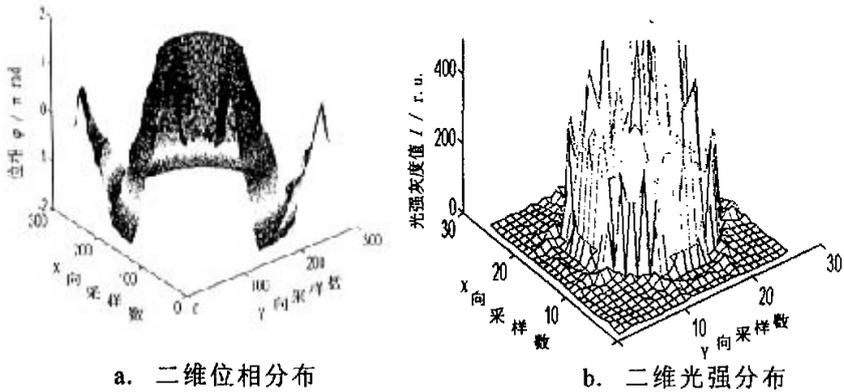


图 4-17 整体式二元光学器件设计结果

根据利用不同位置、不同大小或相同大小的正方形可以填充逼近任意几何形状图形的原理，先设计阵列器件方形单元的位相分布，获得均匀子焦斑，再通过阵列单元间附加线性相移来改变各子焦斑的相互位置和重叠区域，可得到不同尺寸、不同形状的统一焦斑。

阵列器件的透过率函数可写为：

$$T(x', y') = \sum_j \left(\exp[i(\varphi_j(x', y') + 2\pi(a_j x' + b_j y'))] * \delta(x' - x_j, y' - y_j) \right) \quad (4-10)$$

其焦面光强分布为：

$$I(x, y, f) = \left\| \sum_j \left(F(\exp[i\varphi_j(x', y')]) * \delta(x - a_j f, y - b_j f) \times \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda f} (xx' + yy')) \right) \right\|^2 \quad (4-11)$$

其中， $\varphi_j(x', y')$ 、 x_j 、 y_j 、 a_j 及 b_j 分别为第 j 个阵列单元的位相分布，二维中心坐标及附加线性相移系数。该线性相移系数确定第 j 个阵列单元所产生的方形子焦斑的中心位置。相邻子焦斑间有可能产生重叠，引入高频干涉调制，ICF中，热传导效应可消除此种高频干涉调制，故不影响焦斑光强包络。

为简单起见，阵列器件由相同的方形单元组成，并利用它来实现两种不同直径的近似于圆形的均匀焦斑，方形单元上附加的线性位相可通过几何对应关系求出。

a)、方形单元的设计

具体参数如下： $f = 600\text{mm}$ ， $a = 25/3\text{mm}$ ， $\lambda = 0.351\mu\text{m}$ ，焦斑边长

$d = 70.7 \mu\text{m}$ 。优化得到的方形单元位相分布及子焦斑光强分布如图 4-18 所示。子焦斑的光能利用率和顶部不均匀性分别为 92.9%、4.0%。

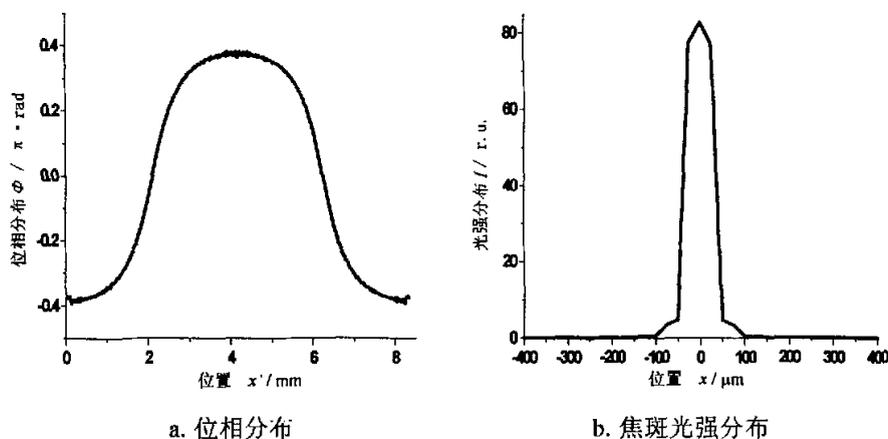


图 4-18 子单元设计结果

b)、圆形焦斑的获取

以上述方形单元为基本结构，144 个方形单元组成 $100\text{mm} \times 100\text{mm}$ 的阵列器件。在每个单元上附加特定的线性相移，使方形子焦斑组成形状逼近于圆形的均匀焦斑。

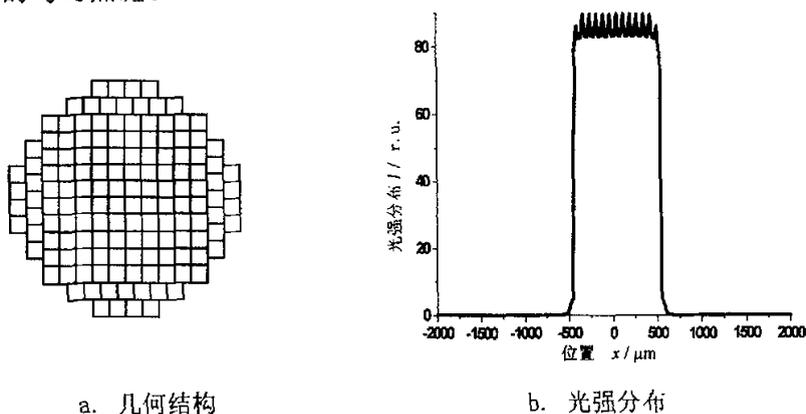


图 4-19 直径 $\phi 1000 \mu\text{m}$ 的近圆形均匀焦斑

若令方形子焦斑密接，如图 4-19(a)所示，则 144 个边长为 $70.7 \mu\text{m}$ 的方形逼近于一直径 $\phi 1000 \mu\text{m}$ 的圆形焦斑。忽略相邻子焦斑间旁瓣与主瓣的干涉，圆形焦斑光强一维分布如图 4-19(b)所示。如果阵列器件结构保持不变，仅改变单元上附加的线性相移，可得到直径不同的近圆形均匀焦斑。让相

邻方形子焦斑重叠一半,可得到如图 4-20 所示的直径约 $\phi 570\mu\text{m}$ 的圆形均匀焦斑。



图 4-20 直径 $\phi 570\mu\text{m}$ 的近圆形均匀焦斑

对其性能参数可作如下定性分析。图 4-19 中,由于方形子焦斑没有重叠,不均匀性 rms 基本上不发生改变。图 4-20 中方方形子焦斑间的相互干涉使得圆形焦斑光强分布有更多的细节,且难以定量计算,但光强包络基本保持不变。边缘区域由于重叠次数少,光强弱,造成光强包络陡边平缓化,对于 rms 有一定程度的减坏,但由于边缘区域相对于整个圆形焦斑而言,所占比例小,减坏的程度不会太大。若让方形子焦斑重叠区域更多,可实现直径更小的圆形焦斑。但随着子焦斑间重叠区域的增加,圆形焦斑均匀性下降。对于光能利用率,由于只有边缘区域方形焦斑的能量有单边损失,作一简单而又保守的估计,可以认为二维光能利用率达到 95%。

改变各单元所附加的线性相移,可以实现其他几何形状的统一焦斑。

按照上述原理,利用阵列器件实现任意几何形状的统一焦斑是一种简单易行的技术方案。

4.3.2 圆形输入、方形输出^[134,135]

对于大多数圆形输入光束,通常采用内接于圆的方形阵列,其填充因子为 63.7%,光能利用率低。在此,为提高填充因子,设计了一种组合式二元光学阵列器件,利用几种不同尺寸的阵列单元来逼近圆形,实现大的填充因子,来提高光能利用率。

对于二元光学阵列器件,其透过率函数可写为:

$$T(x', y') = \sum_j \left\{ \exp[i\varphi_j(x', y')] * \delta(x' - x_j, y - y_j) \right\} \quad (4-12)$$

其中, $\varphi_j(x', y')$ 、 x_j 与 y_j 为第 j 个阵列单元的位相分布、中心坐标。

其焦面光强分布为:

$$I(x, y, f) = \left\| \sum_j F(\exp[i\varphi_j(x', y')]) \times \exp(-i \frac{2\pi}{\lambda f} (xx_j' + yy_j')) \right\|^2 \quad (4-13)$$

其中 $\exp(-i \frac{2\pi}{\lambda f} (xx_j' + yy_j'))$ 在阵列单元对应的焦斑间引入干涉调制, 但该高频调制不影响焦斑光强包络, 因此, 若阵列单元自身的焦斑光强满足平顶、陡边、无旁瓣分布, 则可认为阵列器件的焦斑光强也具有这种分布。

为提高填充因子, 提高光能利用率, 采用不同尺寸的方形阵列单元来逼近圆形输入光束。所选方形阵列单元尺寸越小, 就越能逼近于圆。对于几种选定尺寸的阵列单元, 不同的几何结构对填充因子和光能利用率也有一定的影响。

设计参数: 输入圆形光束直径 $\phi 141\text{mm}$, 入射激光波长 $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$, 付氏变换透镜焦距 $f = 800\text{mm}$, 所需焦斑边长为 $a = 600\mu\text{m}$ 。阵列单元尺寸选取为 $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ 和 $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ 两种。

对 $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ 单元和 $5\text{mm} \times 5\text{mm}$ 单元, 所设计的位相分布及焦斑光强分布分别如图 4-21、4-22 所示。

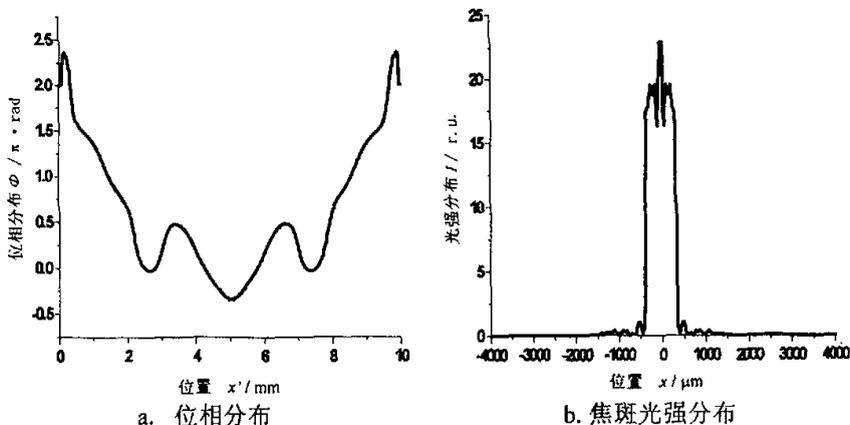


图 4-21 $10\text{mm} \times 10\text{mm}$ 设计结果

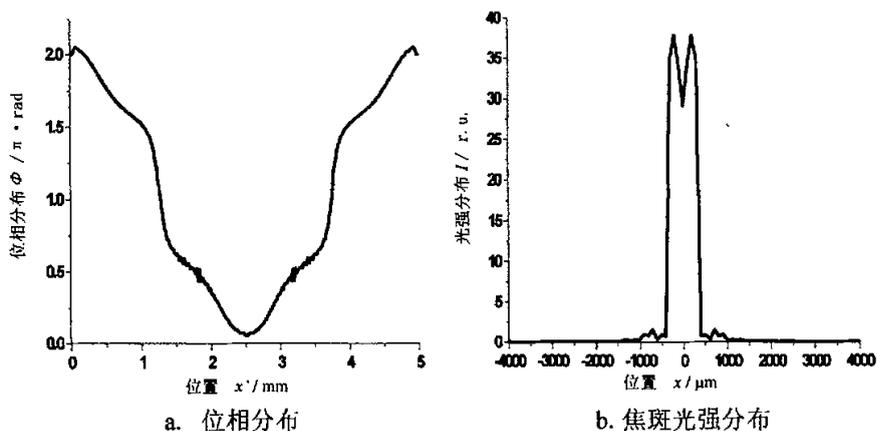


图 4-22 5mm×5mm 设计结果

10mm×10mm 和 5mm×5mm 两种单元的光能利用率和顶部不均匀性分别为 95.0%、9.4% 和 95.0%、8.5%。

在此仅分析由其构成的两种几何结构的阵列器件。由简单的几何关系，可计算出每种阵列单元的数目。

1)、类型 I

几何结构如图 4-23(a) 所示，包含了 100 个 10mm×10mm 单元和 188 个 5mm×5mm 单元，总填充因子为 93.7%，其中 10mm×10mm 单元和 5mm×5mm 单元提供的填充因子分别为 63.7% 和 30.0%。

此阵列器件的光能利用率为：

$$\eta = 63.7\% \times 95.0\% \times 95.0\% + 30.0\% \times 95.0\% \times 95.0\% = 84.6\% \quad (4-14)$$

若仅考虑 10mm×10mm 单元，光能利用率由上式第一项确定，仅为 57.5%。

2)、类型 II

其几何结构如图 4-23(b) 所示，包含了 136 个 10mm×10mm 单元和 40 个 5mm×5mm 单元，总填充因子为 93.0%，10mm×10mm 单元和 5mm×5mm 单元分别提供 86.6% 和 6.4% 的填充因子。计算可得此阵列器件的光能利用率为 83.9%，10mm×10mm 单元提供的光能利用率为 78.2%。

从中可以看出采用两种单元尺寸的阵列，使光能利用率有较大的提高。若选取更多种阵列单元来逼近于圆，将获取更高的填充因子，更大的光能利用率。

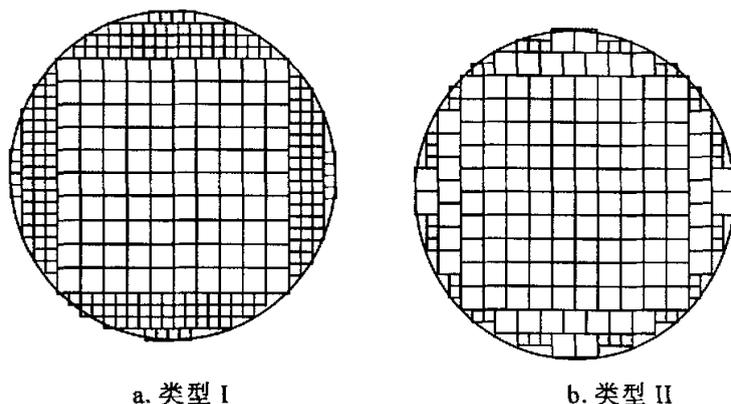


图 4-23 两种不同结构的组合式二元光学阵列器件

4.3.3 方形输入、非垂轴面上圆形光斑输出^[136]

考虑到神光III系统，一方面其孔径光阑为方形，其焦斑形状则要求尽可能为圆形的；另一方面又主要工作在间接驱动方式，需要在三个角度入射时，非垂轴腔壁面上获取均匀光斑。因此将“近似无衍射光束”设计思路与阵列器件焦斑几何形状变换相结合，设计方形阵列器件，使其满足神光III的特殊均匀光强分布要求，在腔壁面上获取椭圆形的均匀光斑。

同样，阵列器件的透过率函数如式(4-10)所示。圆形光斑由所附加的线性相移系数保证，关键是设计方形单元的位相分布使得在非垂轴腔壁面获取均匀光斑。设计参数如下：入射角 α 、焦距 f 、单元尺寸 a 、波长 λ 、子焦斑在非垂轴面的均匀区大小 d 分别为 30° 、600mm、25/3mm、 $0.351\mu\text{m}$ 和 $100\mu\text{m}$ 。100mm \times 100mm的方型阵列器件由144个单元构成。

单元位相分布如图4-24所示。P1、P2、P3面的光能利用率和顶部不均匀性分别为92.7%，1.59%、93.0%，2.23%和93.2%、6.11%。 30° 相应的腔壁面光强分布如图4-25所示，其不均匀性为2.31%， 45° 、 55° 对应的不均匀性分别为2.26%和2.25%，其顶部均匀性满足使用要求。

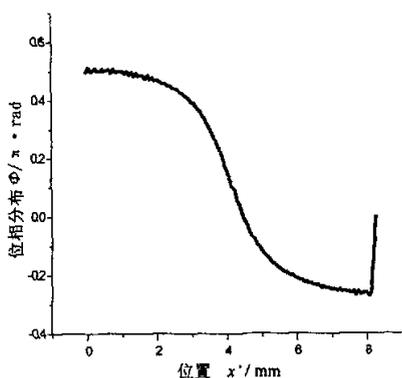


图 4-24 方形单元位相分布

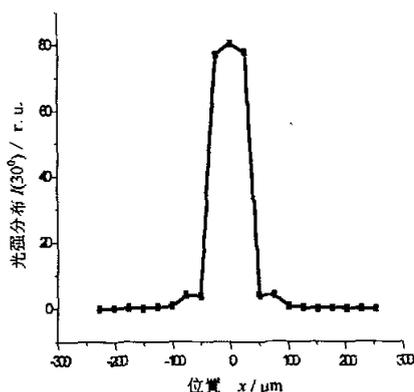


图 4-25 子焦斑 30° 非垂轴面光强分布

4.4 抗波前畸变能力

在二元光学器件设计时，均假定为平面波入射，但实际的激光光束有一定的波前畸变。由于是纯位相器件，且光学系统是傅里叶变换系统，二元光学器件抗振幅畸变能力优于其抗位相畸变能力^[137]，在此，仅分析二元光学器件的抗位相畸变能力。

