



分类号 TN248.1  
UDC \_\_\_\_\_

学号 06079015  
密级 公开

工学博士学位论文

## 传导冷却端面泵浦板条放大器热效应研究

博士生姓名 刘 亮  
学科专业 光学工程  
研究方向 激光与物质相互作用  
指导教师 陆启生 教授  
郭少锋 副教授

国防科学技术大学研究生院

二〇一〇年十月

# **Research on Thermal Effect in Conduction Cooled End-Pumped Slab Amplifier**

**Candidate: Liu Liang**

**Supervisor: Prof. Lu Qisheng**

**Prof. Guo Shaofeng**

**A dissertation**

**Submitted in partial fulfillment of the requirements**

**for the degree of Doctor of Engineering**

**in Optics Engineering**

**Graduate School of National University of Defense Technology**

**Changsha, Hunan, P.R.China**

**October, 2010**

## 独创性声明

本人声明所呈交的学位论文是我本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和撰写过的研究成果，也不包含为获得国防科学技术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谢意。

学位论文题目： 传导冷却端面泵浦板条放大器热效应研究

学位论文作者签名： 刘亮 日期： 2010年10月13日

## 学位论文授权使用授权书

本人完全了解国防科学技术大学有关保留、使用学位论文的规定。本人授权国防科学技术大学可以保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子文档，允许论文被查阅和借阅；可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。

(保密学位论文在解密后适用本授权书。)

学位论文题目： 传导冷却端面泵浦板条放大器热效应研究

学位论文作者签名： 刘亮 日期： 2010年10月13日

作者指导教师签名： 陆良生 日期： 2010年10月13日

---

---

## 目 录

摘 要

Abstract

第一章 绪论.....	1
1.1 课题背景.....	1
1.2 固体激光器热效应的产生及其抑制.....	1
1.3 板条激光器的发展现状.....	2
1.3.1 板条激光器的提出.....	2
1.3.2 早期的板条激光器.....	3
1.3.3 传导冷却端面泵浦板条（CCEPS）激光器.....	5
1.4 本文研究内容.....	9
第二章 固体激光器热效应理论模型.....	11
2.1 热效应的产生.....	11
2.1.1 热源模型.....	11
2.1.2 热致波前畸变的产生.....	11
2.2 热光效应理论模型.....	12
2.2.1 温度场的计算.....	12
2.2.2 热致波前畸变的计算.....	15
2.3 弹光效应理论模型.....	15
2.3.1 应力场的计算.....	15
2.3.2 热致双折射效应分析.....	17
2.3.3 压光张量的修正.....	22
2.4 棒状激光器热效应理论研究.....	25
2.4.1 稳态模式.....	25
2.4.2 热容模式.....	31
2.5 板条激光器热效应理论模型.....	41
2.6 本章小结.....	45
第三章 CCEPS 放大器热效应分析.....	46
3.1 CCEPS 物理模型.....	46
3.2 光路设计.....	46
3.3 复合介质板条热效应分析.....	47

---

---

---

3.3.1 热光效应分析 .....	48
3.3.2 弹光效应分析 .....	52
3.4 均匀散热条件下 CCEPS 模块热效应分析 .....	59
3.4.1 CCEPS 有限元模型 .....	59
3.4.2 热光效应分析 .....	61
3.4.3 弹光效应分析 .....	64
3.5 长度方向散热不均匀的影响 .....	69
3.5.1 数值模型 .....	69
3.5.2 热光效应分析 .....	69
3.5.3 弹光效应分析 .....	71
3.6 宽度方向散热不均匀的影响 .....	74
3.6.1 数值模型 .....	75
3.6.2 热光效应分析 .....	75
3.6.3 弹光效应分析 .....	77
3.7 非对称冷却的影响 .....	80
3.7.1 数值模型 .....	81
3.7.2 热光效应分析 .....	81
3.7.3 弹光效应分析 .....	83
3.8 本章小结 .....	85
<b>第四章 CCEPS 放大器实验研究 .....</b>	<b>87</b>
4.1 实验装置介绍 .....	87
4.1.1 复合板条激光介质 .....	87
4.1.2 微通道热沉 .....	87
4.1.3 泵浦模块 .....	88
4.2 温度测量 .....	89
4.2.1 测量原理 .....	89
4.2.2 测量结果 .....	90
4.3 未掺杂 YAG 晶体吸收谱线测量 .....	91
4.3.1 测量原理 .....	92
4.3.2 测量结果 .....	93
4.3.3 实验结果分析 .....	94
4.3.4 端面吸收的抑制方法 .....	96
4.4 光束质量的测量 .....	97
4.4.1 放大器输出激光光束质量测量 .....	97

---

---

---

4.4.2 谐振腔输出激光光束质量测量 .....	98
4.4.3 实验结果分析 .....	100
4.4.4 宽度方向热致波前畸变的消除 .....	102
4.5 安装应力对板条放大器光束质量的影响实验分析 .....	103
4.5.1 实验原理及测量结果 .....	103
4.5.2 实验结果分析 .....	105
4.5.3 板条放大器装配方案 .....	106
4.6 本章小结 .....	107
<b>第五章 新型板条激光器热效应研究 .....</b>	<b>108</b>
5.1 COFFIN 板条激光器热效应分析 .....	108
5.1.1 几何设计 .....	108
5.1.2 热效应分析 .....	112
5.1.3 小结 .....	114
5.2 六边形板条激光器构型设计 .....	114
5.2.1 几何设计 .....	114
5.2.2 zigzag 光路设计 .....	117
5.2.3 与 Coffin 板条热效应比较 .....	118
5.2.4 应用领域 .....	120
5.2.5 小结 .....	121
5.3 变形对固体激光器热致波前畸变的影响 .....	122
5.3.1 直通 .....	122
5.3.2 zigzag 光路 .....	122
5.3.3 小结 .....	124
5.4 本章小结 .....	125
<b>第六章 全文总结 .....</b>	<b>126</b>
6.1 论文研究的主要内容和结论 .....	126
6.2 创新点 .....	128
6.3 工作中存在的不足及工作展望 .....	129
<b>致 谢 .....</b>	<b>130</b>
<b>参考文献 .....</b>	<b>132</b>
<b>作者在学期间取得的学术成果 .....</b>	<b>141</b>

---

## 表 目 录

表 2.1 实验室坐标系下压光张量计算结果* (单位: $m^2/N$ ) .....	20
表 2.2 计算参数 .....	24
表 2.3 文[95] 中计算参数列表 .....	27
表 2.4 四种情况下棒状激光器热透镜焦距计算结果 .....	30
表 2.5 Nd:YAG、Nd:Glass 材料参数 <sup>[103]</sup> .....	30
表 2.6 Nd:Glass <sup>[103]</sup> 和 Nd:YAG <sup>[7]</sup> 材料参数 .....	35
表 3.1 计算参数 .....	48
表 3.2 计算参数 .....	60
表 3.3 不同反射次数条件下, 信号光的传输角 .....	60
表 4.1 红外热像仪参数 .....	90
表 4.2 液态金属物理属性及成份 .....	106
表 5.1 不同激光介质的理想六边形结构参数 .....	117

## 图 目 录

图 1.1	板条激光器原理图 .....	3
图 1.2	面泵浦板条激光器示意图 .....	3
图 1.3	侧面泵浦板条激光器示意图 .....	4
图 1.4	传导冷却端面泵浦板条激光器示意图 .....	5
图 1.5	CCEPS 模块结构图 .....	5
图 1.6	15kW FIRESTRIKE 激光器 .....	6
图 1.7	105kW 激光器 .....	6
图 1.8	传导冷却端泵浦的 Nd:YAG 板条模块 .....	7
图 1.9	放大链实验装置 .....	7
图 1.10	角泵浦方案示意图 .....	7
图 1.11	棱边倒角泵浦方案示意图 .....	7
图 1.12	45°斜轴泵浦方案示意图 .....	7
图 1.13	狭缝泵浦方案示意图 .....	7
图 1.14	部分端面泵浦混合腔板条激光器示意图 .....	8
图 1.15	波前畸变自校正型板条激光器示意图 .....	8
图 1.16	反射玻璃实现 Z 形光路板条激光器示意图 .....	8
图 1.17	辐射板条激光器示意图 .....	9
图 1.18	激光输出图片 .....	9
图 2.1	光束传输示意图 .....	12
图 2.2	二维矩形复合板条结构示意图 .....	13
图 2.3	晶格坐标系示意图 .....	18
图 2.4	实验室坐标系示意图 .....	19
图 2.5	zigzag 坐标系 .....	20
图 2.6	理想板条的退偏损耗 .....	25
图 2.7	文[95]热透镜焦距实测结果与公式计算结果 .....	26
图 2.8	棒轴与半径截面上位移分布 ( $L=12.6\text{cm}$ ) .....	28
图 2.9	激光棒端面节点位移分布图 .....	28
图 2.10	半导体侧面泵浦结构 .....	29
图 2.11	荧光分布图 .....	29
图 2.12	热源分布图 .....	29
图 2.13	温度场分布 .....	30
图 2.14	YAG 棒柱坐标系 .....	34

---

---

图 2.15 工作期间激光棒内的温度场和应力场分布 .....	38
图 2.16 制冷期间激光棒内的温度场和应力场分布 .....	38
图 2.17 温度场、应力场及其综合作用导致的波前畸变 .....	39
图 2.18 计算误差 .....	40
图 2.19 线偏振光通过 Nd:YAG 激光棒透射光强度分布图 .....	40
图 2.20 线偏振光通过 Nd:YAG 和 Nd:Glass 激光棒产生的退偏损耗 .....	41
图 2.21 矩形板条几何结构 .....	42
图 2.22 zigzag 光路 .....	42
图 2.23 切割角 $\phi$ 示意图 .....	42
图 2.24 退偏损耗随切割角度 $\phi$ 变化曲线 .....	43
图 2.25 退偏损耗随入射位置变化曲线 ( $\phi=60^\circ$ ) .....	43
图 2.26 退偏损耗随切割角度 $\phi$ 变化曲线 .....	44
图 2.27 退偏损耗随入射位置变化曲线 .....	44
图 3.1 CCEPS 模块结构图 .....	46
图 3.2 板条结构参数、光路参数示意图 .....	47
图 3.3 zigzag 光路 .....	47
图 3.4 板状介质内部温度场分布 .....	48
图 3.5 有限元模型 .....	49
图 3.6 温度场分布 .....	49
图 3.7 长度方向温度分布( $x=0$ ) .....	49
图 3.8 zigzag 光路 .....	50
图 3.9 直通时波前畸变沿板条厚度方向分布 .....	51
图 3.10 透射光光程差分布 .....	51
图 3.11 光程差随反射次数的变化 .....	51
图 3.12 光程差分布 .....	52
图 3.13 应力场分布云图 .....	53
图 3.14 应力场分布 .....	54
图 3.15 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	55
图 3.16 退偏损耗随入射位置的变化( $N_r=20$ ) .....	56
图 3.17 退偏损耗随反射次数的变化( $\phi=60^\circ$ ) .....	56
图 3.18 von Mises stress 等值曲线及 zigzag 光路图 .....	57
图 3.19 平均光程差随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	57
图 3.20 光程差随入射位置的变化( $N_r=20$ ) .....	58
图 3.21 波前畸变随反射次数的变化( $\phi=60^\circ$ ) .....	59

---

---

---

图 3.22 热导率随温度变化曲线 .....	61
图 3.23 热膨胀系数随温度变化曲线 .....	61
图 3.24 板条有限元模型 .....	61
图 3.25 温度场分布 .....	62
图 3.26 长度方向温度场分布 .....	62
图 3.27 热光效应导致的波前畸变 .....	63
图 3.28 热光效应导致波前畸变随反射次数的变化 .....	63
图 3.29 应力强度分布 .....	64
图 3.30 键合位置处应力分布 .....	65
图 3.31 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	66
图 3.32 弹光效应导致退偏损耗空间分布图 .....	66
图 3.33 平均退偏损耗随反射次数的变化 .....	67
图 3.34 波前畸变随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	67
图 3.35 弹光效应导致的波前畸变空间分布图 .....	68
图 3.36 波前畸变随反射次数的变化 .....	69
图 3.37 温度场分布 .....	70
图 3.38 与均匀散热时板条晶体的温度差分布 .....	70
图 3.39 热光效应导致的波前畸变 .....	70
图 3.40 波前畸变随反射次数的变化 .....	71
图 3.41 倾斜相差随反射次数的变化 .....	71
图 3.42 应力场分布 .....	71
图 3.43 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	72
图 3.44 弹光效应导致退偏损耗空间分布图 .....	72
图 3.45 平均退偏损耗随反射次数的变化 .....	73
图 3.46 波前畸变随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	73
图 3.47 弹光效应导致波前畸变空间分布图 .....	74
图 3.48 波前畸变随反射次数的变化 .....	74
图 3.49 温度场分布 .....	75
图 3.50 与均匀散热时板条晶体的温度差分布 ( $x=0.085\text{cm}$ ) .....	76
图 3.51 热光效应导致的波前畸变 .....	76
图 3.52 波前畸变随反射次数的变化 .....	77
图 3.53 倾斜相差随反射次数的变化 .....	77
图 3.54 应力场分布 .....	77
图 3.55 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	78

---

---

图 3.56 弹光效应导致退偏损耗空间分布图 .....	78
图 3.57 平均退偏损耗随反射次数的变化 .....	79
图 3.58 波前畸变随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	79
图 3.59 弹光效应导致波前畸变空间分布图 .....	80
图 3.60 波前畸变随反射次数的变化 .....	80
图 3.61 温度场分布 .....	81
图 3.62 与均匀散热时板条晶体的温度差分布 .....	81
图 3.63 热光效应导致的波前畸变 .....	82
图 3.64 波前畸变随反射次数的变化 .....	82
图 3.65 倾斜相差随反射次数的变化 .....	83
图 3.66 应力场分布 .....	83
图 3.67 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	84
图 3.68 平均退偏损耗随反射次数的变化 .....	84
图 3.69 波前畸变随切割角的变化( $N_r=20$ ) .....	85
图 3.70 波前畸变随反射次数的变化 .....	85
图 4.1 复合板条实物图 .....	87
图 4.2 热沉结构图 .....	88
图 4.3 CCEPS 模块实物图 .....	88
图 4.4 LD 输出功率随输入电流变化曲线 .....	89
图 4.5 泵浦系统 .....	89
图 4.6 红外热像仪测量板条温度分布图 .....	91
图 4.7 板条长度方向温度分布图 .....	91
图 4.8 微通道热沉扩散焊接面超声检测结果 .....	91
图 4.9 激光在介质内的传输图 .....	92
图 4.10 入射角对透射率的影响 .....	93
图 4.11 YAG 晶体透射谱 .....	94
图 4.12 YAG 晶体吸收谱 .....	94
图 4.13 诺格公司未掺杂 YAG 晶体吸收谱 .....	94
图 4.14 CCEPS 有限元模型 .....	95
图 4.15 板条中的温度分布 .....	96
图 4.16 热沉长度对板条温度场分布的影响 .....	96
图 4.17 风冷对板条温度场分布的影响 .....	96
图 4.18 全域测量光路 .....	97
图 4.19 哈特曼测量结果 (0.5s) .....	98

---

---

---

图 4.20 谐振腔实验光路图 .....	98
图 4.21 谐振腔输出功率与泵浦功率关系曲线 .....	99
图 4.22 稳定腔的光束质量测量结果 .....	99
图 4.23 稳定腔 $M^2$ 随泵浦功率的变化 .....	99
图 4.24 有限元模型 .....	100
图 4.25 温度场分布 .....	101
图 4.26 与均匀散热时的温度差 .....	101
图 4.27 热光效应导致的波前畸变 .....	102
图 4.28 侧面施加体热源减小波前畸变 .....	103
图 4.29 侧面施加面热源减小波前畸变 .....	103
图 4.30 安装应力测试实验示意图 .....	104
图 4.31 透射光在不同传输距离处的光强分布图 (应力释放前) .....	104
图 4.32 透射光在不同传输距离处的光强分布图 (应力释放后) .....	105
图 4.33 透射光束波前畸变 .....	105
图 4.34 板条放大器装配方案图 .....	107
图 5.1 光线掠入射示意图 .....	109
图 5.2 COFFIN 结构截面示意图 .....	109
图 5.3 COFFIN 板条光路图 .....	109
图 5.4 不同尺寸 COFFIN 板条最优化光路图 .....	110
图 5.5 最大截面宽度 $a_{0,max}$ 随板条长宽比的变化 .....	111
图 5.6 最低吸收系数随板条长宽比的变化 .....	111
图 5.7 板条介质温度场分布 .....	112
图 5.8 温度梯度引起的波前畸变 .....	113
图 5.9 六边形板条结构截面图 .....	115
图 5.10 $\beta$ 及其上下限随晶体折射率的变化 .....	117
图 5.11 六边形板条中的 zigzag 光路设计 .....	117
图 5.12 六边形板条中的 zigzag 光路 .....	118
图 5.13 COFFIN 结构示意图 .....	119
图 5.14 温度场分布 (2×100W) .....	119
图 5.15 热光效应导致的波前畸变 (2×100W) .....	119
图 5.16 最高温度、波前畸变幅值随泵浦功率的变化 .....	120
图 5.17 八边形板条激光介质中的光路图 .....	120
图 5.18 单块八边形板条激光器结构示意图 .....	121
图 5.19 多块八边形板条激光器结构示意图 .....	121

---

---

---

图 5.20 八边形增益耦合器示意图 .....	121
图 5.21 棒状/直通型板条激光器光路图 .....	122
图 5.22 ASAP 波前畸变分析 .....	123
图 5.23 变形前、后板条形貌图 .....	124
图 5.24 变形导致的波前畸变 .....	124

## 摘要

获得高功率高光束质量的激光输出一直是固体激光器研究者追求的目标,要同时实现高功率和高光束质量的一个关键性问题是通过对固体激光介质进行有效地热管理。

传统的棒状固体激光介质中热效应问题十分严重,随后人们提出了板条激光器方案,由于激光在板条内部沿 zigzag 光路传输,热效应的影响被大大降低。本文首先对棒状激光器中的热效应问题进行了理论研究,然后,着重对传导冷却端面泵浦板条放大器(CCEPS)中的热效应问题,进行详细地理论和实验研究。

在棒状激光器热效应理论模型研究方面,我们对工作在稳态和瞬态模式下,侧面泵浦棒状激光器中的热效应问题进行了理论分析。对克希耐尔热透镜焦距计算公式,及汪晓波的修正公式进行了比较分析,数值分析结果表明:高估材料热导率、忽略泵浦的非均匀性是导致克希耐尔热透镜焦距公式低估热效应的主要原因。推导了 Nd:YAG、Nd:Glass 棒状热容激光器中,热致波前畸变及退偏损耗的时空分布公式,结果表明:热致波前畸变正比于棒截面上的温度差分布;同等制冷条件下,若介质中产生的废热相同, Nd:YAG 与 Nd:Glass 中的热致退偏损耗大小相当。

在板条激光器热效应理论模型研究方面,我们采用傅里叶级数展开法,推导了二维复合板条介质中的温度场分布公式;详细推导了 YAG 板条晶体中的压光张量计算公式,指出并证明了前人研究工作中, YAG 晶体压光张量的计算错误,建立了热效应修正模型。采用上述模型,我们对简化的二维复合介质板条中的热效应问题进行了研究,对 zigzag 光路消除热效应的能力获得了初步的认识。随后,我们建立三维模型,分析了非理想散热条件,对热光效应和弹光效应导致的波前畸变,以及热退偏效应的影响。分析结果表明: Nd:YAG 板条介质中,热光效应导致的波前畸变远大于弹光效应导致的波前畸变; zigzag 光路可以有效减小板条厚度方向的波前畸变,但是不恰当的复合板条结构参数、激光在板条内部较小的反射次数、散热的非均匀性都会严重影响 zigzag 光路减小热效应的效果。板条放大器中,热应力导致的退偏损耗很小( $<0.5\%$ ),可以忽略不计。最后,我们实现了有限元分析软件 ANSYS 与光学分析软件 ASAP 的接口转换,为模拟形变场对光场的影响提供了一种分析方法。

在实验研究方面,我们对板条晶体中的温度场分布、未掺杂 YAG 晶体的吸收谱,以及板条激光器输出激光的光束质量进行了测量,并定性分析了安装应力对板条放大器工作性能的影响。温度测量结果表明:在复合板条的两端,未掺杂 YAG 晶体存在很高的温升。吸收谱线测量结果表明未掺杂 YAG 晶体对 808nm 泵浦光存在一定的弱吸收 ( $0.015\text{cm}^{-1}@808\text{nm}$ ),数值分析结果证明了未掺杂晶体对泵浦

光的吸收是导致未掺杂晶体存在极高温升的主要原因。哈特曼波前传感器测量结果表明板条放大器输出光束宽度方向存在热透镜效应，数值分析结果表明热沉宽度大于板条宽度是导致板条宽度方向出现较大波前畸变的原因之一。设计实验定性分析了安装应力对板条放大器工作性能的影响，发现不恰当的安装方式将导致输出光束的波前发生严重的畸变。

2009年，研究人员提出了一种新的板条放大器结构（the Compact Face-Folded Internally (COFFIN) amplifier），本文对其中的热效应问题进行了分析，结果表明：COFFIN板条热效应问题严重，不适合作为高功率高光束质量激光器增益介质。在此基础上，我们提出了一种六边形板条激光介质的改进设计方法，数值分析结果表明：与COFFIN板条相比，该构型激光介质中的热致波前畸变更易于补偿。在同等光束质量激光输出水平下，六边形之字光路板条输出功率是COFFIN板条的2~3倍。

**关键词：**固体激光器；热管理；热效应；板条激光器；热容激光器；应力双折射；光机热集成分析

## Abstract

High average power with high quality is a common goal that every designer pursues in the domain of solid-state laser. The key to such goal is how to properly manage the waste heat deposited in the active medium.

Solid-state lasers with a rod active medium suffer serious thermal effects. Then, zigzag slab lasers were proposed to eliminate stress induced biaxial focusing and birefringence. This dissertation presented a brief analysis of thermal effects in rod lasers, and a detailed theoretical and experimental investigation of thermal effects in conduction cooled end-pumped slab (CCEPS) amplifier.

Thermal effects in side-pumped rod lasers were studied, operating in the mode of continuous-wave or heat capacity. The expressions of focal length in side-pumped rod lasers were studied. The results reveal that underestimation of thermal lens accrued from overestimating the material's thermal conduction and without considering the nonuniform heat deposit, when Koechner's theory was used. An analytic model was developed to describe the dynamic average thermal distortion and phase difference between the two principal polarizations in side-pumped Nd:YAG and Nd:Glass heat capacity rod lasers. It can be predicted that the average thermal distortion was proportional to the temperature profile on the cross-section from the analytic expression, and in the case of the same pumping and cooling conditions, there were the same orders of depolarization loss for Nd doped YAG, LG-680, LG-750, LG-760 and LG-770 glass rod lasers.

In the part of theory research in slab lasers, a semi-analytical analysis of temperature field was introduced. The errors in the model of thermal stress-induced depolarization in earlier papers were pointed out. A detailed review of how to calculate the depolarization loss and get correct piezo-optic tensor was presented. Based on the corrected theory model, thermal effect in 2D composite slab was studied, and a primary understanding of the ability of eliminating thermal effect by zigzag propagation was obtained. Then, 3D model was established, and thermal effects in CCEPS were studied with different cooling conditions. The results revealed that it was the thermo-optic effect that mainly caused the thermal distortion in Nd:YAG slab. In slab lasers, thermal and stress induced focusing could be eliminated along the zigzag path. However, many factors could aggravate thermal effect in zigzag slabs, such as improper structure of the composite slab, little bounce number of the light in zigzag propagation through the slab, heterogeneous cooling conditions, and so on. In zigzag slab lasers, thermal stress induced depolarization loss was less than 0.5%, thus it could be neglected. The geometric models exchange between software ANSYS and ASAP was carried out, which provided a method of studying the optical distortion due to deformation.

---

In the part of experimental research, four projects were studied, including: temperature distribution in the active medium, absorption spectrum of the undoped YAG, beam quality of the slab lasers and the effect of assemble stress on the slab laser's performance. The temperature measurement revealed an unexpected high temperature existing in the undoped YAG end caps. The absorption spectrum measurement indicated a weak absorption of the pump power in undoped YAG, with a absorption coefficient of  $0.015\text{cm}^{-1}$  at 808nm. Simulation proved that it was the weak absorption in undoped YAG that lead to the unexpected temperature rise in the composite slab. The wavefront measurement showed thermal lens existed in the slab's width direction. Simulation indicated that thermal distortion did exist in the width direction if the heat sinks were wider than the slab at the contact area. The intensity distribution of the transmitted beam was measured under different assemble stresses, and it showed that serious thermal distortion existed if improper assembly was adopted.

In 2009, a new design for a bounce geometry slab amplifier, the Compact Face-Folded INternally (COFFIN) amplifier, was presented. Thermal effects in COFFIN slab were studied. The results showed that COFFIN slab was not suitable to be an active medium in high-power and high beam quality solid-state laser. However, thermal distortion in hexagonal slabs with optimal design could be compensated easily, and the output power in hexagonal slab was about two or three times than that in COFFIN slab, in the case of the same beam quality.

Key words: solid-state lasers, thermal management, thermal effect, slab lasers, heat capacity lasers, stress-induced birefringence, Thermal/structural /optical Integrated Analysis

## 第一章 绪论

### 1.1 课题背景

自 1960 年美国梅曼 (T. H. Maiman) 成功研制出世界上第一台红宝石激光器以来, 激光技术获得了飞速的发展, 并已渗透到日常生活的方方面面。其中, 高功率激光在工业加工、军事、医疗、科研等领域具有广泛的应用前景, 受到各国的普遍重视。

尽管世界上第一台激光器是固体激光器, 但是由于闪光灯泵浦的固体激光器热效应严重, 其发展历程并不顺利。化学激光器由于可以通过激光介质的高速流动带走废热, 因此可以有效克服热效应的影响。在过去的 30 多年中, 高能化学激光器取得了一系列重大进展<sup>[1~3]</sup>, 如美国研制的 Alpha 激光器输出功率达到 5MW<sup>[1]</sup>, 机载化学氧碘激光器也已达到 MW 级的功率输出水平<sup>[3]</sup>。尽管化学激光器可以获得很高的输出功率, 但是它的缺点也十分突出, 如体积庞大、后勤保障困难、波长较长、发散角大等等, 难以满足作战要求。因此, 迄今还没有一种化学高能激光系统可以达到作战部署的水平。

20 世纪 80 年代, 半导体物理领域的技术进步极大地促进了半导体激光技术的发展。与闪光灯相比, 半导体激光器具有阈值电流低、转换效率高、使用寿命长、光谱线窄等诸多优点。特别是半导体激光器的线宽较窄, 大大减小了固体激光介质中产生的废热, 这对于改善固体激光器输出光束的光束质量十分有利。相对化学激光器而言, 半导体激光泵浦的固体激光器 (DPSSL) 具有体积紧凑、大气传输性能优越、可定标放大等优点。因此, DPSSL 受到世界各国的普遍重视, 美国海、陆、空三军将其视为最有希望的下一代激光武器。近年来, 高功率 LD 及其列阵的发展迅速, 商品化产品的输出功率已经达到千瓦级的水平<sup>[4~5]</sup>, 这为全固化激光器, 亦即半导体激光泵浦的固体激光器的迅猛发展提供了强有力的支撑。

尽管半导体泵浦固体激光器已经大大减少了介质中的废热, 但热效应问题仍然存在, 在高功率固体激光器中尤其如此<sup>[6]</sup>。因此, 如何对高功率固体激光器进行有效地热管理是一个永恒的研究课题, 具有重要意义。

### 1.2 固体激光器热效应的产生及其抑制

固体激光器在光泵浦的过程中, 一部分泵浦能量转化为所需的激光能量, 另一部分能量则以废热的形式存在于激光介质之中。这部分废热主要来源于三个方面<sup>[7,8]</sup>:

(1) 量子亏损, 即泵浦光子与发射的荧光光子之间的能量差异;

(2) 荧光发射的量子效率小于 1, 一部分被激发到上能级的反转粒子通过非辐射弛豫到下能级;

(3) 泵浦源光谱与激光介质泵浦能带不匹配, 如使用宽光谱的弧光灯、闪光灯作为泵源, 会有大量的不在激光介质泵浦能带内的光子被吸收转化成废热。

为了获得高功率的激光输出, 固体激光器在工作过程中必须对激光介质进行散热。目前, 激光介质的散热主要是通过面冷却的方式进行, 而激光介质中的废热是一个体热源, 这就不可避免地会在激光介质中造成一定的温度梯度, 从而导致了热聚焦、热致双折射、热退偏等效应的产生, 使激光器的输出功率下降, 光束质量退化。

可以说, 自固体激光器诞生之日起, 人们就一直在同固体激光介质中的废热作斗争。目前, 固体激光器的热管理手段主要有三种<sup>[9]</sup>:

(1) 尽可能减少进入工作介质的无用热, 如采用半导体激光器泵浦<sup>[10]</sup>、低热泵浦技术<sup>[11~17]</sup>、Yb离子激光器<sup>[18]</sup>等;

(2) 用最有效、不良影响最小的方法导出无用热, 如微通道热沉技术<sup>[19~20]</sup>、液氮制冷技术<sup>[21~24]</sup>等;

(3) 减小、补偿热效应造成的不良影响, 如自适应光学技术<sup>[25~27]</sup>、相位共轭技术<sup>[28,29]</sup>、双棒串接技术<sup>[30~32]</sup>、热不灵敏腔<sup>[33~35]</sup>等。

另外, 美国利弗莫尔实验室还提出了固体热容激光器<sup>[36~38]</sup>的概念, 即激光介质工作期间不对其进行散热, 待停止工作后再对其进行冷却。由于激光发射与介质冷却过程分离, 从而有效地避免了工作过程中, 因介质温度分布不均匀造成的各种热效应问题, 使高光束质量、高平均功率固体激光输出成为可能。

## 1.3 板条激光器的发展现状

### 1.3.1 板条激光器的提出

传统的固体激光器采用棒状激光介质, 由于冷却过程中工作介质在径向存在较大的温度梯度, 由此带来了严重的热透镜效应, 导致激光器输出功率和光束质量下降, 严重地还会造成激光介质的破坏<sup>[7]</sup>。

为了进一步提高固体激光器的平均输出功率, 改善光束质量, 研究人员提出了

一些非常巧妙新颖的设计，如双包层光纤激光器<sup>[39~41]</sup>、薄片激光器<sup>[42~43]</sup>、板条激光器<sup>[44~48]</sup>、热容激光器<sup>[49~50]</sup>等，有效地缓解了固体激光器中的热效应问题，大幅度提高了输出功率水平。

1969年，美国通用公司提出了板条激光器的概念。理论研究表明，当板条的纵横比大于2时，板条耐吸收热量的能力优于棒，其输出功率理论上仅受限于应力断裂极限。因而，板条激光器受到了各国的普遍重视。目前，美国的联合高功率固体激光器计划（JHPSSL）、日本大阪大学惯性聚变能KONGO装置<sup>[51]</sup>、欧洲的尤里卡固体激光器计划均采用了板条激光器方案。

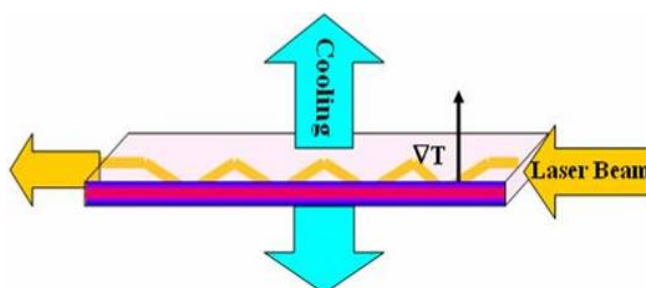


图 1.1 板条激光器原理图

### 1.3.2 早期的板条激光器

为了尽可能带走介质中的热量，板条激光介质通常做得比较薄，因此早期的板条激光器都是采用的闪光灯大面泵浦、大面冷却结构<sup>[52]</sup>，如图 1.2 所示。

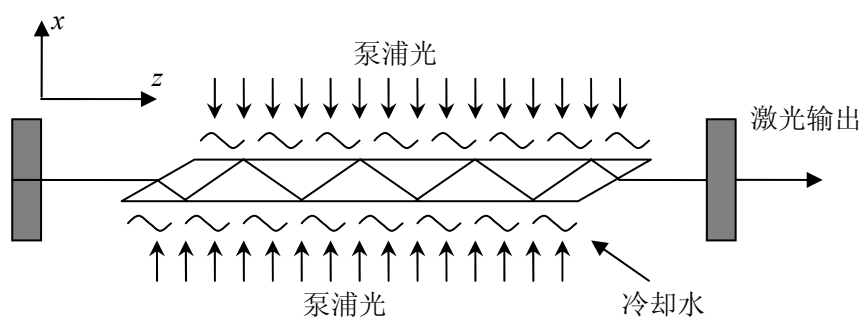


图 1.2 面泵浦板条激光器示意图

这种结构存在以下不足：

- ◆ 采用冷却水直接对激光介质进行冷却，容易造成板条表面的污染，因此对冷却液的纯度有一定的要求；
- ◆ 泵浦光进入板条之前，首先要经过冷却液及其封装装置，因此，要求冷却

液及其封装装置对泵浦光无吸收；

- ◆ 直接水冷的方式容易造成散热的不均匀，同时高功率运转条件下，高速水流容易造成结构的振动，导致系统不稳定；
- ◆ 散热与提高系统效率之间存在矛盾：为了尽快带走介质中的热量，要求板条介质尽可能薄，这将减少泵浦光的吸收长度，降低泵浦效率。

1990年，在ICA-LEO上报导闪光灯泵浦的板条激光器连续最高输出1.2kW，光束质量为3倍衍射极限。

随着半导体激光器技术的发展，微透镜阵列<sup>[53]</sup>在半导体激光器中获得了广泛的应用，这使得半导体激光器的输出功率和光束质量有了很大的提高。采用合适的光束整形系统，可以将半导体激光器输出激光耦合进板条两个较小的侧面。

在侧面泵浦结构中，泵浦光从垂直于激光传播面的方向注入（如图1.3所示）。由于冷却面和泵浦面分离，机械加工的难度大大降低，同时可以采用金属热沉对板条进行传导冷却，这不仅使激光介质的冷却更加均匀，还有助于提高系统的稳定性。另外，由于板条宽度方向尺寸通常比厚度方向尺寸大，激光介质对泵浦光的吸收更充分，因此，侧面泵浦结构可以获得比大面泵浦结构更高的系统效率。

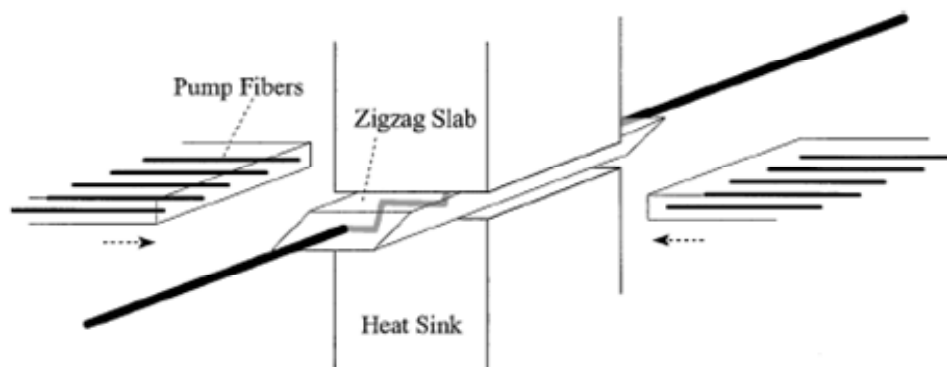


图 1.3 侧面泵浦板条激光器示意图

1995年，斯坦福大学<sup>[54]</sup>采用侧面泵浦结构获得了40W的基模输出，泵浦功率为235W。2001年，斯坦福大学<sup>[55]</sup>采用侧面泵浦1%掺杂Nd:YAG和2%掺杂Yb:YAG板条，分别在300W和315W的泵浦功率下，获得了127W多模和46W基模输出。2003年，斯坦福大学采用侧面泵浦和端面泵浦的板条作为一二级放大器，以MOPA方案实现了100W的激光输出。

然而，侧面泵浦方案依然存在先天的不足，即由于激光介质吸收的不均匀，高

功率条件下在板条的宽度方向（泵浦方向）上必然存在严重的热效应问题。目前，未见到千瓦级侧面泵浦板条激光器的报导。

### 1.3.3 传导冷却端面泵浦板条（CCEPS）激光器

2000年，Hagop Injeyan<sup>[56]</sup>在板条激光器的基础上，结合传导冷却和端面泵浦技术提出了传导冷却端面泵浦板条（CCEPS: Conduction Cooled End-Pumped Slab）激光器方案，如图1.4所示。该结构中，泵浦光沿板条长度方向传输，这不仅增加了泵浦光的吸收长度，提高了系统效率，同时还允许介质采用更低的掺杂浓度，这为减小介质中的体热源密度带来益处；端面泵浦结构消除了侧面泵浦结构中宽度方向泵浦光吸收不均匀带来的热效应问题。

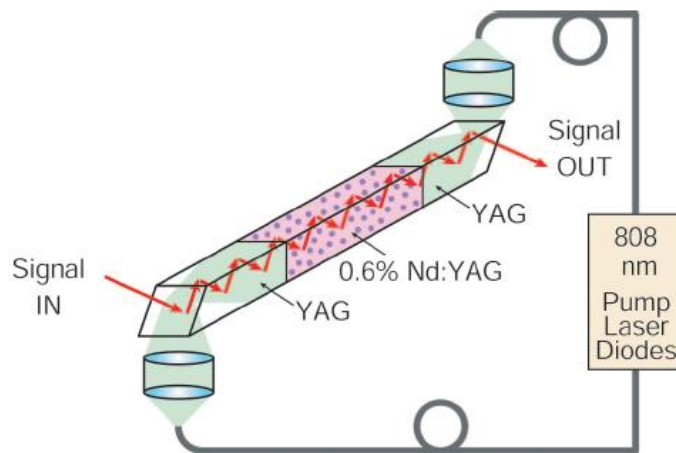


图 1.4 传导冷却端面泵浦板条激光器示意图

2001年，Stephen Palese<sup>[46]</sup>等采用CCEPS作为放大器，获得了150W的线偏振输出， $M^2$ 为1.25。在2005年的CLEO会议上，美国诺格公司（Northrop Grumman Space Technology）以CCEPS为基础，展示了输出功率达5kW的增益模块设想<sup>[47,48]</sup>，如图1.5所示。

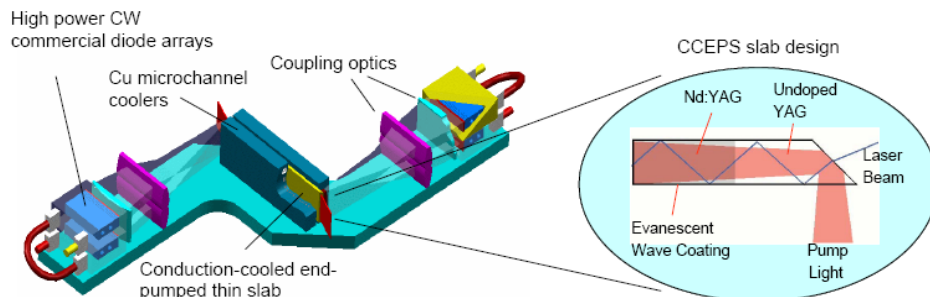


图 1.5 CCEPS 模块结构图

2006年,诺格公司通过将两路相位调制的放大链进行相干合束,实现了19kW的高光束质量激光输出,光束质量小于两倍衍射极限。2008年,诺格公司宣布成功研制世界上第一台高能固体激光器模块——Firestrike,如图1.6所示。该系统尺寸仅略大于一个电脑机箱,输出功率却高达15kW,光束质量1.5倍衍射极限,系统启动时间0.8秒。通过组合多台Firestrike模块,系统输出功率可达100kW。

2009年,诺格公司采用7路板条放大链实现了105kW的高功率输出<sup>[57]</sup>,光束质量优于3,成为世界上第一个实现百千瓦输出的固体激光器。该激光系统的整体结构如图1.7所示。