具有位相畸变 $\Delta\varphi$ 的激光光束入射时，经二元光学器件位相调制后，焦斑光强分布为：

$$I(x, f, \Delta\varphi) = |F[\exp i(\varphi + \Delta\varphi)]|^2 \quad (4-15)$$

即：

$$I(x, f, \Delta\varphi) = |F(\exp(i\varphi)) * F(\exp(i\Delta\varphi))|^2 \quad (4-16)$$

其中 φ 为二元光学器件的位相分布，* 表示卷积。

分析式(4-16)，若二元光学器件的焦斑远大于随机位相噪声产生的焦斑，则卷积对二元光学器件的焦斑光强包络影响甚微，故低频噪声对二元光学器件的性能参数影响可忽略，只需考虑高频噪声的影响。

而实际的激光系统经小孔滤波及自适应光学，残余的光束波前畸变为高频的随机误差，且其分布表现为准高斯型分布^[138]。

在此，设残余的噪声具有高斯分布：

$$\Delta\varphi = N[0, a \cdot \pi] \quad (4-17)$$

$N[0, a \cdot \pi]$ 表示均值为 0, 方差为 $a \cdot \pi$ 的高斯分布, a 为位相畸变大小系数。

考虑到顶部不均匀性的定义和式 (4-16) 中含有傅里叶变换、卷积等算子, 焦斑光强分布的统计参数难以定量描述, 只能对其进行数值模拟分析。

对图 3-20 的位相设计结果, 分别取 a 为 0.08、0.09 和 0.10 等值计算, 如图 4-26 所示。

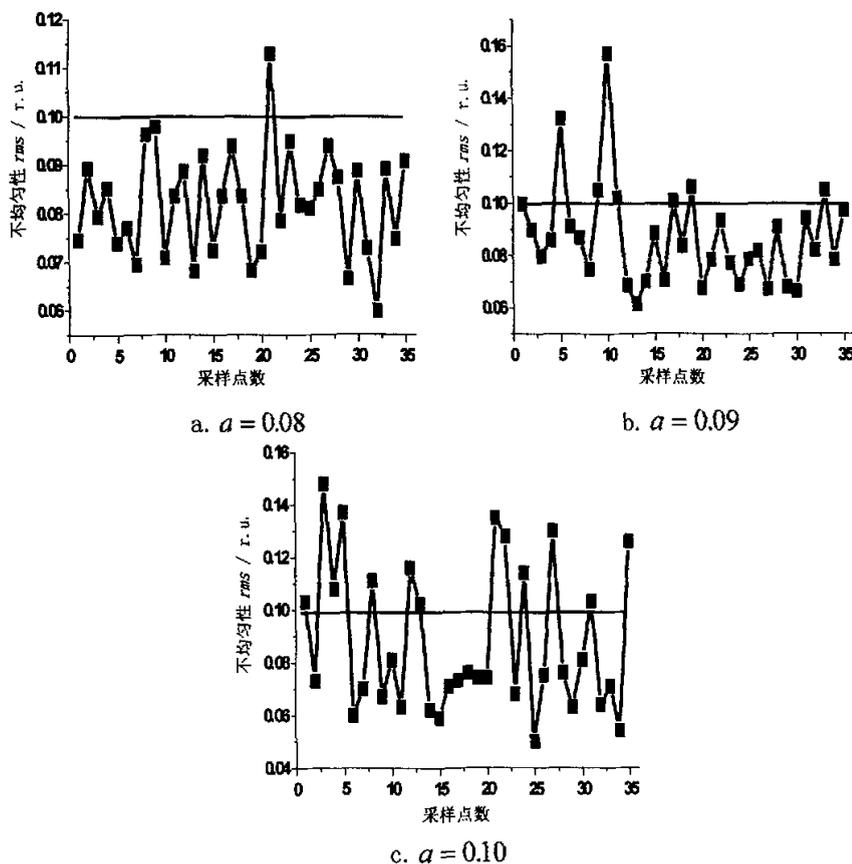


图 4-26 高斯噪声下, rms 的变化情形

若以间接驱动 ICF 对顶部不均匀性 $rms \leq 10\%$ 来评价二元光学器件的抗波前位相畸变的能力, 则其宽容度仅为 $a = 0.09$ 左右, 相当于 0.045 波长。这对实际系统的光束质量要求太苛刻。

由图 4-26 可知, 对于波前位相畸变, 顶部不均匀性随着位相畸变方差的增大而加大, 且呈跳动状, 即小的位相畸变, 也可能导致顶部不均匀性

超过 10%，如图 4-26(a)；大的位相畸变也存在顶部不均匀性小于 10% 的情形，如图 4-26(c)。

从统计观念而言，图 4-26(c)中，顶部不均匀性的统计平均值约在 10% 附近，若采用阵列器件，实现一定程度上的统计平均，将有利于提高二元光学器件对波前位相畸变的容忍度。

在此，不涉及实际系统，仍以图 3-20 的位相分布为例进行计算，考虑由其构成的不同单元数目阵列器件的抗波前位相畸变能力。

若各阵列单元焦面光场分布为相干叠加，则阵列器件可看成一个具有较大口径的整体器件，波前位相畸变的影响分析同式(4-16)，此时，阵列器件是不能提高抗波前畸变能力。

考虑各单元间为非相干叠加，这可通过与感应空间非相干等时域平滑技术联用而实现，阵列器件的总体效果就是获得一定数目样本的均值。 N 个单元对应的焦斑光强分布为：

$$\bar{I}(x, f, \Delta\varphi) = \sum_{i=1}^N |F(\exp(i\varphi)) * F(\exp(i\Delta\varphi))|^2 \quad (4-18)$$

其中 $\Delta\varphi_i$ 为第 i 个单元的位相畸变。

由误差理论^[139]可知，采样数目越大，则采样求和均值的方差越小，越趋于真值。

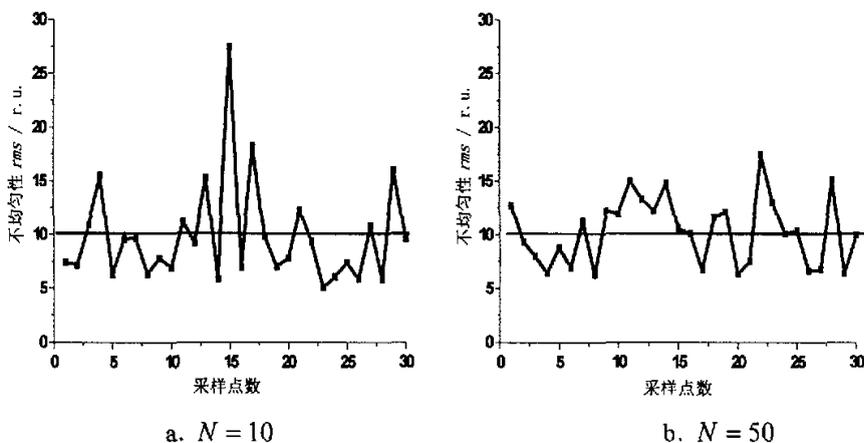


图 4-27 非相干情形下，阵列器件的抗波面畸变能力

因此，在非相干条件下，阵列器件不能很有效地提高其抗位相畸变的

能力，只是匀化了不同位相畸变入射下的顶部不均匀性的跳动幅度，获得一个较为稳定的顶部光强分布，如图 4-27 所示， $a = 0.10$ 。相较于图 4-26(c)，随 N 值增大，焦斑光强分布趋于稳定，但难以极大改善顶部均匀性。

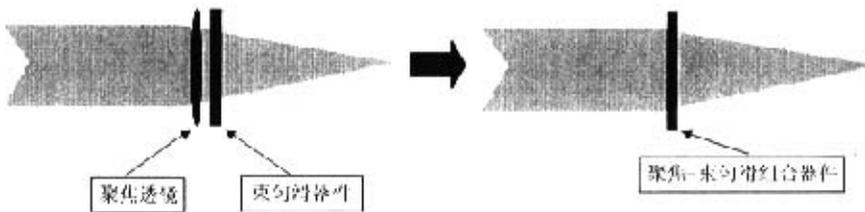
美国 LLNL 在 Beamlet 上的实验结论是：当方差约为 0.13 个波长，峰值约 1.0 个波长时^[138]，焦斑能满足 NIF 使用要求。由于神光 III 装置的光束数少、工作通量，靶丸及靶室洞口均小，对束匀滑的均匀焦斑性能要求高于 NIF，如何有效地提高二元光学器件抗高频波前位相畸变的能力，还有待进一步研究。

阵列器件虽难以极大地提高抗高频位相畸变能力，但它对低频位相畸变有较高的宽容度，因此可降低对基片加工平面度要求^[137]；能获得任意形状的均匀焦斑；可将二维设计转化为一维设计，节约计算机时以及改善性能等优点，进一步设计，有望实现神光 III 对束匀滑的各项要求。

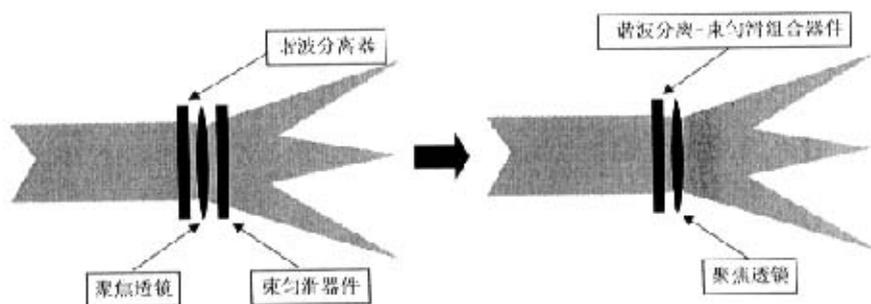
4.5 功能组合器件

在神光 III 靶场光学系统中，要求二元光学器件能用以实现四种光学功能，除束匀滑外，还有谐波分离、测量采样及聚焦。鉴于二元光学器件的设计灵活性，在神光 III 系统中有可能将束匀滑、谐波分离、采样、聚焦透镜等两种或多种功能组合起来，构成功能组合器件，从而减少器件、简化系统。这对于具有 60 路光学系统的神光 III 而言，具有重要的工程意义。本文在这方面作了一些初步探索。

在此，提出并设计了基于束匀滑，融聚焦、谐波分离等功能于一体的多功能组合器件，设计结果证明了其可行性。设计思路如图 4-28 所示。



a. 聚焦-束匀滑功能组合



b. 谐波分离-束匀滑功能组合

图 4-28 基于束匀滑的功能组合器件

4.5.1 聚焦-束匀滑功能组合器件

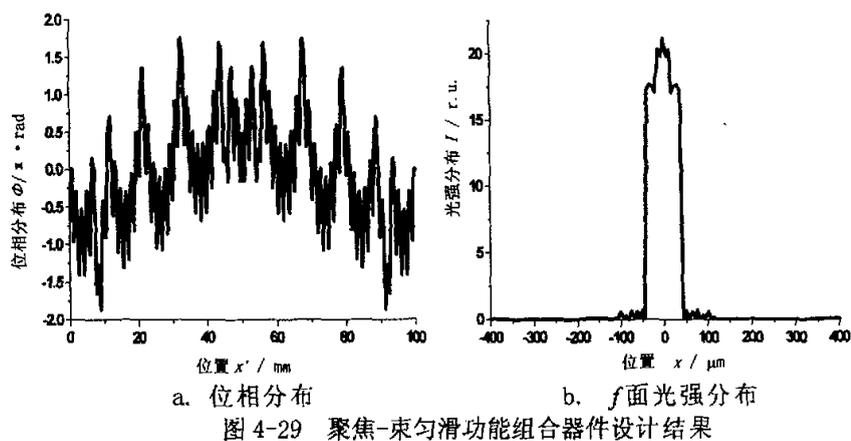
直接将聚焦透镜的位相函数同束匀滑器件的位相函数相加，在功能上可同时实现聚焦与束匀滑功能。但考虑到惯性约束核聚变中，二元光学器件的位相函数应尽可能变化平缓、无位相突变点。但对于具有大口径的聚焦透镜，根据其透过率函数，以一维情形为例，当 $\lambda = 1.053\mu\text{m}$ 、 $f = 600\text{mm}$ 、 $x_{0\text{max}} = 50\text{mm}$ 时，其位相深度约 2000 个波长，必须对其模 2π 形成菲涅耳波带片，才能加工。这就引入了位相突变，因此，简单地将聚焦、束匀滑两个功能器件的位相函数相加以实现功能组合器件，实际上是不可操作的，需重新优化设计。

根据光场传播的菲涅耳近似式(2-6)，考虑一维情形并忽略常数因子，对经二元光学器件位相调制的光场自由传播 f 距离后，其光场分布离散化后为：

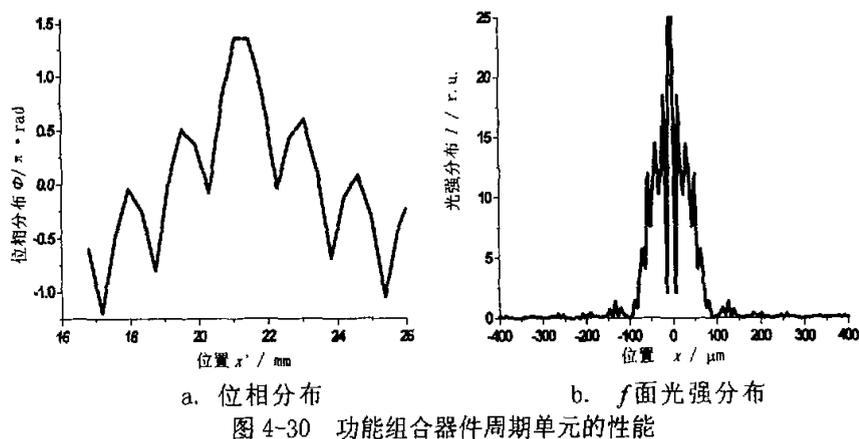
$$I_j(m) = \left| \sum_{n=1}^N E_\Sigma(n) \exp(i\varphi(n)) \exp\left(\frac{i\pi(n\Delta)^2}{\lambda f}\right) \exp\left(i2\pi \frac{mn}{N}\right) \right|^2 \quad (4-19)$$

其中， Δ 为二元光学器件位相设计采样间隔。

在平面波入射情形下，设计参数如下： $\lambda = 1.053\mu\text{m}$ 、 $f = 600\text{mm}$ 、器件口径 $D = 100\text{mm}$ 、采样点数 $N = 256$ ， $\Delta = D/N$ 。在 f 面上均匀光斑大小为 $80\mu\text{m}$ 。优化得到的位相分布与 f 面光强分布分别如图 4-29 所示。光斑的光能利用率与顶部不均匀性分别为 94.1%、8.1%。



从 4-29(a)中的位相分布看, 其位相分布是准周期的, 且每个周期近似为微透镜与光楔的组合, 实现一定的聚焦、束匀滑功能, 如图 4-30(a)所示的局部位相分布及其对称部分所对应的 f 面光强分布如图 4-30(b)所示, 已经初具规模。



4.5.2 谐波分离-束匀滑功能组合器件

在第一章, 介绍了若神光III靶场光学系统的靶室存在不干净的辐射场, 将对物理实验等产生严重干扰, 为保证进入靶室的激光频率的“干净性”, 需利用谐波分离器件将 1ω ($1.053\mu\text{m}$) 光和 2ω ($0.527\mu\text{m}$) 光偏离原方向。在神光III系统中, 对谐波分离器件的技术要求如下:

- 1. 3ω ($0.351\mu\text{m}$) 光的光能利用率 $> 95\%$;

2. 1ω 、 2ω 光在 3ω 光处的残余能量 $< 2\%$ 或 $\leq 10^{11} \text{W/mm}^2$ 。

使用如图 4-31 所示的三台阶光栅，对 3ω 光分别具有位相值 0 、 2π 及 4π ，在不考虑色散时，完全闪耀 1ω 光和 2ω 光^[140]。

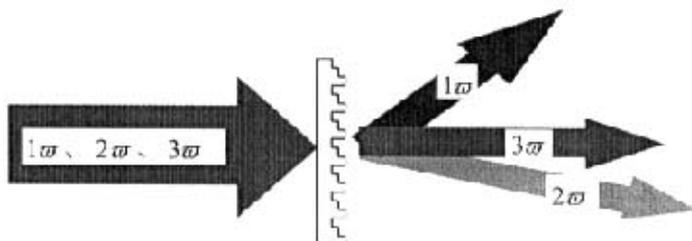


图 4-31 三台阶器件实现谐波分离

上述理想三台阶结构，考虑色散时， 1ω 光和 2ω 光一方面在原方向残余一定的光能；另一方面，经束匀滑器件光能重新分配后，在原方向也残余一定的光能。并考虑到靶室洞口大小，需协调两种功能，综合考虑器件的设计，使得 1ω 光和 2ω 光在靶室内残留最少的光能。在此，设计谐波分离与束匀滑功能的组合器件，一方面控制 3ω 光使其均匀化，另一方面控制 1ω 光和 2ω 光进入靶室内的光能。