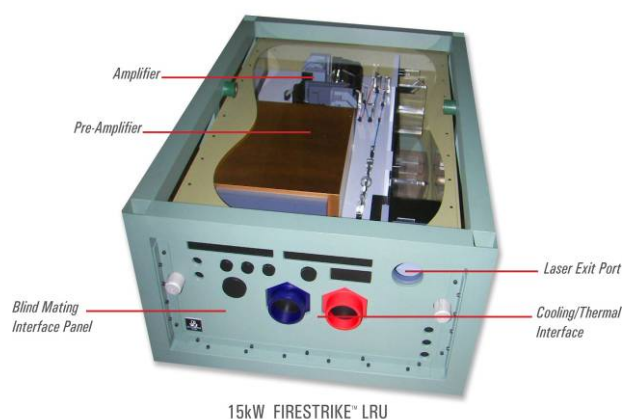


图 1.6 15kW FIRESTRIKE 激光器



图 1.7 105kW 激光器

国内进行板条激光器研究的单位主要有华北光电技术研究所、上海光学精密机械研究所、清华大学等,他们在理论、实验研究方面都做了大量的工作,取得的主要成果有:

2008年,华北光电技术研究所采用自行设计传导冷却端面泵浦的 $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ 板条模块(图1.8),实现了单模块对百瓦级信号20倍的放大<sup>[58]</sup>。单纵模种子(图1.9)激光经预放后,经过由4个模块组成的放大链(图1.9),在泵浦功率为36.8kW时,获得了11.4kW的激光输出,光光转换效率大于30%,未经波前校正时垂直方向光束质量 $M^2 \approx 10$ 。



图 1.8 传导冷却端泵浦的 Nd:YAG 板条模块



图 1.9 放大链实验装置

清华大学巩马理教授领导的小组在板条激光器的泵浦结构方面进行了大量的研究,提出了角泵浦<sup>[59-60]</sup>(图 1.10)、棱边倒角泵浦<sup>[61]</sup>(图 1.11)、斜轴泵浦<sup>[62]</sup>(图 1.12)、狭缝泵浦<sup>[63]</sup>(图 1.13)等板条激光器方案,并申请了多项专利。2006年,该小组<sup>[64]</sup>采用角泵浦 Yb:YAG 复合板条,获得了千瓦级连续激光输出,最大输出功率 1050W,光光转换效率 42.8%。2009年,该小组<sup>[65]</sup>采用角泵浦 Nd:YAG 复合板条,获得了 11.9W 连续基膜激光输出,光光转换效率 26%,光束质量  $M_x^2=1.39$ ,  $M_y^2=1.42$ 。

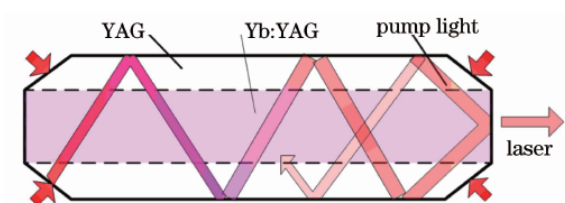


图 1.10 角泵浦方案示意图

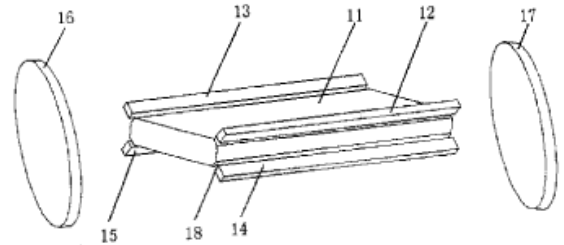


图 1.11 棱边倒角泵浦方案示意图

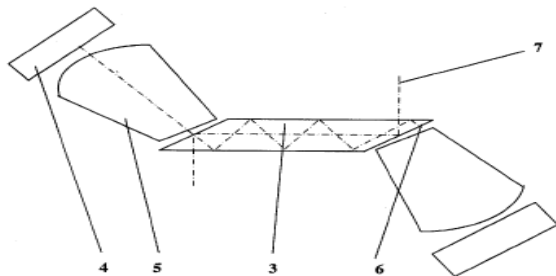


图 1.12 45°斜轴泵浦方案示意图

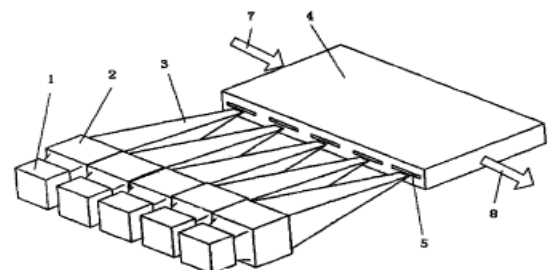


图 1.13 狭缝泵浦方案示意图

上海光学精密机械研究所的石鹏等在大功率部分端面泵浦混合腔板条激光器<sup>[66]</sup>方面进行了大量的工作(图 1.14),其研制的 Nd:YVO<sub>4</sub> 板条激光器实现了 110W

近衍射极限的连续激光输出，稳定腔方向  $M^2=1.5$ ，非稳腔方向  $M^2=1.3$ 。胡企铨等提出了一种热畸变自补偿板条激光器<sup>[67~68]</sup>（图 1.15），马秀华等人分析了泵浦结构对板条激光器的输出特性的影响<sup>[69]</sup>，并提出了一种利用反射玻璃实现 Zigzag 光路板条激光器的方案<sup>[70]</sup>（图 1.16）。

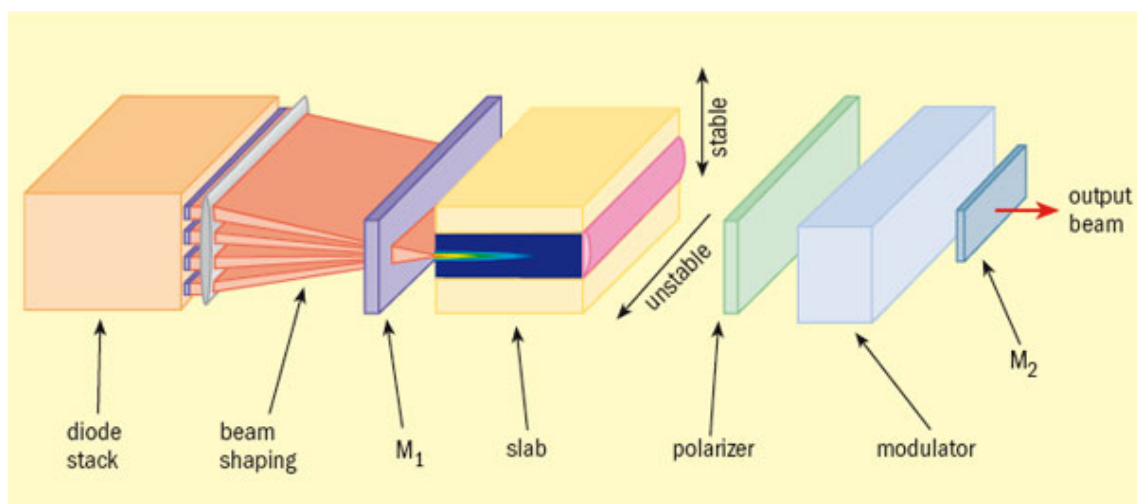


图 1.14 部分端面泵浦混合腔板条激光器示意图

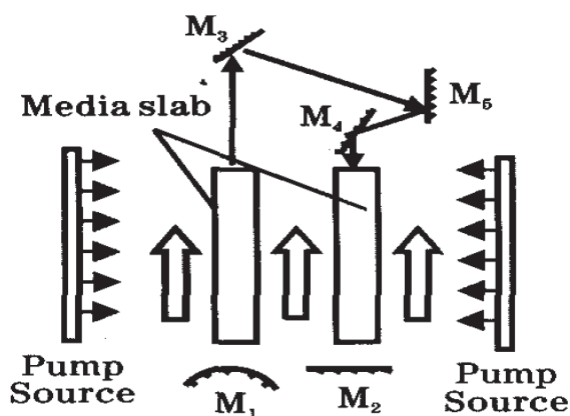


图 1.15 波前畸变自校正型板条激光器示意图

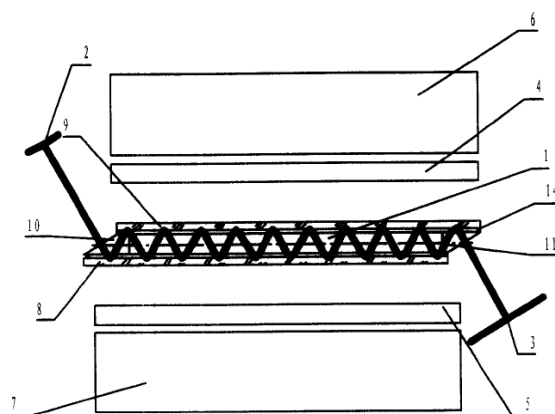


图 1.16 反射玻璃实现 Z 形光路板条激光器示意图

哈尔滨工业大学田兆硕教授提出了辐射板条激光器构想<sup>[71,72]</sup>（图 1.17），数值分析结果表明该板条结构无论是在相干还是非相干输出情况下，都可以获得较高光束质量的激光，实验结果表明该结构可获得相干合束激光（图 1.18）。

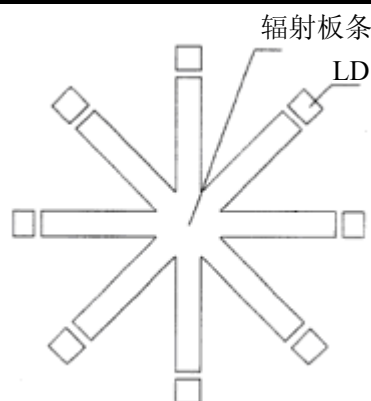
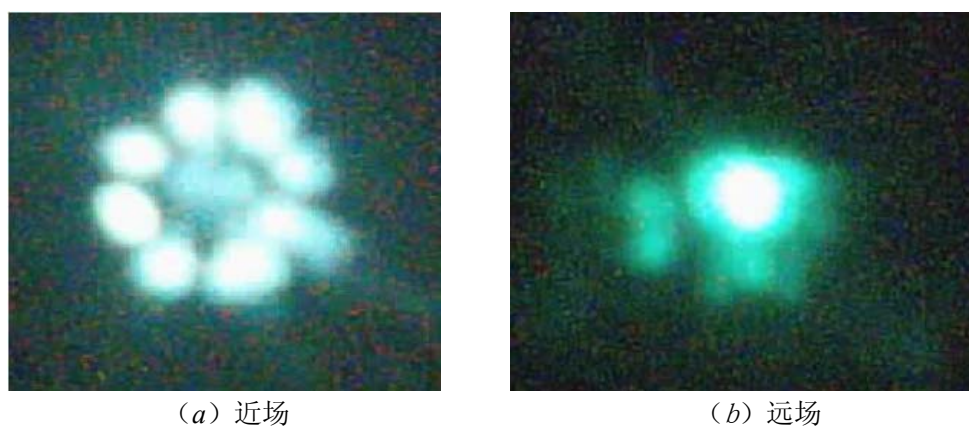


图 1.17 辐射板条激光器示意图



(a) 近场

(b) 远场

图 1.18 激光输出图片

## 1.4 本文研究内容

热效应是制约高功率固体激光器实现高光束质量激光输出的重要因素，研究固体激光器中工作物质的热效应问题，对于固体激光器的设计具有重要意义。

在各种高能固体激光器方案中，传导冷却端面泵浦板条（CCEPS）激光器脱颖而出，率先实现了100kW量级的固体激光输出。本文以CCEPS为例，建立数值模型，对激光晶体中的热效应问题进行了分析，并开展了相关的实验研究。全文分为六章，各章内容安排如下：

第一章介绍课题研究的背景，以及板条激光器的发展情况。

第二章介绍固体激光介质热效应问题的研究方法，以及对棒状激光器热效应问题的研究成果。主要研究内容包括：介绍矩形复合板条介质中温度场的半解析计算方法及有限元计算方法，应力场的有限元计算方法；指出 Nd:YAG 激光器热致双折射研究中的常见错误，以及如何利用温度场和应力场计算结果分析热致波前

畸变和热致双折射效应；分析比较克希耐尔及汪晓波提出的侧面泵浦棒状激光器热透镜焦距的计算公式；推导侧面泵浦棒状热容激光器热致波前畸变和热致双折射效应解析模型分析。

第三章对 CCEPS 中的热效应问题进行数值分析。主要研究内容包括：建立二维有限元模型，分析复合介质板条激光器中，热致波前畸变及退偏损耗与板条切割方向、激光在板条内部反射次数之间的关系；建立三维有限元模型，研究非理想散热条件（板条部分表面均匀冷却、板条长度方向和宽度方向散热不均匀、两块热沉散热能力不一致）对 CCEPS 放大器中热效应的影响。

第四章介绍结合教研室现有实验条件开展的板条激光器实验。主要研究内容包括：激光晶体的温度测量，未掺杂 YAG 晶体吸收谱线测量，板条放大器\激光器输出激光光束质量测量，安装应力对激光器工作性能的影响。

第五章介绍新型板条激光器热效应问题的研究成果。主要研究内容包括：COFFIN 板条激光器热效应分析，六边形板条激光介质构型设计，变形对板条激光器工作性能的影响。

第六章对全文进行总结，介绍课题研究成果及存在的不足。

## 第二章 固体激光器热效应理论模型

固体激光介质的热效应是制约高能固体激光器发展的主要因素之一。自 20 世纪七十年代以来, Koechner、Byer<sup>[55,73~76]</sup> M.Bass<sup>[77~82]</sup>等人领导各自的研究小组, 对棒状激光器、板条激光器中的热效应问题进行了细致、深入的理论分析。

本章, 我们首先介绍固体激光介质中热效应问题的产生机制及其研究方法, 然后介绍我们在棒状激光器热效应方面的研究成果, 最后介绍板条激光器热效应问题的研究方法。

### 2.1 热效应的产生

泵浦光向激光器提供输出激光能量的同时, 部分能量以废热的形式存在于工作介质当中, 为了使激光器可以连续运转, 必须将这部分热从介质中带走。由于介质中体热源所产生的热量只能从介质表面予以消除, 这就不可避免地造成了激光介质中的温度梯度和热应力, 从而导致输出激光光束质量下降, 这就是固体激光介质中的热效应问题。

#### 2.1.1 热源模型

在固体激光器的光泵浦过程中, 由于量子亏损、量子效率小于 1 和宽带泵浦等原因, 激光介质中会存在大量的废热。为了描述激光介质中的热分布, 人们曾提出了两种热源模型:

- ◆ 均匀热源模型, 即不考虑体热源的空间分布。由于此类模型十分简单, 在解析理论模型分析中受到广泛应用, 如克希耐尔推导棒状激光器的热透镜焦距计算公式时, 采用的就是该模型。
- ◆ 指数吸收模型, 即假设激光介质对泵浦光的吸收遵从比尔定律, 由此推导得到的体热源空间分布形式。由于此类模型形式较为复杂, 多用于热效应问题的数值分析。

#### 2.1.2 热致波前畸变的产生

如图 2.1 所示, 假设平面波从平面  $Z_1$  出发, 经长度为  $L_m$ 、折射率为  $n$  的介质传输至平面  $Z_2$ ,  $Z_1$  平面距介质左端面距离为  $L_1$ ,  $Z_2$  平面距介质右端面距离为  $L_2$ 。那么激光由  $Z_1$  平面传输至  $Z_2$  平面的光程为:

$$OPL=L_1+n L_m+L_2 \quad (2.1)$$

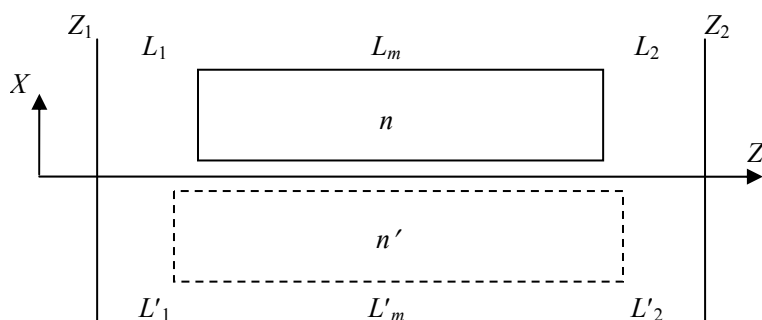


图 2.1 光束传输示意图

当介质受热或力的作用，折射率和长度分别变为  $n'$ 、 $L'_m$ 。此时， $Z_1$  平面距介质左端面距离为  $L'_1$ ， $Z_2$  平面距介质右端面距离为  $L'_2$ ，激光由  $Z_1$  平面传输至  $Z_2$  平面的光程变为：

$$OPL' = L'_1 + n' L'_m + L'_2 \quad (2.2)$$

由于满足关系  $L_1 + L_m + L_2 = L'_1 + L'_m + L'_2$ ，光程的变化量可写为：

$$\Delta OPL = OPL' - OPL = n' L'_m - n L_m + L'_m - L_m \quad (2.3)$$

令：  $n' = n + \Delta n$ ， $L'_m = L_m + \Delta L$ ，忽略二阶小量，则(2.3)式变为

$$\Delta OPL = \Delta n \cdot L_m + (n-1) \cdot \Delta L \quad (2.4)$$

由上式可知，当光程的变化量  $\Delta OPL$  为横坐标  $x$  的函数时，由平面  $Z_2$  出射光波不再是平面波，即产生了波前畸变。在本文的研究中，我们以光束截面上的相对光程差表征波前畸变的大小，其定义为：

$$OPD(x) = \Delta OPL - (\Delta OPL)_{\min} = [\Delta n - (\Delta n)_{\min}] \cdot L_m + (n-1) \cdot [\Delta L - (\Delta L)_{\min}] \quad (2.5)$$

上式中第一项表示折射率的变化导致的波前畸变，第二项表示介质形变导致的波前畸变。

## 2.2 热光效应理论模型

由于激光介质折射率为温度的函数，当激光通过存在温度梯度的介质时，就产生波前畸变，这就是热光效应。

### 2.2.1 温度场的计算

对于一个热源分布为  $Q$  的介质而言，其温度场可以用以下方程描述<sup>[83]</sup>：

$$\frac{C\rho}{k} \dot{T} = \nabla^2 T + \frac{Q}{k} \quad (2.6)$$

其中  $C$  为介质的热容， $\rho$  为密度， $k$  为热导率。求解上述热平衡方程，需要附加的边界条件和初始条件，常用的边界条件有三类：

## ◆ 第一类边界条件

第一类边界条件是指边界上温度函数已知

$$T|_{\Gamma} = T_w \quad (2.7)$$

其中 $\Gamma$ 为介质边界， $T_w$ 为已知壁面温度。

## ◆ 第二类边界条件

第二类边界条件是指边界上热流密度 $g$ 已知

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = g(x, y, z, t) \quad (2.8)$$

## ◆ 第三类边界条件

第三类边界条件是指与物体相接触流体介质的温度 $T_c$ 和换热系数 $h$ 已知，

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\Gamma} = h(T - T_c) \Big|_{\Gamma} \quad (2.9)$$

对于稳态热平衡问题，求解热控制方程(2.6)式及相应边界条件(2.7)~(2.9)式组成的方程组，即可得到介质中的温度场分布。常用的求解方法主要有两类：解析法和数值法。这里针对板状复合激光介质，介绍一种半解析计算方法。

## 1 半解析法

2000年，Todd S. Rutherford<sup>[76]</sup>等对侧面泵浦的板条激光器做了详细的分析，推导了均匀掺杂板状激光介质中的温度场、应力场分布解析公式。对于复合板状激光介质而言，我们虽然无法推导出温度场分布的解析形式，但是如果将文[76]的方法引用到复合介质中的温度场的计算之中，便可以获得温度场的半解析公式。

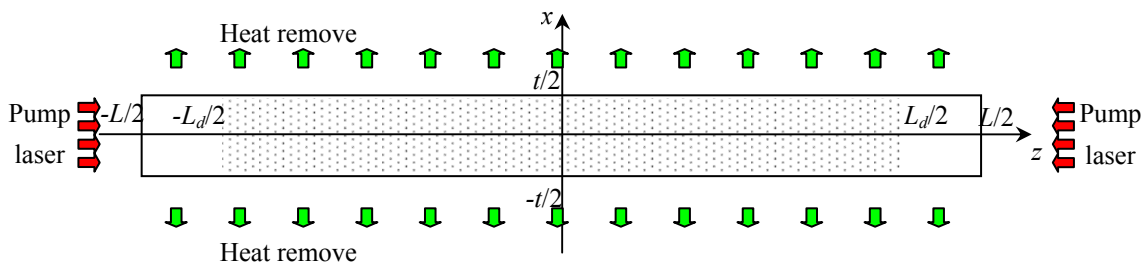


图 2.2 二维矩形复合板条结构示意图

图 2.2 为二维矩形复合板状激光介质的结构示意图，复合板由三部分构成，中间段为掺杂激光晶体，两端为未掺杂激光晶体，并通过键合技术将它们粘接在掺杂激光晶体两端。设板条厚度为 $t$ ，宽度为 $w$ ，掺杂段长度为 $L_d$ ，两端未掺杂段均为 $L_u$ ，总长度为 $L$ ，泵浦光沿 $z$ 轴从板条两端泵浦，掺杂介质对泵浦光的吸收系数为 $\alpha$ ，其中光热转化效率为 $\eta$ ，由此产生的热分布为 $Q(z)$ ，板条上下表面为散热面，换热系数为 $h$ ，冷却液温度为 $T_c$ ，介质热传导系数为 $k$ 。根据傅里叶定律，介质内部的稳态热传导方程可以写成如下形式：

$$\frac{\partial^2 T(x, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, z)}{\partial z^2} = -\frac{Q(z)}{k} \quad (2.10)$$

$$-k \frac{\partial T(x, z)}{\partial z} \Big|_{z=L/2} = 0 \quad (2.11)$$

$$-k \frac{\partial T(x, z)}{\partial z} \Big|_{z=-L/2} = 0 \quad (2.12)$$

$$-k \frac{\partial T(x, z)}{\partial x} \Big|_{x=-t/2} = -h[T(-t/2, z) - T_c] \quad (2.13)$$

$$-k \frac{\partial T(x, z)}{\partial x} \Big|_{x=t/2} = h[T(t/2, z) - T_c] \quad (2.14)$$

假设板条两端对称泵浦，则可将介质内部的温度场  $T(x, z)$  及热源  $Q(z)$  项按傅里叶级数展开成如下形式：

$$T(x, z) = \frac{1}{2} a_0(x) + \sum_{n=1}^{\infty} a_n(x) \cos(\beta_n z) + T_c \quad (2.15)$$

$$Q(z) = \frac{1}{2} A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(\beta_n z) \quad (2.16)$$

其中：

$$A_n = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} Q(z) \cos(\beta_n z) dz \quad (2.17)$$

将(2-15)、(2-16)代入方程(2-10)~(2-14)，易得：

$$\beta_n = 2n\pi / L \quad (2.18)$$

$$a_0(x) = \frac{A_0}{k} \left( \frac{t^2}{8} + \frac{tk}{2h} - \frac{x^2}{2} \right) \quad (2.19)$$

$$a_n(x) = \frac{A_n}{k\beta_n^2} \left( 1 - \frac{h \cosh(\beta_n x)}{k\beta_n \sinh(\beta_n t/2) + h \cosh(\beta_n t/2)} \right) \quad (2.20)$$

设板条介质每一端的泵浦功率均为  $P_0$ ，则有

$$Q(z) = \begin{cases} \alpha \frac{\eta P_0}{wt} (e^{-\alpha(L_d/2-z)} + e^{-\alpha(L_d/2+z)}) & -L_d/2 \leq z \leq -L_d/2 \\ 0 & L_d/2 < z < L/2 \quad \text{or} \quad -L/2 < z < -L_d/2 \end{cases} \quad (2.21)$$

将(2.21)式代入(2.17)即可得到各级傅里叶系数  $A_n$ ，然后代入公式(2.19)、(2.20)及(2.15)即可得到复合介质内部的温度场分布。

## 2 有限元法

解析法虽然有助于获得清晰的物理图象，但是对于复杂物理问题却无能为力。此时，我们可以借助于有限元法进行求解，其基本原理是：首先将所处理的对象划分成有限个单元（包含若干个节点），然后根据能量守恒原理求解一定边界条

件和初始条件下每一节点处的热平衡方程。由此计算出各节点的温度，继而进一步求解其他相关量。

大型有限元分析软件 ANSYS 在处理热分析问题方面具有强大的功能，除温度场分析外，还可以进行各种耦合场分析。因此，在本文的分析中，主要采用 ANSYS 进行温度场的计算。

### 2.2.2 热致波前畸变的计算

温度为  $T$  的固体激光器介质，其折射率为

$$n = n_0 + \frac{dn}{dT}(T - T_0) \quad (2.22)$$

其中  $n_0$  为温度  $T_0$  时的介质折射率， $dn/dT$  为热光系数。将其代入(2.5)式可得：当激光通过长度为  $L$  的激光介质时，热光效应导致的波前畸变为

$$OPD_T(x) = \frac{dn}{dT}(T(x) - T_{\min}) \cdot L_m \quad (2.23)$$

式中  $T_{\min}$  表示工作介质横截面上的最低温度。

## 2.3 弹光效应理论模型

激光器工作时，不均匀的体热源分布及面散热的冷却方式将导致激光介质内部温度分布的不均匀。温度梯度的存在，使得高温区域介质的热膨胀受到低温区域介质热膨胀的制约，于是介质中便产生了热应力。

由于应力的存在，导致介质的折射率发生变化，这就是弹光效应。在激光晶体中，弹光效应会引发折射率椭球的旋转，产生双折射效应。当激光器中存在偏振敏感元件时，双折射效应将导致激光器输出功率的下降，即退偏损耗。

### 2.3.1 应力场的计算

根据弹性力学<sup>[84,85]</sup>知识，介质内部的应力状态可以用一个  $3 \times 3$  的二阶应力张量  $\sigma_{ij}$  表示，这里应力分量之间满足对称性条件

$$\sigma_{xy} = \sigma_{yx}, \sigma_{xz} = \sigma_{zx}, \sigma_{yz} = \sigma_{zy} \quad (2.24)$$

平衡微分条件

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} + f_x = 0 \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial z} + f_y = 0 \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + f_z = 0 \quad (2.27)$$

其中  $f_x$ 、 $f_y$ 、 $f_z$  分别为  $x$ 、 $y$ 、 $z$  方向的体积力。介质表面处的应力分量与给定表面外力  $\bar{F}$  之间满足力的边界条件

$$\bar{X} = \sigma_{xx}l + \sigma_{xy}m + \sigma_{xz}n \quad (2.28)$$

$$\bar{Y} = \sigma_{yx}l + \sigma_{yy}m + \sigma_{yz}n \quad (2.29)$$

$$\bar{Z} = \sigma_{zx}l + \sigma_{zy}m + \sigma_{zz}n \quad (2.30)$$

其中  $\bar{X}$ 、 $\bar{Y}$ 、 $\bar{Z}$  为外力  $\bar{F}$  在坐标轴方向的投影， $(l, m, n)$  为物体表面外法线方向。

物体在力的作用下会产生变形，定义应变张量各分量  $\varepsilon_{ij}$  与位移分量  $(u, v, w)$  之间的关系为

$$\varepsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} \quad (2.31)$$

$$\varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y} \quad (2.32)$$

$$\varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.33)$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad (2.34)$$

$$\varepsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (2.35)$$

$$\varepsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \quad (2.36)$$

为了保证物体变形后仍然是连续体，应变分量之间必须满足变形协调条件或相容性条件

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x^2} = 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{xy}}{\partial x \partial y} \quad (2.37)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial y^2} = 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{yz}}{\partial y \partial z} \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial z^2} = 2 \frac{\partial^2 \varepsilon_{xz}}{\partial z \partial x} \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{xx}}{\partial y \partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left( -\frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} \right) \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{yy}}{\partial x \partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} - \frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} + \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} \right) \quad (2.41)$$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_{zz}}{\partial x \partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial \varepsilon_{yz}}{\partial x} + \frac{\partial \varepsilon_{zx}}{\partial y} - \frac{\partial \varepsilon_{xy}}{\partial z} \right) \quad (2.42)$$

应力分量与应变分量之间满足胡克定律

$$\varepsilon_{xx} = \frac{1}{E} \left[ \sigma_{xx} - \nu (\sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \right] + \alpha T \quad (2.43)$$

$$\varepsilon_{yy} = \frac{1}{E} \left[ \sigma_{yy} - \nu (\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \right] + \alpha T \quad (2.44)$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{1}{E} \left[ \sigma_{zz} - \nu (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) \right] + \alpha T \quad (2.45)$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_{xy} \quad (2.46)$$

$$\varepsilon_{xz} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_{xz} \quad (2.47)$$

$$\varepsilon_{yz} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_{yz} \quad (2.48)$$

其中  $E$  为杨氏模量,  $\alpha$  为线膨胀系数,  $\nu$  为泊松比,  $T$  为温升。

至此, 我们共引入了 15 个未知量 (6 个应力分量, 6 个应变分量, 3 个位移分量), 求解平衡微分条件 (3 个方程)、应变分量定义式 (6 个方程)、胡克定律 (6 个方程) 组成的方程组, 即可得到介质内的应力场、应变场分布, 及介质内各节点的位移。

对于复杂物理问题, 解析求解上述方程组十分复杂, 在本文的分析中我们主要采用大型有限元软件 ANSYS 进行求解。对于热应力问题, ANSYS 提供了两种分析方法: 直接法和间接法。在本文的研究中, 固体激光介质的形变很小, 因此结构分析结果不会对初始的热分析结果产生影响, 可以采用间接法进行分析。

### 2.3.2 热致双折射效应分析

根据晶体光学<sup>[86]</sup>知识, 介质中的折射率椭球可以采用如下示性曲面表示:

$$B_{ij} x_i x_j = 1 \quad (2.49)$$

其中逆介电张量  $B$  可表示为

$$B_{ij} = B_{0,ij} + \pi_{ijkl} \sigma_{kl} \quad (2.50)$$

$$B_{0,ij} = \frac{\delta_{ij}}{\left\{ n_0 + \frac{dn}{dT} [T(x, y, z) - T_0] \right\}^2} \quad (2.51)$$

式中  $\pi_{ijkl}$  为压光张量,  $\sigma_{kl}$  为应力张量,  $n_0$  为温度  $T_0$  时的折射率,  $dn/dT$  为热光系数,  $\delta_{ij}$  为狄拉克符号。需要注意的是压光张量和应力张量均与坐标系有关, 因此使用

(2.50)式进行分析时必须保证两者在同一坐标系。

压光张量可以用弹光张量  $p$  和弹性系数张量  $S$  表示为

$$\pi_{ijkl} = p_{ijmn} S_{mnkl} \quad (2.52)$$

其中弹性系数张量  $S$  为刚性张量  $C$  的逆矩阵。

为了分析的方便,可以采用 Nye's 缩并规则对四阶张量和二阶张量进行指标缩并,并分别用  $6 \times 6$ 、 $6 \times 1$  阶矩阵予以表示。四阶张量  $S$ 、 $C$ 、 $P$ 、 $\pi$  的缩并规则分别为<sup>[87]</sup>:

$$S_{mn} = \begin{cases} S_{ijkl} & m \text{ 和 } n = 1,2,3 \\ 2S_{ijkl} & m \text{ 或 } n = 4,5,6 \\ 4S_{ijkl} & m \text{ 和 } n = 4,5,6 \end{cases} \quad (2.53)$$

$$C_{mn} = C_{ijkl} \quad (2.54)$$

$$P_{ijkl} = p_{mn} \quad (2.55)$$

$$\pi_{mn} = \begin{cases} \pi_{ijkl} & n = 1,2,3 \\ 2\pi_{ijkl} & n = 4,5,6 \end{cases} \quad (2.56)$$

其中角标  $i,j,k,l=1,2,3$ ;  $m,n=1,2,3,4,5,6$ , 且缩并后的弹性系数张量  $S$  和刚性张量  $C$  仍互为逆矩阵(详细推导见 2.3.3 节)。

对于 YAG 晶体而言,晶格坐标系(图 2.3)下的刚性系数张量和弹光系数张量均仅有三个非零分量<sup>[88]</sup>:

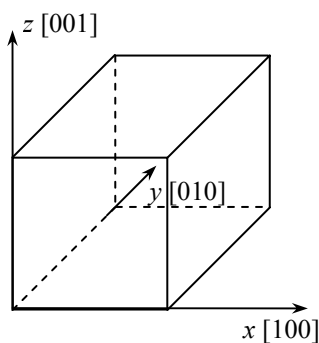


图 2.3 晶格坐标系示意图

$$\begin{pmatrix} C'_{11} & C'_{12} & C'_{12} & & & \\ C'_{12} & C'_{11} & C'_{12} & & & \\ C'_{12} & C'_{12} & C'_{11} & & & \\ & & & C'_{44} & & \\ & & & & C'_{44} & \\ & & & & & C'_{44} \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} P'_{11} & P'_{12} & P'_{12} & & & \\ P'_{12} & P'_{11} & P'_{12} & & & \\ P'_{12} & P'_{12} & P'_{11} & & & \\ & & & P'_{44} & & \\ & & & & P'_{44} & \\ & & & & & P'_{44} \end{pmatrix}$$

其中:

$$C'_{11} = 3.49 \times 10^{11} \text{ N/m}^2, \quad C'_{12} = 1.21 \times 10^{11} \text{ N/m}^2, \quad C'_{44} = 1.14 \times 10^{11} \text{ N/m}^2 \quad (2.57)$$

$$P'_{11} = -0.029, \quad P'_{12} = 0.0091, \quad P'_{44} = -0.0615 \quad (2.58)$$

由于  $C_{ij}$ 、 $S_{ij}$  互为逆矩阵, 根据(2.57)式求得晶格坐标系下弹性系数张量  $S$  的三个非零元素为

$$S'_{11} = 3.488 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}, \quad S'_{12} = -8.980 \times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{N}, \quad S'_{44} = 8.772 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N} \quad (2.59)$$

将(2.58)、(2.59)式代入(2.52)式得到晶格坐标系下的压光系数为

$$\pi'_{11} = -1.175 \times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{N}, \quad \pi'_{12} = 4.961 \times 10^{-14} \text{ m}^2/\text{N}, \quad \pi'_{44} = -5.395 \times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{N} \quad (2.60)$$

数值分析中, 我们在图 2.4 所示实验室坐标系 ( $xyz$ ) 下, 建立有限元模型, 对板状激光介质中的温度场、应力场分布进行计算。图中  $z$  轴沿板条长度方向,  $x$  轴沿板条厚度方向,  $y$  轴沿板条宽度方向,  $\phi$  为  $x$  轴与  $[10\bar{1}]$  方向夹角。为了保证(2.50)式的坐标一致性, 必须将晶格坐标系下的压光张量变换到实验室坐标系, 其坐标变换矩阵为:

$$A = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \cos \phi - \frac{1}{\sqrt{6}} \sin \phi & \frac{2}{\sqrt{6}} \sin \phi & -\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \phi - \frac{1}{\sqrt{6}} \sin \phi \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \phi - \frac{1}{\sqrt{6}} \cos \phi & \frac{2}{\sqrt{6}} \cos \phi & \frac{1}{\sqrt{2}} \sin \phi - \frac{1}{\sqrt{6}} \cos \phi \\ \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} & \frac{1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \quad (2.61)$$

经坐标变换, 可得实验室坐标系 ( $xyz$ ) 下的压光张量为:

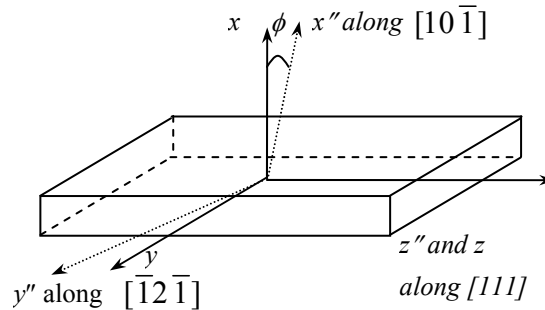


图 2.4 实验室坐标系示意图

$$\begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{13} & \pi_{14} & \pi_{15} & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{13} & -\pi_{14} & -\pi_{15} & 0 \\ \pi_{13} & \pi_{13} & \pi_{33} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2} \pi_{14} & -\frac{1}{2} \pi_{14} & 0 & \pi_{44} & 0 & -\pi_{15} \\ \frac{1}{2} \pi_{15} & -\frac{1}{2} \pi_{15} & 0 & 0 & \pi_{44} & \pi_{14} \\ 0 & 0 & 0 & -\pi_{15} & \pi_{14} & \pi_{66} \end{bmatrix} \quad (2.62)$$

其中各矩阵元如表 2.1 所示。在表 2.1 中, 除了我们的计算结果外, 还列出了相关

文献中,经常引用的错误压光系数。经调研,我们发现2007年 Simmons 等<sup>[89]</sup>曾指出了文<sup>[77]</sup>中的上述错误,但没有引起足够的重视,目前仍有不少文献<sup>[90~91]</sup>在采用上述错误的数据进行分析。

表 2.1 实验室坐标系下压光张量计算结果\* (单位:  $\text{m}^2/\text{N}$ )

	Q. Lü's <sup>[92]</sup>	Ying Chen's <sup>[77]</sup>	Simmon's <sup>[89]</sup>	Ours
$\pi_{11}$	$-0.30 \times 10^{-12}$	$-1.10 \times 10^{-12}$	$-3.02 \times 10^{-13}$	$-3.04 \times 10^{-13}$
$\pi_{12}$	$0.11 \times 10^{-12}$	$3.79 \times 10^{-13}$	$1.11 \times 10^{-13}$	$1.12 \times 10^{-13}$
$\pi_{13}$	$0.17 \times 10^{-12}$	$7.07 \times 10^{-13}$	$1.72 \times 10^{-13}$	$1.74 \times 10^{-13}$
$\pi_{33}$	$-0.36 \times 10^{-12}$	$-1.43 \times 10^{-12}$	$-3.63 \times 10^{-13}$	$-3.66 \times 10^{-13}$
$\pi_{44}$	$-0.15 \times 10^{-12}$	$-8.27 \times 10^{-13}$	$-2.92 \times 10^{-13}$	$-2.91 \times 10^{-13}$
$\pi_{66}$	$-0.21 \times 10^{-12}$	$-1.48 \times 10^{-12}$	$-4.13 \times 10^{-13}$	$-4.15 \times 10^{-13}$
$\pi_{14}$	$-0.09 \times 10^{-12}$	$-9.27 \times 10^{-13}$	$-1.71 \times 10^{-13}$	$-1.76 \times 10^{-13}$
$\pi_{14}$	$\text{Cos}(3\phi)$	$\text{Cos}(3\phi)$	$\text{Cos}(3\phi)$	$\text{Cos}(3\phi)$
$\pi_{15}$	$-0.09 \times 10^{-12} \text{Sin}(3\phi)$	$-9.27 \times 10^{-13} \text{Sin}(3\phi)$	$-1.71 \times 10^{-13} \text{Sin}(3\phi)$	$-1.76 \times 10^{-13} \text{Sin}(3\phi)$

\*为了不影响文章的连贯性,修正结果的正确性将在 2.2.3 节详细论证。

在板条激光器中,为了消除热效应的影响,激光在介质内部沿图 2.5 所示的 zigzag 光路传输。由晶体光学知识可知,在折射率椭球中,过原点垂直于波矢  $\bar{k}$  作一平面,该平面与椭球面相截得一椭圆,该椭圆的半长轴和半短轴所指示的方向就是本征偏振方向,其长度表征了相应偏振方向激光的折射率。

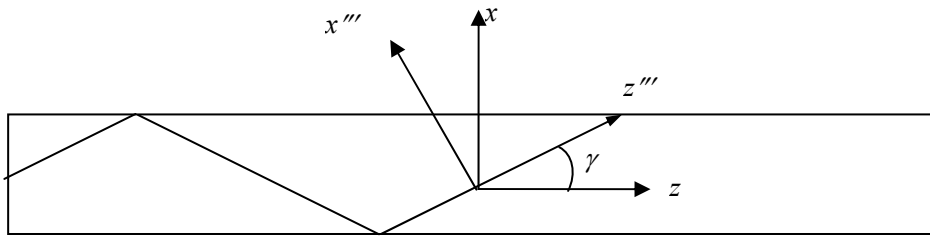


图 2.5 zigzag 坐标系

由于激光在板条内部沿 zigzag 光路传输,为了便于分析,我们得将实验室坐标系下的逆介电张量转换到 zigzag 坐标系。将实验室坐标系和 zigzag 坐标系下的逆介电张量分别记为  $B^L$ 、 $B^z$ , 其坐标变换关系为:

$$B^z = R(\gamma)B^L R(-\gamma) \quad (2.63)$$

其中

$$R(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma & 0 & -\sin \gamma \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \gamma & 0 & \cos \gamma \end{pmatrix} \quad (2.64)$$

这里  $B^z$  为  $3 \times 3$  阶矩阵,其子矩阵  $B_1^z$  ((2.65)式)描述了垂直于波矢方向截面在折射率椭球中所截椭圆的二次示性曲线方程:

$$B_{\perp}^z = \begin{pmatrix} B_{11}^z & B_{12}^z \\ B_{12}^z & B_{22}^z \end{pmatrix} \quad (2.65)$$

上式中各矩阵元分别为

$$B_{11}^z = B_{11}^L \cos^2 \gamma - B_{13}^L \sin(2\gamma) + B_{33}^L \sin^2 \gamma \quad (2.66)$$

$$B_{12}^z = B_{12}^L \cos \gamma - B_{23}^L \sin \gamma \quad (2.67)$$

$$B_{22}^z = B_{22}^L \quad (2.68)$$

子矩阵  $B_{\perp}^z$  的本征值和本征矢量分别为

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2} \left[ (B_{11}^z + B_{22}^z) \pm \sqrt{(B_{11}^z - B_{22}^z)^2 + 4(B_{12}^z)^2} \right] \quad (2.69)$$

$$\mathbf{u}_{\pm} = \begin{pmatrix} \frac{\lambda_{\pm} - B_{22}^z}{B_{12}^z} \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.70)$$

相应方向线偏振光的折射率为

$$n_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{\lambda_{\pm}}} \quad (2.71)$$

根据高等光学知识，激光在介质分界面上的全反射可以用琼斯矩阵  $J_{TIR}$  表示：

$$J_{TIR} = \begin{pmatrix} \frac{n_1 \cos \theta - j\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}}{n_1 \cos \theta + j\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}} & 0 \\ 0 & \frac{n_2^2 \cos \theta - jn_1 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}}{n_2^2 \cos \theta + jn_1 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta - n_2^2}} \end{pmatrix} \quad (2.72)$$

其中  $n_1$ 、 $n_2$  为分界面两侧介质折射率， $\theta$  为入射角。

同样地，沿光线传输路径将介质依次划分为若干段，激光在每一段中的传输情况都可以用一个 Jones 矩阵表述为

$$J = \begin{bmatrix} e^{-ikn_{-}\Delta L} & 0 \\ 0 & e^{-ikn_{+}\Delta L} \end{bmatrix} \quad (2.73)$$

其中  $\Delta L$  为每一段激光介质的几何长度， $k$  为波矢。将光线传输路径上的琼斯矩阵依次相乘，即可得到激光在板条中总的传输矩阵。

### 1、热致波前畸变

激光在板条中传输，其总的光程为<sup>[93]</sup>：

$$OPL = \sum_i \left( \frac{\Delta n_{+} + \Delta n_{-}}{2} \right)_i \Delta L_i \quad (2.74)$$

再根据(2.5)式就可计算得到由于应力导致的波前畸变。

### 2、退偏损耗

当板条激光器系统中存在偏振元件敏感时，热致双折射就会引起激光器输出功率的下降——退偏损耗。将板条等价为一薄板，则信号光通过厚度为  $L$  的薄板，所产生的退偏损耗可表示为<sup>[7]</sup>

$$Loss = \sin^2(2\varphi) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (2.75)$$

其中  $\varphi$  为本征偏振方向与实验室坐标系的夹角，它们的大小可以通过

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} L(n_+ - n_-) \quad (2.76)$$

$$\cos\varphi = \frac{[1 \ 0] \cdot u_-}{|u_-|} \quad (2.77)$$

求得。

在本文的分析中，我们假设板条放大器的信号光为沿  $x$  方向偏振的平面波，则入射光通过板条后的出射光中沿  $y$  方向偏振的分量即为退偏损耗。为了便于比较不同 zigzag 光路消除热退偏能力的差异，我们将端面上  $(x,y,z)$  位置处入射信号光的退偏损耗记为  $Loss(x,y,z)$ ，并引入参数最大退偏损耗和平均退偏损耗，其定义分别为：

$$Loss_{max} = \max\{Loss(x,y,z)\} \quad (2.78)$$

$$Loss_{mean} = \text{mean}\{Loss(x,y,z)\} = \frac{\sum_{i,j,k}^{M,N,L} Loss(x_i, y_j, z_k)}{M \cdot N \cdot L} \quad (2.79)$$

### 2.3.3 压光张量的修正

2004 年，Chen Y 等<sup>[77]</sup>指出缩并后的压光张量是一个非对称矩阵，并对文<sup>[92]</sup>中计算得到的压光张量予以了修正。然而，在文<sup>[77]</sup>中，作者错误地认为缩并后的弹性系数张量  $S$  和刚性张量  $C$  之乘积为：

$$CS = \begin{pmatrix} 1 & & & & & \\ & 1 & & & & \\ & & 1 & & & \\ & & & 4 & & \\ & & & & 4 & \\ & & & & & 4 \end{pmatrix} \quad (2.80)$$

2007 年，Simmons 等<sup>[89]</sup>发现了文<sup>[77]</sup>中的上述错误，指出缩并后的弹性系数张量  $S$  和刚性张量  $C$  之乘积仍然为单位矩阵，但文中没有给出详细的推导和证明，下面我们对此问题进行详细地论证。

根据 Nye's 缩并规则，弹性张量  $S$  和刚性张量  $C$  可以按(2.53)、(2.54)式所示缩



$$E_1 = \frac{1}{S_{11}}, \quad E_2 = \frac{1}{S_{22}}, \quad E_3 = \frac{1}{S_{33}}$$

$$G_{23} = \frac{1}{S_{44}}, \quad G_{13} = \frac{1}{S_{55}}, \quad G_{12} = \frac{1}{S_{66}} \quad (2.84)$$

$$\frac{v_{21}}{E_2} = \frac{v_{12}}{E_1} = -S_{12}, \quad \frac{v_{23}}{E_2} = \frac{v_{32}}{E_3} = -S_{23}, \quad \frac{v_{13}}{E_1} = \frac{v_{31}}{E_3} = -S_{13}$$

将(2.59)式结果代入上式中可得:

$$E=286.7\text{GPa}, \quad G=114\text{GPa}, \quad \nu=0.257 \quad (2.85)$$

此结果与文[88]中数据 ( $E=280\text{GPa}$ ,  $G=113\text{GPa}$ ,  $\nu=0.24$ ) 十分接近。因此, 我们计算得到的压光张量是正确的。文[89]计算结果与我们的计算结果基本一致, 其差别主要是因为弹光张量和刚性张量的取值不同造成的。

为了分析错误压光张量对计算结果的影响, 我们采用表 2.1 中的参数对文[92]的算例进行了分析。该算例中, 假设矩形板条无限长、无限宽, 板条内部存在均匀热源, 则板条中的热应力只有两个非零分量:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{\beta EQ}{2k(1-\nu)} \left( x^2 - \frac{t^2}{12} \right) \quad (2.86)$$

其中  $\beta$  为热膨胀系数,  $E$  为杨氏模量,  $Q$  为体热源密度,  $k$  为热导率,  $\nu$  为泊松比,  $t$  为板条厚度。设激光在矩形板条内部沿 zigzag 光路传输, 共反射 10 次, 光线与板条长度方向夹角  $\gamma$  为  $30^\circ$ , 计算中使用到的其他参数如下表所示:

表 2.2 计算参数

力学参数	$\beta$	$\nu$	$E$
	$7.8 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$	0.25	$2.77 \times 10^5 \text{N mm}^{-2}$
热学参数	$k$	$T_c$	$h$
	$13 \text{W m K}^{-1}$	$20^\circ\text{C}$	$1000 \text{W cm}^{-3}$
几何参数	$t$	$L$	$\gamma$
	3mm	51.96mm	$30^\circ$
光学参数	$dn/dT$	$n_0$	\
	$7.3 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$	1.82	\

图 2.6 显示了平均退偏损耗随切割角的变化, 从图中我们可以看出采用文[92]中的压光张量计算得到的结果, 与我们的计算结果差不多, 而采用文[77]中压光张量计算得到的结果比我们的计算结果大了一个数量级, 且与  $\cos^2(3\phi)$  曲线并不十分吻合。这主要是因为本例是针对理想板条进行的计算, 只使用到了  $\pi_{11}$ 、 $\pi_{12}$ 、 $\pi_{13}$ 、 $\pi_{14}$ 、 $\pi_{15}$ 、 $\pi_{33}$  这 6 个量, 虽然文[92]中的压光系数  $\pi_{14}$ 、 $\pi_{15}$  是正确结果的一半, 但文[92]在计算 ZigZag 坐标系下逆介电张量的公式(2.66)、(2.68)中恰好少了一个 1/2, 这样就抵消了对退偏损耗计算的影响。我们的计算结果与文[92]中的计算结果存在

差异的原因是：在文[92]的计算中，晶格坐标系下的压光系数取值为  $\pi'_{11}=-1.2198\times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{N}$ ，  $\pi'_{12}=5.129\times 10^{-14} \text{ m}^2/\text{N}$ ，  $\pi'_{44}=-2.67505\times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$  (2.87) 该结果与我们的取值((2.60)式)不同。

采用文[77]中的压光张量计算得到的结果比我们的计算结果大了一个数量级的原因是：文[77]中计算得到的压光张量  $\pi''_{14}$ 、 $\pi''_{15}$  比我们的结果大了约 5.3 倍，导致不退偏的两个本征矢方向计算错误。而计算结果与  $\cos^2(3\phi)$  曲线并不十分吻合的原因是在推导刚性张量的过程中破坏了  $C\times S=I$  这个定律。

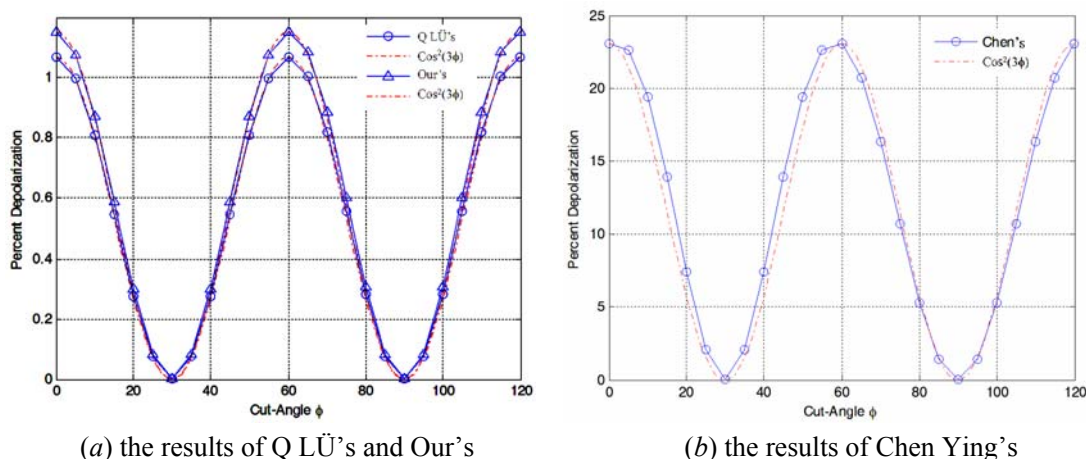


图 2.6 理想板条的退偏损耗

## 2.4 棒状激光器热效应理论研究

前三节，我们阐述了固体激光器中热效应产生的原因，并简单回顾了热效应的研究方法。下面，我们分别对工作在稳态和热容模式下的侧面泵浦棒状激光器中的热效应问题进行理论研究。

### 2.4.1 稳态模式

上世纪 70 年代，克希耐尔<sup>[7]</sup>推导了棒状激光介质中的热透镜焦距计算公式，并被广泛采用。按照他的理论，在 Nd:YAG 棒状激光器中，温度梯度导致的折射率变化对热效应的贡献最大，端面形变的贡献小于 6%。2007 年，汪晓波等<sup>[95,96]</sup>人实验测量了侧面泵浦棒状激光器热透镜焦距，发现实验测量结果与克希耐尔推导的热透镜焦距计算公式计算结果存在很大的差异。他认为棒的变形发生在棒的整个长度范围内，并据此对克希耐尔推导的公式进行了修正，与实验测量结果获得了良好一致性。2010 年，Yang<sup>[97]</sup>采用修正后的热透镜焦距公式对侧泵棒状激光器中的光束传输问题进行了研究。

本节，我们对克希耐尔的热透镜焦距公式及汪晓波修正后的热透镜焦距公式进行比较研究，分析克希耐尔热透镜焦距计算公式低估热效应的原因。最后，比较

Nd:YAG 和 Nd:Glass 棒状激光器在热效应方面的差异。

#### 2.4.1.1 棒状激光器热透镜焦距公式

克希耐尔认为：在均匀泵浦、均匀散热条件下，棒状固体激光介质中的热透镜焦距可以表示为：

$$f = \frac{KA}{P_a} \left( \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\phi} n_0^3 + \frac{\alpha r_0 (n_0 - 1)}{L} \right)^{-1} \quad (2.88)$$

其中  $k$  为材料热导率， $A$  为棒截面面积， $P_a$  为吸收的总热量， $dn/dT$  为热光系数， $\alpha$  为热膨胀系数， $C_{r,\phi}$  为两个本征偏振方向上弹光系数的函数， $n_0$  为折射率， $r_0$  为膨胀长度， $L$  为棒长。公式中第一项表示温度梯度的影响，第二项表示热应力的影响，第三项表示端面效应的影响。克希耐尔认为：端面效应的影响局限在局部区域，对于 YAG 晶体而言，棒的变形只出现一倍半径以内( $r_0$  等于棒的半径)，而不是整个棒长。对玻璃介质而言，棒的变形只出现一倍直径以内。Nd:YAG 激光器中，上述三个部分的贡献比约为 0.74:0.20:0.06。

2007 年，汪晓波等<sup>[95]</sup>通过实验测量了不同泵浦电流条件下 Nd:YAG 的热透镜焦距，发现实验结果与(2.88)式计算结果存在较大差异（图 2.7）。作者认为：对 Nd:YAG 而言，膨胀发生在整个棒长度以内，因此膨胀长度  $l_0$  应取棒长  $L$ ，而不是半径  $r_0$ 。由此，作者得到了如下热透镜焦距公式。表 2.3 列出文<sup>[95]</sup>分析中使用的参数。

$$f = \frac{KA}{P_a} \left( \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \alpha C_{r,\phi} n_0^3 + \alpha (n_0 - 1) \right)^{-1} \quad (2.89)$$

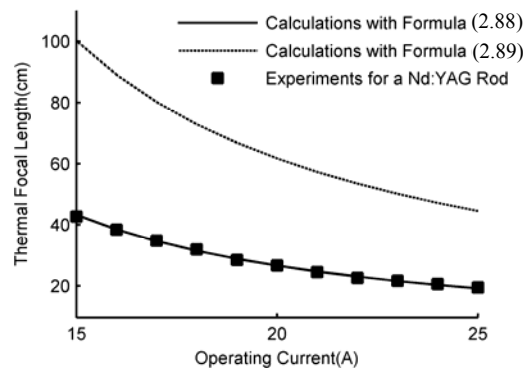


图 2.7 文<sup>[95]</sup>热透镜焦距实测结果与公式计算结果

表 2.3 文[95] 中计算参数列表

Length	12.6cm	$C_r$	0.017
Pumped length	10cm	$C_\phi$	-0.0025
Diameter	5mm	Threshold current of diode module	7A
Index of refraction( $\lambda=1.06\mu\text{m}$ )	1.818	Slope of diode module	0.47
Thermal conductivity	14W/mK	Operating voltage	50V
Thermal expansion	$7.8 \times 10^{-6}$	Ratio of pump power being absorbed	0.8
dn/dT	$7.3 \times 10^{-6}$	Ratio of heat generated to absorbed energy	0.39

不难看出, 公式(2.88)和(2.89)的共同点在于, 它们都可以表示为如下形式:

$$f = \frac{KA}{\beta P_a} \quad (2.90)$$

其中 $\beta$ 是一个由激光棒决定的常数。其不同点在于, 公式(2.88)中,  $\beta$ 不仅与棒的材料有关, 还与棒的尺寸有关, 而公式(2.89)中,  $\beta$ 仅与棒的材料有关。另外, 公式(2.88)表明: 温度梯度导致的折射率变化对热透镜效应的贡献最大。公式(2.89)表明: 端面变形对热透镜效应的贡献最大, 温度梯度的贡献次之, 热应力的贡献最小。

虽然公式(2.89)计算得到的热透镜焦距与实验结果吻合地很好, 但我们认为该公式没有反应热效应问题的本质, 理由是: 公式(2.89)表明热透镜焦距  $f$  与激光棒的长度  $L$  无关。显然这是不可能的, 因为棒吸收的总热量  $P_a$  一定时, 增加棒长意味着减小体热源密度, 棒中心与边缘的温度差亦随之减小, 从而变形后介质端面的曲率半径增大, 端面效应导致的热透镜焦距增大。公式(2.89)无法反映上述信息。

#### 2.4.1.2 数值模拟

文[95,96]实验中, 激光棒的掺杂浓度为 1 at.% , 直径为 5mm, 长度为 12.6cm。5 组半导体激光器沿环向对称泵浦, 阈值电流为 7A, 效率为 47%, 工作电压为 50V。由公式(2.90)可知, 只要一个泵浦电流对应的热透镜焦距计算结果与实验结果相符, 所有计算结果都将与实验结果相符。因此, 在我们的分析中仅选取泵浦电流为 22A 时的实验结果进行计算, 此时实验测量热透镜焦距为 0.23cm。

下面我们分析 Nd:YAG 激光棒中的膨胀长度, 到底应该取半径还是棒长。计算中, 我们假设 80%的泵浦光被激光棒吸收, 其中 39%的吸收能量转化为废热。以棒轴与半径组成的截面建立二维有限元模型, 假设泵浦区域长度等于棒长。图 2.8 为棒长为 12.6cm 时, 截面上各节点位移分布图 (未按比例显示), 从图中可以看出: 整个棒长度范围内, 所有节点均产生了位移, 即变形发生在整个棒的长度内。

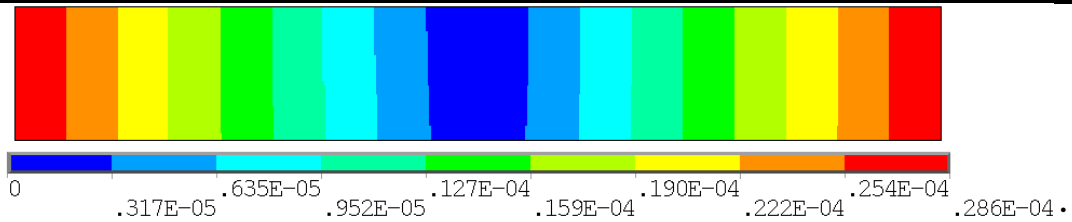
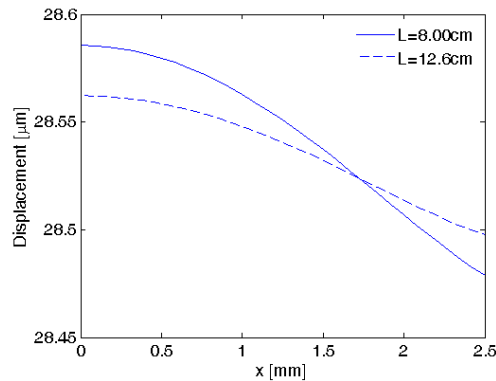
图 2.8 棒轴与半径截面上位移分布 ( $L=12.6\text{cm}$ )

图 2.9 激光棒端面节点位移分布图

图 2.9 显示了棒长分别为 12.6cm、8cm 时，端面上各节点的位移分布图，从图中我们可以看出：端面变形以伸长量为主，屈曲量只占很小的部分。当棒长分别为 12.6cm、8cm 时，伸长量分别约为  $28.479\mu\text{m}$ 、 $28.498\mu\text{m}$ ，屈曲量分别约  $0.065\mu\text{m}$ 、 $0.1067\mu\text{m}$ ，由此产生的热透镜焦距分别为  $24.1782\text{m}$ 、 $14.6415\text{m}$ 。将上述热透镜焦距值代入公式(2.88)，可得相应的膨胀长度分别为  $2\text{mm}$ 、 $2.1\text{mm}$ ，与棒半径相当，远小于棒长。可见，公式(2.89)中将膨胀长度取为棒长会造成对热透镜焦距认识上的偏差。文[98]中的实验结果同样验证了上述结论。

众所周知，精确的数值模拟不仅需要准确的材料参数，还需要建立贴合实际的数值模型。因此，在 Nd:YAG 激光器的热效应分析中，必须考虑晶体热导率随温度的变化，以及热源分布的非均匀性。

实验中，Nd:YAG 泵浦结构如图 2.10 所示，由于半导体激光器输出光束方向性较强，在激光棒径向和切向均无法实现均匀泵浦。在侧面泵浦棒状激光器体热源模型中，通常假设泵浦光的空间分布为高斯分布[99~101]，并由此计算激光介质内的体热源分布。为了使数值模拟结果更真实，下面的分析中我们直接根据荧光分布来计算激光棒中的体热源分布。图 2.11 为 22A 泵浦时，棒截面上的荧光分布图，从图中我们可以看到明显的非均匀性。由于热源分布正比于荧光分布，我们计算得到了此时激光棒内的热源分布，如图 2.12 所示。

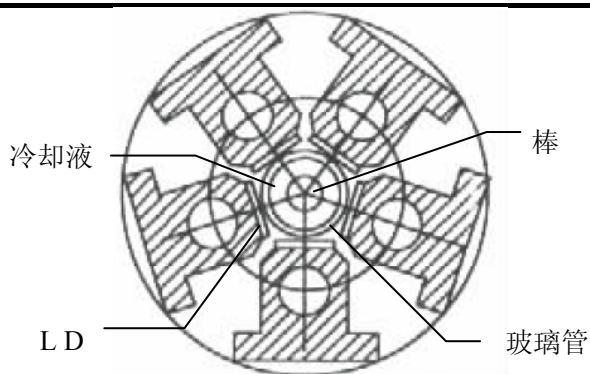


图 2.10 半导体侧面泵浦结构



图 2.11 荧光分布图

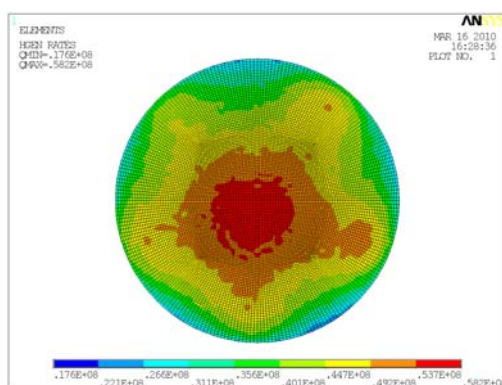


图 2.12 热源分布图

许多研究者<sup>[22]</sup>报道了 YAG 晶体热导率的测量结果，其数值均小于 14 W/m K。这里我们采用文献<sup>[22]</sup>中的结果，即

$$k(T) = \frac{a}{[\ln(bT)]^c} - \frac{d}{T} \quad (2.91)$$

其中  $a=1.9 \times 10^6 \text{ W/cmK}$ ， $b=5.33/\text{K}$ ， $c=7.14$ ， $d=331.5 \text{ W/cm}$ 。在 300~350K 温度范围内，YAG 晶体热导率约为 10W/mK，远小于 14W/mK。

为了便于分析上述两个因素中哪一个对热透镜焦距的计算影响最大，我们计算了四种情况下激光棒横截面上的温度场分布：(a) $k=14\text{W/mK}$ ，体热源均匀分布、(b) $k=k(T)$ ，体热源均匀分布、(c) $k=k(T)$ ，体热源非均匀、(d) $k=14\text{W/mK}$ ，体热源非均匀分布。图 2.13 为计算得到的激光棒直径上的温度场分布。表 2.4 列出了相应四种情况下，温度梯度导致的热透镜焦距  $f_T$ 。依据热光效应对热透镜焦距的贡献比例，总的热透镜焦距  $f_{total}$  应该为  $0.74f_T$ 。从表 2.4 中不难看出：当同时考虑上述两个因素的影响时，计算得到的热透镜焦距为 0.29m，与实验测量结果 0.23m 非常接近。

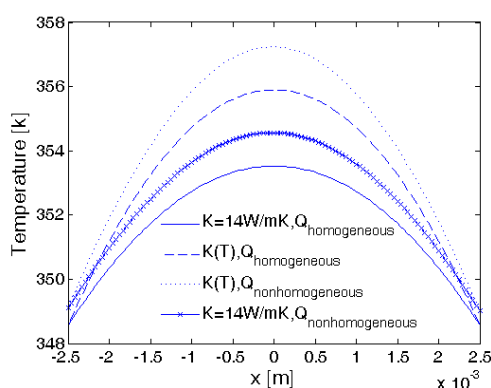


图 2.13 温度场分布

表 2.4 四种情况下棒状激光器热透镜焦距计算结果

case	Tmax(K)	Tmin(K)	$\Delta T$ (K)	$f_T$ (m)	$f_{total}$ (m)
a	354.57	348.66	5.92	0.57	0.42
b	357.25	348.53	8.72	0.39	0.29
c	355.89	348.56	7.33	0.46	0.34
d	353.52	348.56	4.96	0.68	0.51

### 2.4.1.3 Nd:YAG 与 Nd:Glass 棒状激光器热效应比较

文[95]中, 实验观察到如下现象: 在钕玻璃激光器的激射阶段, 热效应表现负透镜效应; 在钕玻璃激光器的制冷阶段, 热效应表现正透镜效应。作者据此认为该现象是公式(2.89)正确性的又一例证。因为当膨胀长度  $l_0$  等于棒长  $L$  时,  $\beta$  大于零, 这就定性地解释了上述实验现象。

实际上, 对于不同的激光材料而言, 热透镜焦距的三个贡献源之间的比例是不同的。采用表 2.5 中所示的材料参数, 我们发现: Nd:YAG 激光器中, 弹光效应对热透镜效应的贡献约为热光效应的 1/3; 而在 Nd:Glass 激光器中, 弹光效应对热透镜效应的贡献是热光效应的 1~2 倍。这是因为 Glass 材料的弹光系数远大于 YAG 晶体的弹光系数, 同时, 其热光系数略小于 YAG 晶体的热光系数。

表 2.5 Nd:YAG、Nd:Glass 材料参数<sup>[103]</sup>

Material	$n$	$dn/dT$ ( $\times 10^{-6}$ )	$\alpha$ ( $\times 10^{-6}$ )	$C$ (J/g $^{\circ}C$ )	$E$ (GPa)	$\nu$	$p_{11}$	$p_{12}$	$p_{44}$	$\alpha C_p n^3$ ( $\times 10^{-6}$ )	$\alpha C_p n^3$ ( $\times 10^{-6}$ )
LG-680	1.56	2.9	10.18	0.92	90.1	0.242	0.11	0.18	-0.04	2.57	1.96
LG-750	1.516	-5.1	13.01	0.72	50.1	0.256	0.20	0.24	-0.02	3.71	3.32
LG-760	1.508	-6.8	15.04	0.77	53.7	0.267	0.19	0.24	-0.02	4.15	3.60
LG-770	1.4996	-4.7	13.36	0.75	47.29	0.253	0.16	0.20	-0.02	3.12	2.76
YAG	1.818	7.3	7.8	0.59	280	0.24	-0.029	0.0091	-0.0615	0.79	-0.12

由表 2.5 不难看出, 无论是 Nd:YAG 还是 Nd:Glass 棒状激光器, 比例系数  $\beta$  均大于零。因此, 稳态工作时均表现为正透镜效应。对 Nd:Glass 热容激光器而言, 某时刻的应力分布由该时刻的温度场分布决定。当该温度场分布与某一稳态情况下的温度场分布相同时, 热容激光器的热透镜焦距与此时的稳态热透镜焦距相等。

在泵浦阶段，激光棒表面温度高，中心温度低，因此表现为负透镜效应；在制冷阶段，激光棒表面温度低，中心温度高，因此表现为正透镜效应。

## 2.4.2 热容模式

传统的固体激光器在泵浦的同时对工作介质进行冷却，介质表面温度低，中心温度高，表面应力为张应力。当介质表面张应力过大时，将导致激光介质的破裂。20世纪90年，美国利弗莫尔实验提出了热容激光器的概念<sup>[36]</sup>，即将激光介质的泵浦过程和制冷过程分开，激光的发射过程在近似绝热的条件下进行。这种独特的运行方式，使得激光介质内部的温度梯度大幅减小，可获得高光束质量的激光输出；同时激光发射过程中介质表面温度高，中心温度低，表面应力为压应力，而固体介质承受压应力的能力比张应力强，因此可以获得更高的能量输出。

热容激光器中，增益系数及输出激光的能量密度受介质温度的影响<sup>[104-106]</sup>。因此，对热容激光器而言，激光介质的温度测量十分重要。干涉法<sup>[107]</sup>是一种获得了广泛应用的温度测量方法，但该方法对振动敏感，设备成本高，数据处理量大，因此无法用于实时测量。2007年，汪晓波等<sup>[108-109]</sup>提出将波前传感器用于钕玻璃棒状热容激光器的温度实时测量，并开展了相关的实验工作，实验结果与理论分析结果获得了较好的一致性。

经调研，我们发现没有解析模型对热容激光器的热致波前畸变和温度场分布之间的关系进行描述。本节，我们推导热致波前畸变和温度场分布之间的解析表达式，证明将波前传感器用于温度测量的可行性，解释为什么文<sup>[108-109]</sup>中实验结果与计算结果具有较好的一致性，最后，对 Nd:YAG、Nd:Glass 棒状热容激光器中的热致退偏损耗进行计算，并讨论 Nd:YAG、Nd:Glass 棒状热容激光器之间的差异。

### 2.4.2.1 温度场及应力场分布

假设激光棒内部热源沿周向和轴向均匀分布，棒表面均匀制冷，那么介质内部仅产生径向热流，三维热效应问题可简化为二维热效应问题进行处理。激光棒内部的温度场分布如下<sup>[110]</sup>

$$T(r,t) = \frac{2Q}{Vc\gamma(1+g/2)} \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\beta_n^2 t / \tau) \frac{(1+g)\beta_n J_1(\beta_n) - 2gJ_2(\beta_n)}{(A^2 + \beta_n^2)J_0^2(\beta_n)} \times \frac{1 - \exp(-M\beta_n^2 t_p / \tau)}{1 - \exp(-\beta_n^2 t_p / \tau)} \times J_0(\beta_n r / r_0) \quad (2.92)$$

其中  $Q$  为吸收的总热量， $V$  为激光棒的体积， $c$  为热容， $\gamma$  为密度， $g$  为泵浦不均匀性的表征参数，需要通过实验测得， $M$  为泵浦脉冲数， $t_p$  为泵浦脉冲间隔时间。无量纲参量  $A = r_0 h / k$ ，其中  $r_0$  为棒半径， $h$  为散热系数， $k$  为热导率。热驰豫时间  $\tau = r_0^2 c \gamma / k$ 。参数  $\beta_n$  为方程  $\beta_n J_1(\beta_n) = A J_0(\beta_n)$  的根，其中  $J_1(\beta_n)$ 、 $J_0(\beta_n)$  分别为一阶、零阶 Bessel 函数。

当棒状介质内温度场为轴对称分布, 且与  $z$  坐标无关时, 结合平面应变近似及端面自由膨胀条件, 可获得介质内部的应力场分布如下<sup>[111]</sup>

$$\sigma_r = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left( \frac{1}{b^2} \int_0^b T r dr - \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr \right) \quad (2.93)$$

$$\sigma_\theta = \frac{\alpha E}{1-\nu} \left( \frac{1}{b^2} \int_0^b T r dr + \frac{1}{r^2} \int_0^r T r dr - T \right) \quad (2.94)$$

$$\sigma_z = \sigma_r + \sigma_\theta \quad (2.95)$$

将公式(2.92)代入公式(2.93)~(2.95)可得:

$$\sigma_r(r,t) = \frac{2\alpha E}{1-\nu} \frac{Q}{Vc\gamma(1+g/2)} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\exp(-\beta_n^2 t / \tau) \times \frac{(1+g)\beta_n J_1(\beta_n) - 2gJ_2(\beta_n)}{(A^2 + \beta_n^2)J_0^2(\beta_n)}}{1 - \exp(-M\beta_n^2 t_p / \tau)} \times \left( \frac{J_1(\beta_n)}{\beta_n} - \frac{r_0 J_1(r\beta_n/r_0)}{r\beta_n} \right) \right\} \quad (2.96)$$

$$\sigma_\theta(r,t) = \frac{2\alpha E}{1-\nu} \frac{Q}{Vc\gamma(1+g/2)} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\exp(-\beta_n^2 t / \tau) \times \frac{(1+g)\beta_n J_1(\beta_n) - 2gJ_2(\beta_n)}{(A^2 + \beta_n^2)J_0^2(\beta_n)} \times \frac{1 - \exp(-M\beta_n^2 t_p / \tau)}{1 - \exp(-\beta_n^2 t_p / \tau)}}{\times \left( \frac{J_1(\beta_n)}{\beta_n} + \frac{r_0 J_1(r\beta_n/r_0)}{r\beta_n} - J_0(\beta_n r / r_0) \right)} \right\} \quad (2.97)$$

$$\sigma_z(r,t) = \frac{2\alpha E}{1-\nu} \frac{Q}{Vc\gamma(1+g/2)} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\exp(-\beta_n^2 t / \tau) \times \frac{(1+g)\beta_n J_1(\beta_n) - 2gJ_2(\beta_n)}{(A^2 + \beta_n^2)J_0^2(\beta_n)} \times \frac{1 - \exp(-M\beta_n^2 t_p / \tau)}{1 - \exp(-\beta_n^2 t_p / \tau)} \times \left( \frac{2J_1(\beta_n)}{\beta_n} - J_0(\beta_n r / r_0) \right)}{\right\} \quad (2.98)$$

#### 2.4.2.2 热致波前畸变

根据克希耐尔的热效应理论<sup>[7]</sup>, 热透镜效应主要来源于三个方面的贡献: 温度导致的折射率变化、应力导致的折射率变化、端面变形。当棒状激光器处于稳态工作模式时, 端面变形对热透镜效应的贡献小于 6%。在热容激光器中, 激光棒的径向温度梯度远小于稳态模式下的径向温度梯度, 因此端面变形对热透镜效应的贡献可以忽略不计。由此, 我们可以将热致波前畸变写成如下形式:

$$OPD(r,t) = L[\Delta n_T(r,t) + \Delta n_\sigma(r,t)] \quad (2.99)$$

式中  $\Delta n_T$ 、 $\Delta n_\sigma$  分别为温度和应力导致的折射率变化, 其中温度导致的折射率变化为

$$\Delta n_T(r,t) = \frac{dn}{dT} \Delta T(r,t) \quad (2.100)$$

式中  $dn/dT$  为热光系数,  $\Delta T(r,t)$  为  $t$  时刻激光棒的径向温度差分布, 其定义为  $\Delta T(r,t) = T(r,t) - T(0,t)$ 。

下面我们推导  $\Delta n_o(r,t)$  的解析公式。一般而言, 晶体的折射率椭球可通过(2.49)式所示的二次示性曲面进行描述。当光学各向同性介质受到力的作用时, 逆介电张量  $B$  可以表述为(2.50)式, 或者:

$$B_{ij} = B_{0,ij} + p_{ijkl}\varepsilon_{kl} \quad (2.101)$$

式中  $p$  为弹光系数,  $\varepsilon$  为应变。

柱坐标系下, 采用 Nye's 缩并规则<sup>[87]</sup>, 胡克定律为<sup>[111]</sup>

$$\varepsilon_r = \frac{1}{E} \{ \sigma_r - \nu [\sigma_\theta + \sigma_z] \} \quad (2.102)$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{1}{E} \{ \sigma_\theta - \nu [\sigma_r + \sigma_z] \} \quad (2.103)$$

$$\varepsilon_z = \frac{1}{E} \{ \sigma_z - \nu [\sigma_\theta + \sigma_r] \} \quad (2.104)$$

式中  $E$  为杨氏模量,  $\nu$  为泊松比。

Nd:YAG 属于立方晶系, 晶格坐标系下弹光系数矩阵为<sup>[87]</sup>

$$\begin{pmatrix} \dot{p}_{11} & \dot{p}_{12} & \dot{p}_{12} & & & \\ \dot{p}_{12} & \dot{p}_{11} & \dot{p}_{12} & & & \\ \dot{p}_{12} & \dot{p}_{12} & \dot{p}_{11} & & & \\ & & & \dot{p}_{44} & & \\ & & & & \dot{p}_{44} & \\ & & & & & \dot{p}_{44} \end{pmatrix} \quad (2.105)$$

当 Nd:YAG 激光棒轴向 ( $z$  向) 沿  $[111]$  方向时, 弹光系数矩阵为<sup>[92]</sup>

$$\begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & p_{15} & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & -p_{15} & 0 \\ p_{13} & p_{13} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{14} & -p_{14} & 0 & p_{44} & 0 & -p_{15} \\ p_{15} & -p_{15} & 0 & 0 & p_{44} & p_{14} \\ 0 & 0 & 0 & -p_{15} & p_{14} & p_{66} \end{pmatrix} \quad (2.106)$$

上式中的非零量为

$$\begin{aligned} p_{11} &= \frac{1}{2} \dot{p}_{11} + \frac{1}{2} \dot{p}_{12} + \dot{p}_{44}, & p_{12} &= \frac{1}{6} \dot{p}_{11} + \frac{5}{6} \dot{p}_{12} - \frac{1}{3} \dot{p}_{44} \\ p_{13} &= \frac{1}{3} \dot{p}_{11} + \frac{2}{3} \dot{p}_{12} - \frac{2}{3} \dot{p}_{44}, & p_{33} &= \frac{1}{3} \dot{p}_{11} + \frac{2}{3} \dot{p}_{12} + \frac{4}{3} \dot{p}_{44} \\ p_{44} &= \frac{1}{3} \dot{p}_{11} - \frac{1}{3} \dot{p}_{12} + \frac{1}{3} \dot{p}_{44}, & p_{66} &= \frac{1}{6} \dot{p}_{11} - \frac{1}{6} \dot{p}_{12} + \frac{2}{3} \dot{p}_{44} \end{aligned} \quad (2.107)$$

$$p_{14} = \frac{\cos(3\theta)}{3\sqrt{2}}(-p'_{11} + p'_{12} + 2p'_{44}), \quad p_{15} = \frac{\sin(3\theta)}{3\sqrt{2}}(-p'_{11} + p'_{12} + 2p'_{44})$$

其中  $\theta$  的定义如图 2.14 所示。

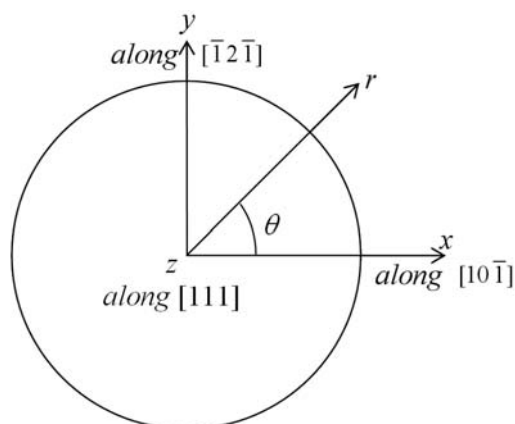


图 2.14 YAG 棒柱坐标系

将(2.106)式代入(2.101)式，可得逆介电张量为：

$$\begin{pmatrix} B_r \\ B_\theta \\ B_z \\ B_{\theta z} \\ B_{zr} \\ B_{r\theta} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/n_0^2 + p_{11}\epsilon_r + p_{12}\epsilon_\theta + p_{13}\epsilon_z \\ 1/n_0^2 + p_{12}\epsilon_r + p_{11}\epsilon_\theta + p_{13}\epsilon_z \\ 1/n_0^2 + p_{13}\epsilon_r + p_{13}\epsilon_\theta + p_{33}\epsilon_z \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.108)$$

当激光在棒内沿  $z$  轴传输时，横截面上的折射率椭球可用下式表示

$$[r, \theta] \begin{bmatrix} B_r & B_{r\theta} \\ B_{r\theta} & B_\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r \\ \theta \end{bmatrix} = 1 \quad (2.109)$$

上式中  $2 \times 2$  矩阵的本征矢量分别表征了两个本征偏振方向，即不发生退偏效应的方向。本征偏振方向上的折射率  $n_\pm$  可通过上述矩阵的本征值  $\lambda_\pm$  计算

$$n_\pm = 1/\sqrt{\lambda_\pm} \quad (2.110)$$

$$\lambda_\pm = \frac{1}{2} \left[ (B_r + B_\theta) \pm \sqrt{(B_r - B_\theta)^2 + 4B_{r\theta}^2} \right] \quad (2.111)$$