考虑一维情形，设二元光学器件的轮廓函数为 $h(x)$ ，则对 1ω 、 2ω 和 3ω 光分别具有如下的位相调制函数：

$$\phi_{1\omega}(x) = \frac{2\pi h(x)}{(n_{1\omega} - 1)\lambda} \quad (4-20)$$

$$\phi_{2\omega}(x) = \frac{2 \cdot 2\pi h(x)}{(n_{2\omega} - 1)\lambda} \quad (4-21)$$

$$\phi_{3\omega}(x) = \frac{3 \cdot 2\pi h(x)}{(n_{3\omega} - 1)\lambda} \quad (4-22)$$

其中 λ 为基频光波长 $1.053 \mu\text{m}$ ， $n_{1\omega}$ 、 $n_{2\omega}$ 及 $n_{3\omega}$ 分别为 1ω 、 2ω 及 3ω 光的折射率。

1ω 、 2ω 的理想光强分布为：

$$I_{ideal}(m) = 0 \quad m < M \quad (4-23)$$

其中 M 由波长、光学系统参数、靶室洞口大小确定。

评价函数选择为：

$$\text{cost}(h) = \sum_{i=1}^3 |I_{i\omega} - I_{i\omega\text{-ideal}}|^2 \quad (4-24)$$

以三台阶光栅为初始位相，优化得到的结果如图 4-32(a)，其中 3ω 光的焦斑光强分布如图 4-32(b) 所示。

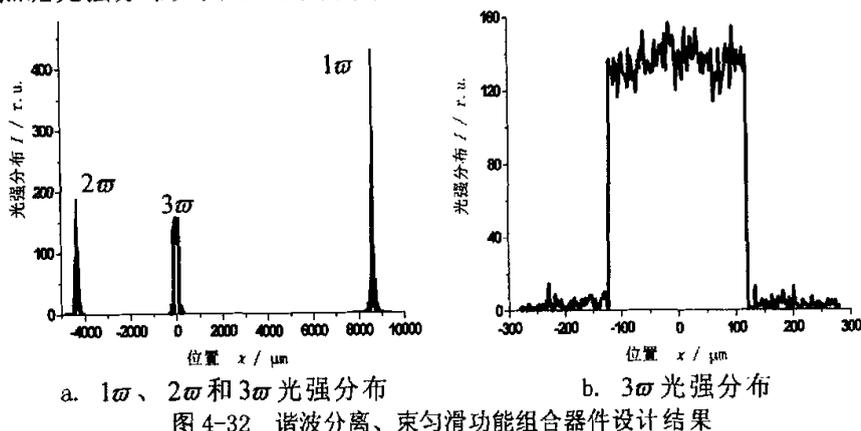


图 4-32 谐波分离、束匀滑功能组合器件设计结果

其中性能指标如下： 3ω 光的均匀主瓣宽度为 $250\mu\text{m}$ ，顶部不均匀性为 6.4%，光能利用率为 95.1%。 1ω 、 2ω 光在口径 $960\mu\text{m}$ 的靶室洞口内的残余光能均为 0.1% 左右。

4.6 本章小结

本章针对神光 III 系统的具体结构，对二元光学器件设计中的几个特定问题，进行了一些探讨。对两种不同旁瓣光强控制要求，进行了初步设计，经过对比指出，若在主瓣与旁瓣间存在缓冲区，能较好地兼顾旁瓣“不堵口”与主瓣顶部均匀性；提出并采用“近似无衍射光束”设计思路，通过控制多个选定垂轴面上的光强分布，使其保持为相似的均匀分布，获得了间接驱动 ICF 中非垂轴腔壁面上的均匀光斑；利用阵列器件设计上的灵活性，通过单元间附加线性相移，在获取均匀焦斑的同时，实现了焦斑几何形状变换；采用一种组合阵列器件，提高了填充因子和光能利用率；综合考虑了阵列器件的焦斑几何形状变换和“近似无衍射光束”设计思路，针

对实际的神光III系统，实现了方形激光入射时，非垂轴腔壁面上的准圆形均匀光强分布；讨论了二元光学器件的抗波前位相畸变宽容度及阵列器件在提高宽容度上的能力；最后，为简化系统，围绕束匀滑器件，进行了聚焦-束匀滑、谐波分离-束匀滑两种组合功能器件的初步设计，从模拟结果可以看出组合功能器件在原理上是可行的，但还需深入细致研究在实际神光III系统中采用何种组合功能器件，并进一步优化获取更佳的性能。

由于加工条件的限制，器件未能加工，其实验验证还有待进一步的工作。上述几个特定问题还不是现阶段神光III及其原型装置束匀滑中亟待解决的问题，本章的研究工作为今后的设计奠定了有参考价值的基础。

第五章 准连续位相器件加工与检测

二元光学器件的制作方法很多，按照所用掩膜板及加工表面的浮雕结构可分为多台阶位相器件加工与连续位相器件加工。在2.2节，已经阐述了连续位相器件在设计、加工等方面均优于多台阶器件，而且ICF系统中的高抗激光损伤阈值的要求也需要器件没有位相突变点。因此，本章主要介绍连续位相器件的加工。根据3.5节中的分析，在设计中，无法用插值方法获取连续位相分布，只能得到不进行位相量化处理的准连续分布，本论文利用旋转镂空掩膜板，通过离子刻蚀加工出大口径准连续位相器件，最后对器件的加工质量进行了定性与定量测量。

5.1 多台阶位相器件加工

多台阶位相器件的制作，可分为加法和减法两种工艺途径^[141,142]。减法工艺，又称刻蚀法，是通过制作 N 个二元掩膜进行图形转换并刻蚀，在光学基片上 N 次套刻，形成 2^N 个台阶的微浮雕位相结构，如图5-1所示。

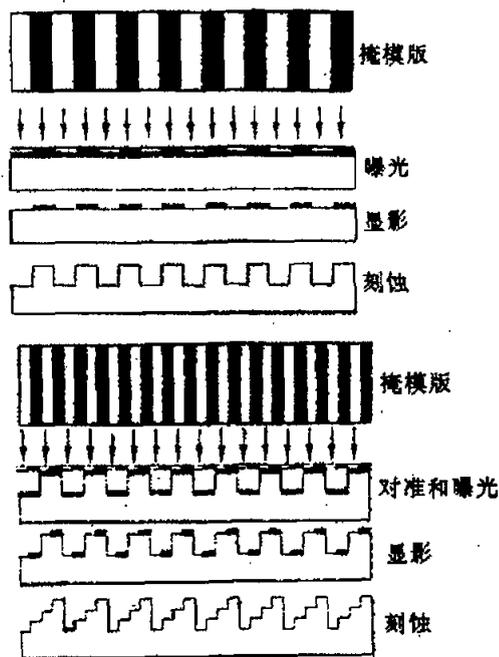


图5-1 刻蚀法套刻制作四台阶二元光学器件工艺流程

加法工艺又称薄膜淀积法^[143]。其流程与减法相同，唯一不同的是，台阶的形成不是通过刻蚀，而是淀积一定厚度的薄膜。

淀积法的优点是能够实现膜层厚度的实时监控，台阶深度精度高。而刻蚀法则在结构强度及其牢固性方面优于薄膜淀积法。

利用本课题组郑学哲设计并加工的如图 5-2 所示的四块掩膜板，通过化学腐蚀工艺加工制作了直径 50mm、工作波长分别为 0.6328 μm 、1.053 μm 的 16 阶束匀滑器件。

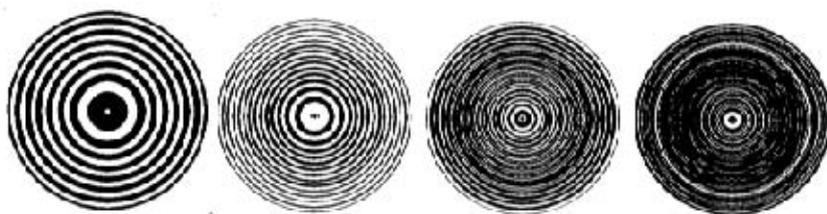
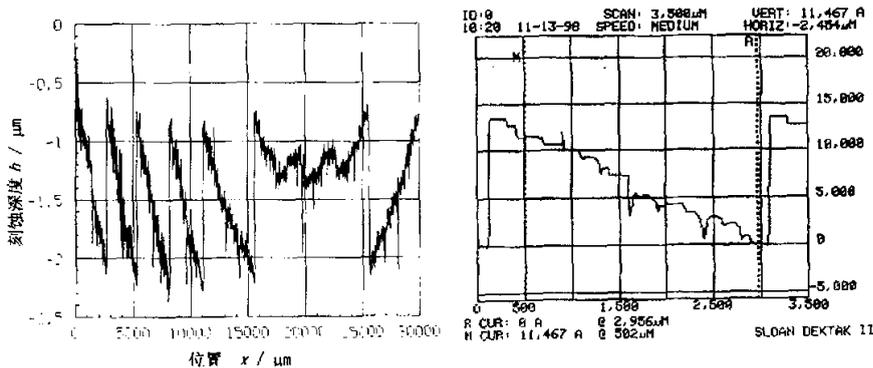


图5-2 四块掩膜板

器件轮廓和一个周期内的微观结构的测量结果分别如图 5-3(a)、(b) 所示。基片的平面度较好，但存在较大的刻蚀深度误差（约 21%）和对准误差。



a. 表面轮廓

b. 一个周期内的微观结构

图5-3 16阶二元光学器件轮廓测量结果

5.2 连续位相器件加工

连续位相器件的加工大致有两种方法，即直写方法和灰阶掩膜方法。

5.2.1 直写方法

直写方法，即利用可变曝光剂量的激光束或电子束直接对涂在基片表面抗蚀材料曝光，显影后在抗蚀层表面形成所要求的连续浮雕轮廓。因其一次成形且无离散化近似，器件的衍射效率和制作精度较台阶型器件有较大提高。目前常用的有电子束和激光束两种直写方法^[144]。激光直写方法制作精度较低，适于加工最小线宽大于 $0.5\mu\text{m}$ 的器件。

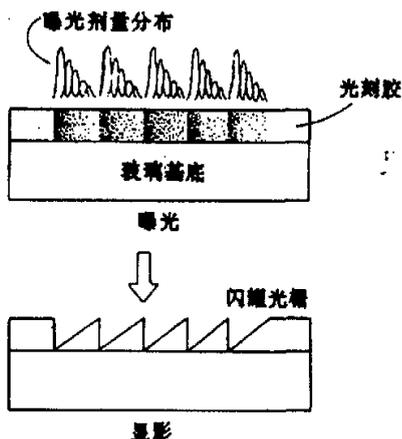


图5-4 激光直写法制作闪耀光栅

图5-4表示激光直写的基本过程^[144]。以闪耀光栅制作为例，首先由元件表面设计结构(图中为锯齿形)和抗蚀材料的显影特性计算确定表面各点所需曝光量分布，并将该数据存入计算机，然后对基片上抗蚀剂进行扫描式逐点曝光。显影后在其表面形成连续变化的浮雕结构，恰当的选择实验参数即可得到与理想结构十分接近的浮雕结构，对其进一步刻蚀还可以将抗蚀剂表面的结构转移到基片上。

5.2.2 灰阶掩膜方法

二元光学器件的刻蚀深度与刻蚀时间、曝光强度成正比。若掩膜板的光强透过率是连续分布，即掩膜板有灰阶，则转换并刻蚀在基片上的位相深度就是连续分布的。灰阶掩膜板可以利用幻灯片或透明片转印在黑白胶片中^[141,145]、高能束敏感玻璃(High-energy-beam Sensitive Glass)^[146-149]等方法制作。两种灰阶掩膜板如图5-5所示，图5-6是利用灰阶掩模板制作的菲

涅耳透镜阵列器件的一个单元轮廓。



a. 8个灰度级别的闪耀光栅的掩模板 b. 16个灰阶菲涅耳透镜的掩模板

图5-5 灰阶掩模板

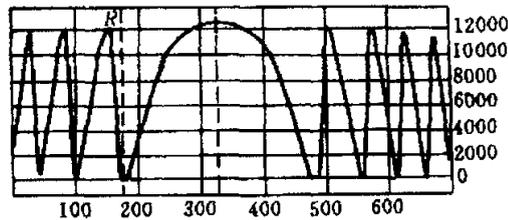


图5-6 费涅耳透镜阵列中的一个单元轮廓(横坐标单位:微米;纵坐标单位:埃)

由于受到目前工艺设备与技术的限制,本文尚未利用这种技术加工二元光学器件。本文采用了镂空旋转掩膜板的方法,实现了圆对称准连续位相束匀滑器件的加工。

5.3 圆对称准连续位相器件加工

考虑到器件的刻蚀深度与刻蚀时间、曝光强度成正比。在相同的曝光强度下,控制不同区域的刻蚀时间,也能获取连续位相轮廓。对于圆对称中的旋转掩膜,刻蚀时间与相应的掩膜板透光区对圆心的张角成正比。因此,在不透明的基片(如不锈钢、紫铜等)上,从圆心开始,在不同半径处加工出正比于位相刻蚀深度的透光区。刻蚀时,镂空旋转掩膜板与基片相对转动,在均匀紫外光源或离子源照射下,通过控制边缘区的刻蚀深度,就能获得具有连续位相轮廓的二元光学器件。

5.3.1 镂空旋转掩膜板制作

对图3-15(a)所示的位相分布,利用线切割技术加工的镂空旋转掩膜如图5-7(a)所示。理想外圆半径50mm,镂空区域外环半径40mm。由于不能设计得到连续位相分布,只能得到多台阶的准连续位相分布,在加工镂空旋转掩膜板时,不进行拟合光滑化,其局部如图5-7(b)所示,每个径向采样宽度内对圆心的张角是相同的,故刻蚀出的二元光学器件是一种多台阶的准连续分布。

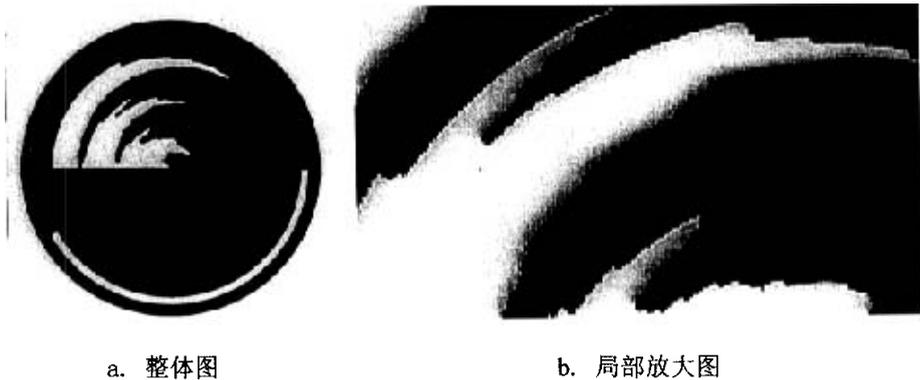


图5-7 旋转镂空掩膜板

利用万能工具显微镜对该镂空掩膜板进行测量,外圆、径向及边缘圆弧的测量结果如图5-8所示。考虑以镂空掩膜板的外圆定心,经数据拟合后,得出圆心位置(109.6708mm, 60.1075mm),半径50.0062mm,其径向跳动量0.0412mm。外环对圆心的跳动量为0.0270mm,而径向直线误差为0.0187mm。

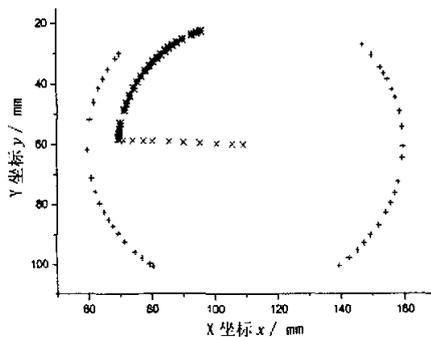


图5-8 旋转镂空掩膜板测量结果

5.3.2 加工误差容忍度分析^[150]

镂空旋转掩模板制作准连续位相器件，从原理上消除了多次套刻带来的对准误差，摆脱了对高对准精度机构的依赖，去掉了二元光学器件的量化过程，提高了光能利用率。其加工误差主要来源于两个方面：加工深度误差及掩模板圆心与旋转轴中心的对中误差。

首先考虑刻蚀深度误差。不考虑紫外光源或离子源的不均匀性，刻蚀深度误差是由刻蚀时间误差引起的。利用镂空旋转掩模板进行加工的二元光学圆对称器件，刻蚀相对误差是相同的。对具有透过率函数 $\exp(i\varphi(\rho))$ 的器件，在刻蚀时间相对误差为 α 时，其透过率函数为：

$$t(\rho) = \exp(i(1 + \alpha)\varphi(\rho)) \quad (5-1)$$

计算不同 α 对顶部不均匀性的影响，结果如图5-9所示，其中，“-”代表刻蚀浅了，“+”代表刻蚀深了。

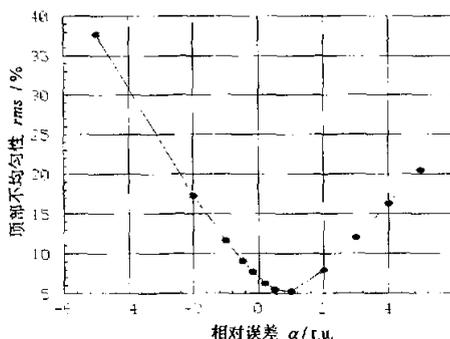


图5-9 刻蚀深度误差对顶部不均匀性的影响

从图5-9可知，刻蚀深度误差对顶部不均匀性的影响是不对称的，以不均匀性不超过10%，相对刻蚀深度误差允限为-0.5%~2%。

掩模板圆心与旋转轴中心的精密对中误差引入的误差比较复杂。镂空掩模板的镂空区域由一连续光滑曲线和一径向射线决定。

设相对于掩模板中心，曲线方程为：

$$f(r', \theta) = 0 \quad (5-2)$$

径向射线方程为：

$$g(r', \theta'): \theta' = 0, r' \in [0, R] \quad (5-3)$$

对中误差使得镂空掩模板的圆心 O' 相对于转动中心 O 的坐标为 (r_0, θ_0) ，如图 5-10 所示。此时以转动中心 O 为坐标原点，通过正弦定理和余弦定理，可得曲线方程和射线方程：

$$f(\sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta_0 - \theta)}, \theta - \arcsin(\frac{r_0 \sin(\theta_0 - \theta)}{\sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta_0 - \theta)}})) = 0 \quad (5-4)$$

$$g(r, \theta): r_0 \sin \theta_0 - r \sin \theta = 0, r \in [r_0, \sqrt{R^2 + r_0^2 + 2Rr_0 \cos \theta_0}] \quad (5-5)$$