当自然偏振光通过激光介质，并采用哈特曼传感器探测波前时，测量结果为两个偏振方向信号光的平均波前畸变。为了便于描述，我们引入变量——平均折射率  $n_{avg}$ ，其定义为

$$n_{avg} = (n_+ + n_-)/2 \quad (2.112)$$

将(2.93)~(2.95)、(2.102)~(2.104)、(2.108)~(2.111)式代入(2.112)式，可得平均折射率的变化 ( $\Delta n_\sigma = n_{avg} - n_0$ ) 为

$$\Delta n_{\sigma} = \frac{n^3 \sigma_z}{6E} [-2p'_{11} - 4p'_{12} + p'_{44} + (4p'_{11} + 8p'_{12} + p'_{44})\nu] \quad (2.113)$$

由(2.98)式可知, 轴向应力 $\sigma_z$ 可写成如下形式

$$\sigma_z(r, t) = f(M, t) - \frac{\alpha E}{1-\nu} T(r, t) \quad (2.114)$$

其中 $f(M, t)$ 为时间和脉冲数的函数, 与空间坐标无关, 在波前畸变的计算中可以不考虑, 将(2.100)、(2.113)~(2.114)式代入(2.99)式, 可得

$$OPD(r, t) = L \left[ \frac{dn}{dT} + \frac{\alpha n^3 [2p'_{11}(1-2\nu) + 4p'_{12}(1-2\nu) - p'_{44}(1+\nu)]}{6(1-\nu)} \right] \Delta T(r, t) \quad (2.115)$$

式中 $L$ 为棒长。

Nd:Glass 为各向同性介质, 上面推导的 Nd:YAG 中的各项公式对 Nd:Glass 同样成立, 仅需将关系式 $2p'_{44} = p'_{11} - p'_{12}$ 代入即可。对 Nd:Glass 而言, 其动态波前畸变可写为

$$OPD(r, t) = L \left[ \frac{dn}{dT} + \frac{\alpha n^3 [p'_{11}(1-3\nu) + p'_{12}(3-5\nu)]}{4(1-\nu)} \right] \Delta T(r, t) \quad (2.116)$$

侧面泵浦棒状热容激光器热透镜焦距可以通过下式进行计算

$$f = r_0^2 / 2OPD \quad (2.117)$$

式中 $OPD$ 可通过(2.115)或(2.116)式进行计算。

由(2.115)式我们不难看出, 波前畸变正比于截面上的温度场分布。因此, 我们可以通过波前传感器探测到的波前畸变, 反算激光棒截面上的实时温度场分布形式。另外, 由(2.115)式可知, 寻找合适的激光工作介质, 使(2.115)式中温度场分布项前面的比例系数尽可能小, 将有助于减小波前畸变。

表 2.6 Nd:Glass<sup>[103]</sup>和 Nd:YAG<sup>[7]</sup>材料参数

Material	$n$	$dn/dT$ ( $\times 10^{-6}$ )	$\alpha$ ( $\times 10^{-6}$ )	$C$ (J/g $^{\circ}$ C)	$E$ (GPa)	$\nu$	$p'_{11}$	$p'_{12}$	$p'_{44}$	$C_s$ ( $\times 10^{-6}$ )	$dn/dT + C_s$ ( $\times 10^{-6}$ )	$C_B$ ( $\times 10^{-12}$ )
LG-680	1.56	2.9	10.18	0.92	90.1	0.242	0.11	0.18	-0.04	4.54	7.44	-2.09
LG-750	1.516	-5.1	13.01	0.72	50.1	0.256	0.20	0.24	-0.02	7.03	1.93	-1.53
LG-760	1.508	-6.8	15.04	0.77	53.7	0.267	0.19	0.24	-0.02	7.76	0.96	-2.26
LG-770	1.4996	-4.7	13.36	0.75	47.29	0.253	0.16	0.20	-0.02	5.88	1.18	-1.44
YAG	1.818	7.3	7.8	0.59	280	0.24	-0.029	0.0091	-0.0615	0.67	7.97	-2.55

表 2.6 列出了一些磷酸盐玻璃的材料参数。为了便于描述, 我们将(2.115)式中括号内表征应力导致的波前畸变项记为 $C_s$ 。采用表 2.6 中的数据, 我们发现: 热容工作模式下, 在 Nd:Glass 激光器中, 应力导致的波前畸变大于温度梯度导致的波前畸变; 在 Nd:YAG 激光器中, 应力导致的波前畸变小于温度梯度导致的波前畸变。这是因为 Nd:Glass 材料的弹光系数大于 Nd:YAG 材料的弹光系数, Nd:Glass 材料的热光系数小于 Nd:YAG 材料的热光系数。

2007年,文[108-109]作者采用哈特曼波前传感器对棒状Nd:Glass热容激光器的温度场进行了测量,实验结果与理论分析结果获得了较好的一致性,证明了将哈特曼波前传感器用于温度测量的可行性。文[108-109]中理论分析部分,作者认为波前畸变与温度场分布之间的关系为

$$OPD(r,t) = L \left[ \frac{dn}{dT} + \alpha(n-1) \right] \Delta T(r,t) \quad (2.118)$$

对N31磷酸盐玻璃而言,上式中比例系数 $[dn/dT + \alpha(n-1)]$ 的值为 $1.4 \times 10^{-6}$ 。值得注意的是,(2.118)式仅在激光介质内部无应力的状态下才成立。在玻璃材料介质中,应力导致的波前畸变占主要成份,因此将(2.118)式用于温度场的计算是不对的。不幸的是,厂商并未对N31磷酸盐玻璃的弹光系数进行测量,我们无法预测参数 $p'_{11}$ 、 $p'_{12}$ 的数值。假设N31磷酸盐玻璃与其它磷酸盐玻璃在物理属性上基本一致,将热光系数<sup>[112]</sup> $dn/dT = -4.3 \times 10^{-6}$ 代入(2.116)式可得参数 $dn/dT + C_s$ 为 $10^{-6}$ 量级。这就是文[108-109]测量结果与计算结果基本一致的原因。

### 2.4.2.3 退偏损耗

由(2.108)式可知 $B_{r\theta} = 0$ ,故(2.109)式中 $2 \times 2$ 矩阵的本征偏振方向为 $r$ 向和 $\theta$ 向,即说沿径向或切向的线偏振光通过棒状激光器时不产生退偏损耗。由退偏损耗计算公式(2.75)~(2.77)可知,当径向偏振光通过激光棒时,退偏损耗大小仅与本征偏振方向折射率之差有关。定义

$$\Delta n_{r,\theta} = n_+ - n_- \quad (2.119)$$

将(2.93)~(2.95)、(2.102)~(2.104)、(2.108)~(2.111)式代入(2.119)可得

$$\Delta n_{r,\theta} = - \frac{n_0^3 (p'_{11} - p'_{12} + 4p'_{44})(1+\nu)(\sigma_r - \sigma_\theta)}{6E} \quad (2.120)$$

将(2.96)、(2.97)式代入(2.120)式可得两个本征偏振方向的相位差为

$$\begin{aligned} \delta(r,t) &= \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{r,\theta} L \\ &= \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\alpha n_0^3 (p'_{11} - p'_{12} + 4p'_{44})(1+\nu)}{3c\gamma(1-\nu)} \sum_{n=1}^{\infty} G(M, \beta_n) \exp^{-\beta_n^2 t / \tau} J_2(r\beta_n / r_0) \end{aligned} \quad (2.121)$$

式中 $G(M, \beta_n)$ 为时空不相关项,其表达式为

$$G(M, \beta_n) = \frac{Q}{V(1+g/2)} \frac{(1+g)\beta_n J_1(\beta_n) - 2gJ_2(\beta_n)}{(A^2 + \beta_n^2)J_0^2(\beta_n)} \times \left[ \frac{1 - \exp(-M\beta_n^2 t_p / \tau)}{1 - \exp(-\beta_n^2 t_p / \tau)} \right] \quad (2.122)$$

对于Nd:Glass激光棒,将关系式 $2p'_{44} = p'_{11} - p'_{12}$ 代入(2.121)可得

$$\begin{aligned} \delta(r,t) &= \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{r,\theta} L \\ &= \frac{2\pi L}{\lambda} \frac{\alpha n^3 (p'_{11} - p'_{12})(1+\nu)}{c\gamma(1-\nu)} \sum_{n=1}^{\infty} G(M, \beta_n) \exp(-\beta_n^2 t / \tau) J_2(r\beta_n / r_0) \end{aligned} \quad (2.123)$$

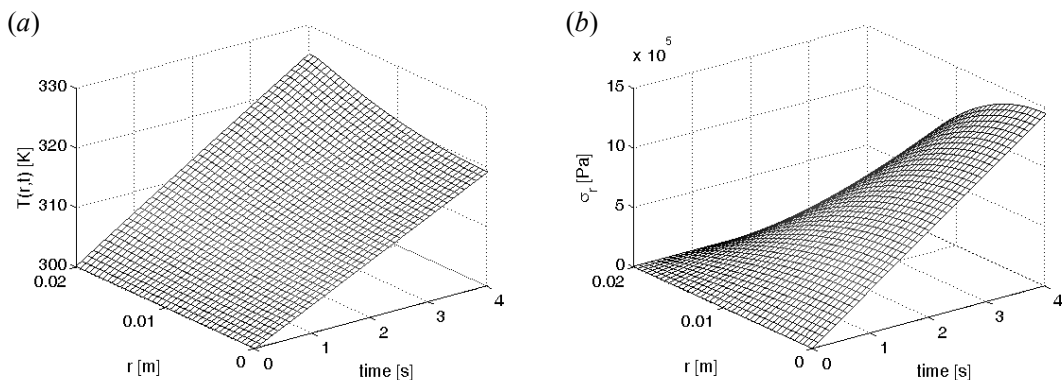
由(2.121)、(2.123)式不难看出，线偏光通过激光棒后，透射光在两个本征偏振方向上的相位差为材料物理属性、泵浦参数、制冷条件的函数，如光弹系数、泊松比、热膨胀系数等等。对于钕玻璃激光器而言，弹光系数  $p'_{11}$ 、 $p'_{12}$  之差越小，退偏损耗越小。

为了书写方便，我们将(2.121)、(2.123)式中第二项分式记为  $C_B$ ，表 2.6 中列出了不同材料的  $C_B$  值。表中数据显示 Nd:YAG 材料的  $C_B$  系数最大，玻璃的  $C_B$  系数略小。

#### 2.4.2.4 钕玻璃热容激光器热致波前畸变分析

下面以 LG-750 玻璃为例，对热容激光器中的热致波前畸变和退偏损耗特性进行分析。设激光棒长 50cm，直径 4cm；泵浦脉冲重复频率 10Hz，每个泵浦脉冲导致的热沉积  $Q$  为 800J，泵浦光吸收不均性参数  $g$  为 0.35；激光器激射及制冷期间保持近似绝热边界条件不变，无量纲参数  $A$  为定值 0.1147。

在激光发射 4s 期间内，激光棒内的温度场及应力场分布，如图 2.15 所示。从图中我们可以看出：热容激光器工作期间，随着泵浦脉冲数的增加，激光棒温度迅速升高；由于激光棒散热边界近似绝热，工作介质内温度梯度小，热应力仅为 MPa 量级；激光器工作期间，激光棒边缘温度高于中心温度，棒中心承受拉应力，棒表面承受压应力。



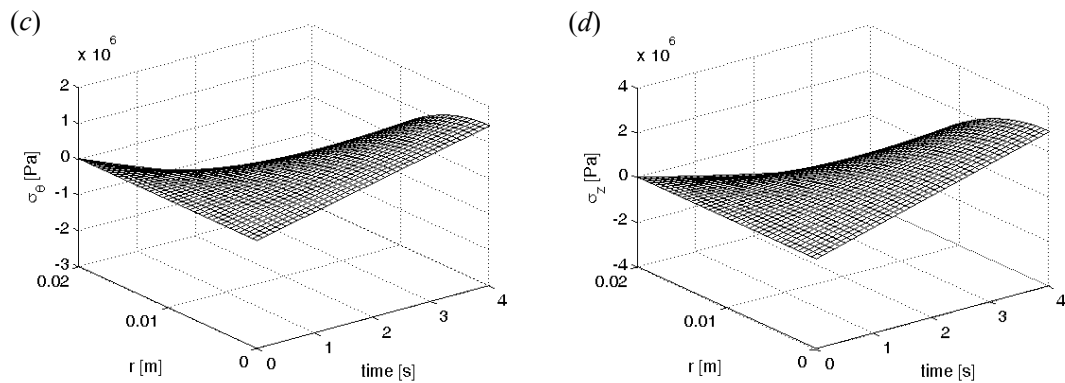


图 2.15 工作期间激光棒内的温度场和应力场分布

(a) Temperature (b)  $\sigma_r$  (c)  $\sigma_\theta$  (d)  $\sigma_z$ 

脉冲加载结束后 10 分钟内，激光棒内的温度场和应力场分布如图 2.16 所示。从图中我们可以看出：泵浦脉冲加载结束后，激光棒边缘温度随着时间的推移逐渐降低，而中心温度则先升后降，在经历短暂的温度平衡后，激光棒边缘温度降至中心温度以下；随着径向温度梯度的变化，工作介质内的应力状态发生了剧烈变化，泵浦脉冲加载结束后约 130 秒，激光棒表面切应力由压应力变为拉应力，泵浦脉冲加载结束后约 230 秒，激光棒中心由拉应力变为压应力。

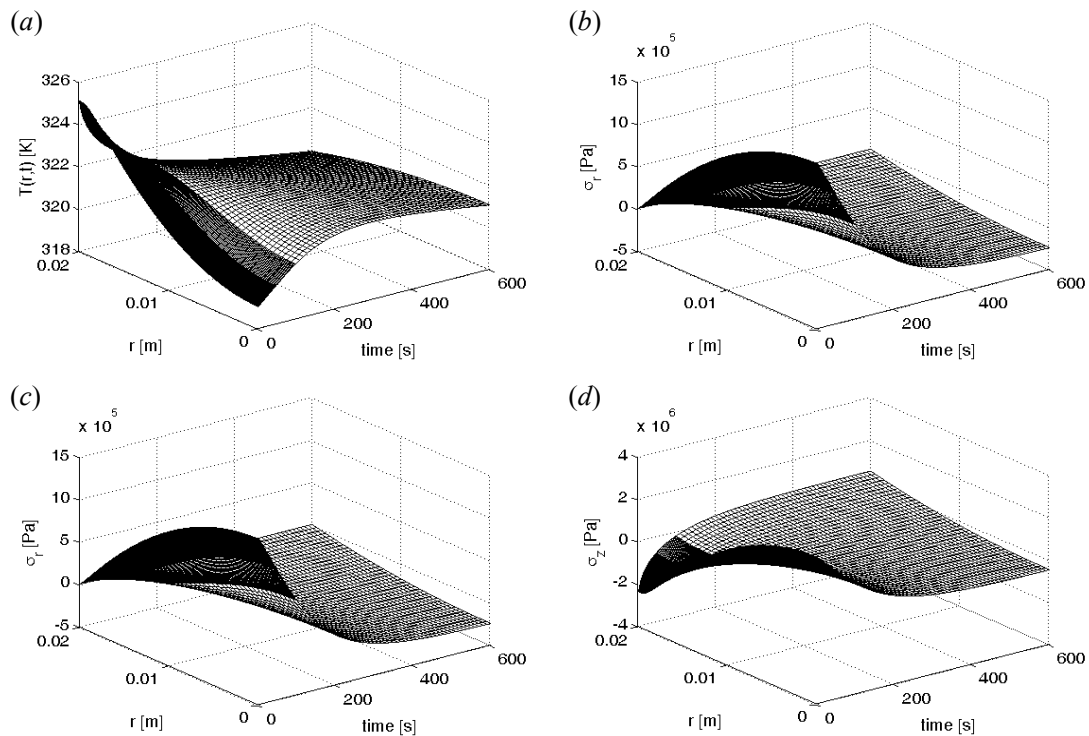


图 2.16 制冷期间激光棒内的温度场和应力场分布

(a) Temperature (b)  $\sigma_r$  (c)  $\sigma_\theta$  (d)  $\sigma_z$ 

为了清晰地展示热光效应和弹光效应对热致波前畸变的贡献，我们将(2.92)式和(2.98)式计算得到的温度场和应力场分布，代入(2.112)和(2.99)式进行数值计算得到了脉冲泵浦及制冷期间，温度梯度和热应力导致的波前畸变，以及它们综合作

用的效果，如图 2.17 所示。从图中我们可以看出：热容激光器工作期间，棒边缘温度高于中心温度，热光效应导致正透镜效应，弹光效应导致负透镜效应，综合效果为负透镜效应；泵浦脉冲加载结束一段时间后，棒边缘温度低于中心温度时，热光效应导致负透镜效应，弹光效应导致正透镜效应，综合效果为正透镜效应。

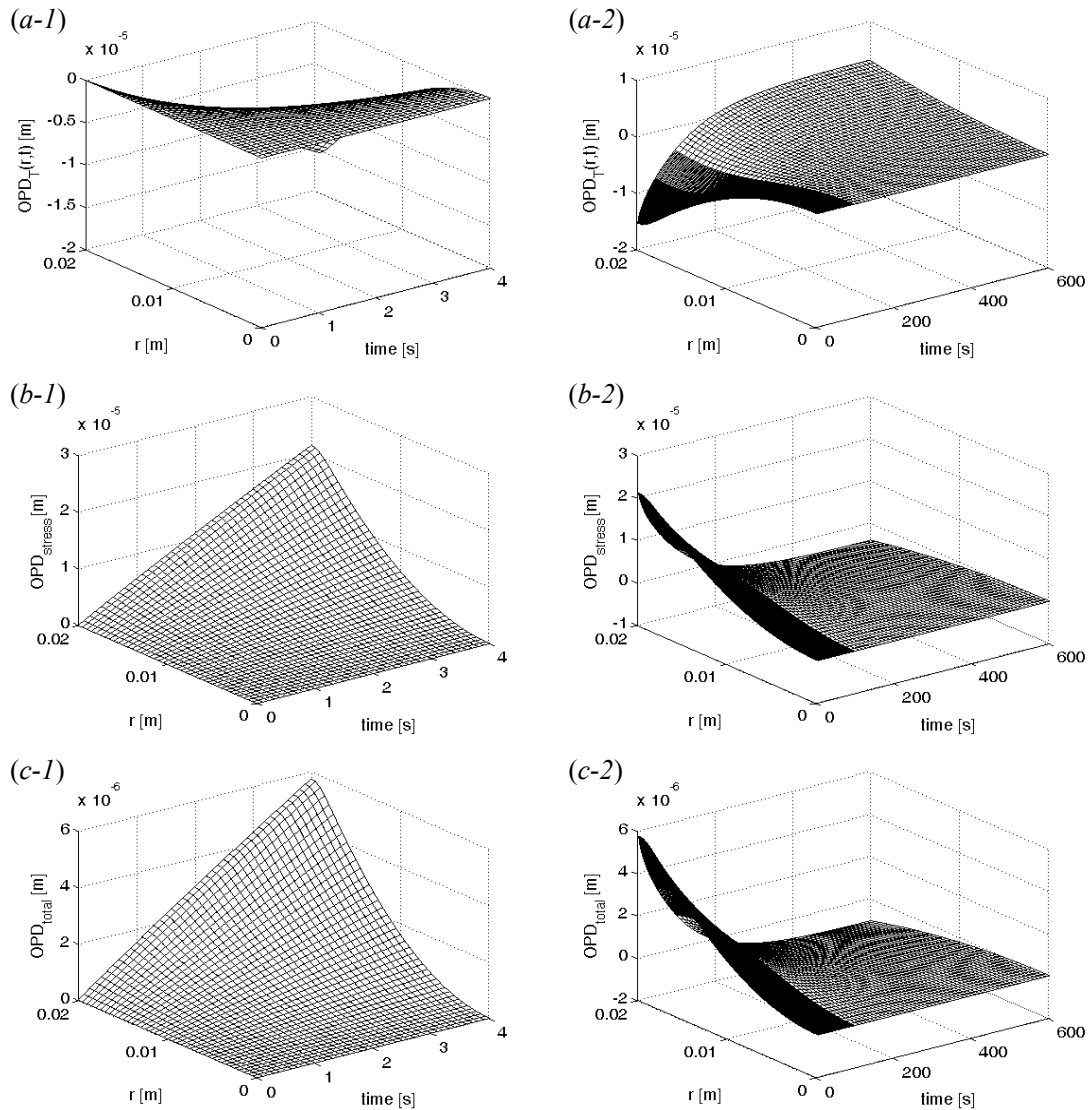


图 2.17 温度场、应力场及其综合作用导致的波前畸变

(a) 热光效应导致的波前畸变 (b) 弹光效应导致的波前畸变 (c) 综合效果

(-1) 泵浦期间 (-2) 制冷期间

上述分析中，为了得到波前畸变与温度梯度之间的解析公式(2.116)，在(2.113)式的推导过程中我们曾做了一些近似。为了验证(2.116)式的正确性，我们直接将(2.92)式计算得到的温度场分布代入(2.116)式，计算总的波前畸变，将其与数值计算结果进行比较。图 2.18 显示了数值计算与解析计算得到的波前畸变之差，从图中我们可以看出：数值计算结果与解析计算结果基本一致，误差为  $10^{-10}$  m 量级，故(2.116)式用于波前畸变的计算是准确、可行的。

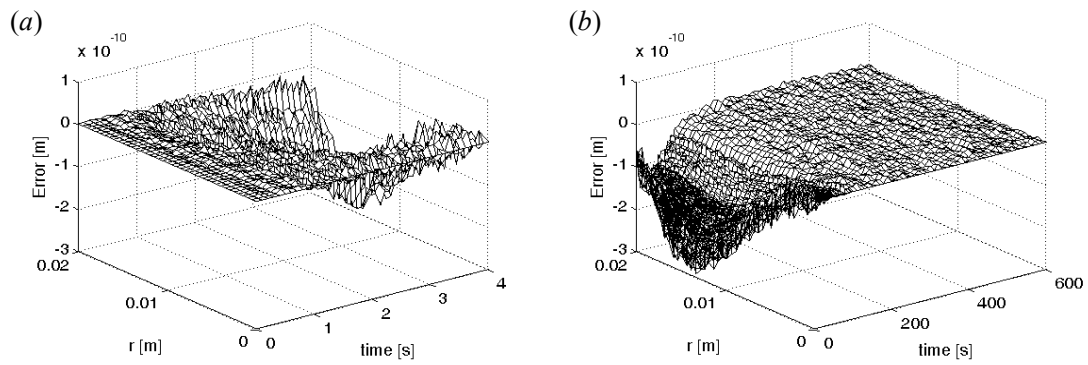


图 2.18 计算误差

(a) 泵浦期间 (b) 制冷期间

#### 2.4.2.5 Nd:Glass 与 Nd:YAG 退偏损耗属性比较

为了便于比较 Nd:YAG 与 Nd:Glass 在退偏属性上的差别，我们对同等散热条件下（换热系数为  $1 \text{ W/m}^2\text{K}$ ），线偏振光通过激光棒所产生的退偏损耗进行了分析。计算中，激光棒尺寸及泵浦条件与 2.4.2.4 节算例相同。

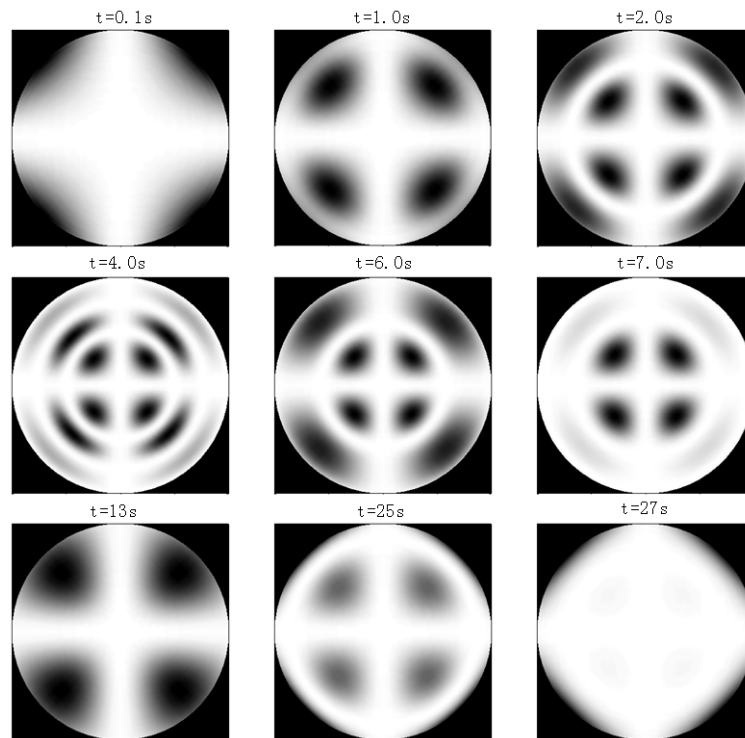


图 2.19 线偏振光通过 Nd:YAG 激光棒透射光强度分布图

图 2.19 显示了 Nd:YAG 激光棒透射光斑强度分布图，从图中我们可以看出：在泵浦阶段，第一个泵浦脉冲之后，激光棒内便产生了退偏现象，退偏主要集中在棒边缘位置附近。随后，随着泵浦脉冲的增加，发生退偏损耗的区域逐渐增多，

并向棒中心聚集。在制冷阶段，发生退偏的区域逐渐减少，并向棒表面发散。最后，透射光斑为亮方形。

图 2.20 为泵浦期间，线偏振光通过棒状激光器所产生的退偏损耗随时间变化曲线，从图中我们可以看出，钕离子掺杂的 YAG、LG-680、LG-750、LG-760 和 LG-770 棒状激光器中，退偏损耗的大小处于同一量级。由(2.120)式可知：对 LG-770 玻璃而言， $n_0^3(p'_{11}-p'_{12}+4p'_{44})(1+\nu)/6E=-1.7\times 10^{-12}$ ，对 Nd:YAG 而言，该值为 $-1.2641\times 10^{-12}$ 。虽然 LG-770 玻璃的热导率远低于 YAG 的热导率，玻璃棒中的温度梯度更大，但是玻璃的杨氏模量比 YAG 小，因此产生的热应力大小相当。例如，在泵浦结束时 ( $t=4s$ )，Nd:Glass 棒内的  $\sigma_r-\sigma_\theta$  数值为 2.4 MPa，Nd:YAG 棒内的  $\sigma_r-\sigma_\theta$  数值为 3.4 MPa。因此，Nd:LG770 与 Nd:YAG 中的热致双折射效应处于同一量级。

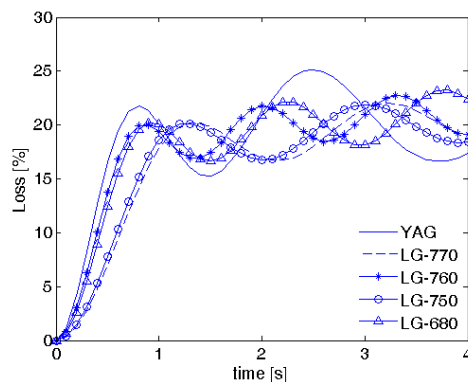


图 2.20 线偏振光通过 Nd:YAG 和 Nd:Glass 激光棒产生的退偏损耗

## 2.5 板条激光器热效应理论模型

自提出板条激光器的概念以来，已有众多学者对板状激光介质中的热效应问题进行了研究。随着板条激光器泵浦结构的变化，热效应问题的研究方法也在不断变化，其中部分内容已在 2.2-2.3 节有所提及。本节，我们着重论述不同泵浦结构的板条激光器，在研究方法上的差异。

矩形板条几何结构如图 2.21 所示，假设板条厚度为  $t$ ，宽度为  $w$ ，长度为  $L$ 。当板条激光器采用面泵浦结构时，泵浦光吸收光程短，且激光沿板条长度方向以 zigzag 方式传输。因此，热源分布可采用均匀热源模型，即热光效应简化为一维问题处理。由于板条长度方向没有温度梯度，且板条长度方向尺寸远大于宽度和厚度方向尺寸，因此，应力的求解可采用平面应变近似条件，即弹光效应简化为二

维问题处理 ( $xy$  截面)。

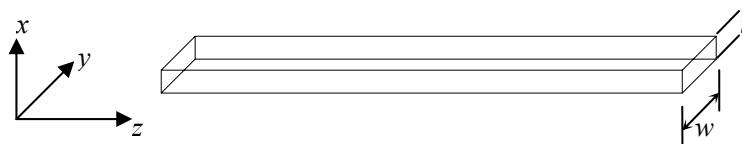


图 2.21 矩形板条几何结构

假设板条内部存在均匀热源  $Q$ ；板条上下表面均匀冷却，侧面绝热，这样就可以忽略  $y$ 、 $z$  方向上的热梯度，只进行一维热分析，即温度和应力只随  $x$  变化。文[74,75]在上述条件下，结合平面应变近似，计算得到板条中的温度和应力分布为：

$$T = T_c + \frac{Qt}{2} \left( \frac{1}{\lambda} + \frac{t}{6k} \right) + \frac{Qt^2}{8k} \left[ \frac{1}{3} - \left( \frac{2x}{t} \right)^2 \right] \quad (2.124)$$

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{Q\alpha E}{2(1-\nu)k} \left[ x^2 - \frac{t^2}{12} \right] \quad (2.125)$$

其中  $k$  为热导率， $\nu$  为泊松比， $\alpha$  为热膨胀系数， $\lambda$  散热系数。若单位长度的棒与板条吸收相同的热功率，两者的表面应力之比为：

$$\frac{(P_a/L)_{\text{rod}}}{(P_a/L)_{\text{slab}}} = \frac{2\pi}{3} \left( \frac{t}{w} \right) \quad (2.126)$$

因此，只要板条的宽厚比大于 2，板条耐吸收热量的能力就大于棒。

由于应力只有两个非零量  $\sigma_{xx}$ 、 $\sigma_{yy}$ ，此时板条截面上每一点的折射率椭圆的主轴平行于  $x$ 、 $y$  轴，因此，沿  $x$ 、 $y$  方向偏振的线偏振光通过板条时不会出现退偏振现象。但是板条激光介质仍起着圆柱薄透镜的作用，其焦距比棒状激光介质短 2 倍左右。

为了进一步消除热效应的影响，使光线在板条内部沿 zigzag 光路传输（图 2.22），这样，光束波前的所有部分都渡越两反射面之间的相同温度梯度，与温度有关的折射率变化不会引起光学畸变。在板的中心面上，热分布是对称的，所有光学表面之间的热应力最终达到平衡值 0。当光束从板的一个表面反射到另一表面时，在很大程度上补偿了应力-光学畸变。因此，在理想条件下，板条介质中的热畸变效应将得到充分补充。

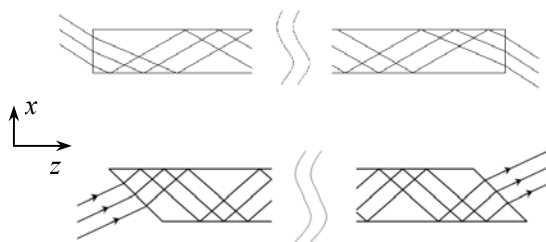


图 2.22 zigzag 光路

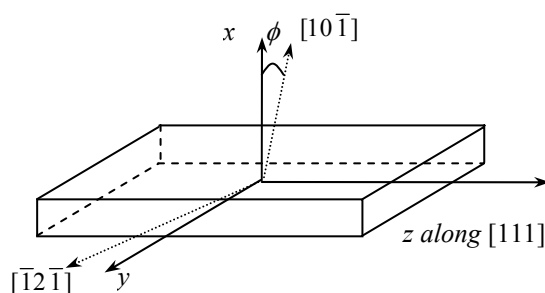


图 2.23 切割角  $\phi$  示意图

1995年, Q. Lü<sup>[92]</sup>以均匀泵浦、均匀冷却的理想矩形板条(图 2.23)为例, 研究了晶体切割方向对退偏效应的影响, 结果表明:

- ◆ 板条激光器的退偏损耗随切割角 $\phi$ 的变化而周期性的变化(图 2.24);
- ◆ 退偏损耗随光束入射位置的变化而变化, 且退偏损耗沿板条厚度方向的分布不对称(图 2.25)。

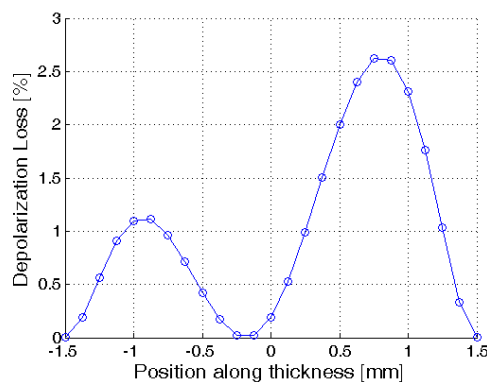
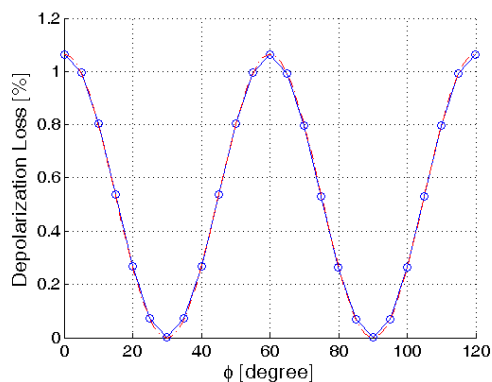


图 2.24 退偏损耗随切割角度 $\phi$ 变化曲线      图 2.25 退偏损耗随入射位置变化曲线( $\phi=60^\circ$ )

对于侧面泵浦板条激光器, 弹光效应仍然可以简化为二维问题处理。由于泵浦光沿板条宽度方向传输, 制冷方向为板条厚度方向, 因此, 激光光束截面内的温度场呈二维分布, 热光效应必须作为二维问题处理。侧面泵浦板条激光器的热源模型通常采用指数吸收模型。

2000年, Todd S. Rutherford<sup>[76]</sup>等对侧面泵浦的板条激光器做了详细的分析, 推导了均匀掺杂板状激光介质中的温度场、应力场分布解析公式, 如(2.127)-(2.130)式。

$$T(x, y) = \frac{Qt^2}{8k} \left[ 1 + \frac{4k}{\lambda t} - \left( \frac{2x}{t} \right)^2 \right] + \frac{2Q}{k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\beta_n^2} \frac{(\alpha w)^2}{(\alpha w)^2 + 4n^2 \pi^2} \times \left[ 1 - \frac{\cosh(\beta_n x)}{\frac{k\beta_n}{\lambda} \sinh\left(\beta_n \frac{t}{2}\right) + \cosh\left(\beta_n \frac{t}{2}\right)} \right] \cosh(\beta_n y) \quad (2.127)$$

式中  $Q$  为平均体热源密度, 系数  $\beta_n = 2n\pi/w$ ,  $\alpha$  为泵浦光的吸收系数。

$$\sigma_{xx} = \frac{\eta_h \eta_{abs} P_p}{LM_s} \frac{(\alpha w)^3}{2\alpha_r \sinh(\alpha w/2)} \cosh(\alpha x) \left[ \frac{1}{24} \left( \frac{y}{t} \right)^4 - \frac{1}{48} \left( \frac{y}{t} \right)^2 + \frac{1}{384} \right] \quad (2.128)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{\eta_h \eta_{abs} P_p}{LM_s} \frac{\alpha w}{2\alpha_r \sinh(\alpha w/2)} \cosh(\alpha y) \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{x}{t} \right)^2 - \frac{1}{24} \right] \quad (2.129)$$

$$\sigma_{xy} = 0 \quad (2.130)$$

式中  $P_p$  为泵浦功率,  $\eta_h$  为, 系数  $\alpha_r = w/t$ ,  $M_s$  及  $\eta_{abs}$  如下式所示。

$$Ms = \frac{(1-\nu)k}{\alpha E}, \quad \eta_{abs} = \frac{1-e^{-\alpha w}}{1-R_p e^{-\alpha w}} \quad (2.131)$$

2004年, Ying Chen 等<sup>[77,78]</sup>指出了文[92]中的错误, 并证明了经指标缩并后, 实验室坐标系下压光张量是一个非对称矩阵。以此为基础, 在平面应变近似条件下, Ying Chen 以侧面泵浦板条激光介质为例, 分析了晶体切割方向对退偏损耗的影响, 结果表明:

- ◆ 不同位置入射光线产生的退偏损耗对切割角的依赖关系不同 (图 2.26);
- ◆ 退偏损耗随入射位置的变化而变化 (图 2.27)。

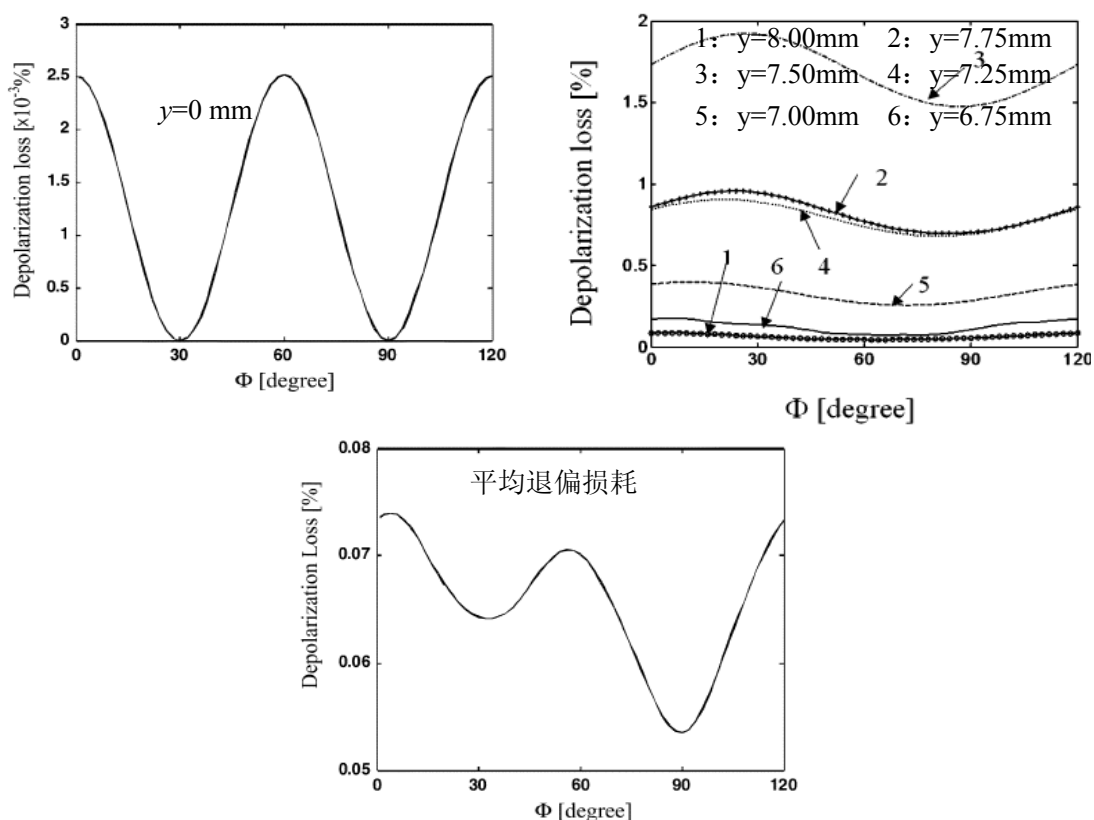
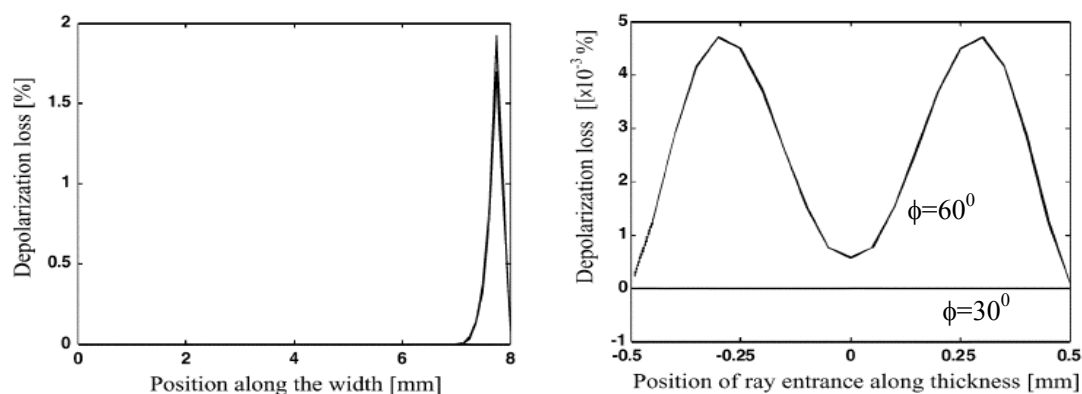


图 2.26 退偏损耗随切割角度  $\phi$  变化曲线



(a) 随宽度方向入射位置的变化 ( $\phi=30^\circ$ ) (b) 随厚度方向入射位置的变化 ( $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ )

图 2.27 退偏损耗随入射位置变化曲线

2007年, Simmons等<sup>[89]</sup>发现了文[77]中的压光张量的计算错误, 指出采用文[77]中的压光张量将导致退偏损耗计算结果偏大一个数量级。然而, 文[89]的研究成果并没有引起足够的重视, 目前仍有不少文献[90~91]在采用上述错误的数据进行分析。

对于端面泵浦板条激光器, 由于泵浦光沿板条长度方向传输, 制冷方向为板条厚度方向, 因此, zigzag光路不是平均一维的温度梯度, 而是要平均二维的温度梯度, 热光效应必须作为二维问题处理( $xz$ 截面)。另外, 对于宽厚比不是很大的板条激光器而言, 板条内部的应力场分布不能简化为二维问题处理。由于上述原因, 建立端面泵浦板条激光器热效应研究解析模型十分困难, 只能依靠数值分析的方法进行研究。

对于CCEPS放大器而言, 热效应问题的研究更加复杂。由于板条介质为复合介质, 我们很难获得温度场分布和热应力场分布的解析解形式。另外, CCEPS模块中, 微通道热沉仅对板条介质的部分表面进行散热, 而不是全表面散热, 这进一步加大了进行解析研究的难度。因此, 本文从热光效应和弹光效应的基本原理出发, 采用数值分析的方法研究CCEPS放大器中的热效应问题。

## 2.6 本章小结

本章介绍了固体激光器中热效应产生机理及其研究方法, 并对棒状激光器中的热效应问题进行了研究, 主要研究成果有:

- ◆ 将均匀掺杂、均匀冷却激光介质中温度场分布的解析求解方法移植到复合板条温度场的计算中, 提出了矩形复合板条温度场分布的半解析求解方法。该方法与有限元法相比, 计算速度快, 编程简单。
- ◆ 指出了文献中YAG晶体压光张量的常见计算错误, 并进行了纠正, 对纠正后结果的正确性进行了证明。
- ◆ 对稳态模式下, 侧面泵浦棒状激光器中的热透镜焦距计算公式进行了研究, 研究表明: Koechner热透镜焦距计算公式是正确的, 文[95]的分析中存在两点不妥之处: 高估材料参数热导率、不考虑热源的非均匀性, 正是这两点导致Koechner热透镜焦距计算公式低估了棒状激光器中的热效应问题。
- ◆ 建立了热容模式下, 侧面泵浦Nd:Glass和Nd:YAG棒状激光器热效应解析模型, 研究表明: 在Nd:YAG和Nd:Glass棒状激光器中, 热致波前畸变正比于截面上的温度差; 在Nd:YAG介质中, 热光效应是导致波前畸变的主要原因, 而在Nd:Glass介质中, 弹光效应导致的波前畸变的主要原因; 同等制冷条件下, 若介质中产生的废热相同, Nd:YAG与Nd:Glass中的热致退偏损耗大小相当。

### 第三章 CCEPS 放大器热效应分析

本章，我们从热光效应和弹光效应的基本原理出发，对 CCEPS 放大器中的热效应问题进行数值研究。首先，我们建立简化的二维矩形复合板条模型，研究不同 zigzag 光路消除热效应的能力。然后，根据 CCEPS 实物模块建立三维模型，分析各种非理想散热条件对热效应的影响。

#### 3.1 CCEPS 物理模型

图 3.1 为诺格公司提出的传导冷却端面泵浦板条放大器 (CCEPS) 模块结构图，它由半导体激光器阵列、透镜组、激光晶体和微通道热沉四部分组成。其中，半导体激光器阵列产生的泵浦光经透镜组整形后从板条的两端注入激光晶体。激光晶体由掺杂段和未掺杂段两部分组成，未掺杂段通过键合技术粘接在掺杂段两端，并切成  $45^\circ$  角。泵浦光经斜面反射后沿板条长度方向传输。激光晶体的大表面为全反射面和传导冷却面，并镀有一层  $3\mu\text{m}$  厚的  $\text{SiO}_2$  薄膜，微通道热沉通过金属钎焊接在激光晶体上。CCEPS 模块中，为了实现端面泵浦，并保证热沉不遮挡光路，热沉长度必须小于板条晶体长度。

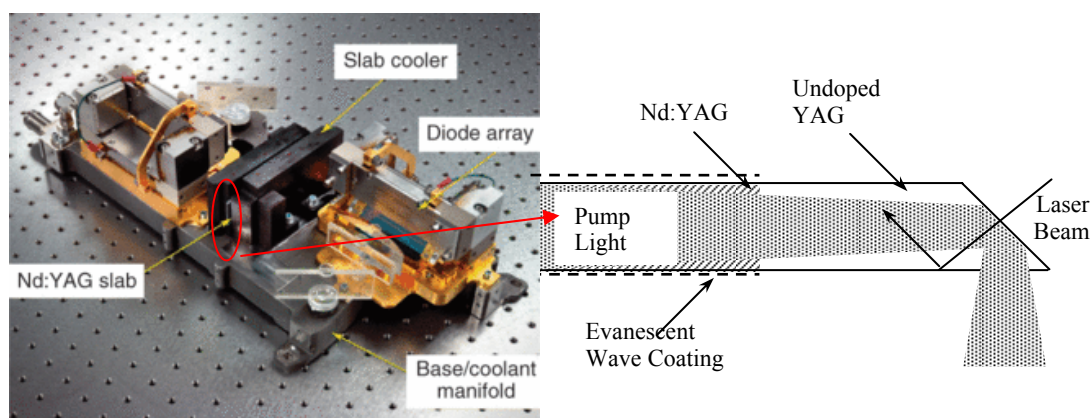


图 3.1 CCEPS 模块结构图

#### 3.2 光路设计

在板条介质中，激光在板条上下表面全反射，沿 zigzag 光路传播。在光路设计中，需要考虑全反射条件，并尽量提高光束在板条内部的填充因子，避免出现光束分裂现象。

文[81]对 CCEPS 中的 zigzag 光路设计，进行了详细的分析，现将其主要结论摘录如下。

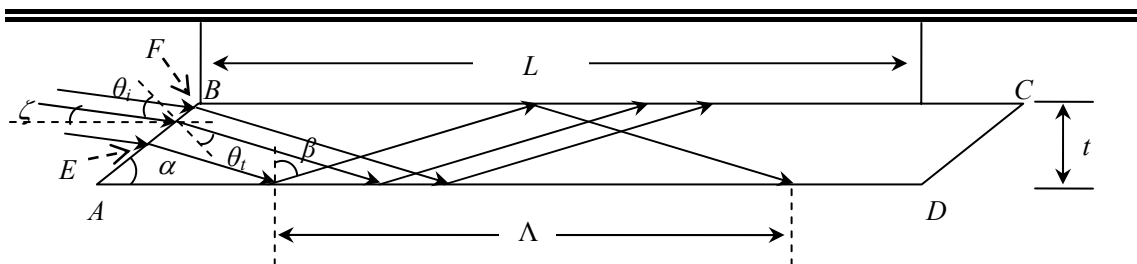


图 3.2 板条结构参数、光路参数示意图

为了便于分析，对于图 3.2 所示的板条激光介质，文[81]的作者定义了如下几个参数：

zigzag 周期 ( $\Lambda$ )：板条介质中同一表面上两相邻反射点之间的距离；

填充因子 ( $FF$ )：一个 zigzag 周期内，板条介质中光线覆盖区域面积与  $At$  之比；

激光入射端面占空比 ( $AR$ )：板条入射端面上，光束宽度  $EF$  与板条端面宽度  $AB$  之比。

当激光在 Nd:YAG 晶体制作的 CCEPS 板条介质中沿 zigzag 光路传输时，板条结构参数与入射角之间必须满足如下关系<sup>[81]</sup>，透射光束才不会发生图 3.3 所示的分裂现象：

$$LTR_{\alpha+\beta>\pi/2} = \frac{L}{t} = N_r \tan \beta - \frac{1}{\tan \alpha} \quad (3.1)$$

式中  $N_r$  为反射次数，其余各符号含义如图 3.2 所示。此时，口径比  $AR=1$ ，填充因子  $FF<1$ 。



(a) 合理的 zigzag 光路设计



(b) 不合理的 zigzag 光路设计

图 3.3 zigzag 光路

### 3.3 复合介质板条热效应分析

本节，我们建立二维复合介质矩形板条模型，对其中的热效应问题进行研究，获得对 zigzag 光路消除热致波前畸变和退偏损耗能力的初步认识。

### 3.3.1 热光效应分析

#### 3.3.1.1 温度场的计算

假设二维矩形复合板状激光介质的结构如图 2.2 所示，以表 3.1 所示两种板条激光介质为例，我们对板条中的温度场分布进行了计算。算例 1 为均匀掺杂矩形板条 (single medium)，算例 2 为矩形复合板条 (composite slab)，计算中假设未掺杂晶体对泵浦光无吸收，晶体初始温度为 293K。

表 3.1 计算参数

算例	$t$ (mm)	$W$ (mm)	$L_d$ (mm)	$L_u$ (mm)	$\eta_{abs}$	$\eta_h$	$\alpha$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$k$ (W/m K)	$\beta$ ( $10^{-6}/\text{K}$ )	$h$ (W/ $\text{cm}^2$ K)	$T_c$ (K)	$P_0$ (W)
1	1.7	5.6	49	0	0.85	0.32	0.69	14	7.7	10	293	300
2	1.7	5.6	49	10	0.85	0.32	0.69	14	7.7	10	293	300

#### (1) 半解析法

采用 2.2.1 节叙述的方法，我们采用 Matlab 编程计算得到了单一板条与复合板条中的温度场分布，如图 3.4 所示。从图中我们可以看出：单一掺杂介质中最高温度在泵浦光入射端面位置处，达到 42.12℃；复合板条中最高温度位于  $z=\pm 22.9\text{ mm}$  处，仅为 38.26℃，比单一介质中的最高温度降低了约 4℃；复合板条键合位置处最高温度为 31.4℃，比单一介质中相同位置处温度降低了约 11℃。

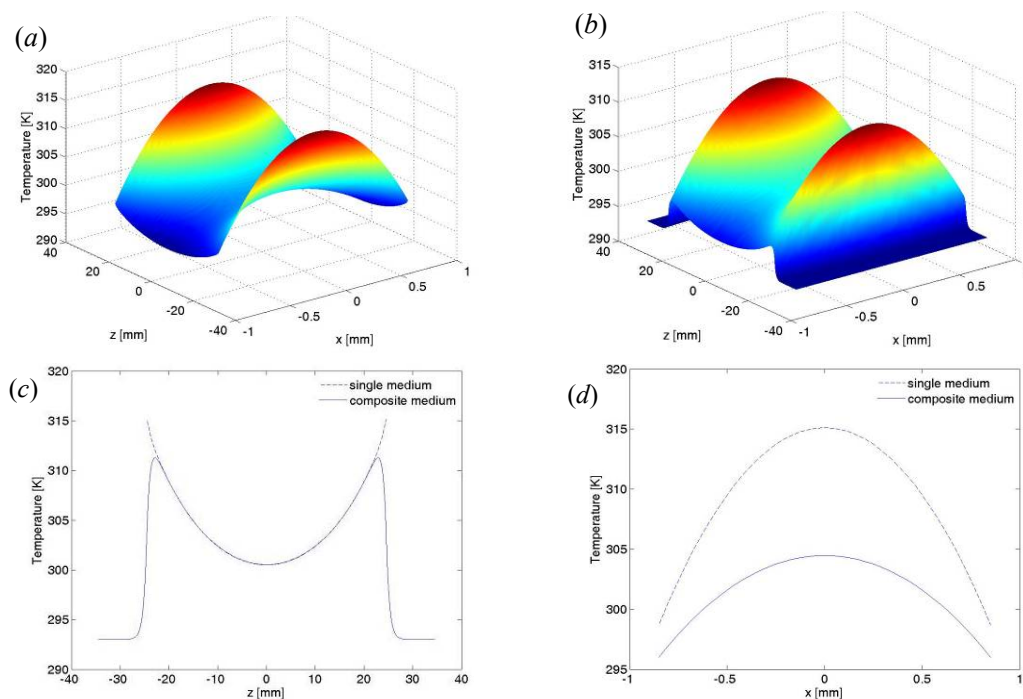


图 3.4 板状介质内部温度场分布

(a)单一介质 (b)复合介质 (c) 温度分布( $x=0\text{cm}$ ) (d) 温度分布( $z=2.45\text{cm}$ )

可见，通过键合未掺杂介质可以有效降低掺杂介质的最高温度。未掺杂段长度

对复合板条最高温度的影响前人已做过分析<sup>[113]</sup>，这里不再重复计算，仅列出其结论：当热源及散热条件一定时，复合板条未掺杂段存在一个最佳长度；增加未掺杂段长度使之大于最佳长度，对降低板条最高温度没有意义。

## (2) 有限元法

为了验证上述半解析法计算结果的正确性，我们以算例 2 为例，采用 ANSYS 建立了如图 3.5 所示的有限元模型（图中  $x$ 、 $y$  方向显示比例为 10:1）。模型采用 plane55 单元，复合板条在厚度方向单元数为 40，长度方向掺杂段单元数为 300，两侧未掺杂段单元数均为 60。图 3.6 为 ANSYS 计算得到的温度场分布云图。图 3.7 显示了板条长度方向上的温度分布( $x=0$ )，从图中可以看出半解析法与有限元法的计算结果完全一致。因此，2.2.1 节所述半解析方法是正确的，应用该方法可以快速计算复合板条激光介质中的温度场分布，分析未掺杂段长度对板条最高温度的影响。

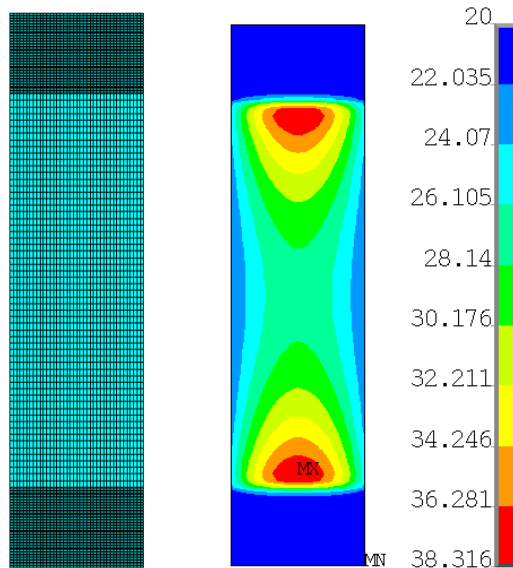


图 3.5 有限元模型

图 3.6 温度场分布

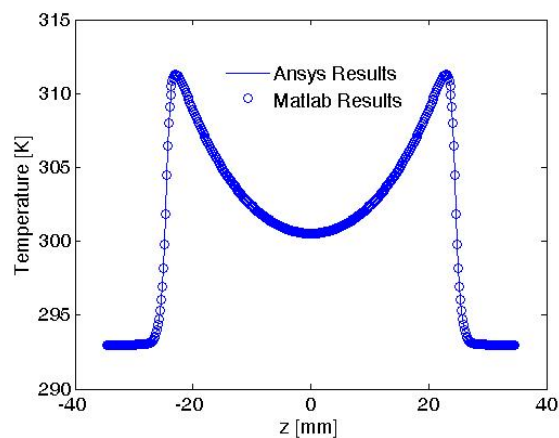


图 3.7 长度方向温度分布( $x=0$ )

### 3.3.1.2 热致波前畸变分析

对于复合板状激光介质而言，温度场分布只能获得半解析公式，因此我们无法获得热致波前畸变的解析公式，只能通过数值方法进行计算，其计算思路如下：首先将沿激光传输路径将其划分为若干段，根据每一段的温度场分布计算相应的光程，然后求和得到激光在介质内传输的总光程，再根据波前畸变的定义((2.5)式)计算波前畸变分布。

#### (1) 光路设计

图 3.8 所示为复合板条中的 zigzag 光路示意图。假设信号光在板条大表面上的反射次数为  $N_r$ ，定义同一反射面上两相邻反射点之间的距离为 zigzag 周期  $\Lambda$ 。由几何分析可知， $N_r$  为偶数，它与板条尺寸参数之间的关系为：

$$\tan(\gamma_{N_r}) = \frac{N_r \cdot t}{L} \quad (3.2)$$

其中  $\gamma_{N_r}$  为激光在板条内部反射  $N_r$  次时，激光传输方向与  $z$  轴的夹角。根据光程的定义，由左端面  $(x, -L/2)$  点入射信号光在板条内所经历的光程  $OPL_{N_r}(x)$  可表示为：

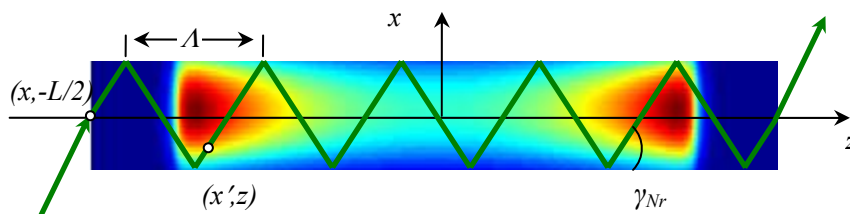


图 3.8 zigzag 光路

$$OPL_{N_r}(x) = \frac{1}{\cos \gamma_{N_r}} \int_{-L/2}^{L/2} n(x', z) dz = \frac{1}{\cos \gamma_{N_r}} \int_{-L/2}^{L/2} \left[ n_0 + \frac{dn}{dT} (T(x', z) - T_0) \right] dz \quad (3.3)$$

其中  $n(x', z)$ 、 $T(x', z)$  分别为信号光传输路径上  $(x', z)$  点处的折射率和温度， $n_0$  为介质温度为  $T_0$  时的折射率， $dn/dT$  为热光系数，由此可得板条右端面透射信号光的光程差为

$$OPD_{N_r}(x) = OPL_{N_r}(x) - \min \{ OPL_{N_r}(x) \}. \quad (3.4)$$

计算中分别取 YAG 晶体的折射率和热光系数分别为

$$n=1.82, \quad dn/dT=7.3 \times 10^{-6}/K \quad (3.5)$$

#### (2) 波前畸变分析

为了对 zigzag 光路和复合介质结构，消除热致波前畸变的能力有一个清晰的认识，我们首先计算了激光沿板条长度方向传输（直通）时，单一介质与复合介质中的波前畸变分布，如图 3.9 所示。从图中我们可以看出：直通时，单一介质和复合介质中均产生正的热透镜效应，波前畸变的幅值分别为  $3.1412\mu\text{m}$ 、 $3.1327\mu\text{m}$ 。可见，键合技术虽然可以有效降低激光晶体的温度，但是当激光沿板条长度方向

传输时，该技术并未减小热光效应导致的波前畸变。

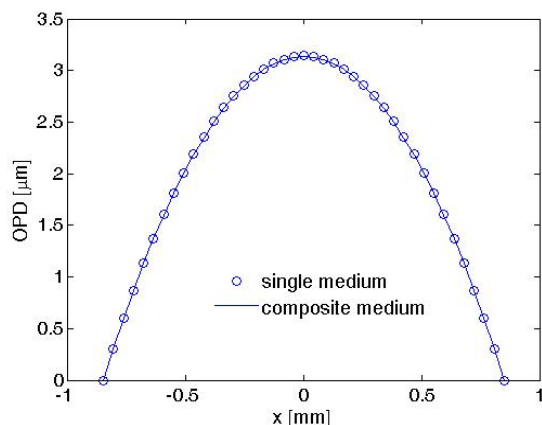


图 3.9 直通时波前畸变沿板条厚度方向分布

图 3.10 为信号光沿不同 zigzag 光路，单次通过单一介质和复合介质后，波前畸变随入射位置变化曲线。图 3.11 为相应的波前畸变幅值随反射次数  $Nr$  的变化曲线。从图中我们可以看出：

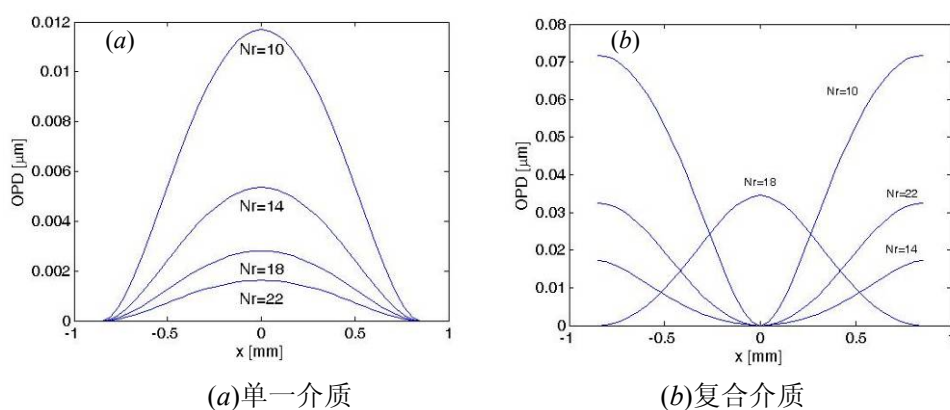


图 3.10 透射光光程差分布

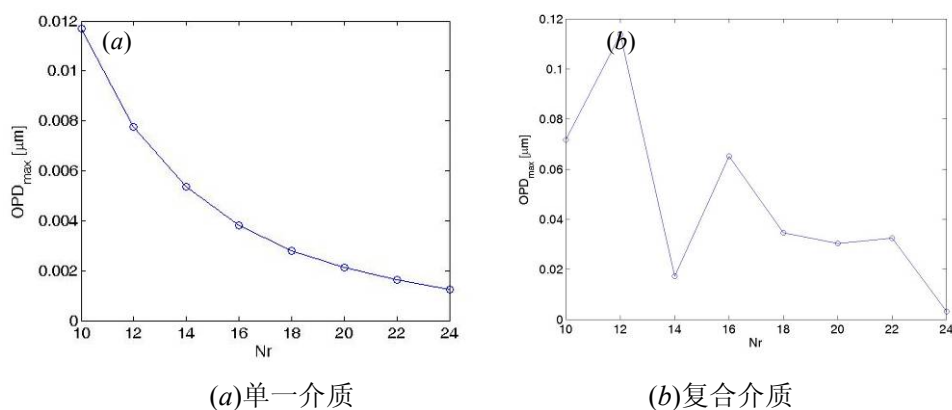


图 3.11 光程差随反射次数的变化

- ◆ 相对于直通而言，zigzag 光路无论是在单一介质还是复合介质中都可以很好地平均温度梯度导致的热透镜效应，将波前畸变的幅值降至 $\lambda/100$  量级。这是因

为直通时，板条端面中间位置处入射光线始终在高温区域传输，两侧入射光线始终在低温区域传输。而激光沿 zigzag 光路传输时，无论是端面上哪一点入射的光线，不仅要在高温区域传输，也要在低温区域传输。因此，zigzag 光路可以平均热光效应导致的波前畸变。

- ◆ 对于单一介质而言，温度梯度导致正的热透镜效应，波前畸变只有 $\lambda/1000\sim\lambda/100$ 量级；随着反射次数  $N_r$  的增加，波前畸变越来越小。对于复合介质而言，温度梯度可能导致正的热透镜效应，也可能导致负的热透镜效应，波前畸变达到 $\lambda/100\sim\lambda/10$ 量级；随着反射次数  $N_r$  的增加，热致波前畸变呈振荡式的减小。这是因为在单一介质中掺杂段的长度正好是 zigzag 周期的整数倍，因此可以获得很好的平均效果；而复合介质中掺杂段及未掺杂段的长度均不是 zigzag 周期的整数倍，此时信号光不仅不能在掺杂段和未掺杂段很好地平均温度梯度的影响，各部分引入的波前畸变也有所不同，所以波前畸变的幅值更大，波面也不同。

为了在复合介质中获得更小的波前畸变，我们可以通过合理设计复合介质中掺杂及未掺杂段的长度，使之均为 zigzag 周期的整数倍。图 3.12 显示了当介质分别为单一介质 ( $N_r=16, L_d=49\text{mm}, L_u=0\text{mm}$ ) 和复合介质 ( $N_r=20, L_d=49\text{mm}, L_u=6.1\text{mm}$ ) 时，波前畸变随入射位置变化曲线，从图中我们可以看出：经合理的设计后，复合介质中的波前畸变，可以降低至与单一介质中的波前畸变几乎完全一致。

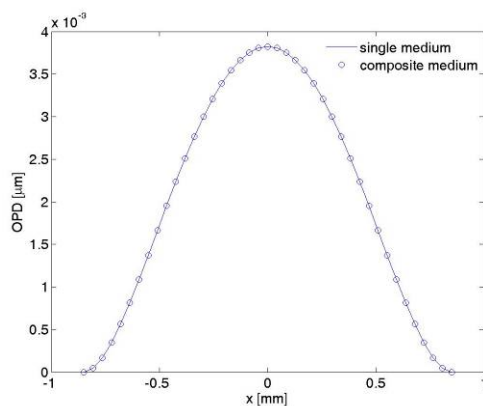


图 3.12 光程差分布

(单一介质:  $N_r=16$  复合介质  $N_r=20$ )

### 3.3.2 弹光效应分析

#### 3.3.2.1 应力场的计算

假设板条无限宽，平面应变近似条件成立。由弹性力学知识可知，此时应力张量中有 4 个非零量  $\sigma_x$ 、 $\sigma_y$ 、 $\sigma_z$ 、 $\sigma_{xz}$ 。图 3.13 为平面应变近似条件下，采用 ANSYS 计算得到的应力场分布。计算中使用到的材料参数如下：

$$E=280\text{GPa}, \nu=0.24, \beta=7.7\times 10^{-6}/^{\circ}\text{C} \quad (3.6)$$

图中结果采用 CGS 高斯单位制 ( [g,cm,s, $^{\circ}$ C,dyne] ), 其中应力单位在高斯单位制与国际单位制间的转化比例为:

$$10\text{dyn}/\text{cm}^2=1\text{Pa} \quad (3.7)$$

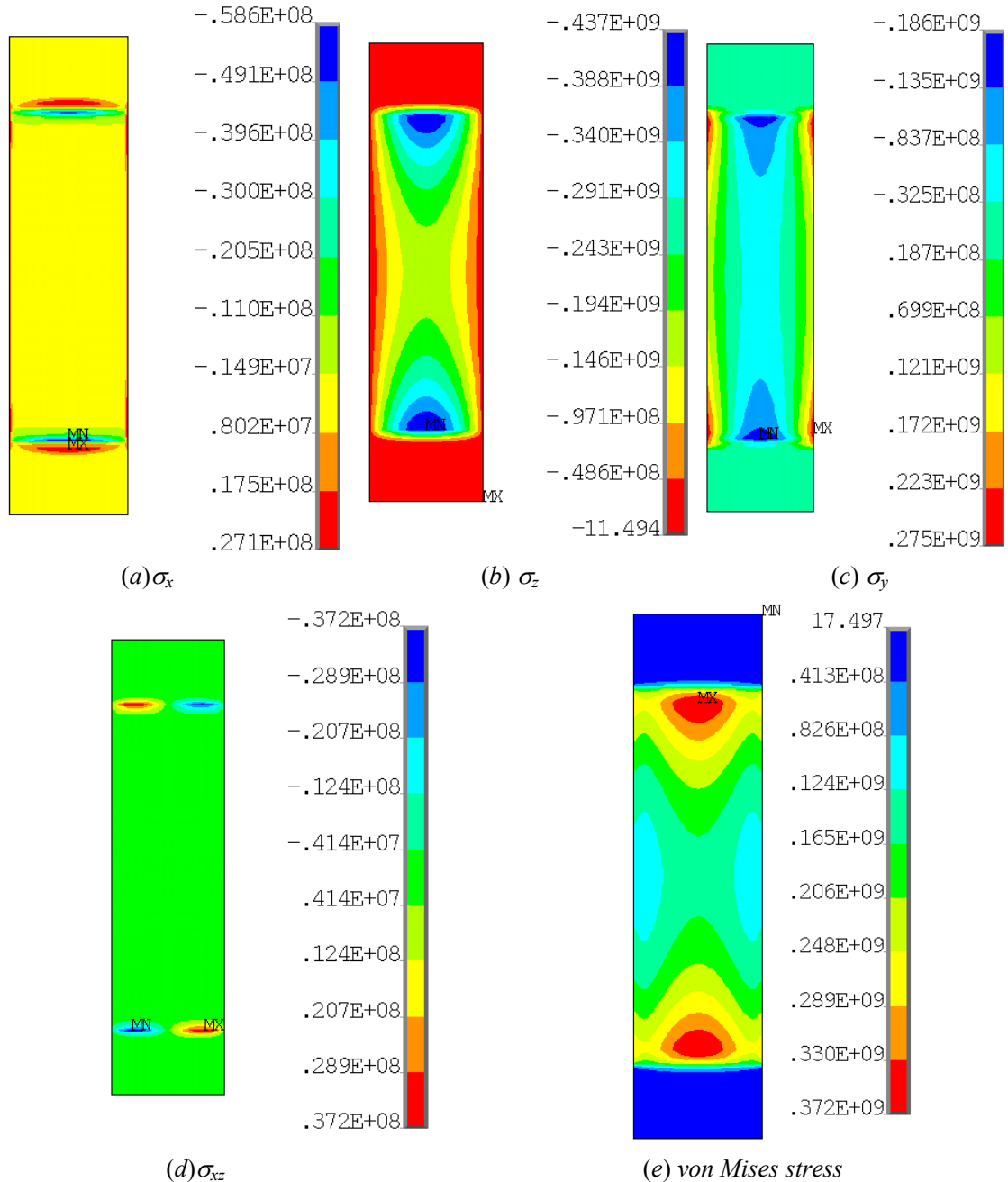


图 3.13 应力场分布云图

图 3.14 为各应力分量沿着板条长度方向( $x=0$ )和宽度方向( $z=\pm 2.45$ )的应力分布。下面结合上述图形, 分别对各个应力分量的分布情况进行描述和解释:

- ◆  $\sigma_x$ : 板条宽度方向正应力主要集中在键合位置附近, 且掺杂区和未掺杂区两侧分别表现压应力(-)和拉应力(+), 压应力和拉应力的最大值分别为-5.86MPa、

2.71MPa。

- ◆  $\sigma_y$ : 垂直于板条截面方向的正应力为压应力, 主要集中在键合位置掺杂段一侧; 压应力的最大值分别为-43.7MPa。这是因为计算中采用了平面应变近似, 即垂直于板条截面方向存在固支条件, 限制了板条的受热膨胀, 因此该方向为压应力。固体介质的热膨胀正比于介质的温升, 因此, 温度越高的区域膨胀趋势越厉害, 限制膨胀所需的压力也就越大。
- ◆  $\sigma_z$ : 沿板条长度方向  $x=0$  轴, 主要为压应力, 压应力的最大值为-18.6MPa, 主要集中在最高温度位置处附近。这是因为复合介质中, 掺杂段受热膨胀受到两端未掺杂段约束所致。沿板条长度方向  $x=\pm t/2$  轴, 主要为拉应力, 拉应力最大值为 27.5MPa, 主要集中在最高温度位置处附近。这是因为介质受热自由膨胀, 所以边界上正应力主要为拉应力。
- ◆  $\sigma_{xz}$ : 切应力主要集中在板条键合位置附近, 最大且应力为 3.72MPa
- ◆ *von Mises stress*  $\sigma_e$ : 等效应力强度主要集中在键合位置附近掺杂段一侧, 其最大值为 37.2MPa。  $\sigma_e$  的定义如下式所示:

$$\sigma_e = \left[ \frac{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}{2} \right]^{1/2} \quad (3.8)$$

式中  $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$ 、 $\sigma_3$  为主应力分量。

从上述应力分布图不难看出, 复合介质中键合位置附近不仅是应力集中区, 还是应力方向发生剧烈变化的区域, 因此该区域最易发生复合介质断裂的情况。

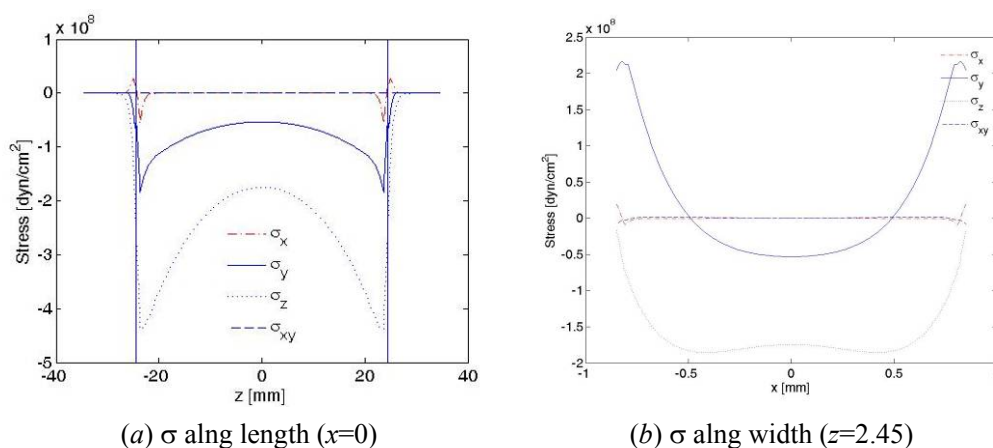


图 3.14 应力场分布

### 3.3.2.2 热致双折射效应分析

设 YAG 复合板条长度 ( $z$ ) 方向为  $[111]$  方向, 板条厚度 ( $x$ ) 方向与  $[10\bar{1}]$  方向夹角为  $\phi$  (如图 2.23 所示)。由 2.3 节知识可知, 介质中的逆电介电张量不仅与切割角  $\phi$  有关, 还与光线传输路径上的应力状态有关。下面我们在平面应变近似条件下, 对线偏光 ( $x$  偏振) 在板条内沿 zigzag 光路传输时, 所产生的退偏损耗和应力

导致的波前畸变进行分析。

### (1) 退偏损耗

图 3.15 为激光在复合介质内部反射 20 次时，平均退偏损耗随板条切割角  $\phi$  的变化曲线，从图中我们可以看出：理想条件下，热应力导致的平均退偏损耗按照  $\cos^2(3\phi)$  的规律，随着切割角  $\phi$  的变化而变化，其幅值小于 0.02%；在  $\phi=30^\circ$  和  $90^\circ$  时，退偏损耗最小，在  $\phi=0^\circ$ 、 $60^\circ$  和  $120^\circ$  时，退偏损耗最大。

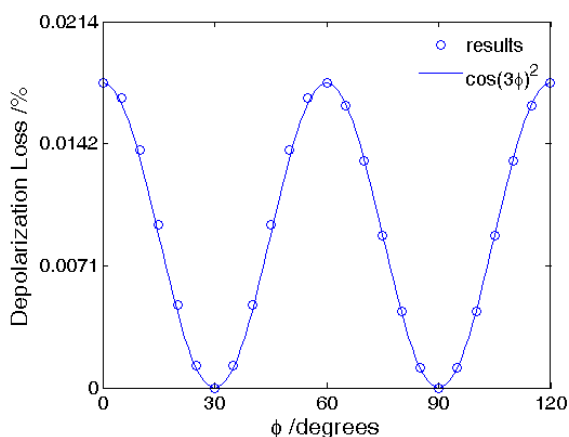


图 3.15 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ )

由矩阵知识易知，(2.65)式所示二阶矩阵的两个本征矢量分别为

$$U_1 = \left[ \frac{B_{11}^z - B_{22}^z - \sqrt{(B_{11}^z - B_{22}^z)^2 + 4(B_{12}^z)^2}}{2B_{12}^z}, 1 \right]^T \quad (3.9)$$

$$U_2 = \left[ \frac{B_{11}^z - B_{22}^z + \sqrt{(B_{11}^z - B_{22}^z)^2 + 4(B_{12}^z)^2}}{2B_{12}^z}, 1 \right]^T \quad (3.10)$$

由(2.75)式可知， $x$  方向线偏振光通过板条晶体后，产生的退偏损耗正比于  $\sin^2[2\phi]$ ，其中  $\phi$  为本征矢量  $U_1$  与  $x$  轴的夹角  $\phi$ 。将(3.9)式代入(2.77)式可得

$$\sin^2[2\phi] = \frac{4(B_{12}^z)^2}{4(B_{12}^z)^2 + (B_{11}^z - B_{22}^z)^2} \quad (3.11)$$

将各应力分量之间的关系代入(3.11)式可得

$$B_{12}^z = \frac{(-\pi_{11} + \pi_{12} + \pi_{44}) \cos 3\phi}{3\sqrt{2}} \left\{ 2\sigma_{13} \cos \gamma + [(-1 + \nu)\sigma_{11} + \nu\sigma_{33}] \sin \gamma \right\} \quad (3.12)$$

因此，当  $\phi=30^\circ$  或  $90^\circ$  时， $B_{12}^z = 0$ ，此时本征偏振方向平行于坐标轴方向，从而退偏损耗为 0。

图 3.16 为激光在介质内部反射 20 次，切割角  $\phi=0^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$  时，退偏损耗随激光入射位置的变化曲线，从图中我们可以看出：

- ◆ 退偏损耗随光束入射位置的变化而变化，且退偏损耗沿板条厚度方向的对

称分布。经研究，我们发现，文[92]中退偏损耗分布不对称的原因是：在文[92]的计算中，作者将光线沿传输路径依次划分为若干段之后，每一段的折射率变化均由该线段的某一个端点的应力状态决定，而不是两个端点的应力状态决定。

- ◆  $\phi=0^\circ$ 或  $60^\circ$ 时，退偏损耗分布一致，最大退偏损耗发生在板条的边缘位置； $\phi=30^\circ$ 或  $90^\circ$ 时，板条端面任意位置处入射激光通过板条后，均不产生退偏损耗。

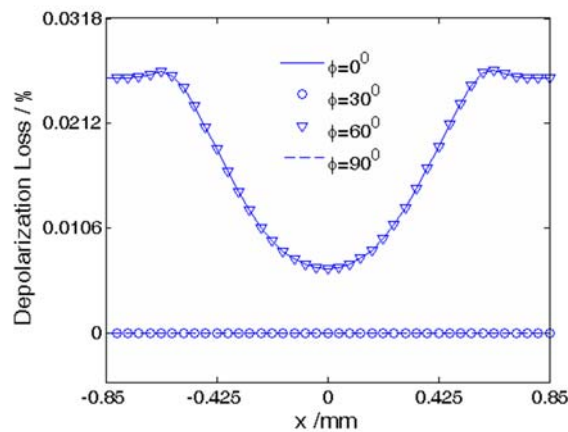


图 3.16 退偏损耗随入射位置的变化( $N_r=20$ )

图 3.17 为切割角  $\phi=60^\circ$ 时，激光在介质内部不同反射次数条件下，退偏损耗随激光入射位置的变化曲线，从图中我们可以看出：

- ◆ 退偏损耗的分布随着反射次数的变化而变化，最大退偏损耗不一定发生在板条的边缘位置；
- ◆ 退偏损耗并非随着反射次数的增加而减小；

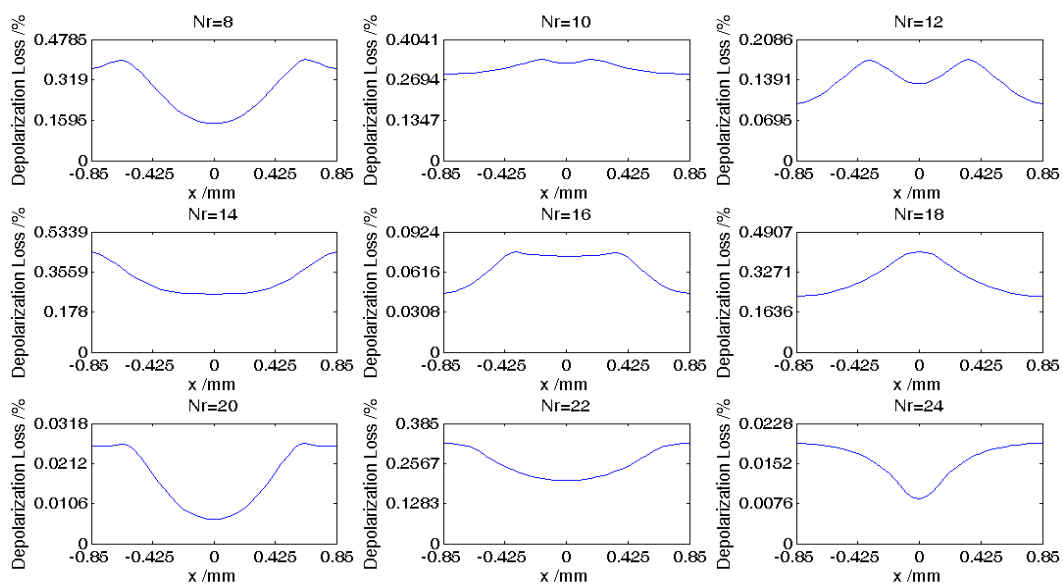


图 3.17 退偏损耗随反射次数的变化( $\phi=60^\circ$ )