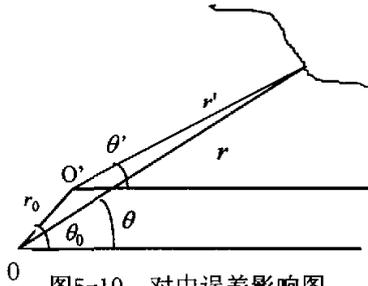


图5-10 对中误差影响图

在万能工具显微镜上测得掩模板的径向跳动量 0.0412mm，再考虑轴本身的转动误差，以对中误差为 $r_0=0.1\text{mm}$ 进行模拟计算。为简单起见，设 $\theta_0=0$ 。此时刻蚀深度误差对顶部不均匀性的影响如图 5-11 所示。

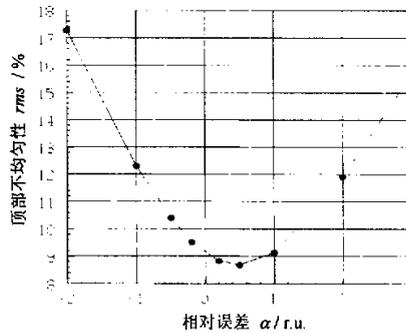


图5-11 有对中误差时，刻蚀深度误差对顶部不均匀性的影响

仍以不均匀性不超过10%为限，此时相对刻蚀深度的误差允限约为 -0.5%~1.5%。存在0.1mm的对中误差时，刻蚀深度误差允限相差不大。在实际加工中，0.1mm的对中精度是容易得到保证的。但-0.5%~1.5%的深度刻蚀误差难以保证。

5.3.3 准连续位相器件表面质量检测

利用镂空旋转掩模板，在石英玻璃和K9玻璃上，加工出工作波长为 $1.053\mu\text{m}$ 、 $0.351\mu\text{m}$ ，有效通光口径为 $\phi 100\text{mm}$ 、 $\phi 80\text{mm}$ 的准连续位相束匀滑器件。

利用台阶仪对所加工的准连续位相器件的表面轮廓进行测量，由于台阶仪量程有限，只测量了边缘5mm内的轮廓，如图5-12所示。可以看出刻蚀深度误差较大，远超出 $-0.5\%\sim 1.5\%$ 的允限，这主要是由于刻蚀中没有刻蚀深度的实时监控，靠人的经验调整，误差较大；但对中精度良好，每个台阶大致都能看出来。

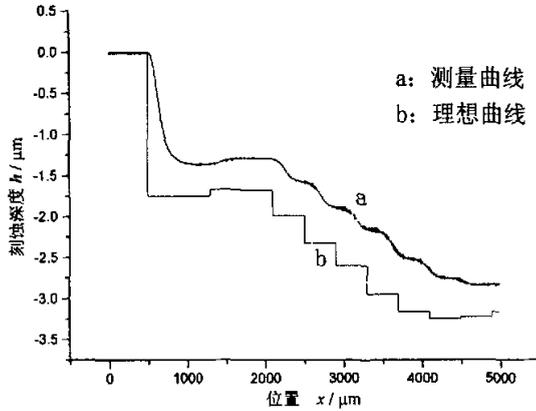
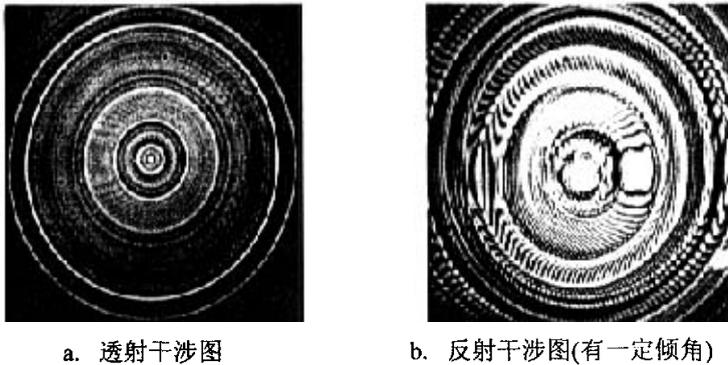


图5-12 台阶仪边缘测量结果

一个加工出的准连续位相板的前后两表面的干涉图如图5-13所示。



a. 透射干涉图

b. 反射干涉图(有一定倾角)

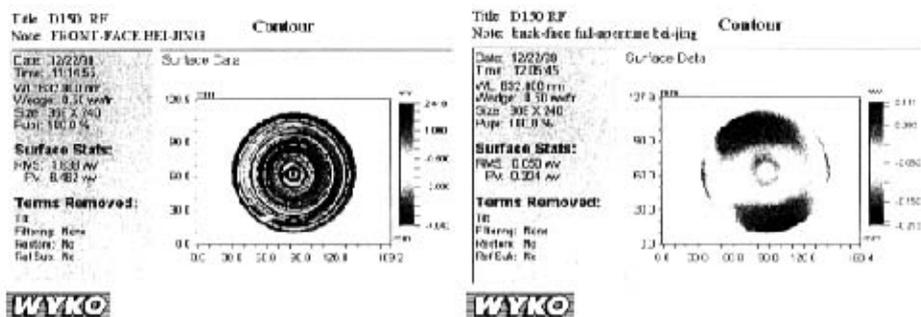
图5-13 准连续位相器件两表面干涉图

从干涉图中可以看出其位相是缓慢变化的，而16阶器件的透射干涉图中，有许多亮、暗圆条纹，反映了位相跳变的位置，如图5-14所示。



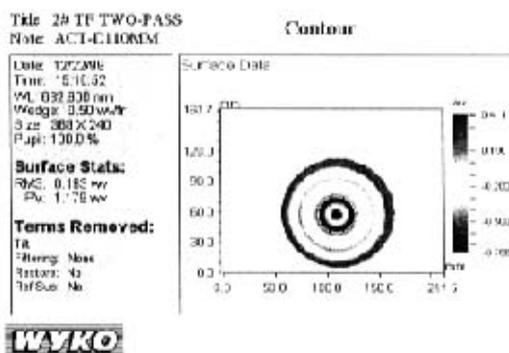
图5-14 16阶位相器件两表面透射干涉图

由于大面积离子源的均匀性难以保证，不能通过边缘刻蚀深度来推算出其他位置的刻蚀深度，必须进行器件的全局测量。利用WYKO波面干涉仪测量了准连续位相器件的全局轮廓，如图5-15所示。



a. 刻蚀表面轮廓图

b. 未刻蚀表面轮廓图



c. 准连续器件前后面综合轮廓图

图5-15 波面干涉仪测量结果

波面干涉仪测量中，由于条纹级次难以判断，无法给出器件实际的位相分布。所得到一个准连续器件的位相三维分布如图5-16所示，空缺了许多位置上的数据。

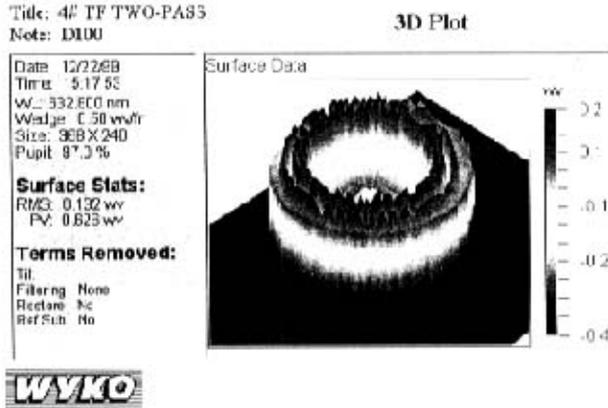


图5-16 利用波面干涉仪得到的位相三维分布

5.4 本章小结

本章介绍了二元光学器件的加工工艺，利用四块掩膜板和化学腐蚀工艺加工出16阶位相器件。利用镂空旋转掩膜板和离子刻蚀工艺加工出多块准连续位相束匀滑器件。分析了镂空旋转掩膜法的对中误差与刻蚀深度误差对顶部不均匀性的影响，给出了误差允限。利用台阶仪、波面干涉仪、干涉图等定量或定性地测量了器件的表面加工质量，由于没有刻蚀深度的实时监控，存在较大的刻蚀深度误差。全口径的位相轮廓未测量出，难以得到器件的整体加工质量，无法为后续的器件加工误差对焦斑性能的影响进行定量分析。

为加工出神光III系统中实用的二元光学器件，必须实现刻蚀深度的实时监控或更深入研究刻蚀深度与离子源强度、刻蚀时间的关系；并能够对大口径器件的全局三维位相轮廓进行定量检测。

第六章 焦斑光强分布测量

实现 ICF 束匀滑的二元光学器件性能如何, 需要由其最后产生的焦斑质量来决定, 这就需要对焦斑的强度分布进行准确的测量。由于惯性约束核聚变中, 要求焦斑应消除周期 $10\mu\text{m}$ 以上的低频调制且光强分布平顶(不均匀性 $\leq 10\%$)、陡边、无旁瓣。顶部不均匀性指标是关键指标, 对测量焦斑光强分布的设备提出了严格要求, 需达到 $<10\mu\text{m}$ 的测量采样间隔和 $\leq 10\%$ 的光强测量不均匀性。旁瓣的测量还需要设备具有大的动态范围。

测量焦斑性能的方法主要是 CCD。因其像素尺寸相对较大, 像素响应均匀性较低, 动态范围较小, CCD 难以完全满足焦斑性能测量要求, 但可以定性和一定程度定量的反映焦斑性能, 且测量方便、简洁, 因此, 本文中主要采用 CCD 对二元光学束匀滑器件的焦斑性能进行测量。

6.1 16 阶束匀滑器件焦斑光强分布测量

6.1.1 CCD 测量

对工作波长为 $0.6328\mu\text{m}$ 的 16 阶位相器件, 其设计参数如下: 有效通光口径 $\phi 50\text{mm}$ 、透镜焦距 $f = 800\text{mm}$ 、均匀焦斑半径 $r = 200\mu\text{m}$ 、光能利用率与顶部不均匀性分别为 97.4% 与 3.7%。

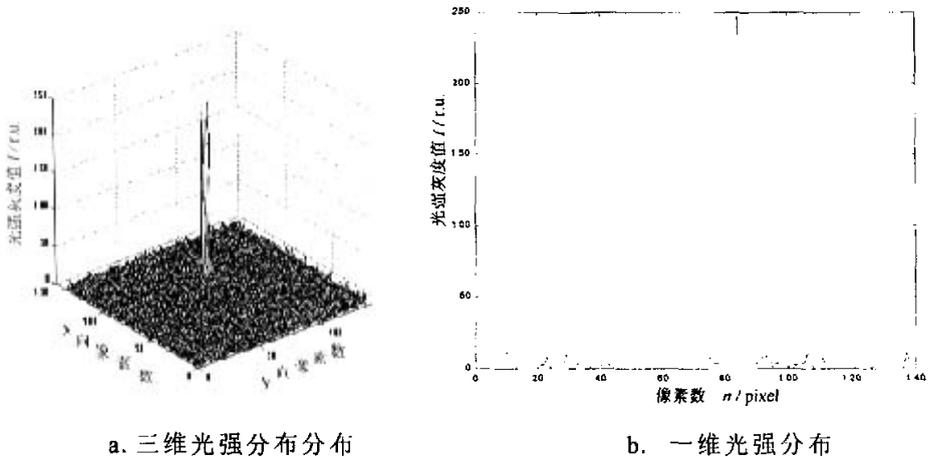


图 6-1 不放置位相器件时焦点光强分布

6.1.2 光学 CT 法测量

利用刀口扫描法得到光斑光强分布在 X 向、Y 向的投影数据，再利用投影重建法^[151,152]可准确地重建光斑的二维光强分布。1917 年，奥地利数学家 J. Radon 证明了 n 维物体可以由它的 $(n-1)$ 维投影得到，并给出了雷顿反变换公式，投影重建法就建立在此基础上。随着计算机的发展，投影重建法所需的数据处理已越来越容易实现，因而它也已被成功地应用于许多方面^[153,154]，如医用断层扫描仪、射电天文学重建太阳微波发射的图象等等。

a. 雷顿变换和反变换

利用投影重建法测量光斑二维强度分布建立在雷顿变换和反变换的基础上。如图 6-4，首先通过雷顿变换将一个二维函数投影成一族过原点、倾角为 θ 的直线上 (s 轴)，实现二维函数的一维编码，如式 (6-1)。

$$h(s, \theta) = R[g(x, y)] \\ = \int_{-\infty}^{+\infty} g(s \cos \theta - \mu \sin \theta, s \sin \theta + \mu \cos \theta) d\mu \quad (6-1)$$

其中 R 表示雷顿变换。 θ 表示投影角，对应于不同的投影组； s 表示投影线到原点的距离。从几何上看，雷顿变换就是对一个函数作投影变换。 $g(x, y)$ 沿投影线的线积分就是雷顿变换的一个函数值 $h(s_0, \theta_0)$ ， $g(x, y)$ 在所有方向的所有投影线上的线积分的集合就是它的雷顿变换。

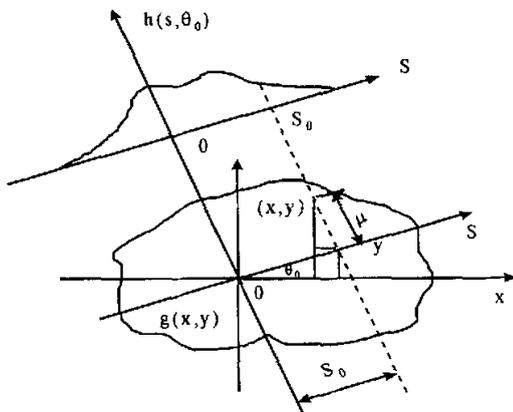


图 6-4 雷顿变换的几何意义

投影函数经过反投影变换，可重新得到二维函数。反投影变换为：

$$\begin{aligned} g^*(x, y) &= B[h(s, \theta)] \\ &= \int_0^\pi h(x \cos \theta + y \sin \theta, \theta) d\theta \end{aligned} \quad (6-2)$$

其中 B 表示反投影算子。

准确再现原函数的雷顿反变换公式为^[152]：

$$\begin{aligned} g(x, y) &= -\frac{1}{2\pi} BH_y D_y R[g(x, y)] \\ &= R^{-1} R[g(x, y)] \end{aligned} \quad (6-3)$$

其中 H_y 表示希尔伯特算符， R^{-1} 表示雷顿反变换算符。

设对投影变换 $R[g(x, y)](s, \theta)$ 采样后的离散数据为：

$$g_n(m) = R[g(x, y)]\left(md, \frac{n\pi}{N}\right), \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1; \quad m \text{ 为整数} \quad (6-4)$$

其中 d 为采样间隔， md 包含全部定义域。则离散雷顿反变换公式为：

$$g(p, q) = \overline{PB}_s^N \left\{ I_d^f \left[W_{Bo}^M(m) * g_n(m) \right] \right\} \quad (6-5)$$

其中：

$$\left[\overline{PB}_s^N \{ f_n \} \right](p, q) = \frac{\pi}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f_n \left(ps \cos \frac{n\pi}{N} + qs \sin \frac{n\pi}{N} \right) \quad (6-6)$$

I_d^f 、 W_{Bo}^M 分别为插值算子和滤波器物空间形式。在不同的应用场合，选择不同的 I_d^f 、 W_{Bo}^M 。以上公式是编制计算机投影重建程序的基础。

b. 模拟结果

考虑圆对称情形，所需理想的焦斑分布为圆柱形分布，在此利用半径为 1、高度为 1 的圆柱形分布进行模拟计算(在直径 4 内，采样点数为 300)。其模拟投影数据、差分数据、重建结果三维分布与一维分布分别如图 6-5(a)、(b)、(c)、(d)所示。其中，插值算子 I_d^f 为一阶线性插值，滤波函数 W_{Bo}^M 为矩形窗函数。

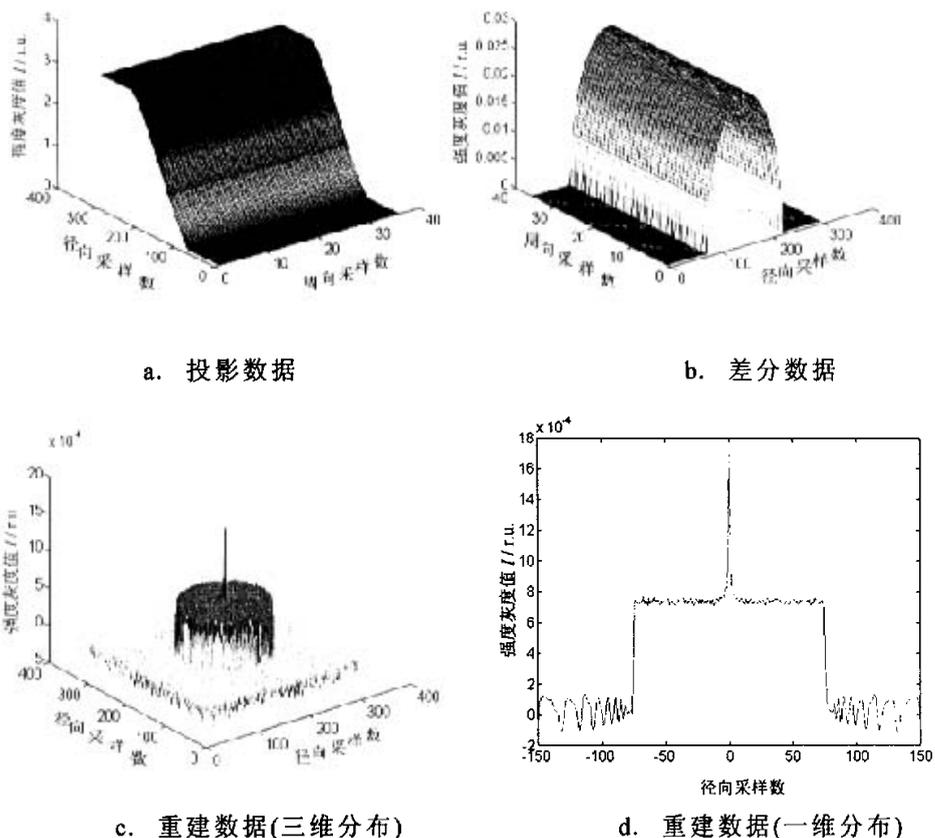


图 6-5 CT 法模拟结果

从模拟结果来看,扣除比例系数,重建后,除了在零点出现因累计求和而出现的脉冲外,顶部分布、大小等与理想的圆柱形非常吻合,但旁瓣拟合较差。在理想情况下,利用 CT 法可以进行均匀光斑的主瓣测量。

c. 光斑光强测量结果

CT 法测量对误差比较敏感,特别是差分算子对采样间隔的准确性,激光器输出光强的稳定性等要求严格。为提高采样间隔的准确性,利用 PSD 进行刀口位置监控,提高定位精度。对最好的光斑测量结果如图 6-6 所示。其中(a)、(b)、(c)分别为原始投影数据、差分数据和重建数据。其测量结果与 CCD 测量结果相似,均获得了边缘陡峭但顶部调制度大的光强分布,光斑直径大小相近,约 $300\mu\text{m}$ 。

CT 测量系统中,光源输出的稳定性,平动工作台与旋转工作台的运动

精度等尚需进一步改进，并且其测量结果与 CCD 大体相同，故在准连续位相器件的测量中，只采用 CCD 进行测量。

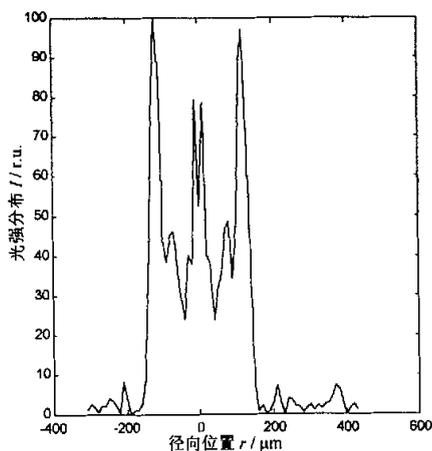
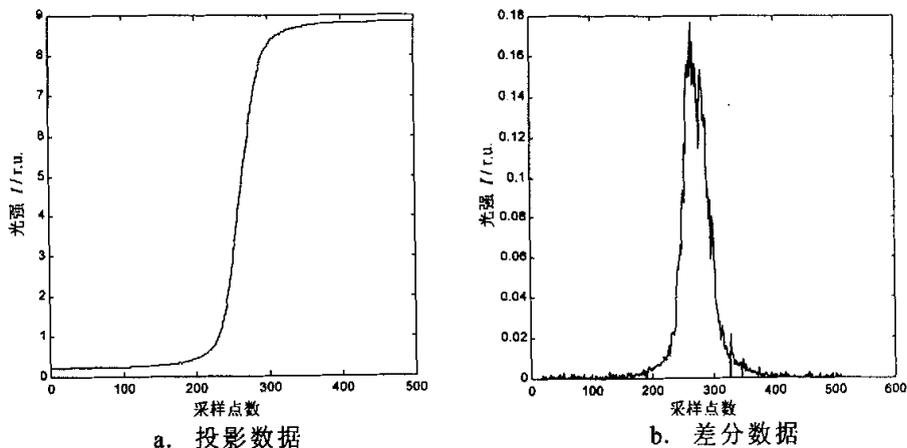


图 6-6 CT 法测量结果

6.2 准连续束匀滑器件焦斑光强分布测量

利用 CCD 进行准连续束匀滑器件的焦斑光强分布测量。准连续位相器件的设计参数为：工作波长 $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$ 、有效通光口径 $\phi 100\text{mm}$ 、透镜焦距 $f = 800\text{mm}$ 、均匀焦斑半径 $r = 125 \mu\text{m}$ 、光能利用率与顶部不均匀性分别为 90.0%与 6.9%。

6.2.1 连续工作半导体激光光源^[155]

利用输出波长 $1.064\mu\text{m}$ 的 LD 光源，实验装置如图 6-7、6-8 所示。

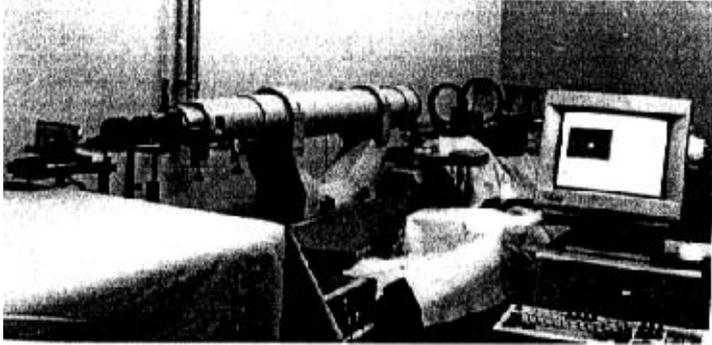


图 6-7 准连续位相焦斑光强分布测量装置

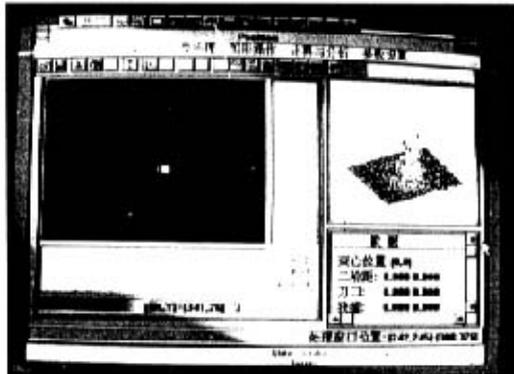


图 6-8 数据采集、处理界面

首先定性描述准连续位相器件实现束匀滑的实验现象。图 6-9(a)为没有放置位相器件时，拍摄的焦斑照片。图 6-9(b)、(c)、(d)分别为放置器件后，在焦前、焦点附近、焦后拍摄到的光斑照片，其中光斑内的黑线为监视器的扫描线。

位相器件将光强分布从中心向旁边转移，其位相分布使得每环的输入能量不再集中在中心，而是形成了环状光强分布。在焦前，每环光强分布没有衔接在一起，出现较大的光强调制，如图(b)；在焦点附近，每环光强分布衔接在一起，形成了均匀性较好的光斑，如图(c)；在焦后，光发散传播，衔接在一起的每环光强又分开一段距离，且出现了旁瓣，如图(d)。

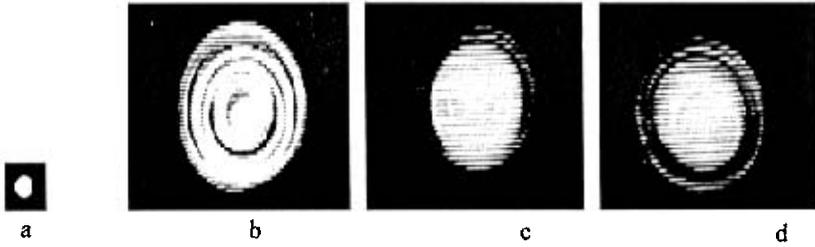


图 6-9 定性描述位相器件的光束变换功能

为提高 CCD 的测量动态范围, 选用多种衰减片组合使用来获得大范围的准连续光强衰减, 最后采用数据处理程序得到焦斑光强分布。

不放置位相器件时, 焦斑光强分布如图 6-10 所示。

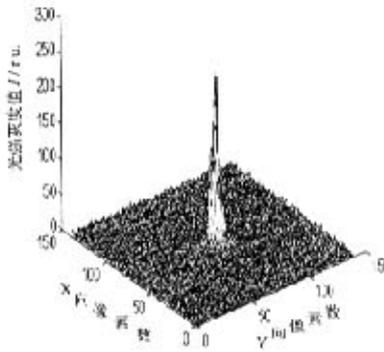
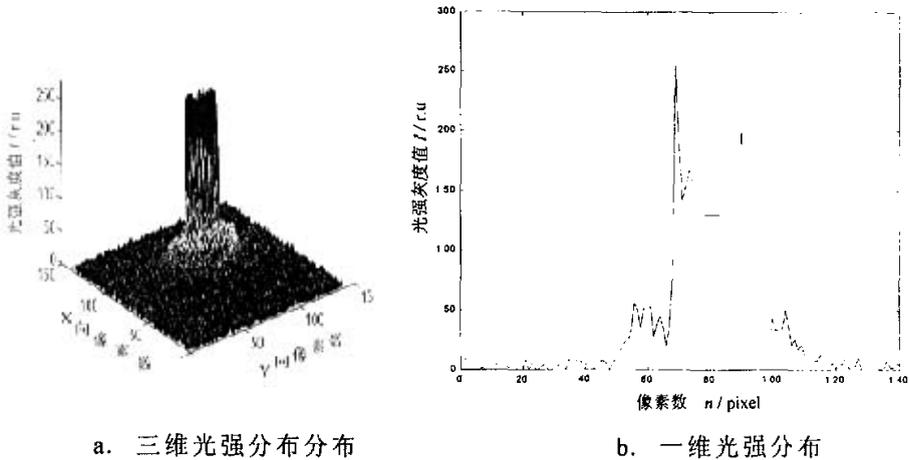


图 6-10 不放置位相器件时焦点的光强分布

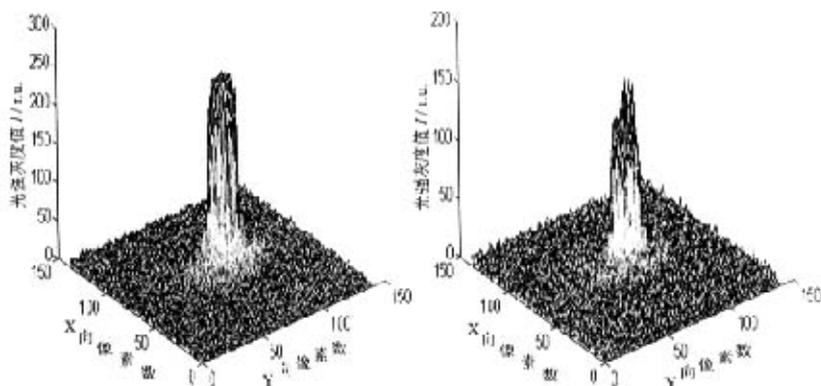


a. 三维光强分布分布

b. 一维光强分布

图 6-11 放置位相器件时焦点的光强分布

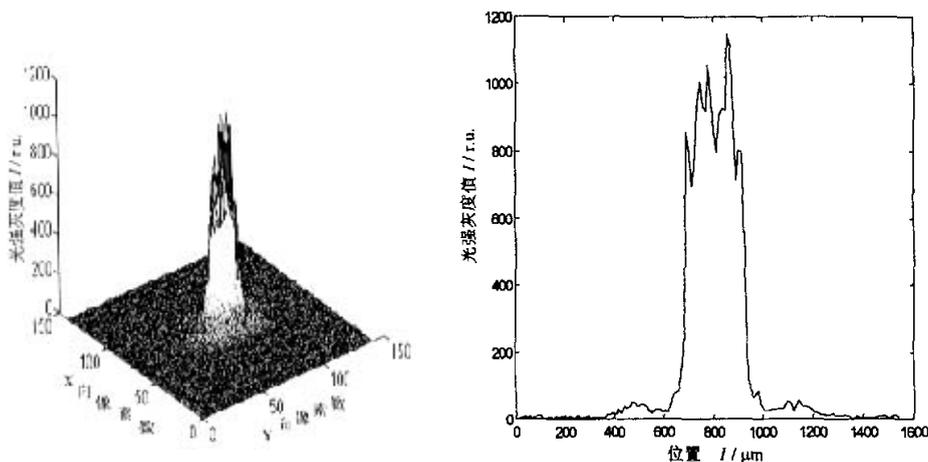
放置位相器件时，焦斑光强分布如图 6-11 所示，顶部除边缘区域出现一些较大的光强值外，中心区域的光强分布具有一定的均匀性，但在主瓣外出现了较大的旁瓣。通过离焦测量，最好的光斑出现在焦前 0.39mm 处。此时，在两种不同衰减片组合下，光强分布如图 6-12 所示。经软件处理、数据融合后，光斑的光强分布如图 6-13 所示。



a. 顶部稍饱和

b. 顶部不饱和

图 6-12 放置位相器件时，焦前 0.39mm 处的光强分布（两种衰减片组合方式）



a. 三维分布

b. 一维扫描分布

图 6-13 放置位相器件时，焦前 0.39mm 处的光强分布（数据融合处理后）

从图中可知，获得了 25 倍衍射极限(中心主瓣大小约为 $250\mu\text{m}$)、边缘陡峭、旁瓣小、主瓣具有较好均匀性(13.4%)的光斑，而且没有强的中心零级锐脉冲。

在该离焦处，将 CCD 偏转 35° ，模拟间接驱动 ICF 在激光 55° 入射时，当焦点在腔壁面上时，腔壁面的光强分布。测得光强分布如图 6-14 所示。顶部出现了较大的调制。当 CCD 偏转 45° 、 60° 时，由于尺寸限制，不能接收到光斑，故没有模拟 45° 与 30° 入射时的腔壁面光强分布。

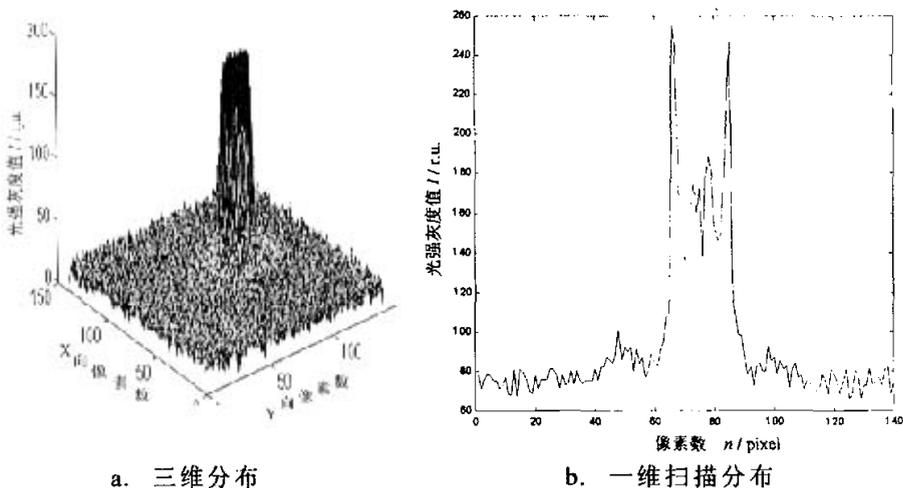


图 6-14 放置位相器件，焦前 0.39mm 处偏转 35° 时的光强分布

6.2.2 脉冲工作固体激光光源

在绵阳中国工程物理研究院核化学与物理研究所激光工程技术部的靶场光学分系统上进行了实验。以脉冲工作的 Nd:YAG 激光器为光源。

首先利用光栅进行 CCD 像素大小标定，焦面 X、Y 两方向衍射图案如图 6-15(a)、(b)所示。

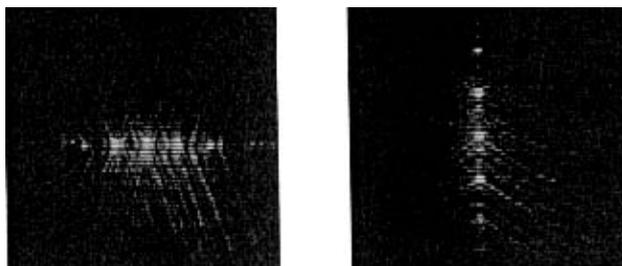
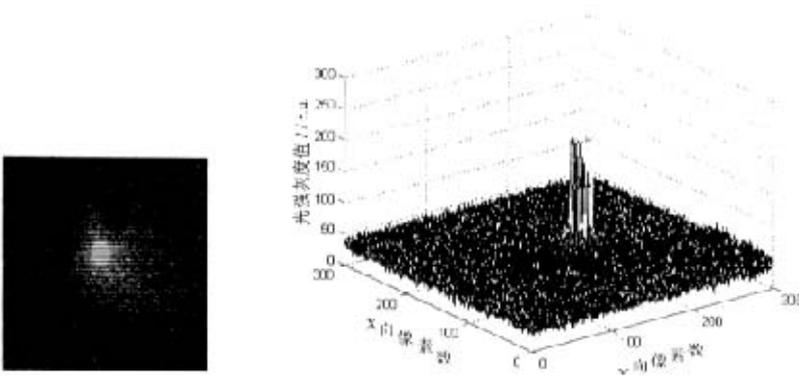