图 3.18 显示了复合矩形板条内等效应力强度  $\sigma_e$  的等值曲线及 zigzag 光路。从图中我们可以看出：在矩形复合板条放大器中，填充因子小于 1，因而不同反射次数对应的 zigzag 光路，不仅所经历的应力状态存在很大差异，不同应力分量对退偏损耗的贡献也发生了变化（见(3.12)式），正是上述原因造成了退偏损耗的空间分布规律发生剧烈变化。

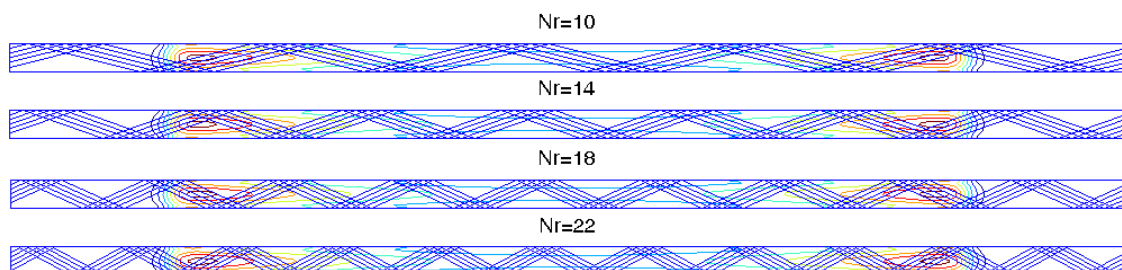


图 3.18 von Mises stress 等值曲线及 zigzag 光路图

## (2) 波前畸变

图 3.19 为激光在介质内部反射 20 次时，应力导致的平均光程差随板条切割角  $\phi$  的变化曲线，从图中我们可以看出：平均光程差随着切割角的变化而变化；应力导致的光程差只有  $\lambda/1000$  量级。

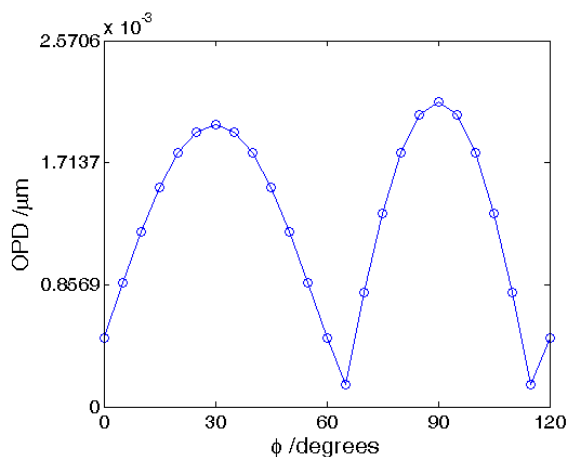


图 3.19 平均光程差随切割角的变化( $N_r=20$ )

由公式(2.69)、(2.71)可得由于应力的作用，平均折射率为

$$n_{avg} = \frac{n_1 + n_2}{2} = \sqrt{\frac{B_{11}^Z + B_{22}^Z + 2\sqrt{B_{11}^Z B_{22}^Z - (B_{12}^Z)^2}}{4[B_{11}^Z B_{22}^Z - (B_{12}^Z)^2]}} \quad (3.13)$$

将 YAG 晶体的材料参数（压光张量、泊松比）代入，我们发现

$$n_{avg} = n \sqrt{\frac{2 + f(\gamma, \phi, \sigma) + g(\gamma, \phi, \sigma) + 2\sqrt{(1 + f(\gamma, \phi, \sigma))(1 + g(\gamma, \phi, \sigma)) - n^4 (h(\gamma, \phi, \sigma))^2}}{4[(1 + f(\gamma, \phi, \sigma))(1 + g(\gamma, \phi, \sigma)) - n^4 (h(\gamma, \phi, \sigma))^2]}} \quad (3.14)$$

其中  $f(\gamma, \phi, \sigma)$ 、 $g(\gamma, \phi, \sigma)$ 、 $h(\gamma, \phi, \sigma)$  为切割角  $\phi$ 、光线与  $z$  轴夹角  $\gamma$ 、应力  $\sigma$  的函数，

由于形式非常复杂，这里不详细描述，仅对其数量级进行估计。由于压光张量为  $10^{-13} \sim 10^{-14}$  量级，应力为  $10^7$  量级，三角函数的平方约为  $10^{-1} \sim 10^{-2}$  量级，因此上述函数约为  $10^{-8}$  量级。作近似  $\sqrt{1+x} = 1+x/2$ ，则(3.14)式可以写为如下形式

$$n_{avg} = n \sqrt{\frac{1+F(\gamma, \phi, \sigma)}{1+G(\gamma, \phi, \sigma)}} \quad (3.15)$$

其中函数  $F(\gamma, \phi, \sigma)$ 、 $G(\gamma, \phi, \sigma)$  为函数  $f(\gamma, \phi, \sigma)$ 、 $g(\gamma, \phi, \sigma)$ 、 $h(\gamma, \phi, \sigma)$  的线性组合，约为  $10^{-8}$  量级。因此，切割角的变化导致的平均折射率变化范围为

$$\Delta n_{avg} = n \sqrt{\frac{1+10^{-8}}{1-10^{-8}}} - n \sqrt{\frac{1-10^{-8}}{1+10^{-8}}} \approx 4 \times 10^{-8} \quad (3.16)$$

激光在介质内部传输长度约为 70mm，因此光程的变化范围约为  $2.8 \times 10^{-3} \mu\text{m}$ 。

图 3.20 为激光在介质内部反射 20 次，切割角  $\phi=0^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $60^\circ$  和  $90^\circ$  时，应力导致的光程差随入射位置的变化曲线，从图中我们可以看出：

- ◆ 波前畸变随着切割角的变化而变化，应力导致的热效应可能正透镜效应，也可能是负透镜效应；
- ◆ 应力导致的波前畸变幅值只有  $\lambda/1000$  量级；
- ◆  $\phi=0^\circ$ 、 $60^\circ$  时，波前畸变分布一致； $\phi=30^\circ$ 、 $90^\circ$  时，波前畸变分布不一致；

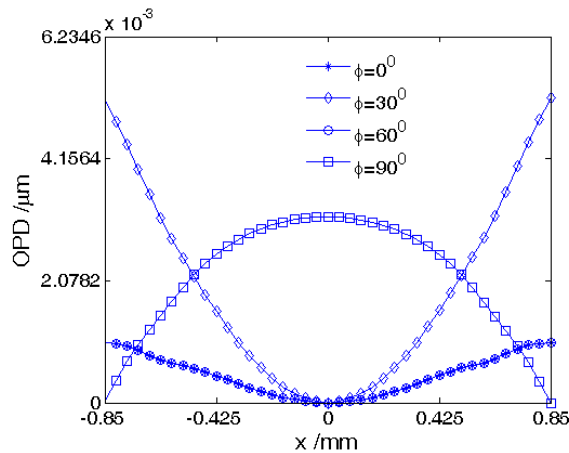
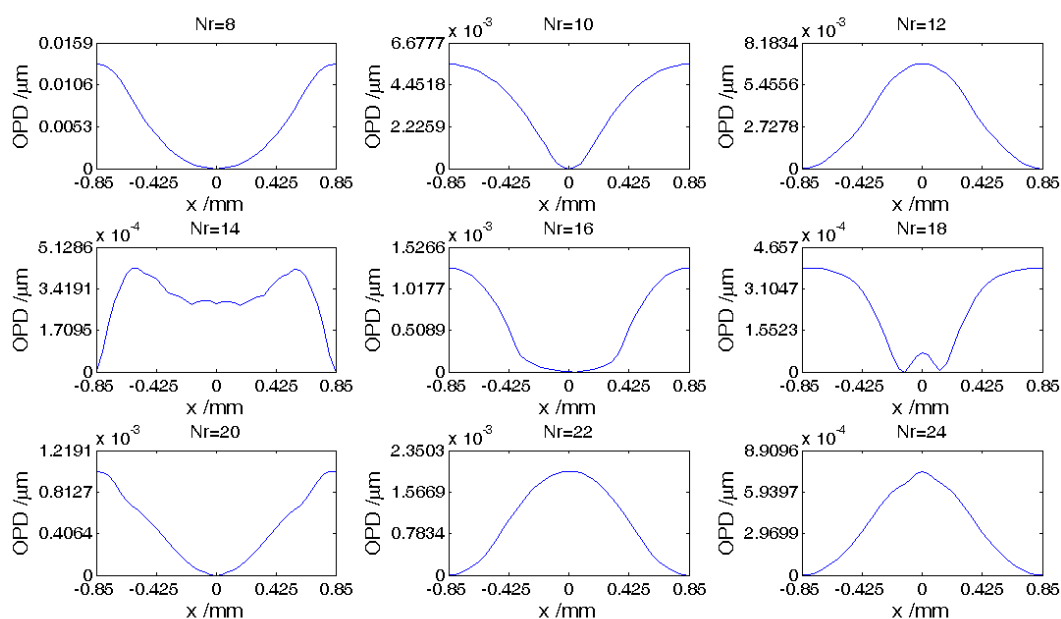


图 3.20 光程差随入射位置的变化( $N_r=20$ )

图 3.21 为切割角  $\phi=60^\circ$  时，激光在介质内部不同反射次数条件下，波前畸变随激光入射位置的变化曲线，从图中我们可以看出：

- ◆ 应力导致的波前畸变的幅值随着反射次数的增加而振荡式的减小；
- ◆ 应力导致的热效应可能是正透镜效应，也可能是负透镜效应；

图 3.21 波前畸变随反射次数的变化( $\phi=60^\circ$ )

### 3.4 均匀散热条件下 CCEPS 模块热效应分析

本节，我们根据 CCEPS 实物模块建立三维模型，分析板条晶体在部分表面均匀冷却条件下的热效应问题。

#### 3.4.1 CCEPS 有限元模型

在进行有限元分析之前，我们对实际的物理模型做如下假设和简化：

- ◆ 泵浦光为均匀平面波，从板条两端对称泵浦，当泵浦光传输至键合位置处时完全充满键合面；
- ◆ Nd:YAG 晶体对泵浦光按指数吸收，未掺杂 YAG 晶体对泵浦光无吸收；
- ◆ 由于  $\text{SiO}_2$  膜层及钢层非常薄，忽略它们对温度场计算的影响
- ◆ 除热沉与板条接触面为散热面外，其余表面均绝热；
- ◆ 微通道热沉对板条均匀冷却，此时可以直接在板条与热沉之间的接触面上施加第三类边界条件；
- ◆ 板条热膨胀不受任何外界约束。

计算中使用到的板条几何尺寸参数如表 3.2 所示，其中  $t$  为板条的厚度， $w$  为板条宽度， $L_d$  为掺杂段长度， $L_u$  为两端未掺杂段长度， $L_c$  为微通道热沉与板条接触面长度， $\eta_{abs}$  为泵浦光吸收效率， $\eta_h$  为光热转化效率， $\alpha$  为掺杂段对泵浦光的吸收系数， $h$  为板条上下散热面的换热系数， $T_c$  为冷却液温度， $P_0$  为每一端的泵浦功率。

表 3.2 计算参数

$t$ (mm)	$W$ (mm)	$L_d$ (mm)	$L_u$ (mm)	$L_c$ (mm)	$\eta_{abs}$	$\eta_h$	$\alpha$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$h$ ( $\text{W}/\text{cm}^2 \text{K}$ )	$T_c$ (K)	$P_0$ (W)
1.7	5.6	49	6.95	54	0.85	0.32	0.69	10	293	300

表 3.3 列出了不同反射次数条件下, 信号光在板条内传输的  $\beta$ 、 $\theta_r$ 、 $\theta_i$ 、 $\zeta$  值 (角度单位: 度)。

表 3.3 不同反射次数条件下, 信号光的传输角

$N_r$	8	10	12	14	16	18	20	22	24
$\beta$	78.11	75.26	72.47	69.78	67.17	64.65	62.24	59.93	57.72
$\theta_r$	33.11	30.26	27.47	24.78	22.17	19.65	17.24	14.93	12.72
$\theta_i$	83.83	66.50	57.10	49.70	43.37	37.74	32.65	27.97	23.63
$\zeta$	-38.83	-21.50	-12.10	-4.70	1.63	7.26	12.35	17.03	21.37

对于 Nd:YAG 晶体而言, 热导率  $k$  和热膨胀系数  $\beta$  均为温度的函数。其中热导率  $k$  的表达式为<sup>[114~115]</sup>

$$k(T) = \frac{a}{[\ln(bT)]^c} - \frac{d}{T} \quad (3.17)$$

其中  $a=1.9 \times 10^6 \text{W}/\text{cmK}$ ,  $b=5.33/\text{K}$ ,  $c=7.14$ ,  $d=331.5 \text{W}/\text{cm}$ , 函数曲线如图 3.22 所示。从图中我们可以看出: 随着温度的升高, 热导率逐渐降低; 当晶体温度超过到 300K 时, 热导率远低于  $0.14 \text{W}/\text{cmK}$ ;

据调研, YAG 晶体的热膨胀系数  $\beta$  与温度之间的函数关系有三种说法:

(1) Slack GA<sup>[114]</sup>测得的结果为:

$$\beta(T) = aT^b \quad (3.18)$$

其中  $a=1.4 \times 10^{-7}$ ,  $b=0.69$ 。

(2) R.Wynne<sup>[115]</sup>测得的结果为:

$$\beta(T) = aT + bT^2 + cT^3 \quad (3.19)$$

其中  $a=1.9998 \times 10^{-8} \text{K}^{-2}$ ,  $b=1.56101 \times 10^{-11} \text{K}^{-3}$ ,  $c=-2.19111 \times 10^{-14} \text{K}^{-4}$ 。

(3) D.Taylor<sup>[116]</sup>测得的结果为:

$$\beta(T) = a + bT \quad (3.20)$$

其中  $a=-1.78 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ ,  $b=3.3 \times 10^{-8} \text{K}^{-2}$ 。图 3.23 为以上三式中热膨胀系数随温度的变化曲线, 从图中我们可以看出: 随着温度的升高, 热膨胀系数逐渐增大, 但三者数值上差别较大。

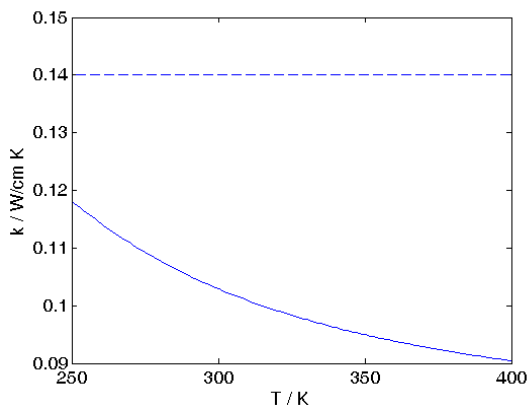


图 3.22 热导率随温度变化曲线

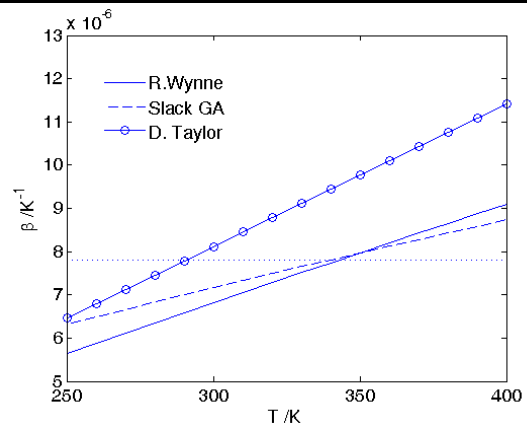


图 3.23 热膨胀系数随温度变化曲线

由于我们分析的对象为复合板条激光介质，其中掺杂段与未掺杂段温度场差别非常大，因此分析中有必要考虑材料参数随温度的变化。本文中，我们取 YAG 晶体热导率如(3.17)式所示，热膨胀系数如(3.18)式所示。

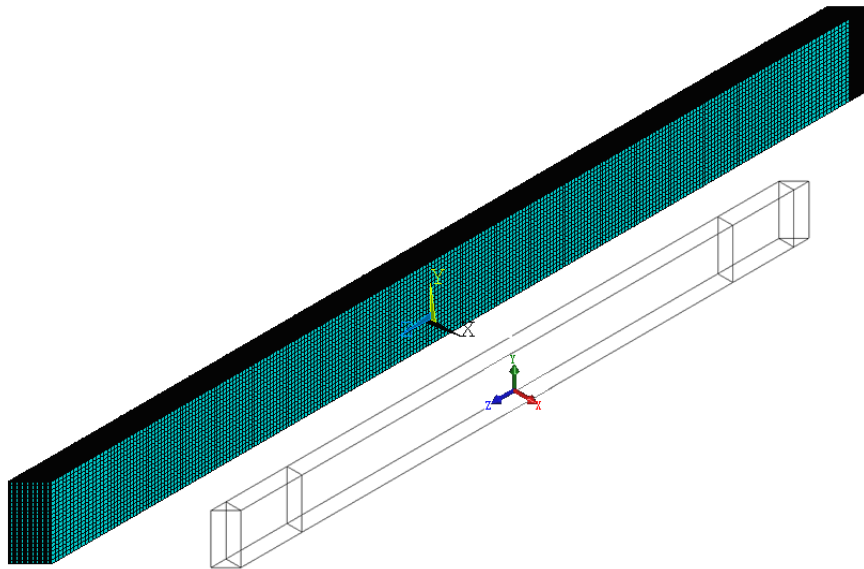


图 3.24 板条有限元模型

图 3.24 为我们建立的有限元模型，模型选用 solid70 单元，板条厚度方向 ( $x$ ) 单元数为 32，宽度方向单元数为 20，板条长度方向 ( $z$ ) 掺杂段单元数 200，两端未掺杂段单元数均为 25，散热面长度方向 ( $z$ ) 单元数 220。

### 3.4.2 热光效应分析

图 3.25 为使用 3.4.1 节所述参数计算得到的板条温度场分布，图 3.26 为板条长度方向温度场分布，从上述图形中可以看出：

- ◆ 由于均匀泵浦、均匀冷却，且板条侧面绝热，板条宽度方向无温度梯度；
- ◆ 板条长度方向温度场呈马鞍型分布，最高温度位于  $z = \pm 22.93\text{mm}$  处，达到  $43.5^\circ\text{C}$

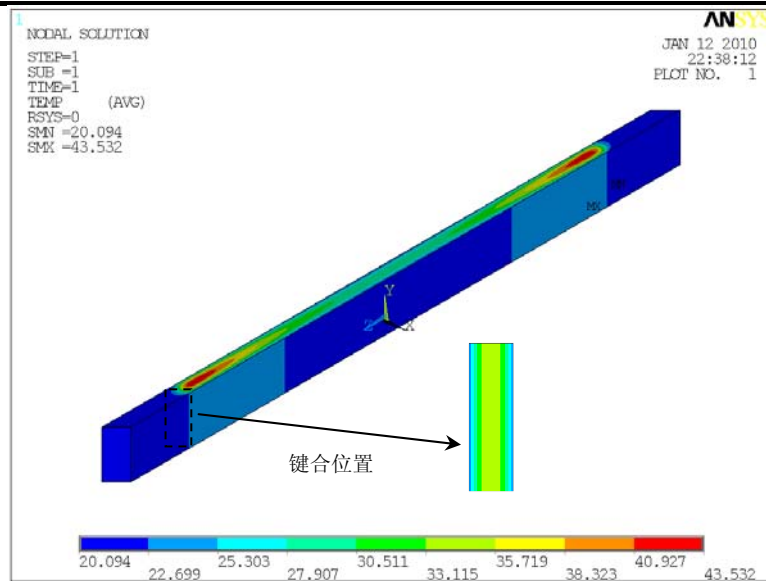


图 3.25 温度场分布

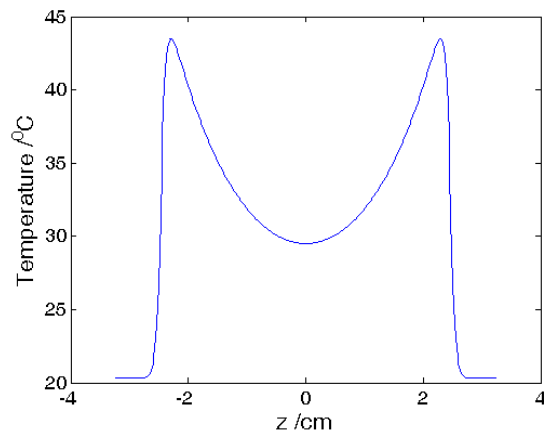


图 3.26 长度方向温度场分布

采用表 3.3 中数据，我们分析了不同反射次数条件下，板条端面不同位置处入射信号光，经板条传输后产生的波前畸变，结果如图 3.27 所示。图 3.28 为波前畸变的幅值随反射次数的变化图。

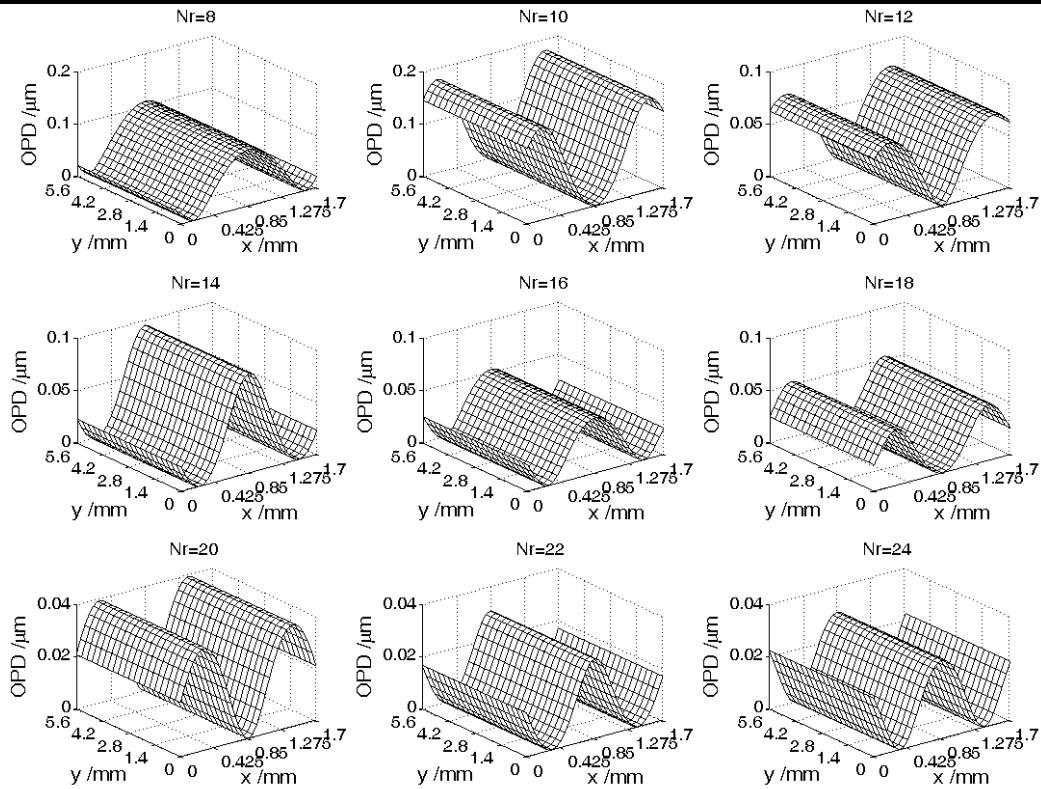


图 3.27 热光效应导致的波前畸变

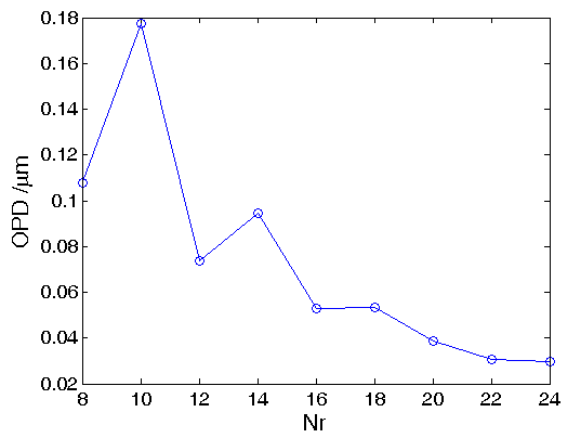


图 3.28 热光效应导致波前畸变随反射次数的变化

从上述图中我们可以看出，CCEPS 模块中热光效应导致的波前畸变具有如下特点：

- ◆ 由于板条宽度方向没有温度梯度，该方向上没有波前畸变；沿板条厚度方向，波前畸变呈对称分布。
- ◆ zigzag 光路可以很好的平均长度和厚度方向上的温度梯度，只要反射次数足够多，波前畸变的幅值可以降到 $\lambda/100$ 量级。
- ◆ 随着反射次数  $N_r$  的增加，波前畸变从整体上看呈减小趋势：当反射次数较少时，波前畸变随着反射次数的增加出现较大的波动，当反射次数较大

时，波前畸变随着反射次数的增加而减小。这主要是因为，在 CCEPS 模块中，填充因子小于 1，当反射次数较少时，不同位置处入射信号光所经历的温度分布存在较大的差异，因此，zigzag 光路平均板条长度、厚度方向的温度梯度的效果并不理想，波前畸变随反射次数的增加出现较大的波动。当反射次数较大时，激光在板条内部的填充因子接近于 1，不同位置处入射信号光所经历的温度分布之间的差异减小，因此，zigzag 光路对长度和厚度方向的温度梯度都可以获得较好的平均效果，波前畸变随反射次数的增加而减小；

- ◆ 在板条厚度方向，随着反射次数  $N_r$  的变化，波前畸变可能为正透镜，也可能为负透镜。与理想矩形板条不同的是，CCEPS 模块中板条介质的全反射面只有部分区域进行冷却，由此导致该方向上的热透镜不是一个简单的单透镜，而是一个双透镜；

综上所述，均匀散热条件下，CCEPS 模块中热光效应导致的波前畸变，与二维理想复合板条中热光效应导致的波前畸变，具有类似的变化规律，相同的数量级。这主要是因为板条两端未掺杂段对泵浦光没有吸收，因此未掺杂段中无热沉冷却部分基本没有温升。因此，其波前畸变的变化规律与二维模型基本一致。

### 3.4.3 弹光效应分析

图 3.29 为采用 ANSYS 计算得到的应力场分布，考虑到激光晶体尺寸有限，因此计算中未采用平面应变近似。图 3.30 为键合位置处( $z=2.45\text{cm}$ )各应力分量分布图，其中水平方向为  $y$  方向，垂直方向为  $x$  方向，两方向的显示比例为 5:1。从上述图形我们可以看出：

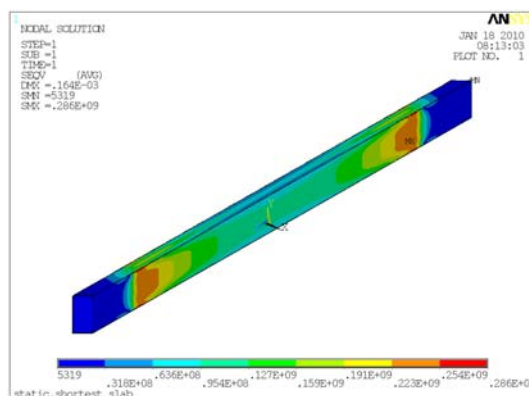


图 3.29 应力强度分布

- ◆ CCEPS 模块中，应力强度最大值为 28.6MPa，低于 3.3 节算例中应力强度的最大值 37.2MPa。这主要是因为在本算例中，YAG 晶体的温度较低 ( $<45^\circ\text{C}$ )，在此温度范围内，热膨胀系数的取值小于 3.3 节算例中的取值

$7.8 \times 10^{-6}$ 。另外，本算例中，我们也没有作平面应变近似。

- ◆ 虽然板条宽度方向没有温度梯度，但是由于板条晶体尺寸有限，该方向上仍然存在较强的应力梯度。
- ◆ 键合截面上边缘部分为应力集中区，也是切应力发生剧烈变化的区域，因此键合位置处边缘位置最易发生破裂。

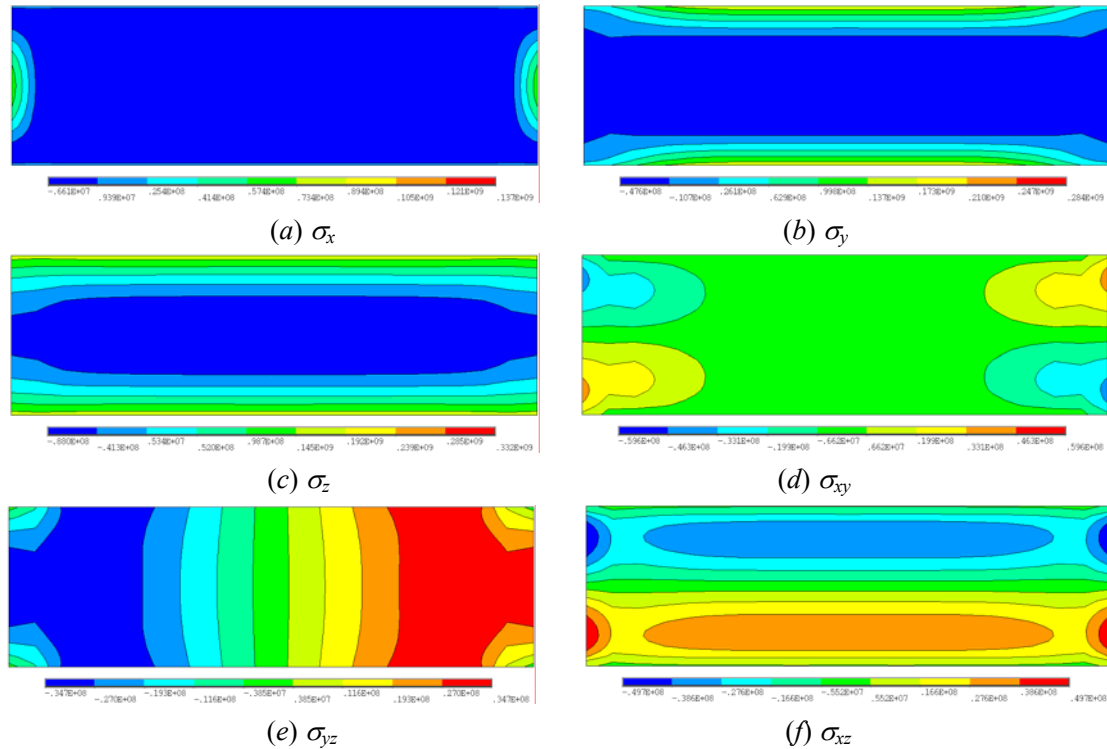


图 3.30 键合位置处应力分布

## 1 退偏损耗

根据 2.3 节中叙述的方法，我们对自由边界条件下，板条放大器中热应力导致的退偏损耗和波前畸变进行了计算。

图 3.31 显示了激光在板条内部反射次数 20 次时，平均退偏损耗随切割角  $\phi$  的变化曲线。从图中我们可以看出：

- ◆ 退偏损耗不再按余弦函数的平方律变化；
- ◆ 在  $\phi=0^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $120^\circ$  时，退偏损耗取最大值，在  $\phi=30^\circ$ 、 $90^\circ$  时，退偏损耗取极小值；
- ◆ 与 3.3 节算例（平面应变近似）的计算结果相比，CCEPS 模块中退偏损耗增大了一个量级，且最小退偏损耗不为 0。这意味着无法通过控制板条晶体的切割角度，实现完全消除退偏损耗的目的，板条中至少存在 0.198% 的退偏损耗。

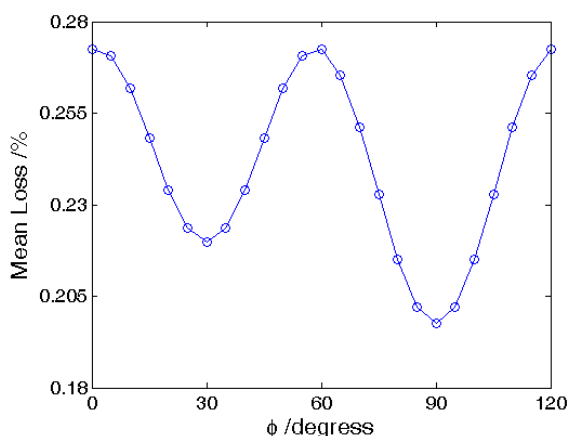
图 3.31 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ )

图 3.32 显示了切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$  时，激光在板条内部分别经过  $N_r=18$ 、 $24$  次反射时，退偏损耗的空间分布图。从图中我们可以看出：

- ◆ 随着反射次数和切割角的变化，退偏损耗的空间分布发生变化。这是因为反射次数的变化导致光线经历的应力状态发生变化；而切割角的变化引起压光张量的变化，从而导致了各应力分量对退偏损耗的贡献发生变化。
- ◆ 退偏损耗主要集中在板条宽度方向边缘位置处。

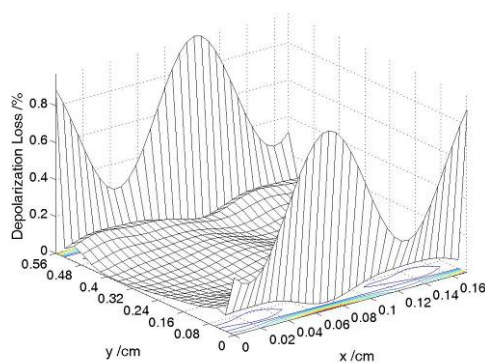
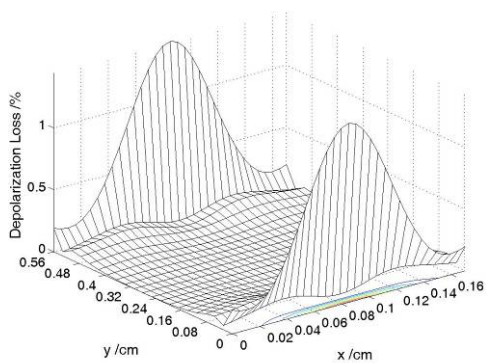
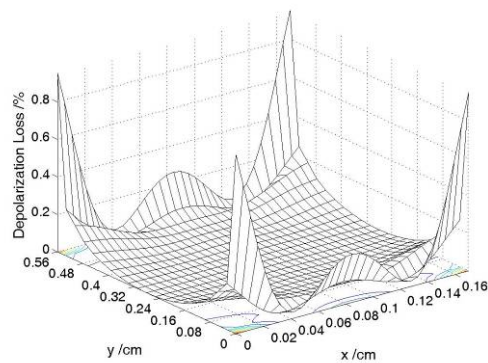
(a)  $N_r=18$   $\phi=60^\circ$ (b)  $N_r=18$   $\phi=30^\circ$ (c)  $N_r=24$   $\phi=30^\circ$ 

图 3.32 弹光效应导致退偏损耗空间分布图

这是因为激光在板条  $xz$  截面内沿 zigzag 光路传输, 无法平均板条宽度方向 ( $y$ ) 的应力; 板条宽度方向的应力梯度主要集中在边缘部分, 而中间部分的应力梯度很小, 与平面应变近似条件下的应力分布状态相似, 因此在宽度方向边缘位置附近退偏损耗最大。

图 3.33 为切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$  时, 平均退偏损耗随激光在板条内部的反射次数  $N_r$  的变化曲线。从图中我们可以看出: 无论切割角是  $30^\circ$ 、 $60^\circ$  或  $90^\circ$ , 随着反射次数的增加, 平均退偏损耗均呈振荡式的减小; 均匀散热条件下, 当激光在 CCEPS 模块中沿 zigzag 光路传输时, 平均退偏损耗可降至  $0.3\%$  以下。

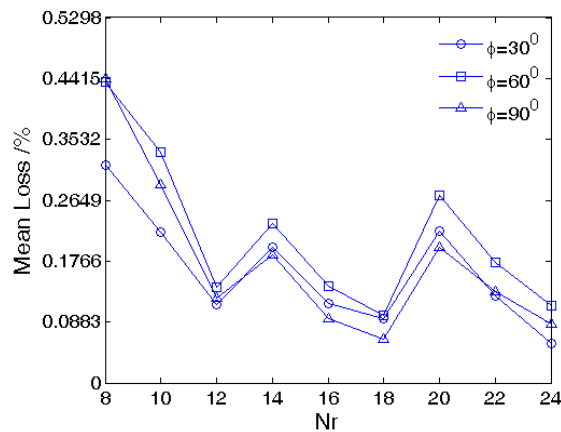


图 3.33 平均退偏损耗随反射次数的变化

## 2 波前畸变

图 3.34 显示了激光在板条内部反射次数 20 次时, 波前畸变随切割角  $\phi$  的变化曲线。从图中我们可以看出:

- ◆ 与 3.3 节算例 (平面应变近似) 的计算结果相比, CCEPS 模块中应力导致的光程差增大了 一个量级, 达到  $\lambda/100$  量级。
- ◆ 光程差随着切割角的变化而变化, 但变化量非常小, 仅为  $10^{-4}\lambda$  量级。

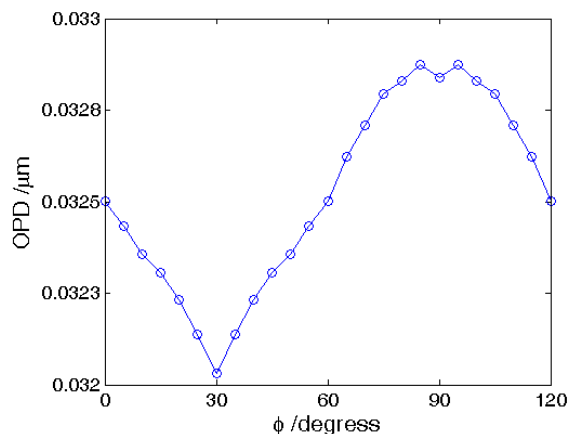
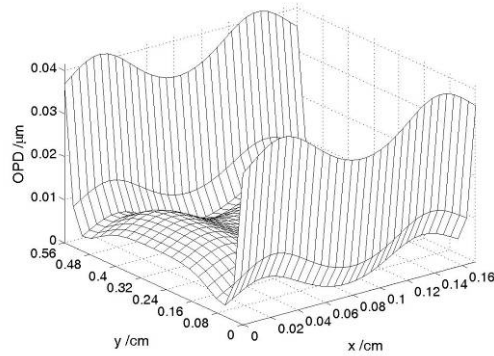


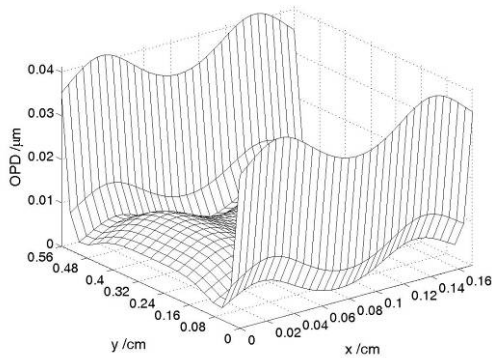
图 3.34 波前畸变随切割角的变化 ( $N_r=20$ )

图 3.35 显示了切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$  时，激光在板条内部经过  $N_r=18$ 、 $24$  次反射条件下，波前畸变的分布图。从图中我们可以看出：

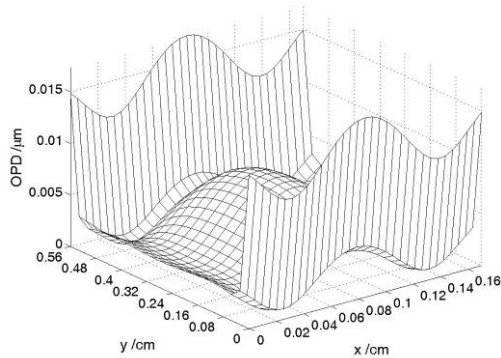
- ◆ 波前畸变的分布随着反射次数的变化而变化，而切割角的变化对波前畸变的影响很小；
- ◆ 由于 zigzag 光路无法平均  $y$  方向上的应力梯度，波前畸变主要集中在宽度方向靠近边缘区域。



(a)  $N_r=18$ ,  $\phi=60^\circ$



(b)  $N_r=18$ ,  $\phi=30^\circ$



(c)  $N_r=24$ ,  $\phi=30^\circ$

图 3.35 弹光效应导致的波前畸变空间分布图

图 3.36 为切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$  时，波前畸变随激光在板条内部的反射次数  $N_r$  的变化曲线。从图中我们可以看出：无论切割角是  $30^\circ$ 、 $60^\circ$  或  $90^\circ$ ，随着反射次数的增加，波前畸变逐渐减小；均匀散热条件下，当激光在 CCEPS 模块中沿 zigzag 光路传输时，应力导致的波前畸变可降至  $\lambda/100$  量级。