图 6-15 利用光栅标定 CCD 像素大小

参数如下：光栅常数 $d = 3\text{mm}$ ，透镜焦距 $f = 600\text{mm}$ ，激光波长 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 。测定 X、Y 方向像素大小比例为 4:3，X 方向 ±2 级像素数为 70。按光栅方程求得 X 方向像素大小为：

$$\Delta_{\text{pixel}} = 4\lambda f / 70 / d \approx 12\mu\text{m} \quad (6-7)$$

不放置位相器件，焦点光强分布如图 6-16 所示。顶部饱和，焦斑质量不好，这表明光学系统存在较大的波前畸变，将影响到器件束匀滑效果。

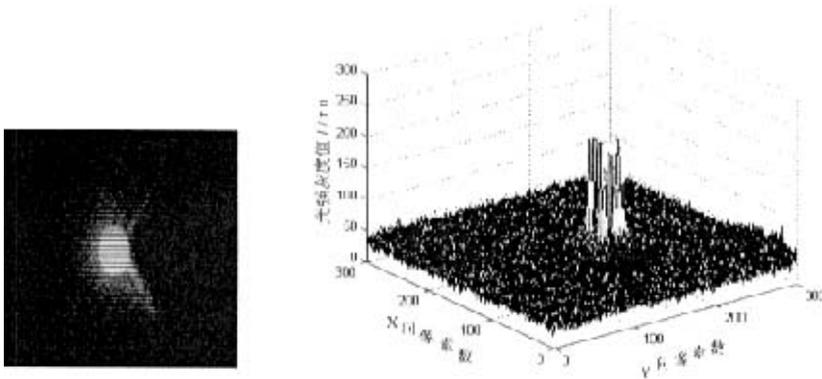


a. 灰度图

b. 三维分布图

图 6-16 不放置位相器件时，焦点光强分布

同样地，放置位相器件后，质量较好的光斑出现在离焦面上。在焦前约 2mm 处，不放置位相器件时，其光强分布如图 6-17 所示。



a. 灰度图

b. 三维分布图

图 6-17 不放置位相器件时，焦前 2mm 处光强分布

放置位相器件后，其光强分布如图 6-18 所示。在三个相邻剖面上的一维光强分布如图 6-19 所示。其顶部均匀性 $rms \approx 11\%$ ，光斑大小约 $280\mu\text{m}$ 。由于存在较大的噪声，光能利用率的计算没有意义。

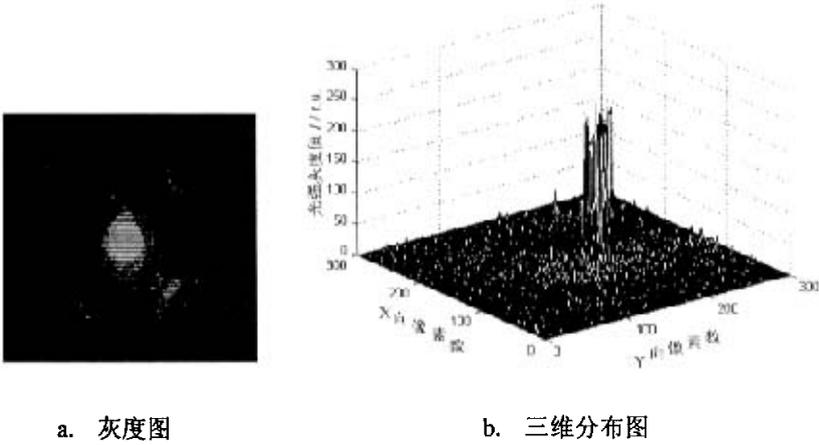


图 6-18 放置器件时焦前 2mm 处光强分布

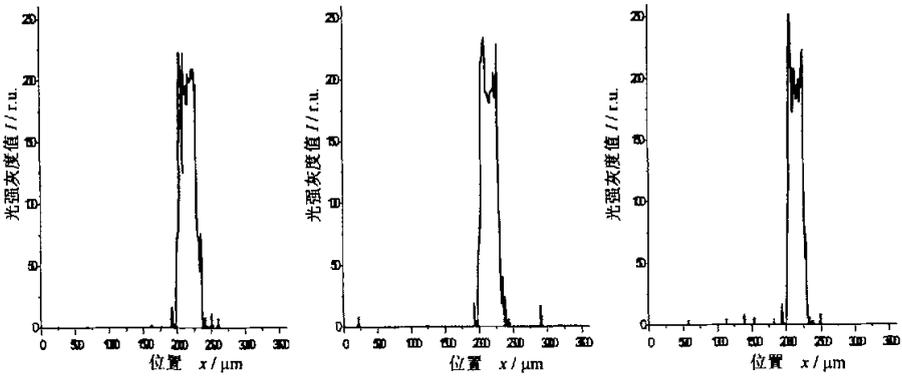


图 6-19 三个相邻位置的剖面光强分布图

在该离焦面，在不同的脉冲光输入情形下，进行了多次测量，光强分布分别如图 6-20、6-21 所示，顶部均匀性分别为 $rms \approx 18\%$ 与 $rms \approx 20\%$ ，光斑大小保持相同。这一定程度表明了器件的抗波面畸变的能力。

在图 6-19、6-20 与 6-21 中，有明显不对称分布的旁瓣，二元光学器件是圆对称分布的，对称性的破坏可能是固体激光器输出时，具有较大的波面畸变，而造成光斑分布不对称。这个细节问题还有待进一步的实验研究。

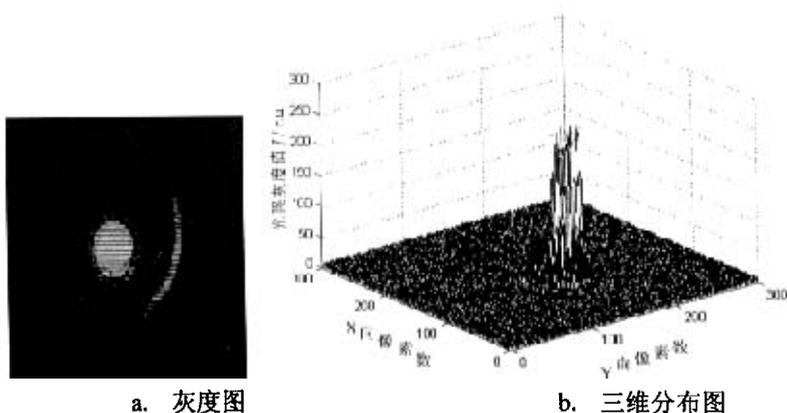


图 6-20 放置器件, 在不同脉冲下, 焦前 2mm 处光强分布

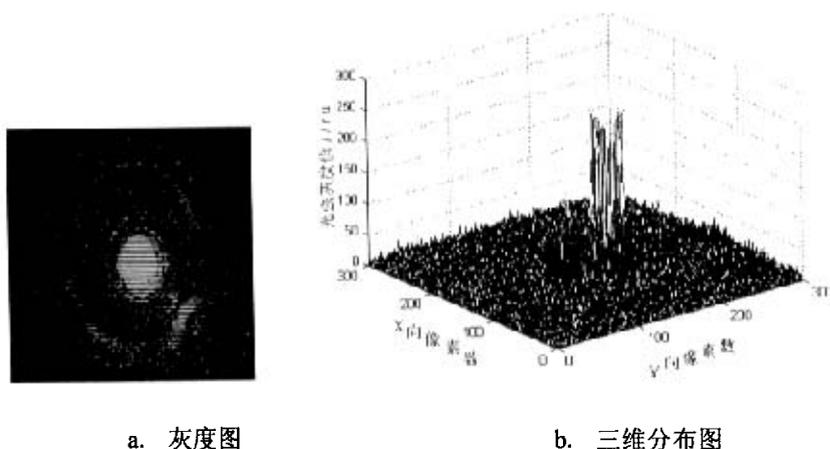


图 6-21 放置器件, 在不同脉冲下, 焦前 2mm 处光强分布

在焦前约 5mm 处, 有一消除了旁瓣的均匀光斑, 不放置位相器件时, 其光强分布如图 6-22 所示, 是典型的圆孔菲涅耳衍射图案。放置位相器件时, 其光强分布如图 6-23 所示, 在三个相邻剖面上的一维光强分布如图 6-24 所示, 光斑直径约 $700\mu\text{m}$ 。各个环带间没有密接在一起, 出现了较大的顶部调制, 其不均匀性 $rms \approx 30\%$, 但没有明显的旁瓣分布。

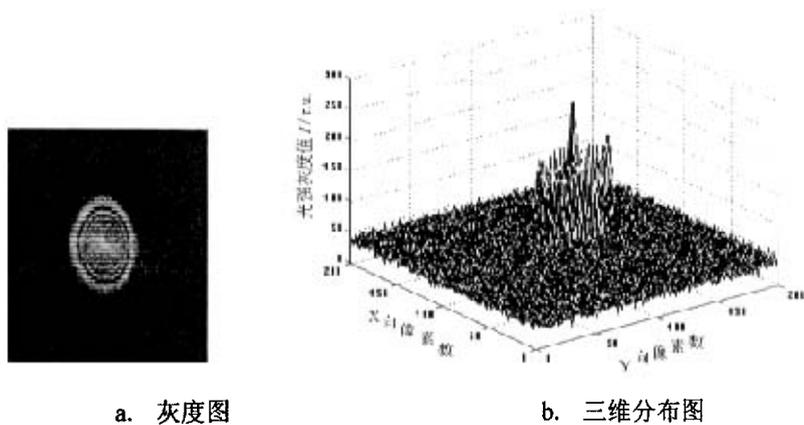


图 6-22 不放置器件焦前 5mm 处光强分布

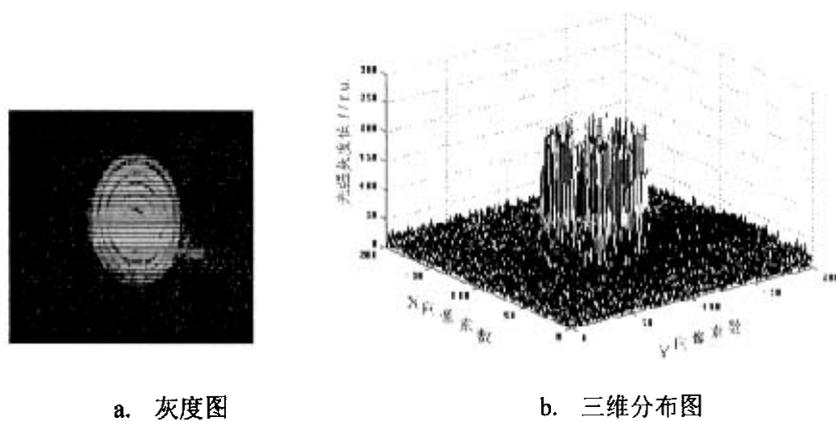


图 6-23 放置器件，焦前 5mm 处光强分布

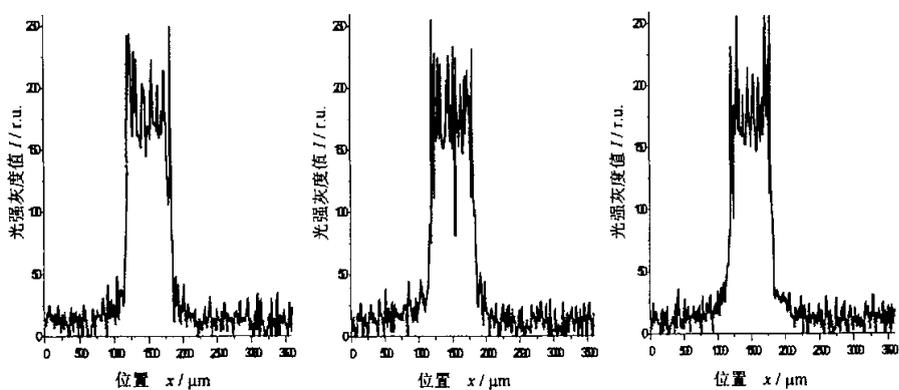


图 6-24 三个相邻位置的剖面光强分布图

6.3 实验结果分析

从上述实验结果可以得知,准连续位相束匀滑器件的光斑光强分布优于 16 阶器件的光斑光强分布。利用准连续位相器件能够获得边缘陡峭、具有一定顶部均匀性的光斑光强分布。顶部均匀性及边缘均优于 RPP (图 1-17、1-18);同透镜阵列、光楔阵列的实验结果(图 1-11、1-13)相比,其边缘陡峭,但顶部均匀性稍差。

实验中还存在许多问题,顶部均匀性超出了 10% 的限制;相对最好的束匀滑光斑不出现在焦面上;还存在较大的旁瓣等等。实验结果与设计结果的差距主要来源于两项误差:一是加工误差的影响。在第五章已经分析得出,性能参数,特别是顶部不均匀性,对刻蚀深度误差敏感,刻蚀深度误差被限定在 -0.5%~1.5%,而实际加工刻蚀深度误差在 10% 左右。二是测量系统中的误差,包括激光输出光束波面畸变,光学系统像差、光路调节误差等等。为进一步得到理想的实验结果,一方面必须制作出高质量的准连续位相器件;另一方面需改善测量系统,减小激光输出波面畸变与光学系统像差,或者预先测量,在制作准连续位相器件时加以补偿。

实验结果也表明,虽然存在较大的刻蚀深度误差,测量系统存在较大的像差与激光输出波面畸变,但也获得了一定顶部均匀性、边缘陡峭的光斑。这一方面是离焦引入的球面波因子能补偿一定的刻蚀深度误差、波面畸变与像差;另一方面,CCD 的像素具有一定的尺寸,使得测量值是像素区域内的光强积分值,有一定的匀滑效果,改善均匀性。

6.4 本章小结

本章利用 CCD 与光学 CT 方法进行了工作波长为 $0.6328\mu\text{m}$ 、有效通光口径 $\phi 50\text{mm}$ 的 16 阶位相器件的光斑光强分布测量,得到了相近的测量结果。利用两套 CCD 实验装置进行了工作波长 $\lambda = 1.053\mu\text{m}$ 、有效通光口径 $\phi 100\text{mm}$ 的准连续位相束匀滑器件的光斑光强分布测量,在连续工作和脉冲工作的激光光源上均得到了较为理想的焦斑光强分布。说明了二元光学器件能够按设计要求分配光强,实现束匀滑。但由于加工误差以及测量系统误差的影响,同理论设计结果还有一定的差距,若进一步提高加工精度、预先测量并补偿波面畸变,有望获得更好的实验结果。

第七章：结论与展望

7.1 论文总结及创造性成果

本文简单介绍了惯性约束核聚变的基本原理及其对靶面均匀照明的要求、几种束匀滑技术及其发展现状。结合我国神光III及其原型装置靶场光学系统中的光束控制要求，选择最有应用前景的二元光学作为实现束匀滑的技术途径。在位相优化设计、准连续位相器件加工、焦斑光强分布测量等多个方面进行了深入研究。并针对神光III靶场光学系统的具体结构特点，对获取非垂轴腔壁面上的均匀光斑、同时控制焦斑光强分布与几何形状、兼顾顶部均匀性与旁瓣“不堵口”及多功能组合的可行性等几个重要问题进行了探索性研究。论文工作归纳总结如下：

1. 在分析比较已有束匀滑器件优化设计算法的基础上，针对算法中出现的位相连续性、全局优化与局部优化、光强控制目标可选择性等三个关键问题，提出并采用了爬山算法与模拟退火算法的混合及“粗细搜索”变分辨率的改进优化算法。充分利用了爬山法的强局部寻优能力和模拟退火的全局优化潜力；通过控制扰动函数的形式，获得了变化平缓、无突变点的结构良好的位相分布；利用评价函数选取的灵活性，可控制不同区域的光强分布，满足不同的光强控制目标；采用变分辨率优化算法，大大提高了优化速度与焦斑性能。
2. 简单分析了采样定理在数值计算中对焦面采样间隔的限制，为更真实反映焦面光强分布的束匀滑性能，提出并采用了细化或任意选取焦面采样间隔的方法来进行位相设计；指出在设计中不能通过插值获得连续位相分布，分析了未量化的多台阶器件位相单元衍射包络的影响，提出非等周期器件消除该衍射包络，并进行了初步设计。
3. 对两种不同旁瓣光强控制要求，进行了优化设计。通过焦斑性能参数的比较，指出若主瓣与“堵口”旁瓣间存在缓冲区，更能兼顾主瓣顶部均匀性与旁瓣“不堵口”要求。
4. 为实现间接驱动 ICF 中不同角度入射时非垂轴腔壁面上的均匀光强分布，提出并采用了“近似无衍射光束”的思路来设计二元光学器件。通

过控制焦面附近一定轴向范围内三个垂轴面上保持相似的均匀分布，获得了非垂轴腔壁面上的均匀光斑。

5. 阵列器件中，通过在各单元间附加线性相移，在获取均匀焦斑的同时，可控制焦斑几何形状；为提高阵列器件的填充因子和充分利用入射光能量，采用一种包含多种阵列单元的组合阵列器件；还分析了二元光学器件抗波前位相畸变的宽容度及阵列器件在提高宽容度上的能力。
6. 为简化系统，以束匀滑器件为基础，进行了聚焦-束匀滑，谐波分离-束匀滑等功能组合器件的初步设计。
7. 利用四块掩模板进行了 16 阶位相器件的套刻加工。基于镂空旋转掩模板，在国内首次加工出工作波长 $1.053\mu\text{m}$ 及 $0.351\mu\text{m}$ 、大口径 ($\phi 80\text{mm}$ 及 $\phi 100\text{mm}$) 的准连续位相器件。分析了对准误差与刻蚀深度误差对器件性能的影响。通过对掩模板与器件表面加工质量的测量，指出目前的加工方法中，存在较大的刻蚀深度误差。
8. 利用 CCD 与光学 CT 法进行了 16 阶器件的焦斑测量。针对工作波长为 $1.053\mu\text{m}$ 的准连续位相束匀滑器件，利用 CCD，以连续工作 LD 激光器及脉冲工作 Nd:YAG 激光器为光源，在一定离焦面上均获得了具有一定顶部均匀性 ($rms:10\%\sim 20\%$)、陡边且没有中心锐脉冲的光斑。

本论文的主要创造性成果如下：

1. 提出并采用了爬山算法与模拟退火算法的混合及“粗细搜索”变分辨率的改进优化算法。该算法在全局优化潜力、提高优化速度、位相分布连续性及目标函数选择灵活性等方面具有明显优势，为 ICF 束匀滑位相器件的设计提供了一种有效的优化算法。在数值计算中，提出并采用了细化或任意选取焦面采样间隔的方法进行位相设计，能更真实反映焦斑光强分布的束匀滑性能。
2. 针对神光 III 靶场光学系统的具体结构特点及其对二元光学器件的特殊要求，提出并采用“近似无衍射光束”设计思路获得了间接驱动 ICF 中不同角度入射时非垂轴腔壁面上的均匀光斑；采用阵列器件单元间附加线性相移的方法，同时控制了焦斑的光强分布与几何形状。
3. 为简化 ICF 靶场光学系统，率先以束匀滑器件为基础，完成了聚焦-束匀滑、谐波分离-束匀滑等功能组合器件的初步设计。

- 4.在国内首次加工出工作波长 $1.053\mu\text{m}$ 及 $0.351\mu\text{m}$ 、大口径 ($\phi 80\text{mm}$ 及 $\phi 100\text{mm}$) 的准连续位相束匀滑器件,并获得了具有一定顶部均匀性、陡边且没有中心锐脉冲的光斑。这是目前国内在大口径二元光学束匀滑器件上得到的最好的实验结果,初步论证了二元光学技术在 ICF 束匀滑上的应用可行性。

7.2 展望

要真正满足惯性约束核聚变靶场光学系统对束匀滑器件的要求,使二元光学器件发挥实际应用,还应对许多方面的工作进行深入细致研究。

- 1.所设计与研制的大口径准连续位相器件,仅在简陋的实验设备上进行了模拟实验,条件与神光III相差较远。应尽早星光或神光上进行打靶,以便实际了解器件在设计与制作上存在的问题,明确改进方向。
- 2.应完成焦斑束匀滑性能评价及其测量系统的标准化,以期对二元光学器件的模拟实验结果给出定量评价,并指导二元光学器件的位相设计。
- 3.完成器件表面加工质量、入射激光波前等的测量,对实验中出现的在离焦面上获取质量最好的光斑、非对称旁瓣等现象给出定量解释。
- 4.加快大口径连续位相二元光学器件的加工工艺研究,实现刻蚀深度的实时监控;开展大口径连续位相阵列器件的加工工艺研究。完成实现非垂轴腔壁面均匀光强分布、焦斑几何形状控制等器件的制作及实验验证。
- 5.关于二元光学束匀滑器件技术指标的进一步认识与修正,针对不同的物理目标,提出并采用相应的设计指标;继续研究束匀滑与谐波分离、采样、聚焦等功能组合的可能性,充分发挥二元光学在设计上的灵活性。

进一步加强国内从事二元光学技术各研究单位的有机结合,将靶场光学系统对束匀滑性能的要求、入射激光波前测量、连续位相器件设计、高精度刻蚀加工、完善的焦斑评估及测量系统等形成一个良性的研究反馈系统,以期尽早研制出实用的二元光学器件。

参考文献

- [1] 吕百达. 强激光的传输与控制. 北京: 国防工业出版社, 1999. 274~277
- [2] 高功率激光及等离子体物理研究论文集 B. 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室. 1992. 85~169
- [3] 高功率激光及等离子体物理研究论文集 B. 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室. 1993. 1~136
- [4] 高功率激光及等离子体物理研究论文集 B1. 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室. 1994. 1~193
- [5] 高功率激光及等离子体物理研究论文集 B. 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室. 1995. 149~183
- [6] 高功率激光及等离子体物理研究论文集 BII. 中国科学院中国工程物理研究院高功率激光物理联合实验室. 1995. 135~193
- [7] Collection of thesis on high power laser and plasma physics A. National Laboratory on High Power Laser and Physics. 1995. 33~67
- [8] Lawrence Livermore National Laboratory 惯性约束聚变驱动源译文集. 中国工程物理研究院核物理与化学所强激光技术室译. 绵阳: 1996
- [9] John D. Lindl, Robert L. McCrory, E. Michael Campbell. Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion. *Physics Today*, 1992, September: 32~40
- [10] John D. Lindl. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. *Physics Plasmas*, 1995, 2(11):3933~4004
- [11] Atzeni, Stefano. Implosion symmetry and burn efficiency in ICF. *Laser and Particle Beams*, 1991, 9(2):233~245
- [12] S. Nakai, S. Kahalas, L. I. Rudakov, et al. Inertial confinement. *Nuclear Fusion*, 1990, 30(9):1779~1797
- [13] K. Nishihara, M. Murakami, H. Azechi, T. Jitsuno, et al. Recent progress in laser fusion research at Osaka University: uniformity and stability issues. *Physics Plasmas*, 1994, 1(5):1653~1661
- [14] 《神光-III 原型装置(TIL)概念设计报告》评议稿第二版. 863-416-5 专题专家组. 1999:13~15

- [15]《神光-III 原型装置(TIL)概念设计报告》评议稿第二版. 863-416-5 专题专家组. 1999:176
- [16]R. H. Lehberg, S. P. Obenschain. Use of induced spatial incoherence for uniform illumination of laser fusion targets. *Opt. Comm.* , 1983, 56(1): 27~31
- [17]R. H. Lehberg, A. J. Schmitt, S. E. Bodner. Theory of induced spatial incoherence. *J. Appl. Phys.* ,1987, 62(7):2680~2701
- [18]Joshua E. Rothenberg. Two dimensional beam smoothing by spectral dispersion for direct drive inertial confinement fusion. *SPIE*, 1995, 2633:634~644
- [19]H. Nakano, K.Tsubakimoto, M. Nakatsuka, et al. Spectrally dispersed amplified spontaneous emission for improving irradiation uniformity into high power Nd:glass laser system. *J. Appl.Phys.*,1993, 66:2122~2131
- [20]H. Nakano, T. Kanabe, K.Yagi, et al. Amplification and propagation of partially coherent amplified spontaneous emission from Nd:glass. *Opt. Comm.* ,1990, 78:123~126.
- [21]J.A.Glaze. High energy glass laser. *Opt. Eng.*, 1975, 15(2):136~142
- [22]R.A.Haas. Theory of laser beam apodization with a graded random phase window. *Appl. Opt.*, 1988, 27(13):2708~2718
- [23]A.E.Siegman. *Lasers*. California: Oxford University Press, 1986.630~741
- [24]Y.Kim, H.Grebel, D.L.Jaggard. Diffraction by fractally serrated apertures. *J. Opt. Soc. Am.*, 1991, A8(1):20~26
- [25]钱列加, 龚伟, 文国军, 等. 波纹圆孔光阑的衍射及其设计. *光学学报*, 1995, 15(1):117~121
- [26]邓锡铭, 梁向春, 陈泽尊, 等. 用透镜列阵实现大焦斑面的均匀照射. *中国激光*, 1985, 12(5):257~260
- [27]陈泽尊, 梁向春, 邓锡铭. 用透镜列阵实现均匀辐照的计算机分析. *中国激光*, 1986, 13(2):65~70
- [28]梁向春, 陈泽尊, 邓锡铭. 高功率光聚焦均匀照明靶面的验证. *光学学报*, 1992, 12(3):213~217
- [29]Ximing Deng, Xiangchun Liang, et al. Uniform illumination of large targets using a lens array. *Appl. Opt.* ,1986, 25(3):377~381
- [30]丘悦. 用消衍射方法改善透镜阵列的辐照均匀性. *高功率激光及等离子体物理研究论文集*, 1995, BII:171~177

- [31]N.Nishi, T.Jitsuno, K.Tsubakimoto, et al. Aspherical multi lens array for uniform target irradiation. SPIE, 1993, 1870:105~111
- [32]郑建洲, 蔡邦维, 吕百达, 等.二维正交光楔阵列大焦斑均匀照明光学系统的实验研究.中国激光,1997,A24(11):1008~1012
- [33]郑建洲, 蔡邦维, 吕百达. 二维正交光楔阵列大焦斑均匀照明光学测试系统的研究.光学学报,1997,17(11):1581~1584
- [34]金国藩, 严瑛白, 邬敏贤. 二元光学. 北京: 国防工业出版社, 1998. 223~224
- [35]Y. kato, K. Mima, et al. Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression. Phys. Rev. Lett. , 1984, 53(11):1057~1060
- [36]Y. Kato, K. Mima. Random phase shifting of laser beam for absorption profile smoothing and instability suppression in laser produced plasmas. Appl. Phys. B, 1982, 29(3):186~187
- [37]B. W. Woods, I.M.Thomas, M.A.Henesian, et al. Large aperture(80-cm diameter) phase plates for beam smoothing on Nova. SPIE, 1991, 1410:47~54
- [38]刘增水, 黄惠杰, 路敦武, 等. 无规位相板靶面均匀辐照光学系统研究. 强激光与粒子束, 1998, 10(3):441~444
- [39]吕百达. 强激光的传输与控制. 北京: 国防工业出版社, 1999. 296~298
- [40]J. W. Lawson, S. N. Dixit, D. Eimerl, et al. Phase screen for the control of the focal irradiance of the Nova laser. SPIE, 1993,1870:88~94
- [41]S. N. Dixit, J. K. Lawson, K. R. Manes, et al. Kinoform phase plates for focal plane irradiance profile control. Opt. Lett., 1994,19(6):417~419
- [42]Y. Lin, T.J.Kessler, G. N. Lawrence. Distributed phase plates for super-Gaussian focal-plane irradiance profiles. Opt. Lett., 1995, 20(7):764~766
- [43]S. N. Dixit, M. C. Rushford, I. M. Thomas, et al. Continuous contour phase plates for tailoring the focal plane irradiance profile. SPIE, 1995,2633:141~151
- [44]Joshua E. Rothenberg, Jerome M. Auerbach, S. N. Dixit, et al. Focal spot conditioning for indirect drive on the NIF. SPIE, 1999, 3492:65~77
- [45]W.B. Veldkamp, T. J, McHugh. Binary optics. Scientific American, 1992, 265(5):92~97
- [46]J. Leger, M. Holz, G. Swanson, et al. Coherent laser beam addition: An application of binary optics technology. Lincoln Lab. J., 1988, 1(2)L225~246

- [47]W. B. Veldkamp, C.J. Kastner. Beam profile shaping for laser radars that use detector arrays. *Appl. Opt.*, 1982, Vol.21, No.2: 345-356
- [48]金国藩, 邬敏贤, 严瑛白. 二元光学. *光子学报*, 1992, 21(5)43~50
- [49]李育林, 赵明君, 董新意. 光学学科的一个前沿课题——二元光学. *光子学报*, 1992, 21(5):107~117
- [50]陈岩松. 二元光学——90年代的光学技术. *物理*, 1993, 21:1997~2000
- [51]Sing H. Lee. Diffractive optics and computer-generated holograms for optical interconnects. *SPIE*, 1993:290~302
- [52]W. B. Veldkamp. Laser beam profile shaping with interlaced binary diffraction gratings. *Appl. Opt.*, 1981, 21(6):469~471.
- [53]包红春, 邬敏贤, 金国藩, 等. 二元光学波面变形器的研究. *光学学报*, 1994, 14(9):988~991
- [54]Boaz Salik, Joseph Rosen, Amnon Yariv. One-dimensional beam shaping. *J. Opt. Soc. Am.*, 1995, 12(8):1702~1706
- [55]J. Jahns, M. M. Downs, M. E. Prise, et al. Dammann gratings for laser beam shaping. *Opt. Eng.*, 1989, 28(12):1267~1285.
- [56]Joseph N. Mait. Extensions to Dammann's method of binary-phase grating design. *SPIE*, 1989, (1052):41~45
- [57]龙品, 徐大雄, 邬敏贤, 等. 一种新型的二元光学器件--多位相光束分束器的制作. *光学技术*, 1993, 2:78~84
- [58]H. Madjidi, Zolbanine, C. Froehly. Holographic correction of both chromatic and spherical aberrations of a single lens. *Appl. Opt.*, 1979, 18(14):2385-2393
- [59]W A. Kleinhans. Aberrations of curved zone plates and fresnel lenses. *Appl. Opt.*, 1977, 16:1701-1704
- [60]M. D. Missig, G. M. Morris. Diffractive optics applied to eyepiece design. *Appl. Opt.*, 1995, 34(14):2452-2461
- [61]国家高技术惯性约束聚变固体激光驱动器单元技术专题(863-416-2)年度工作报告. 1997. 258~59
- [62]Yongtian Wang, Fang Cui, Yunan Sun, et al. A new approach for the fabrication of diffractive optical elements with rotationally symmetrical phase distribution. *SPIE*, 1998, 3348:94~97
- [63]张思炯. 成像系统中衍射光学元件的设计方法及制作工艺研究: [博士学位论文]. 北京: 北京理工大学光电工程系, 1996

- [64]《神光-III 原型装置(TIL)概念设计报告》评议稿第二版. 863-416-5 专题专家组. 1999:178~179
- [65]M. Born and E. Wolf. Principles of optics. 6th ed., London: Pergamon Press, 1980
- [66]P. Morkry. Computer-generated diffraction optical elements. Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1989,1052:163~170
- [67]杨国桢, 顾本源. 衍射光学元件的设计方法. 物理, 1995, 23:200~205
- [68]M. G. moharam and T. K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. J. Opt. Soc. Am., 1981, 71:811-818
- [69]M. G. moharam and T. K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction — E-mode polarization and losses. J. Opt. Soc. Am., 1983, 73:451~455
- [70]D. A. Pomment, M. G. Moharam, and E. B. Grann. Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements. J. Opt. Soc. Am., 1994, A11:1827~1834
- [71]M. 波恩, E. 沃耳夫. 光学原理. 北京: 科学出版社, 1978. 483~505
- [72]严瑛白. 应用物理光学. 北京: 机械工业出版社, 1990. 239~241
- [73]金国藩, 严瑛白, 邬敏贤. 二元光学. 北京: 国防工业出版社, 1998. 22~25
- [74]金国藩, 严瑛白, 邬敏贤. 二元光学. 北京: 国防工业出版社, 1998. 89~93
- [75]金国藩, 严瑛白, 邬敏贤. 二元光学. 北京: 国防工业出版社, 1998. 326~335
- [76]Cong Wenxiang, Chen Nanxian, Gu Benyuan. A recursive method for phase retrieval in Fourier transform domain. Chinese Science Bulletin, 1998, 43(1):40~44
- [77]Cong Wenxiang, Chen Nanxian, Gu Benyuan. A new method for phase retrieval in optical system. Chinese Physics Letter, 1998, 15(1):24~26
- [78]丛文相, 陈难先. 分数 Fourier 变换域中 Gauss 光束整形的优化方法. 自然科学进展, 1998, 8(6):657~663
- [79]O. Bryngdahl. Optical map transformations. Opt. Comm., 1974, 10(2):164~168
- [80]Jack Cederquist, Anthony M. Tai. Computer-generated holograms for geometric transformations. Appl. Opt., 1984, 23(18):3099~3104
- [81]W. J. Hossack, A. M. Darling and A. Dahdouh. Coordinate transformations with multiple computer-generated optical elements. J. Mod. Opt., 1987, 34(9):1235~1250
- [82]F.S.Roux. Intensity distribution transformation for rotationally symmetric beam shaping. Opt. Eng., 1991, 30(5):529~536