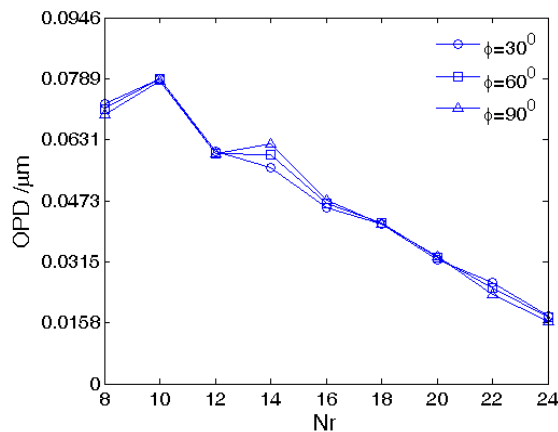


图 3.36 波前畸变随反射次数的变化

### 3.5 长度方向散热不均匀的影响

工程实践中，激光晶体的散热效果与微通道热沉的设计加工、水流方向、热沉与板条之间的焊接工艺等因素密切相关，很难实现对板条晶体的均匀散热。本节，我们分析长度方向散热不均匀性对波前畸变和退偏损耗的影响。

#### 3.5.1 数值模型

为了分析问题方便，我们以冷却液温度的空间变化来模拟长度方向散热的不均匀性。假设沿板条长度方向，冷却液的温度  $T_c$  分布形式如下

$$T_c(z) = 22.5 + 5 \frac{z}{L_c} \quad z \in [-L_c/2, L_c/2] \quad (3.21)$$

其中  $L_c$  为散热区域长度。除冷却液温度如(3.21)式所示外，其余计算条件与 3.4 节算例相同。

#### 3.5.2 热光效应分析

图 3.37 为 ANSYS 计算得到的温度场分布，从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，晶体最高温度升高了  $4.8^\circ\text{C}$ ，达到  $48.3^\circ\text{C}$ ，且板条长度方向温度分布不对称。

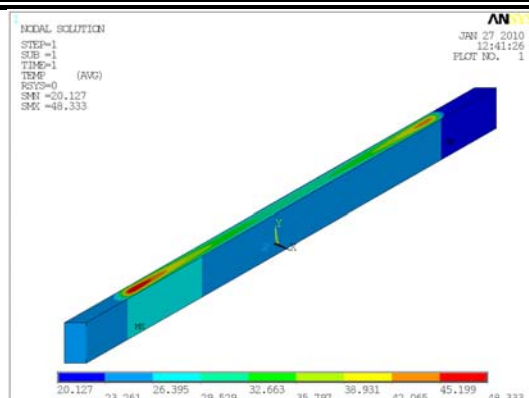


图 3.37 温度场分布

图 3.38 显示了长度方向非均匀散热与均匀散热时，板条  $xz$  截面上的温度差分布，从图中我们可以看出：冷却液温度的一维线形变化，导致了板条晶体温度场分布的二维变化。

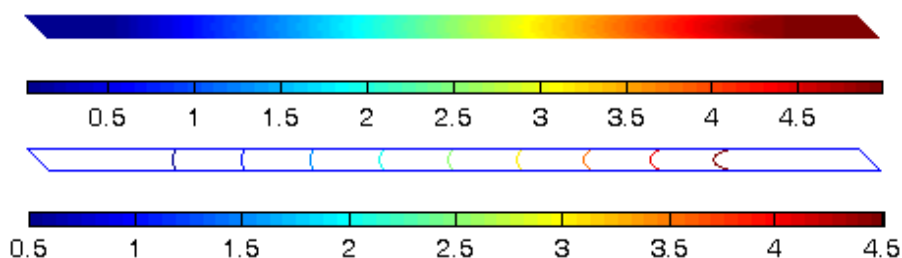


图 3.38 与均匀散热时板条晶体的温度差分布

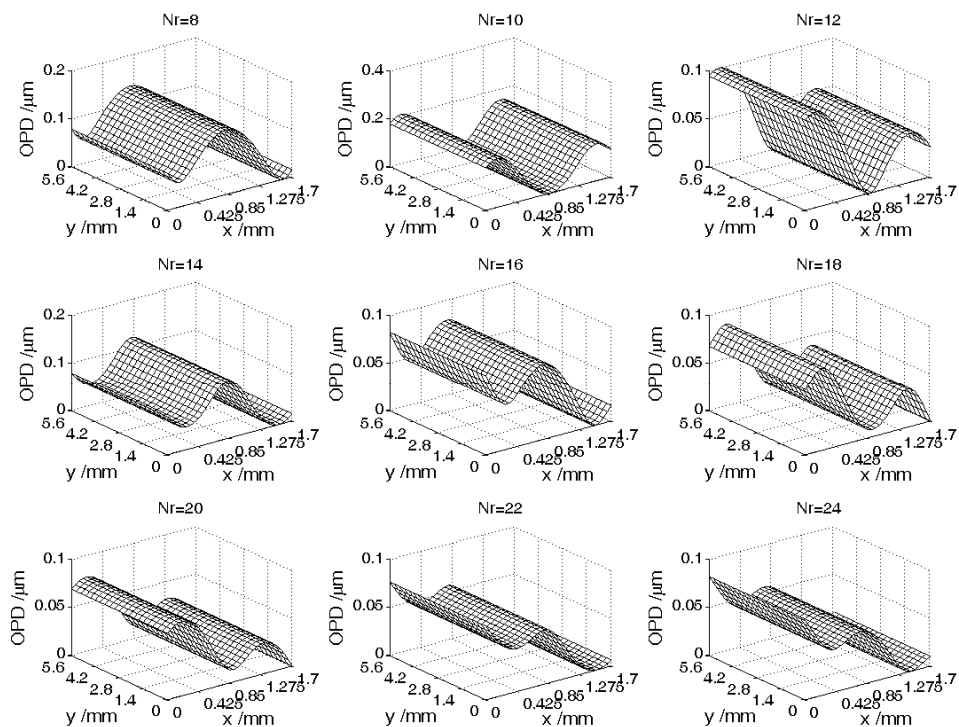


图 3.39 热光效应导致的波前畸变

图 3.39 为热光效应导致的波前畸变空间分布图。从图中我们可以看出：当长度方向散热不均匀时，板条厚度方向的倾斜相差增大。这是由于板条长度方向温度场分布失去对称性导致的。

图 3.40 为波前畸变的幅值随反射次数的变化图，从图中我们可以看出：波前畸变随反射次数的变化规律，与均匀散热时相同，仅幅值略有增大。通过增加激光在板条内部的反射次数，波前畸变的幅值仍然可以控制在 $\lambda/100$  量级。

图 3.41 为倾斜相差随反射次数的变化，从图中我们可以看出：长度方向散热的不均匀，导致板条厚度方向出现约 0.04mrad 的倾斜相差；随着反射次数的增加，倾斜相差逐步增大。

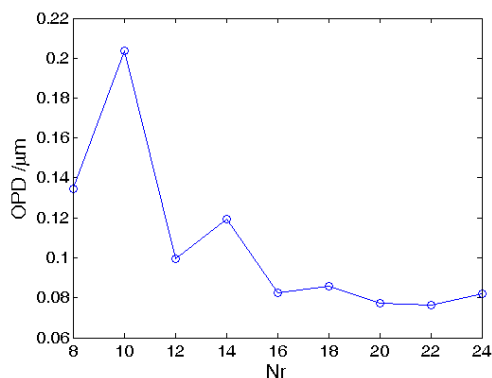


图 3.40 波前畸变随反射次数的变化

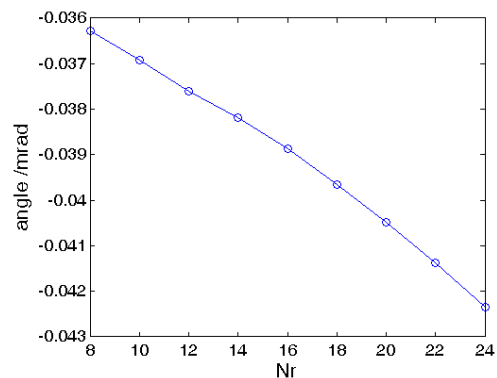


图 3.41 倾斜相差随反射次数的变化

### 3.5.3 弹光效应分析

图 3.42 为板条内部的等效应力分布，从图中我们可以看出，长度方向散热的不均匀，导致应力强度由 28.6MPa 增至 29.5MPa。

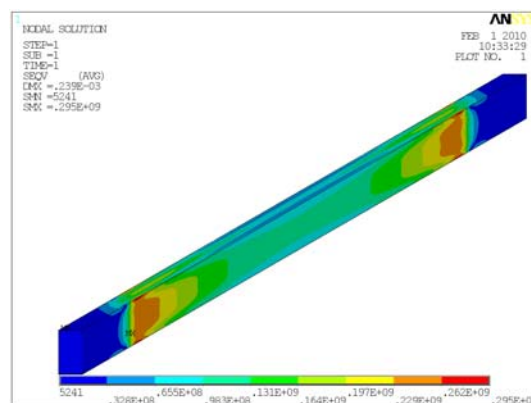


图 3.42 应力场分布

#### 1 退偏损耗

图 3.43 显示了激光在板条内部反射 20 次时，平均退偏损耗随切割角 $\phi$ 的变化曲线。从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，退偏损耗随切割角变化规律相

同，仅幅值略有增加，但仍然小于 0.3%。

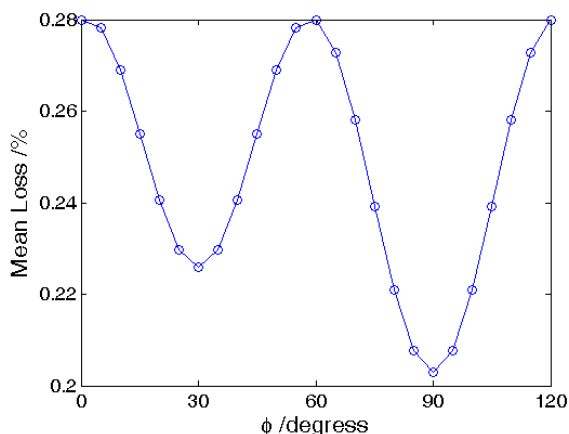
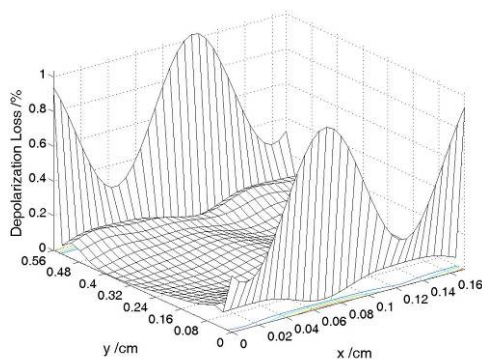
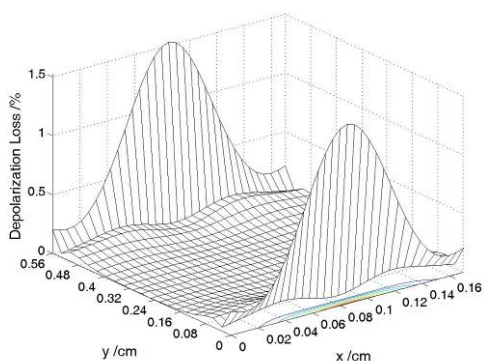


图 3.43 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ )

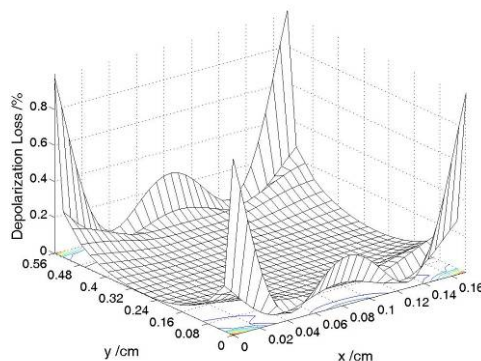
图 3.44 显示了切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$  时，激光在板条内部经过  $N_r=18$ 、24 次反射条件下，退偏损耗的空间分布图。从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，退偏损耗的空间分布规律相同，损耗主要发生在板条边缘位置处，但幅值略有增加。



(a)  $N_r=18$ ,  $\phi=60^\circ$



(b)  $N_r=18$ ,  $\phi=30^\circ$



(c)  $N_r=24$ ,  $\phi=30^\circ$

图 3.44 弹光效应导致退偏损耗空间分布图

图 3.45 为切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$  时，平均退偏损耗随激光在板条内部的反射次数  $N_r$  的变化曲线。从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，退偏损耗随反射

次数的变化规律相同，仅幅值略有增加。

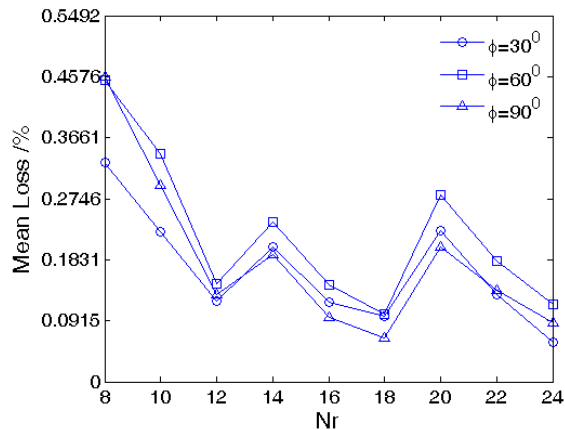


图 3.45 平均退偏损耗随反射次数的变化

## 2 波前畸变

图 3.46 显示了激光在板条内部反射次数 20 次时，波前畸变随切割角  $\phi$  的变化曲线。从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，波前畸变随切割角变化规律相同，仅幅值略有增加，但仍然维持在  $\lambda/100$  量级，变化量也只有  $\lambda/10000$  量级。

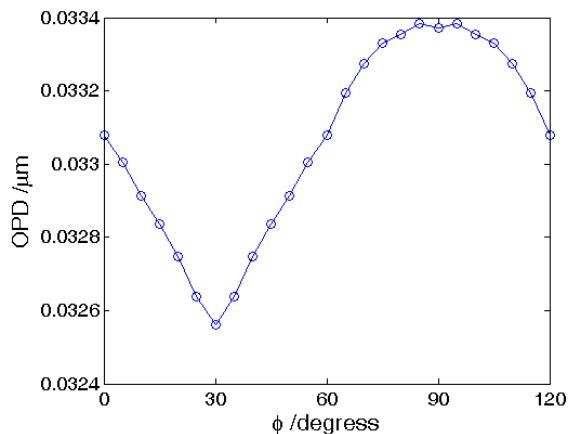


图 3.46 波前畸变随切割角的变化( $N_r=20$ )

图 3.47 显示了切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$  时，激光在板条内部经过  $N_r=18$ 、 $24$  次反射条件下，波前畸变的分布图。从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，波前畸变的分布规律基本没有变化。这是因为长度方向散热不均匀仅仅导致长度( $z$ )和厚度( $x$ )方向的温度梯度发生变化，由此导致的应力状态变化也主要集中在这两个方向，激光在  $xz$  截面内沿 zigzag 光路传输，消弱了应力状态变化对波前畸变的影响。

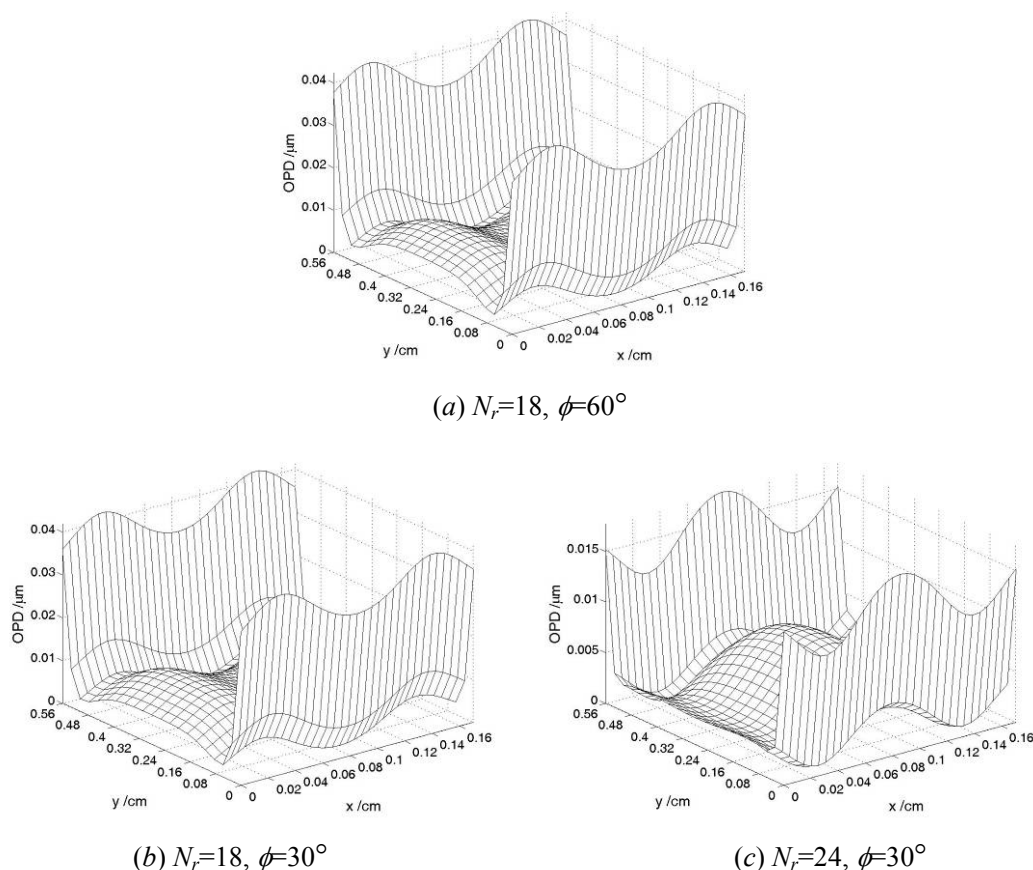


图 3.47 弹光效应导致波前畸变空间分布图

图 3.48 为切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$  时，波前畸变随激光在板条内部的反射次数  $N_r$  的变化曲线。从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，波前畸变随反射次数变化规律相同，仅幅值略有增加，但仍然维持在  $\lambda/100$  量级。

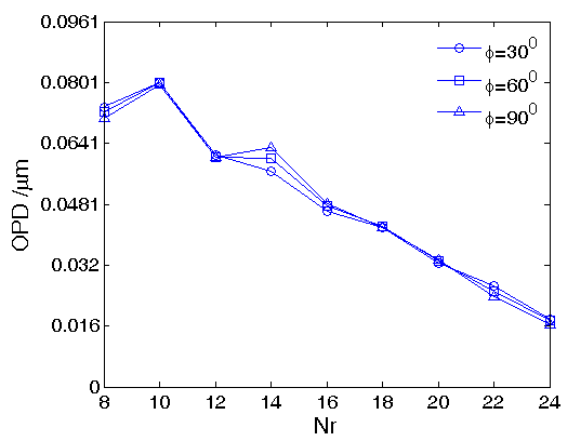


图 3.48 波前畸变随反射次数的变化

### 3.6 宽度方向散热不均匀的影响

高功率泵浦条件下，为了降低激光介质的温度，必须让微通道热沉中的水流

量尽可能地大，以带走更多的热量。由于板条介质为细长条结构，水流沿板条宽度方向更容易获得大的水流量，但这不可避免的会在板条宽度方向上造成散热的不均匀。

本节，我们分析在同等散热条件下，水流方向对放大器工作性能的影响。

### 3.6.1 数值模型

与上一节类似，本节依然采用冷却液温度随板条宽度方向的变化来模拟宽度方向散热的不均匀性。假设冷却液在微通道热沉中，分别沿板条长度方向、宽度方向流动所带走的热量相同，冷却液在通道内的流速也相同，则冷却液温度沿板条宽度方向的分布为

$$T_c(y) = 20 + 5 \frac{y}{L_c} \quad y \in [0, w] \quad (3.22)$$

其中  $w$  为板条宽度。除冷却液温度如(3.22)式所示外，其余计算条件与 3.4 节算例相同。

### 3.6.2 热光效应分析

图 3.49 为计算得到的温度场分布，从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，板条晶体最高温度升高了约  $0.5^\circ\text{C}$ ，达到  $44^\circ\text{C}$ 。

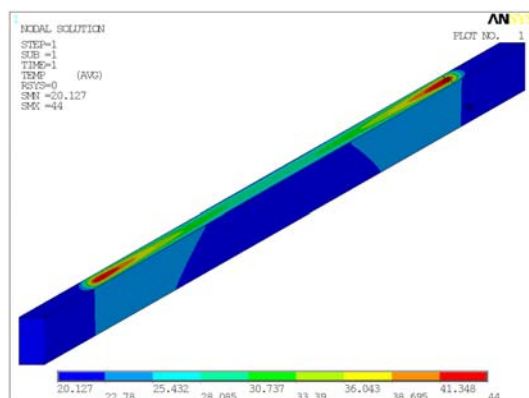


图 3.49 温度场分布

图 3.50 为宽度方向散热不均匀时，板条温度场分布与均匀散热时板条温度场分布的差异，从图中我们可以看出：宽度方向冷却液温度的一维线形变化，导致板条  $yz$  截面温度的二维变化。

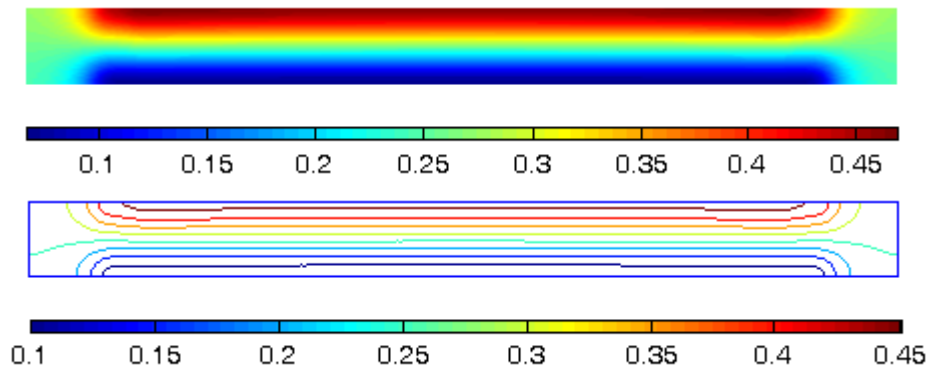
图 3.50 与均匀散热时板条晶体的温度差分布 ( $x=0.085\text{cm}$ )

图 3.51 为热光效应导致的波前畸变空间分布图，从图中我们可以看出：宽度方向的温度梯度在该方向上引入了较大的倾斜相差，波前畸变的幅值达到 $\lambda/10$ 量级，大于板条厚度方向的波前畸变。

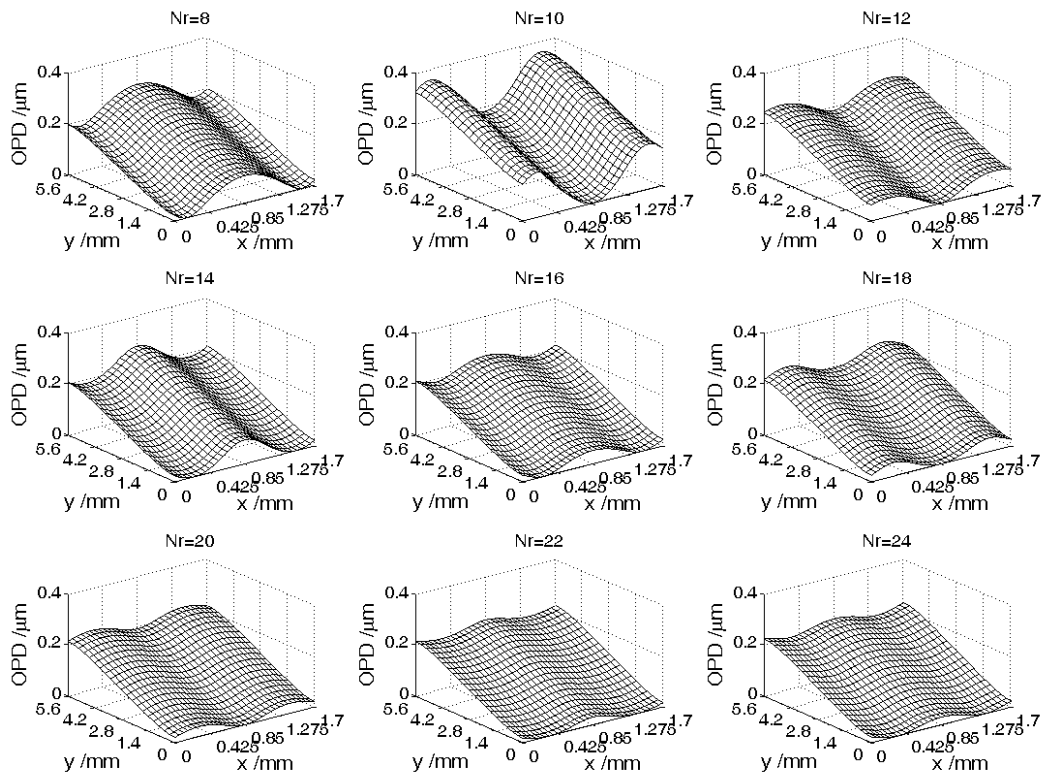


图 3.51 热光效应导致的波前畸变

图 3.52 为波前畸变的幅值随反射次数的变化图，从图中我们可以看出：波前畸变随反射次数的变化规律与均匀散热时相同，仅幅值增加了约  $0.18\mu\text{m}$ 。这是因为板条宽度方向温差很小 ( $<0.5^\circ\text{C}$ )，激光在板条内部的反射次数每增加两次，对应的传输路径的几何长度增加量小于  $2\text{mm}$ ，由此产生的波前畸变幅值变化小于  $7.3 \times 10^{-3}\mu\text{m}$ 。因此，波前畸变随反射次数的变化规律主要由厚度方向波前畸变的变化规律决定。

图 3.53 为倾斜相差随反射次数的变化, 从图中我们可以看出: 宽度方向散热的不均匀, 导致宽度方向出现约  $0.037\text{mrad}$  的倾斜相差; 由于 zigzag 光路无法平均宽度方向温度梯度的影响, 随着反射次数的增加, 倾斜相差逐步增大。

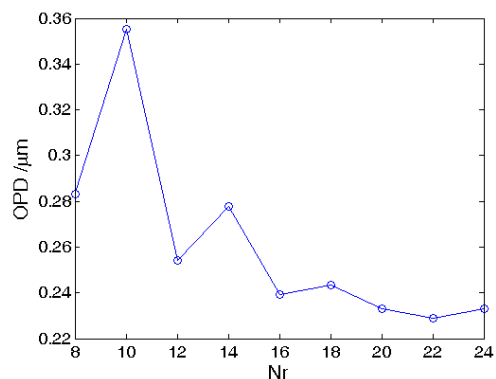


图 3.52 波前畸变随反射次数的变化

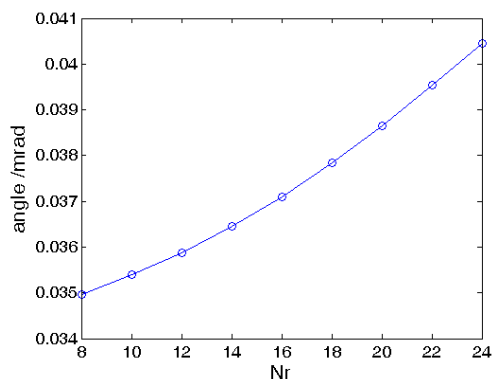


图 3.53 倾斜相差随反射次数的变化

### 3.6.3 弹光效应分析

图 3.54 为计算得到的应力场分布, 从图中我们可以看出: 与均匀散热时相比, 由于板条温度升高, 应力强度略有增加, 由  $28.6\text{MPa}$  升至  $29.0\text{MPa}$ 。

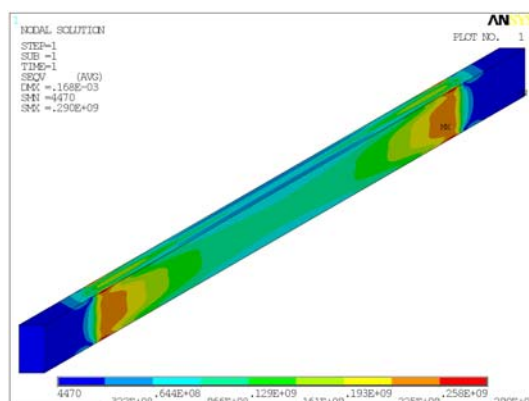


图 3.54 应力场分布

#### 1 退偏损耗

图 3.55 显示了激光在板条内部反射次数 20 次时, 平均退偏损耗随切割角  $\phi$  的变化曲线, 从图中我们可以看出: 与均匀散热时相比, 退偏损耗随切割角变化规律相同, 幅值也基本没有变化。

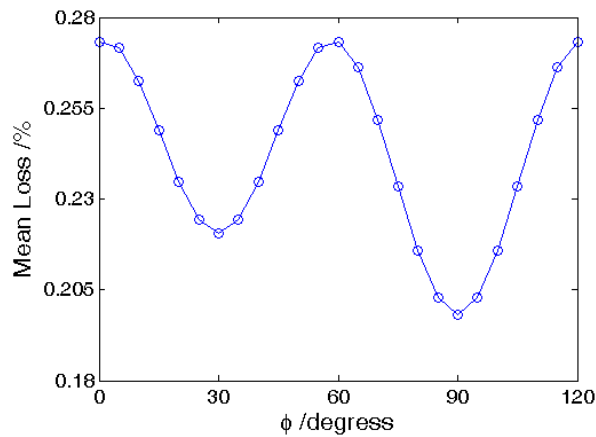
图 3.55 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ )

图 3.56 显示了切割角 $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ 时，激光在板条内部经过 $N_r=18$ 、24 次反射条件下，退偏损耗的空间分布图，从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，退偏损耗的空间分布规律基本没有变化。

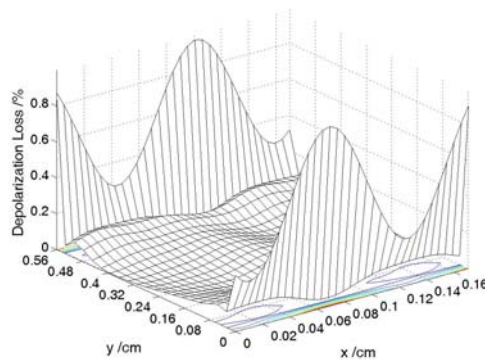
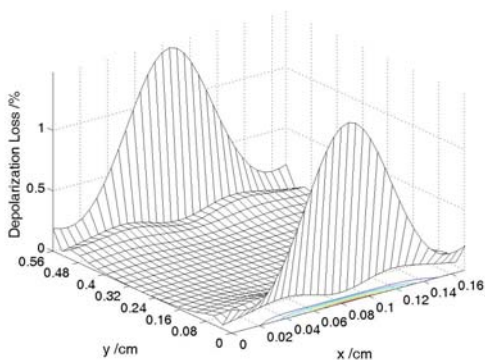
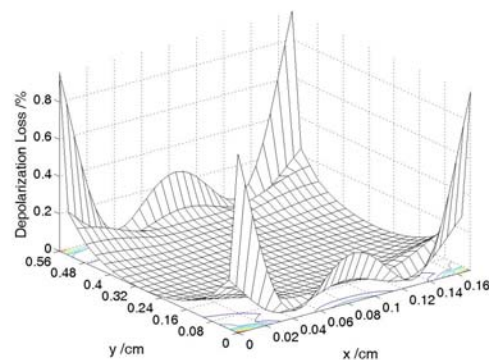
(a)  $N_r=18, \phi=60^\circ$ (b)  $N_r=18, \phi=30^\circ$ (c)  $N_r=24, \phi=30^\circ$ 

图 3.56 弹光效应导致退偏损耗空间分布图

图 3.57 为切割角 $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$ 时，平均退偏损耗随激光在板条内部的反射次数 $N_r$ 的变化曲线。从图中我们可以看出：由于沿宽度方向板条温度梯度很小，与均匀散热时相比，退偏损耗随反射次数的变化规律基本没变，仅幅值略有增加。

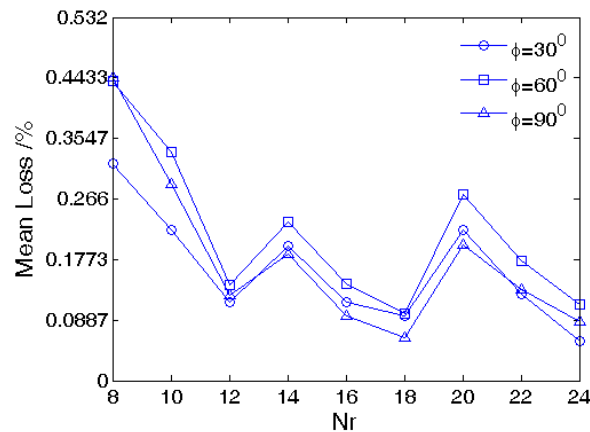


图 3.57 平均退偏损耗随反射次数的变化

## 2 波前畸变

图 3.58 显示了激光在板条内部反射次数 20 次时，波前畸变随切割角  $\phi$  的变化曲线。从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，波前畸变随切割角的变化规律发生了一定的变化，波前畸变的幅值虽略有增加，但总体仍然维持在  $\lambda/100$  量级。切割角的变化引起的波前畸变的变化量仅为  $10^{-4}\lambda$  量级。

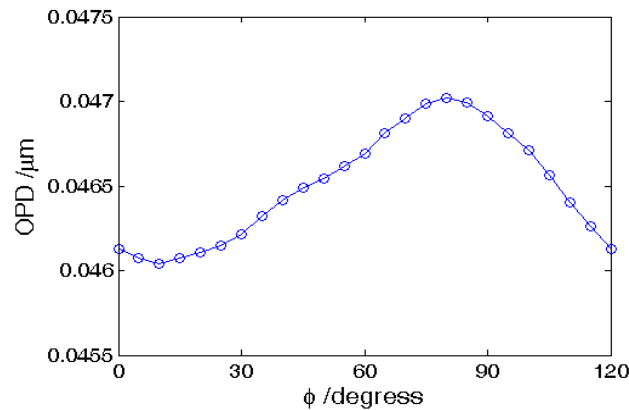
图 3.58 波前畸变随切割角的变化( $N_r=20$ )

图 3.59 显示了切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$  时，激光在板条内部经过  $N_r=18$ 、24 次反射条件下，波前畸变的分布图。从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，板条宽度方向出现了较大的倾斜相差，其幅值约为  $0.14\mu\text{m}$ ，远大于长度方向散热不均匀时弹光效应导致的波前畸变。这是因为激光在板条的  $xz$  截面内沿 zigzag 光路传输，无法平均宽度( $y$ )方向应力状态变化带来的影响。

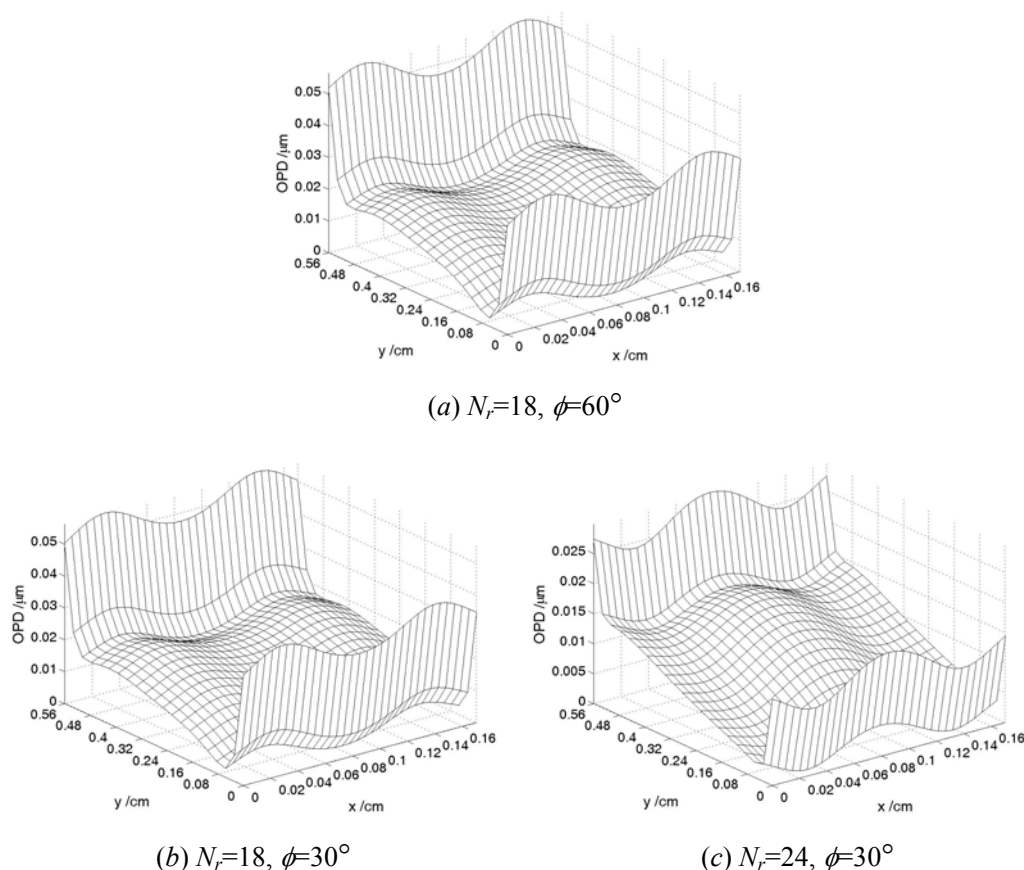


图 3.59 弹光效应导致波前畸变空间分布图

图 3.60 为切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$  时，波前畸变随激光在板条内部的反射次数  $N_r$  的变化曲线。从图中我们可以看出：与均匀散热时相比，波前畸变随反射次数变化规律基本没变，仅波前畸变的幅值略有增加。

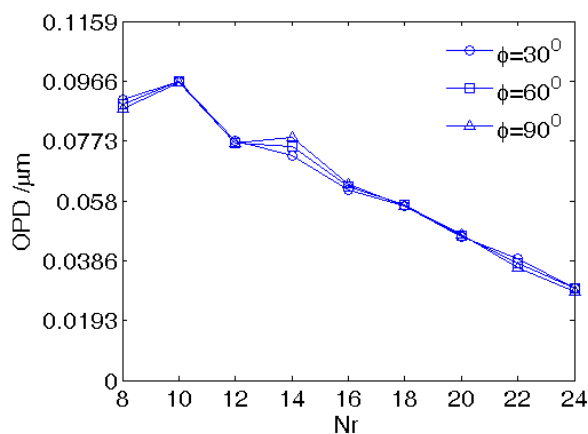


图 3.60 波前畸变随反射次数的变化

### 3.7 非对称冷却的影响

由前面的分析可知，zigzag 光路虽然对  $xz$  截面的温度梯度具有较好的平均效

果,但是当 $z$ 方向温度呈非对称分布时,输出光束在 $x$ 方向将出现倾斜相差。随着激光在板条内部反射次数的增多,倾斜相差逐步增大。

实际工作中,受水冷机工作状态、水路设计等因素的影响,两块热沉的工作状态不可能完全相同,这必将造成板条厚度方向( $x$ )温度场分布不对称。本节,我们分析两块热沉散热能力的差异对波前畸变和退偏损耗的影响。

### 3.7.1 数值模型

设板条晶体两散热面的换热系数分别为 $5\text{ W/cm}^2\text{ K}$ 、 $10\text{ W/cm}^2\text{ K}$ ,其余计算条件与3.4节算例相同。

### 3.7.2 热光效应分析

图3.61为计算得到的温度场分布,从图中我们可以看出:由于热沉散热能力下降,板条最高温度达到 $45.7^\circ\text{C}$ ,比对称冷却时升高了 $2.2^\circ\text{C}$ 。