- [83]郑学哲.二元光学技术在惯性约束核聚变靶面均匀照明中的应用研究:[博士学位论文].北京:清华大学精仪系,1997, 28~33
- [84]R. W. Gerchberg, W. O. Saxton. Phase determination for image and diffraction plane pictures in the electron microscope. *Optik*, 1971, 34:275~284
- [85]R. W. Gerchberg, W. O. Saxton. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures. *Optik*, 1972, 35:237~246
- [86]R. W. Gerchberg, W. O. Saxton. Comment on 'A method for the solution of the phase problem in electron microscopy'. *J. Phys.* 1973, D6:31~32
- [87]D. L. Misell. the phase problem in electron microscopy. *J. Phys.*, 1973, D6: 6~9
- [88]R. H. Boucher. Convergence of algorithm for phase retrieval from two intensity distributions. *Proc. Soc. Photon-Opt. Instrum. Eng.*, 1980,231:130~141
- [89]J. R. Fienup. Reconstruction synthesis applications of an iterative algorithm. *Proc. Soc. Photon-Opt. Instrum. Eng.*, 1981, 373:147~160
- [90]J. R. Fienup. Phase retrieval algorithms: a comparison. *Appl. Opt.*, 1982, 21:2758~2769
- [91]J. R. Fienup, T. R. Crimmins, W. Holsztynski. Reconstruction of the support of an object from the support of its autocorrelation. *J. Opt. Soc. Am.*, 1982, 72:610~624
- [92]J. R. Fienup. Reconstruction of a complex-valued object from the modulus of its fourier transform using a support constraint. *J. Opt. Soc. Am.*, 1987, A4:118~123
- [93]霍裕平, 杨国栋, 顾本源. 用光学方法实现么正变换及一般线性变换(II 用迭代法求解). *物理学报*, 1976, 25(1):31~46
- [94]G. Z. Yang, B. Y. Gu. On the amplitude-phase retrieval problem in the optical system. *Acta. Phys. Sin.*, 1987, 30:410~413
- [95]B. Y. Gu, G. Z. Yang. On the phase retrieval problem in optical and electronic microscopy. *Acta. Opt. Sin.* 1981, 1:517~522
- [96]B. Y. Gu, G. Z. Yang, B. Z. Dong. General theory for performing an optical transform. *Appl. Opt.*, 1986, 25:3197~3206
- [97]G. Z. Yang, L. Wang, B. Z. Dong, et al. Gu. On the amplitude-phase retrieval non-unitary transformation. *Optik*, 1986, 75:68~74
- [98]B. Z. Dong, G. Z. Yang, B. Y. Gu. Phase-adjusted plate for a phase-adjustment focusing laser accelerator: a design approach. *Appl. Opt.* 1987, 26:4532~4537

- [99]B. Z. Dong, B. Y. Gu, G. Z. Yang. Effective algorithm for the reconstruction of real images from Hartley-transform modulus only: simulation calculations. *Optik*, 1992, 90:107~116
- [100]G. Z. Yang, B. Y. Gu, B. Z. Dong. Theory of the amplitude-phase retrieval in any linear transform system and its application. *Int. J. Mod. Phys.* , 1993, B7:3153~3224
- [101]B. Y. Gu, G. Z. Yang, B. Z. Dong, et al. Diffractive-phase-element design that implements several optical functions. *Appl. Opt.*, 1995, 34:2564~2570
- [102]X. Tan, B. Y. Gu., G. Z. Yang, et al. Diffractive phase elements for beam shaping: a new design method. *Appl. Opt.* , 1995, 34:1314~1320.
- [103]G. Q. Zhang, B. Y. Gu, G. Z. Yang. Design of diffractive phase elements that produce focal annuli: a new method. *Appl. Opt.* , Vol.35: 8110~8113
- [104]张国庆. 衍射光学元件的设计、制作和性能研究: [博士学位论文]. 北京: 中国科学院物理研究所, 1996.
- [105]S. Kirkpatrick. *Optimization by simulated annealing*. *Science*, 1983, 220(4598): 671~680
- [106]徐雷. 一种改进的模拟退火组合优化法. *信息与控制*, 1990, 19(3):1~7
- [107]刑文训, 谢金星. *现代优化计算方法*. 北京: 清华大学出版社, 1999: 90~129
- [108]Deng Xuegong, Li Yongping, Qui Yue, et al. Phase mixture algorithm applied to design of pure phase elements. *Chinese Journal of Laser B*, 1995, B4(5):447~454
- [109]Deng Xuegong, Li Yongping, Fan Dianyuan, et al. Pure-phase plates for super-Gaussian focal plane irradiance profile generation of extremely high order. *Optics Letters*, 1996, 21(24):1963
- [110]《神光-III 原型装置(TIL)概念设计报告》评议稿第二版. 863-416-5 专题专家组. 1999:18~19
- [111]Uri Mahal, Joseph Shamir, H. John Caulfield. Genetic algorithm for optical pattern recognition. *Opt. Lett.*, 1991, 16(9):648~650
- [112]Liviu I., Wissam A. Rabadi, Harley R. Myler. Object support reconstruction from the support of its auto-correlation using multi-resolution genetic algorithm. *Opt. Eng.* , 1997, 36(10):2820~2827
- [113]B. K. Jennison, J. P. Allebach, D. W. Sweeney. Efficient design of direct-binary-search computer-generated holograms. *J. Opt. Soc. Am.*, 1991, A8:652~660

- [114]M. A. Seldowitz, J. P. Allebach, D. W. Sweeney. Synthesis of digital holograms by direct binary search. *Appl. Opt.*, 1987, 26(14):2788~2798
- [115]郑学哲.二元光学技术在惯性约束核聚变靶面均匀照明中的应用研究: [博士学位论文].北京: 清华大学精仪系, 1997, 53~59
- [116]翟金会. 焦斑形态控制中二元光学技术的研究: [博士后研究报告]. 北京: 清华大学精仪系, 1997, 16~19
- [117]郑学哲, 王凌, 严璞白, 等. 实现 ICF 均匀照明的二元光学器件的混合优化设计. *中国激光*, 1998, A25(3):265~269
- [118]Zhai Jinhui, Yan Yingbai, Jin Guofan, et al. Design of continous phase screens by Global/Local united search algorithm for focal-plane irradiance profile control. *Chinese Journal of Lasers B*, 1998, B7(3):235~240
- [119]Zhai Jinhui, Yan Yingbai, Jin Guofan, et al. Global/local united search algorithm for global optimization. *Optik*, 1998, 108(4):161~164
- [120]Jin Guofan, Tan Qiaofeng, Yan Yingbai, et al. Binary optics used in high laser shaping. *SPIE*, 1999, 3862:11~16
- [121]翟金会. 焦斑形态控制中二元光学技术的研究: [博士后研究报告]. 北京: 清华大学精仪系, 1997, 23
- [122]郑学哲.二元光学技术在惯性约束核聚变靶面均匀照明中的应用研究: [博士学位论文].北京: 清华大学精仪系,1997, 39~41
- [123]Tan Qiaofeng, Yan Yingbai, Jin Guofan, et al. Large aperture continuous phase diffractive optical element for beam transform. *SPIE*, 1999, 3897:666~673
- [124]Durnin J. Exact solution for nondiffracting beams I The theory. *J Opt. Soc. Am. A*, 1987, 4:651
- [125]Durnin J, Miceli J J, et al. Diffraction-free beams. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58:1499
- [126]Thewes K, Karim M A, et al. Diffraction-free beam generation using refracting systems. *Opt. & Laser Tech.*, 1991, 23:105
- [127]Vasara A, Turunen J, et al. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms. *J Opt. Soc. Am. A*, 1989, 6:1748
- [128]Xu Junquan, Bao Hongchun, Wu Minxian. A design of extreme long focal depth binary optical element. *Chinese J. of lasers*, 1999, B8(1)55~60
- [129]黄大为, 许俊泉, 刘海松, 等. 用于远距离准直的二元光学器件的设计. *仪器仪表学报*, 1996, 17(1):98~99

- [130] 郭敏贤, 刘海松, 金国藩, 等. 超衍射分辨率的微光学器件. 仪器仪表学报, 1996, 17(1):264~268
- [131] Tan Qiaofeng, Yan Yingbai, Jin Guofan, et al. Continuous-phase diffractive optical element for realizing uniform illumination on the plane non-perpendicular to the optical axis. SPIE, 1999, 3778:114~119
- [132] Yansong Chen, Dehua Li, Yunlong Sheng. Beam-shaping element with reduced sensitivity to input variation. Applied Optics, 1997, 36(3):568~571
- [133] 谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. 方形单元衍射光学阵列器件实现近圆形均匀焦斑. 光子学报, 1998, 27(8):719~723
- [134] 谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. 产生均匀焦斑的组合式衍射光学阵列器件. 中国激光, 1999, A26(9):803~807
- [135] Tan Qiaofeng, Yan Yingbai, Jin Guofan, et al. Design of binary optical composite array element for ICF uniform target illumination. SPIE, 1998, 3557:149~153
- [136] Tan Qiaofeng, Yan Yingbai, Jin Guofan, et al. Diffractive optical array element for realizing uniform spot on the plane non-perpendicular to the optical axis with geometrical shape transform. Opt. Comm., 2000, 175:13~18
- [137] 翟金会. 焦斑形态控制中二元光学技术的研究: [博士后研究报告]. 北京: 清华大学精仪系, 1997, 37~41
- [138] Kenneth R. Manes, Richard A. London, Steven B. Sutton et al. Shot rate-thermal recovery. SPIE, 1999, 3492:136~149
- [139] 费业泰. 误差理论与数据处理. 北京: 机械工业出版社, 1987. 12~15
- [140] H. Dammann. Color separation gratings. Appl. Opt., 1978, 17(15):2273~2279
- [141] Thomas J. Suleski, Donald C O'shea. Gray-scale masks for diffractive-optics fabrication: I. Commercial slide imagers. Appl. Opt., 1995, 34(32):7505~7517
- [142] Chen Y X. A new concept of 3-dimensional integrated optics. Opto-electronics De vices and Technologies. 1990, 5(1):109
- [143] Motamedi, M. Edward, Anderson, et al. Binary optics thin-film microlens array. SPIE, 1992, 1751:22~32
- [144] Haruna M, Takahashi M, Wakahayashi K, et al. Laser beam lithographed micro-Fresnel lenses. Appl. Opt., 1990, 29(34):5120~5126
- [145] Shrauger V E, Erwin L L, Ahn J L, et al. Computer generated multiple-phase-level holograms by use of color-printer techniques. Appl. Opt., 1994, 33(23):5318~5327

- [146]Wang, Michael R., Su Heng. Multilevel diffractive micro-lens fabrication by one-step laser-assisted chemical etching upon high-energy-beam sensitive glass. *Optics Letters*, 1998, 23(11):876~878
- [147]Daschner Walter, Long Pin, Stein Robert, et al. General aspheric refractive micro-optics fabricated by optical lithography using a high energy beam sensitive glass gray-level mask. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena*, 1996, 14(6):3730~3733
- [148]Daschner Walter, Stein Robert D., Long Pin, et al. One-step lithography for mass production of multilevel diffractive optical elements using high-energy beam sensitive (HEBS) gray-level mask. *SPIE*, 1996, 2689:153~155
- [149]Daschner Walter, Long Pin, Stein Robert, et al. Cost-effective mass fabrication of multilevel diffractive optical elements by use of a single optical exposure with a gray-scale mask on high-energy beam-sensitive glass. *Appl. Opt.* 36(20):4675
- [150]谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. 实现 ICF 束匀滑的多元光学器件设计与制作. *强激光与粒子束*, 1999, 11(4):445~449
- [151]M.D.Altshuler, R.N.Bracewell, T.F.Budinger, et al. *Image Reconstruction from Projections: Fundamentals and Computerized Tomography*. G. T. Herman, New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1979
- [152]M.D.Altshuler, R.N.Bracewell, T.F.Budinger, et al. *Image Reconstruction from Projections: Implementation and Applications*. G. T. Herman, New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1979
- [153]S.Legoupil, G. Pascal, D.Chambellan, D.Bloyet. Determination of the detection process in an experimental tomograph for industrial flow visualization using radioactive tracers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 1996, 43(2): 751~760
- [154]Zhang Chaozong, Guo Zhiping, Dong Yufeng. X-ray industrial computerized tomography system for testing advanced structural ceramics. *High Technology Letters*, 1995, 1(2):86~89
- [155]谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. 实现光束变换的连续位相衍射光学器件的研制. *光学技术*, 1999, 140:74~76

致谢

本论文的研究是在金国藩院士和严瑛白教授悉心指导下完成的。两位导师的治学态度和科研方法给我深刻的影响和启示。金先生的高瞻远瞩及在科研中强调创新性的教导使我终生受益。严瑛白教授严谨求实的科研作风、诲人不倦的精神和平易近人的品德使我终生难忘。感谢两位导师几年来给予的富有启发性的指导和热情关怀与鼓励。也感谢严教授在生活 and 思想上的亲切关怀与爱护。

诚挚地感谢邬敏贤教授、何庆声副教授在论文进展上的关心与给予的有益指导与帮助。章恩耀、姚长坤、赵子英等教研室的许多老师在器件加工、实验等多方面给予了极大的帮助与支持，在此一并致谢。

中国科技大学同步辐射国家重点实验室付绍军、徐向东及洪义麟老师在准连续位相板的离子刻蚀加工；绵阳中国工程物理研究院二所魏晓峰、袁静等老师在小光斑测量实验中给予了热情支持与帮助，在此谨致以衷心感谢。

个人简历、在学期间的研究成果及发表的学术论文

个人简历：男，江西都昌人，1974年2月23日出生。1996年6月获清华大学精仪系精密仪器仪表专业学士学位，同年9月免试直接攻读清华大学精仪系光学工程专业博士学位。

研究成果：

1997.9---1999.12 完成国家高技术课题 863-416-2-3.7 “二元光学实现 ICF 均匀照明”的研究。1997、1998 连续两年被国家高技术 863-416 主题专家组评为优秀课题组。

1999.9--- 进行国防科技重点实验室基金试点项目“用于 ICF 驱动器光束控制的高阈值 KPP 的研究”。

2000.1--- 进行国家高技术课题 863-416-2-3.7 “二元光学在 ICF 靶场光学系统中的应用”研究。

发表的学术论文：

1. Qiaofeng Tan, Yingbai Yan, Guofan Jin, et al. Diffractive optical array element for realizing uniform spot on the plane non-perpendicular to the optical axis with geometrical shape transform. *Optics Communication*, 2000, 175:13~18
2. Qiaofeng Tan, Yingbai Yan, Guofan Jin, et al. Design of binary optical composite array element for ICF uniform target illumination. *Proc. SPIE*, 1998, 3557:149~153
3. Qiaofeng Tan, Yingbai Yan, Guofan Jin, et al. Continuous phase diffractive optical element for uniform focal spot. *Proc. SPIE*, 1999, 3879:192~195
4. Qiaofeng Tan, Yingbai Yan, Guofan Jin, et al. Design and manufacture of continuous phase diffractive optical element for beam transform. *Proc. SPIE*, 1999, 3879:186~191
5. Qiaofeng Tan, Yingbai Yan, Guofan Jin, et al. Continuous phase diffractive optical element for uniform illumination on the plane non-perpendicular to the optical axis. *Proc. SPIE*, 1999, 3778:114~119

6. Guofan Jin, Qiaofeng Tan, Yingbai Yan, et al. Binary optics used in high power laser shaping. *Proc. SPIE*,1999, 3862:11~16
7. Qiaofeng Tan, Yingbai Yan, Guofan Jin, et al. Continuous phase diffractive optical element for uniform target illumination of Inertial Confinement Fusion(ICF). *Proc. SPIE* ,1999, 3740:424~427
8. Qiaofeng Tan, Yingbai Yan, Guofan Jin, et al. Diffractive optical element array realizing uniform focal spot with any geometrical shape transform. *Proc. SPIE*, 1999, 3740:236~239
9. Qiaofeng Tan, Yingbai Yan, Guofan Jin, et al. Large aperture continuous phase diffractive optical element for beam transform. *Proc. SPIE*, 1999, 3897:666~673
10. Jinyu Wang, Yingbai Yan, Qiaofeng Tan, et al. Micro-optics element for color separating. *Proc. SPIE*, 1999,3897:674~685
11. 谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. 产生均匀焦斑的组合式衍射光学器件的设计. *中国激光*, 1999, A26(9):803~807
12. 谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. 实现 ICF 束匀滑的二元光学器件设计与制作. *强激光与粒子束*, 1999, 11(4):445~449
13. 金国藩, 严瑛白, 谭峭峰, 等. ICF 靶面均匀照明二元光学器件的设计与研制. *强激光与粒子束*, 1999, 11(6):692~696
14. 谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. 实现光束变换的连续位相衍射光学器件的研制. *光学技术*, 1999, 140:74~76
15. 谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. Square diffractive optical element to generate quasi-circular uniform focal spot. *光子学报*, 1998, 27(21):205~208
16. 谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. 方形单元衍射光学阵列器件实现近圆形均匀焦斑. *光子学报*, 1998, 27(8):719~723
17. 谭峭峰, 严瑛白, 金国藩, 等. 同时实现多角度非垂轴面均匀照明的衍射光学器件. *光子学报*, 2000, (已录用)
18. 金国藩, 谭峭峰, 严瑛白, 等. 二元光学在强激光波面整形中的应用. 第 14 届全国激光会议论文集, 1999, 1; *中国工程科学*, 2000, 2(6), (已录用)