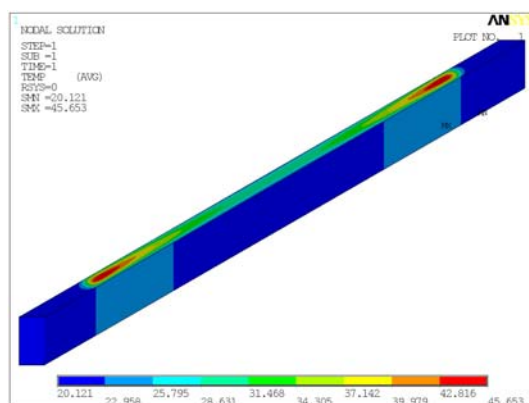


图 3.61 温度场分布

图3.62为两块热沉散热能力不一致时,板条温度场分布与均匀散热时板条温度场分布的差异,从图中我们可以看出:一侧热沉散热能力的减小,导致该侧板条温度迅速升高。

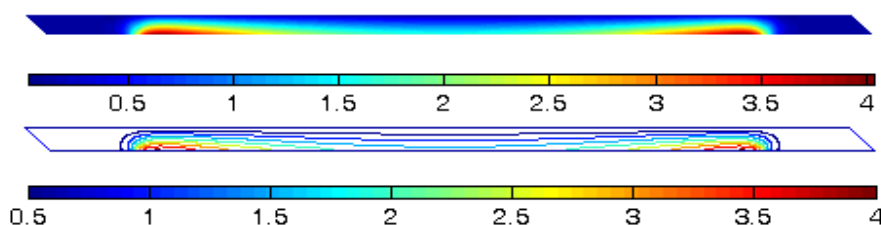


图 3.62 与均匀散热时板条晶体的温度差分布

图3.63为热光效应导致的波前畸变空间分布图,从图中我们可以看出:两块热沉冷却能力的差异,同样会导致导致板条厚度方向出现倾斜相差,这是因为厚度方向温度场分布失去对称性导致的。

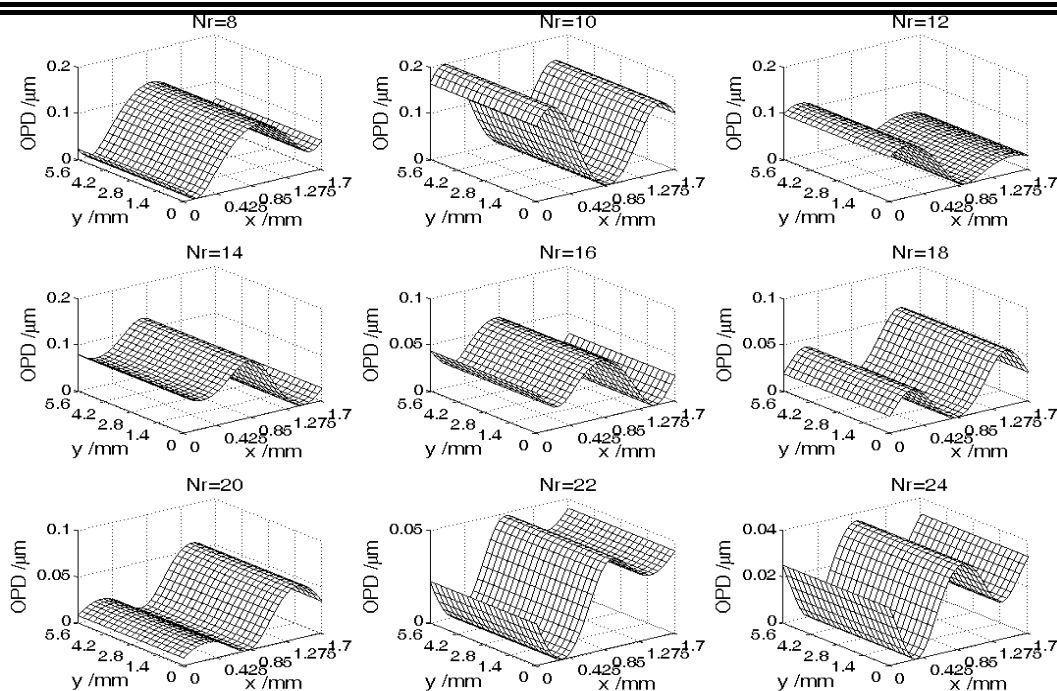


图 3.63 热光效应导致的波前畸变

图 3.64 为波前畸变的幅值随反射次数的变化图。从图中我们可以看出，热沉散热能力不一致时，热光效应导致的波前畸变随反射次数的变化规律，与板条长度方向散热不均匀时热光效应导致的波前畸变随反射次数的变化规律基本一致。

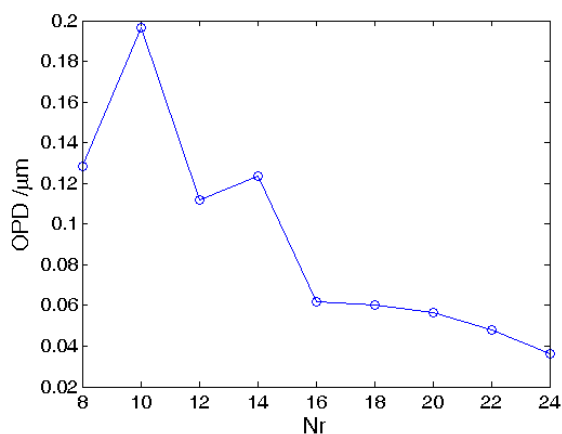


图 3.64 波前畸变随反射次数的变化

图 3.65 为倾斜相差随反射次数的变化，从图中我们可以看出：虽然两块热沉散热能力不一致也会导致倾斜相差增大，但是与长度方向散热不均匀导致的倾斜相差相比，该相差随反射次数的变化规律不同：长度方向散热不均匀导致的倾斜相差，随着反射次数的增加而逐步增大；热沉散热能力不一致导致的倾斜相差，随着反射次数的增加，可能出现符号的变化，即透射光束偏转方向的变化。这主要是因为信号光在板条内部传输时，填充因子小于 1，反射次数的变化导致不同位置入射光线经历的应力状态发生变化导致的。

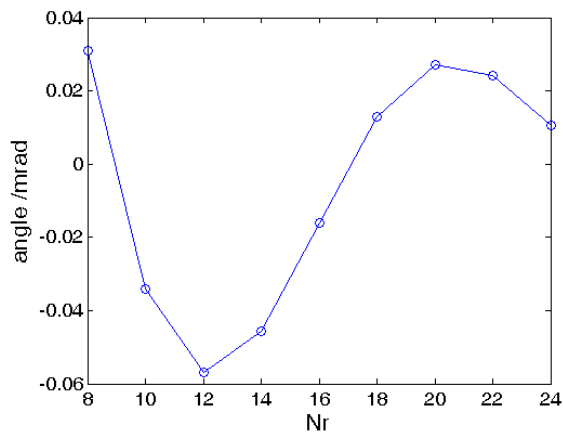


图 3.65 倾斜相差随反射次数的变化

### 3.7.3 弹光效应分析

图 3.66 为计算得到的应力场分布，从图中我们可以看出：板条中的热应力由 28.6MPa 增至 32MPa；这主要是由于两块热沉中有一块散热能力下降，导致板条内部温度梯度增大所致。

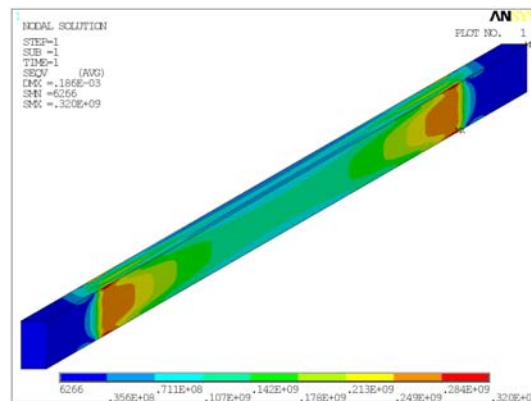


图 3.66 应力场分布

#### 1 退偏损耗

图 3.67 显示了激光在板条内部反射次数 20 次时，平均退偏损耗随切割角  $\phi$  的变化曲线。从图中我们可以看出：与长度方向散热不均匀时相比，退偏损耗随切割角变化规律基本相同，但幅值大幅增加。

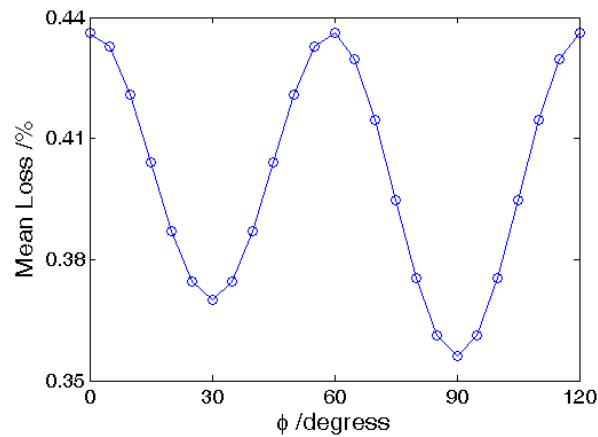
图 3.67 平均退偏损耗随切割角的变化( $N_r=20$ )

图 3.68 为切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$  时，平均退偏损耗随激光在板条内部的反射次数  $N_r$  的变化曲线。从图中我们可以看出：与板条长度方向散热不均匀时相比，热沉散热能力的不一致导致平均退偏损耗增大了约三倍，尤其是当反射次数较少时，平均退偏损耗可能超过 1%。

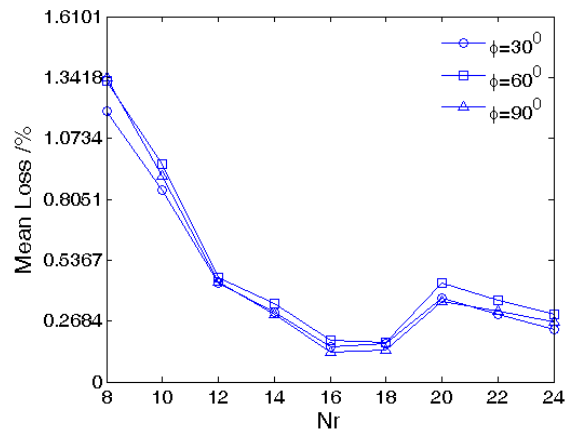


图 3.68 平均退偏损耗随反射次数的变化

## 2 波前畸变

图 3.69 显示了激光在板条内部反射次数 20 次时，波前畸变随切割角  $\phi$  的变化曲线。从图中我们可以看出：与板条长度方向散热不均匀时相比，波前畸变随切割角变化规律基本相同，仅幅值略有增加。

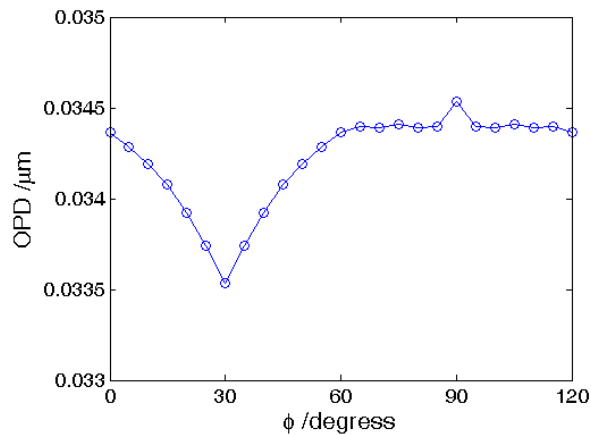
图 3.69 波前畸变随切割角的变化( $N_r=20$ )

图 3.70 为切割角  $\phi=30^\circ$ 、 $60^\circ$ 、 $90^\circ$  时，波前畸变随激光在板条内部的反射次数  $N_r$  的变化曲线。从图中我们可以看出：与板条长度方向散热不均匀时相比，波前畸变随反射次数变化规律基本相同。

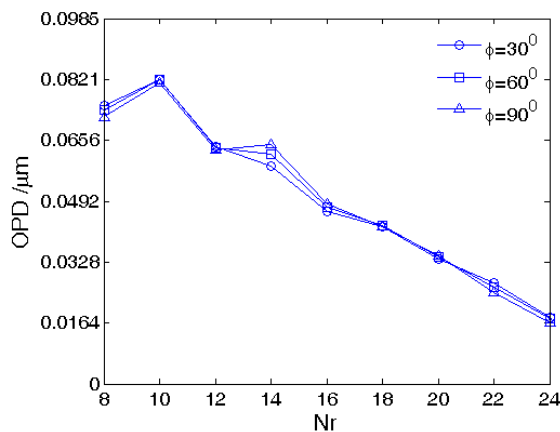


图 3.70 波前畸变随反射次数的变化

### 3.8 本章小结

本章，我们在双端共 600W 泵浦条件下，对二维矩形复合板条中的热效应问题进行了研究，获得了如下研究成果：

- ◆ 验证了半解析法在二维矩形复合板条温度场计算中的正确性。
- ◆ 板条介质中，热光效应导致的波前畸变占主要成分，弹光效应导致的波前畸变比热光效应导致的波前畸变约小一个量级；zigzag 光路可以很好地平均板条厚度方向温度梯度的影响，将热致波前畸变减小至  $\lambda/100$  量级，退偏损耗减小到 0.02% 以下，且通过控制板条切割方向，可以消除退偏损耗。
- ◆ 单一介质中，热效应导致正透镜效应，波前畸变随着信号光在介质内反射次数的增加而减小；在复合介质中，热效应可能导致正透镜效应，也可能导致负透

---

镜效应,增加信号光在介质内的反射次数会导致波前畸变振荡式的减小,并可能发生正、负透镜的转化。

在相同的泵浦条件下,我们建立三维 CCEPS 模型,研究了均匀散热条件和非均匀散热条件对热效应问题的影响,结果表明:

- ◆ 均匀散热条件下,板条放大器中的波前畸变以热光效应导致的波前畸变为主,其幅值介于 $\lambda/100\sim\lambda/10$ 之间,由于制冷面小于板条大表面,波前畸变的波面更加复杂,呈“M”或“W”型分布;随着反射次数的增加,波前畸变幅值振荡式减小,波前出现反转现象。板条长度方向散热的不均匀,将导致板条厚度方向倾斜相差增大,该相差随着反射次数的增加而增加。板条宽度方向散热的不均匀,将导致板条宽度方向倾斜相差增大,该相差随着反射次数的增加而增加。两块热沉散热能力的差异,将导致板条厚度方向倾斜相差增大,该相差导致板条透射光束偏转方向的变化。
- ◆ 对于有限尺寸、长度沿[111]方向的 YAG 板条而言,即使在均匀散热条件下,我们也无法通过控制晶体的切割角达到消除退偏损耗的目的。退偏损耗主要集中在宽度方向边缘位置附近,退偏损耗平均值小于 0.5%;随着反射次数的增加,平均退偏损耗振荡式减小。非理想散热条件将导致板条放大器中的退偏损耗增大,但平均退偏损耗仍然可以控制在 0.5%以下。

综上所述,在理想条件下,CCEPS 模块可以有效降低热致波前畸变和退偏损耗。理论上,CCEPS 模块是获得高功率高光束质量激光的有效途径之一。

## 第四章 CCEPS 放大器实验研究

通过前一章的数值分析，我们对 CCEPS 模块在激光应用中的潜在优势有了一个初步的认识。本章，我们介绍开展的板条激光器及放大器实验，分析各项工程因素对其性能的影响，并在此基础上，完善第三章的数值模型。

### 4.1 实验装置介绍

#### 4.1.1 复合板条激光介质

实验采用 0.2at% 掺杂的 Nd:YAG 复合板条，尺寸为  $66.3 \times 5.6 \times 1.7 \text{mm}^3$ ，其中掺杂段长度为 49mm，两端未掺杂段等长，并切有  $45^\circ$  斜角。未掺杂段通过扩散键合工艺紧密粘接在掺杂段两端。激光介质的制冷方式为传导冷却，为保证晶体与热沉接触面的全反射条件，在板条大表面镀有  $3\mu\text{m}$  厚的  $\text{SiO}_2$  膜。为了保证晶体与热沉之间的紧密接触，在板条  $\text{SiO}_2$  膜层之上镀有一层金膜。图 4.1 为实验用复合板条激光介质实物图。

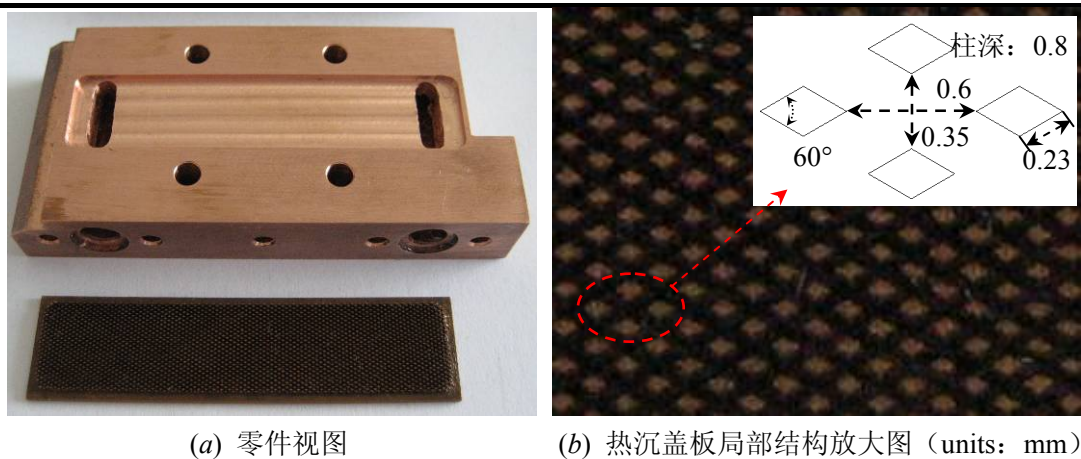


图 4.1 复合板条实物图

#### 4.1.2 微通道热沉

对固体激光器而言，有效散热是热管理的重要一环。为了尽快带走介质中的废热，我们加工了图 4.2 所示的微通道热沉。每块热沉由两部分构成，通水底座、微通道盖板，两者通过扩散焊工艺粘接在一起。图 4.2 (b) 为微通道盖板的局部结构示意图，微通道盖板由一块矩形板和许多的微棱柱组成，棱柱之间的缝隙形成了冷却液流动的通道。该设计可有效避免微通道发生堵塞的风险。

图 4.3 为组装之后的 CCEPS 模块实物图，图中激光晶体通过钎焊工艺与两块热沉连接在一起。由于加热状态下金属钎为液态，因此可以保证激光晶体与热沉之间的良好热接触，获得更好的散热效果。为保证安装过程中激光晶体受力均匀，我们使用已预设扭矩的扭矩螺丝刀拧紧热沉的紧固螺钉。



(a) 零件视图

(b) 热沉盖板局部结构放大图 (units: mm)

图 4.2 热沉结构图

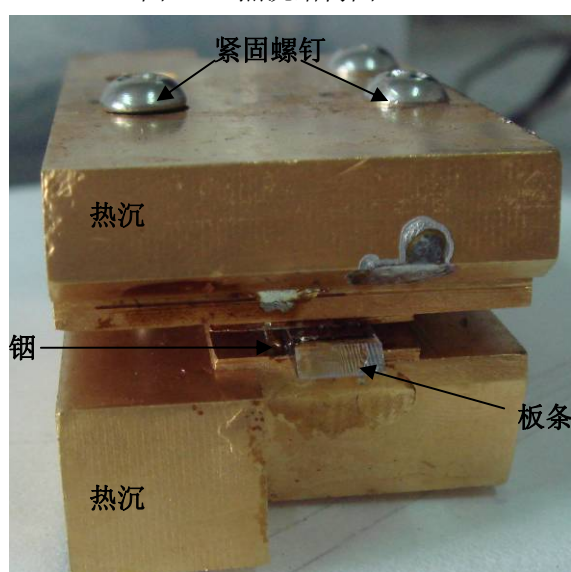


图 4.3 CCEPS 模块实物图

### 4.1.3 泵浦模块

泵浦系统采用美国 *Nlight* 公司生产的 LD 阵列，每个 LD 阵列由十个 bar 条组成，连续波最大输出功率 800W，光束发散角 (FWHM) 快轴  $<1^\circ$ ，慢轴  $<10^\circ$ 。图 4.4 为实验测得的输出功率与电源电流的关系，LD 输出功率与电源电流近似成线性关系。

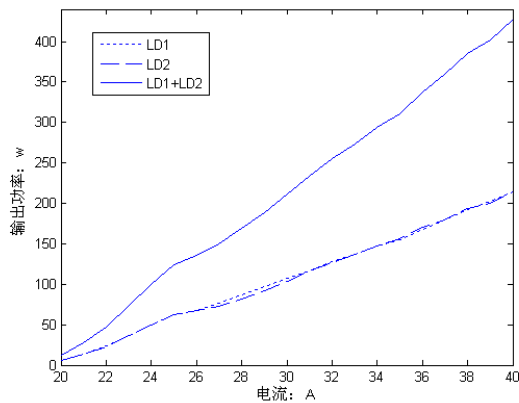
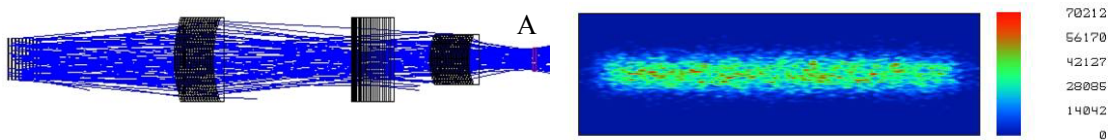


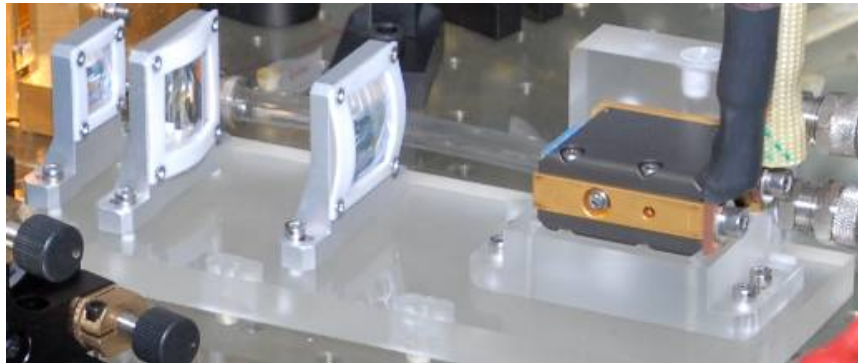
图 4.4 LD 输出功率随输入电流变化曲线

LD 发出激光经柱透镜组整形为与板条泵浦入射面尺寸匹配的光斑，入射泵浦光经板条斜面反射后沿板条长度方向传输。图 4.5 (a)是 ZEMAX 模拟的光束整形图，十根 bar 条发出的激光经三面柱透镜整形后在 A 位置形成  $1.5 \times 5 \text{mm}^2$  的光斑，图 4.5 (b)是 A 位置光斑功率密度图。图 4.5 (c)是泵浦系统实物图。



(a) ZEMAX 模拟光束整形图

(b) ZEMAX 模拟光斑图



(c) 泵浦系统实物图

图 4.5 泵浦系统

## 4.2 温度测量

### 4.2.1 测量原理

激光晶体的温度测量一直是一个工程上的难题。目前，常用的温度测量方法有热电偶法、热电阻法、红外热像仪法。另外，还可以根据待测物的物理性质或形态随温度的变化规律，间接测量物体的温度<sup>[117~119]</sup>，如汪晓波<sup>[120]</sup>等提出，采用

哈特曼波前传感器，探测出信号光经过钽玻璃棒状热容激光器传输后透射光束的波前畸变，便可以估算出激光介质的晶体温度。

传统热电偶法要求热电偶焊点与待测物有良好的接触，而板条放大器模块的结构非常紧凑，热电偶很难放到激光晶体上。目前，大部分有关板条激光器热效应的理论研究都做了很多的近似，还未形成成熟的理论体系，无法间接测量出晶体的温度场分布。红外热像仪法通过对激光介质的黑体辐射成像，反算激光介质的温度分布，具有非接触测量的优点。因此，在板条温度场的测量中，我们采用红外热像仪进行测量<sup>[120]</sup>。

实验中，我们采用杭州美盛公司的 Research-N1 红外热像仪对晶体的温度进行了测量。表 4.1 列出了该产品的部分性能参数。

表 4.1 红外热像仪参数

项目	内容	技术指标
探测器	探测器类型	非制冷焦平面，Microbolometer 型
	工作波段	8~14 $\mu\text{m}$
	像素数	320×240
	启动时间	<30 秒
成像参数	视场角	24°×18°（标准）；可方便的加装 3 倍（或 2 倍）长焦镜头、48°广角镜头、60°广角镜头、100 微米微距镜头、30 微米微距镜头等扩展镜头，以适应用户不同的使用需求。
	空间分辨率	1.3mrad（24°×18°标准镜头时）
	温度分辨率	0.08℃在 30℃时
	帧频	50Hz
	变焦功能	电子调焦 和自动调焦
测量功能	测温范围	-20℃ ~400℃（标准） -40℃~2000℃（可扩展）
	测温精度	内置黑体自动效验，不受工作环境变化的影响。因而测温准确，测量结果的重复性好。 $\pm 1^\circ\text{C}$ 或 $\pm 1\%$ 取大者
	测温方式	自动测温
	大气穿透率校正	自动校正
	辐射率校正	自动校正
	光学校正	自动校正
工作环境湿度	$\leq 95\%$	
存贮环境温度	-40℃~70℃	

#### 4.2.2 测量结果

图 4.6 为双端 LD 40A 泵浦电流下，红外热像仪拍摄的晶体温度分布图。图 4.7 为图 4.6 中直线所示位置的温度场分布。从上述两图可以看出：

- ◆ 板条最高温度出现在靠近端面位置处的未掺杂段，该现象与第三章的数值

计算结果存在很大的差异。这主要是因为未掺杂 YAG 晶体对泵浦光存在一定的弱吸收，而微通道热沉无法对所有未掺杂区域进行有效冷却导致的。详细分析见 4.3 节。

- ◆ 板条厚度方向温度分布不对称，这说明两块热沉的散热能力不一致。这可能是两块微通道热沉的加工质量不一致导致的。采用超声检测技术，我们对两块热沉扩散焊接面的焊接质量进行了测试，结果如图 4.8 所示。从图中我们可以看出两块热沉焊接质量并不理想，均出现了大面积的脱焊及棱柱被压弯的情况，这严重影响了热沉的散热能力及散热的均匀性。

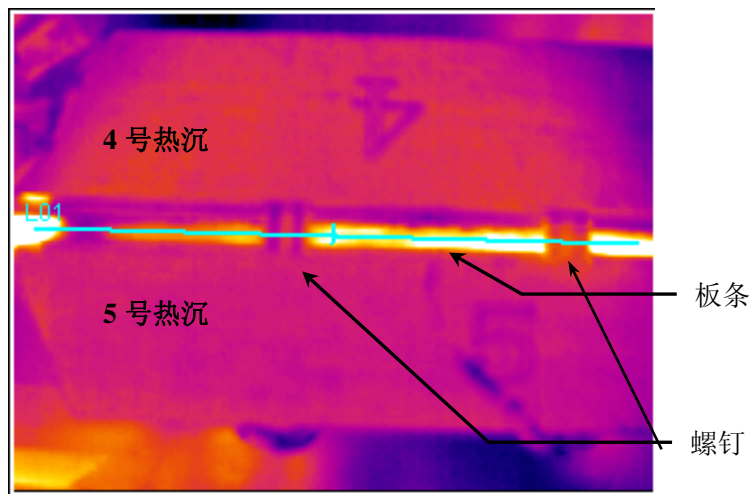


图 4.6 红外热像仪测量板条温度分布图

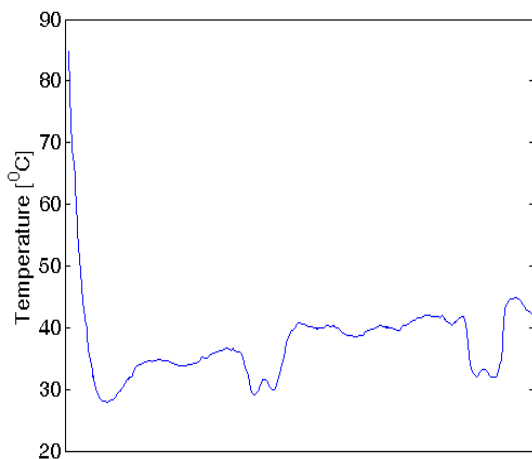
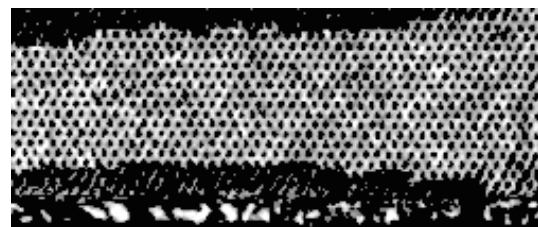


图 4.7 板条长度方向温度分布图



(a) 4号热沉



(b) 5号热沉

图 4.8 微通道热沉扩散焊接面超声检测结果

### 4.3 未掺杂 YAG 晶体吸收谱线测量

高能激光系统中，键合技术常被用来降低激光介质的温度，改善应力分布。然而，如 4.2 节所述，在我们的实验中，未掺杂晶体不仅没有降低掺杂段晶体温度，

反而成为温度最高的区域。这说明未掺杂晶体中存在一个热源，为了寻找该热源，我们采用透射法对未掺杂 YAG 晶体的吸收谱进行了测量。

#### 4.3.1 测量原理

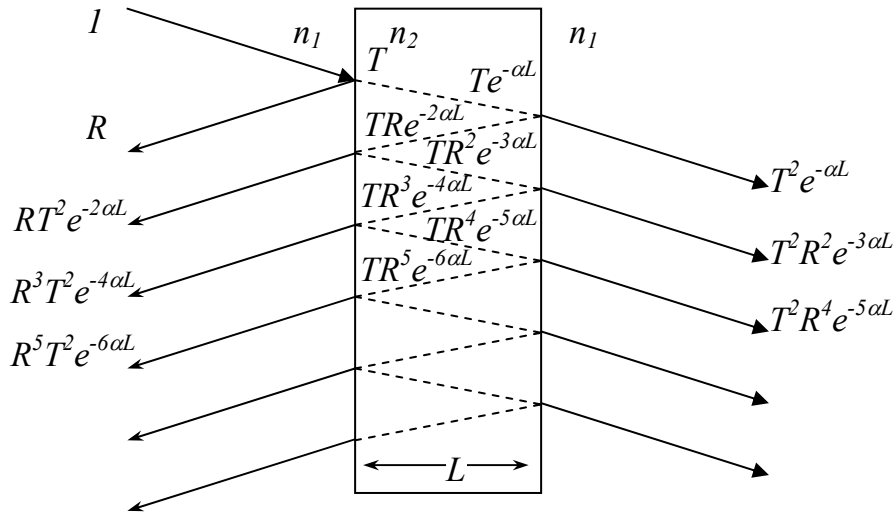


图 4.9 激光在介质内的传输图

如图 4.9 所示，设厚度为  $L$  的矩形板状介质折射率为  $n_2$ ，周围空气折射率为  $n_1$ ，介质对激光的吸收系数为  $\alpha$ ，则激光在介质内部经多次反射后，总透射率  $T_{total}$  为

$$T_{total} = \frac{T^2 e^{-\alpha L}}{1 - R^2 e^{-2\alpha L}} \quad (4.1)$$

其中  $R$ 、 $T$  为激光在板条、空气界面上的反射率和透射率，它们满足关系：

$$R + T = 1 \quad (4.2)$$

若介质对激光无吸收时，总透射率  $T'_{total}$  可表示为

$$T'_{total} = \frac{T}{1 + R} \quad (4.3)$$

实验中，若激光介质的实测透射率  $T_{total}$  小于介质无吸收时的透射率  $T'_{total}$ ，则表明介质对激光存在吸收，其吸收系数可以通过下式进行计算：

$$\alpha = -\frac{1}{L} \ln \frac{-T^2 + \sqrt{T^4 + 4R^2 T_{total}^2}}{2R^2 T_{total}} \quad (4.4)$$

由菲涅耳公式可知，激光的不同偏振分量在介质分界面上的反射率与透射率略有不同。当激光从折射率为  $n_1$  的介质以角度  $\theta_1$  入射至折射率为  $n_2$  的介质表面时，折射角  $\theta_2$ 、平行分量反射率  $R_{//}$ 、垂直分量反射率  $R_{\perp}$  有如下关系：

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (4.5)$$

$$R_{//} = \frac{\tan^2(\theta_1 - \theta_2)}{\tan^2(\theta_1 + \theta_2)} \quad (4.6)$$

$$R_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)} \quad (4.7)$$

平行和垂直分量的透射率  $T_{//}$ 、 $T_{\perp}$  分别为:

$$T_{//} = 1 - R_{//} \quad (4.8)$$

$$T_{\perp} = 1 - R_{\perp} \quad (4.9)$$

图 4.10 显示了  $n_1=1, n_2=1.82$  时, 平行和垂直分量的透射率随入射角度的变化曲线。从图中可以看出虽然各分量的透射率对入射角十分敏感, 但平均透射率在  $0\sim 10$  度范围内变化很小, 仅为  $0.002\%$ 。因此, 采用自然偏振光测量吸收谱不仅可以获得很高的测量精度, 而且对板条的放置没有特殊要求。

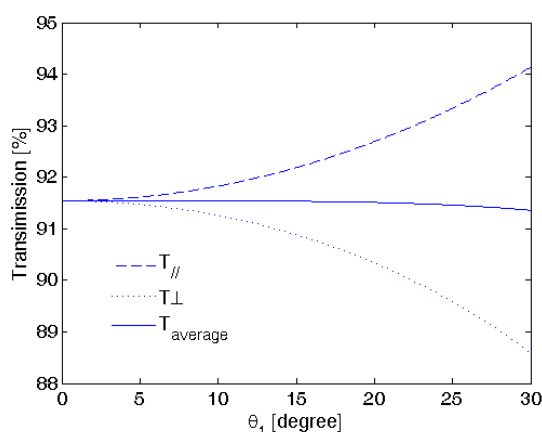


图 4.10 入射角对透射率的影响

(a)虚线: S 偏振光  $T_{//}$  (b)点虚线: P 偏振光  $T_{\perp}$  (c) 实线: 自然光  $(T_{//} + T_{\perp})/2$

### 4.3.2 测量结果

采用 PerkinElmer 公司的 Lambda950<sup>[121]</sup>, 我们对 YAG 晶体在  $780\sim 830\text{nm}$  的吸收谱线进行了测量。

YAG 晶体的折射率可通过求解如下色散方程得到<sup>[88]</sup>:

$$n^2 = 1 + \frac{2.293\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1095^2} + \frac{3.705\lambda^2}{\lambda^2 - 17.825^2} \quad (4.10)$$

其中波长  $\lambda$  以  $\mu\text{m}$  为单位。

图 4.11 为实测 YAG 晶体透射谱, 为了便于比较, 图中同时显示了 YAG 晶体无吸收时的透射谱。从图中我们可以看出实测透射率曲线明显小于无吸收时透射率曲线, 且实测曲线随着波长的变化出现了较大的波动现象, 这说明 YAG 晶体对该波段激光存在着吸收现象。

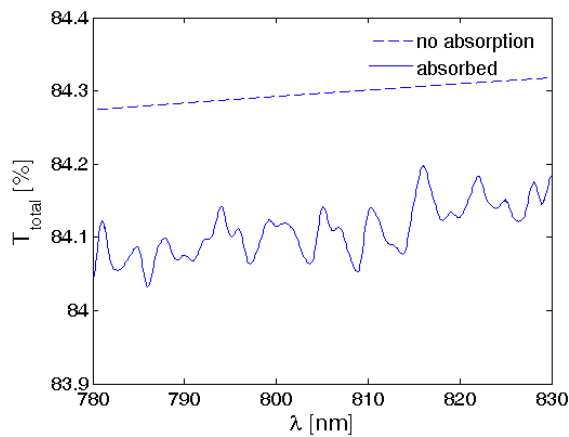


图 4.11 YAG 晶体透射谱

图 4.12 为根据实验结果计算得到的吸收谱。为了分析该结果的正确性，我们将其与诺格公司测得的吸收谱线<sup>[122]</sup>（图 4.13）进行了比较，从图中我们可以看出两者的结果基本一致。

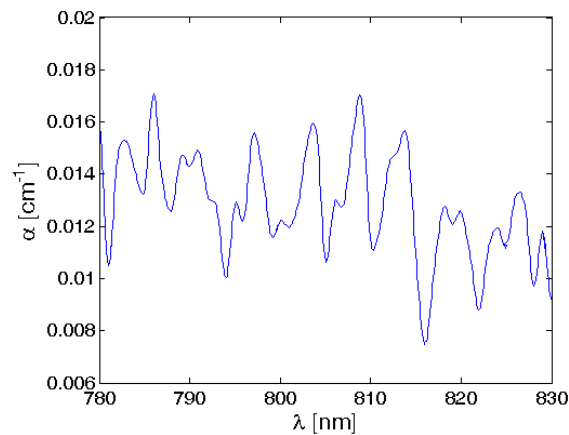


图 4.12 YAG 晶体吸收谱

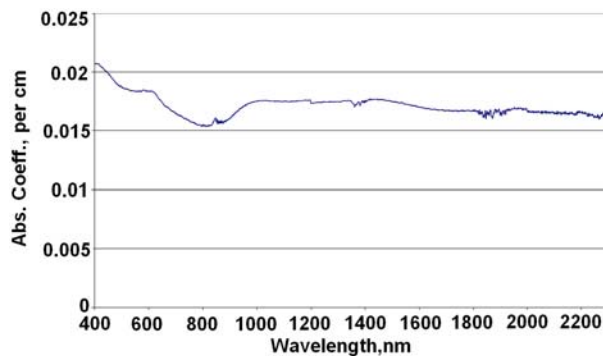


图 4.13 诺格公司未掺杂 YAG 晶体吸收谱

### 4.3.3 实验结果分析

在第三章的数值分析中，我们忽略了未掺杂 YAG 晶体对泵浦光的吸收，因此板条两端未掺杂段的基本没有温升。然而，YAG 晶体吸收谱测量结果显示，未掺

杂 YAG 晶体对 808nm 泵浦光存在一定的吸收，其吸收系数为  $0.015\text{cm}^{-1}$ 。虽然该吸收系数非常小，但由于 CCEPS 模块结构的特殊性，我们无法对复合板条介质两端未掺杂段进行有效的传导冷却。在高功率泵浦条件下，此吸收可能导致板条两端存在较大的温升。下面，我们分析未掺杂 YAG 晶体对泵浦光存在吸收时，板条内部的温度场分布情况。

为了简化分析，我们建立了图 4.14 所示的二维有限元模型。

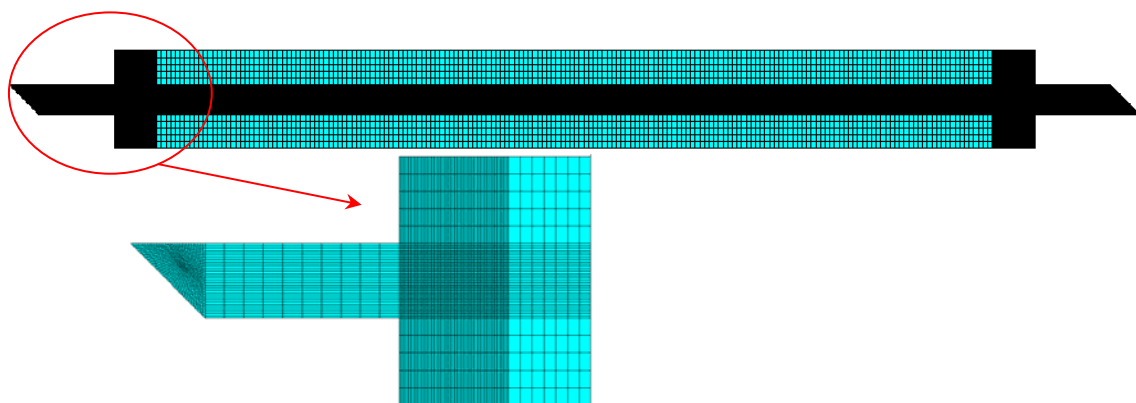


图 4.14 CCEPS 有限元模型

根据指数吸收定律，我们得到板条内部的体热源模型为：

$$Q(z) = \begin{cases} \alpha_2 \frac{\eta_2 P_0}{wt} [e^{-\alpha_2(t-x)} + e^{-\alpha_2(z+L/2)}] & -L/2 \leq z < -L_u - L_d/2 \\ \alpha_2 \frac{\eta_2 P_0}{wt} e^{-\alpha_2 t} e^{-\alpha_2(z+L_d/2+L_u)} & -L_u - L_d/2 \leq z \leq -L_d/2 \\ \alpha_1 \frac{\eta_1 P_0}{wt} e^{-\alpha_2(t+L_u)} [e^{-\alpha_1(L_d/2-z)} + e^{-\alpha_1(L_d/2+z)}] & -L_d/2 < z < L_d/2 \\ \alpha_2 \frac{\eta_2 P_0}{wt} e^{-\alpha_2 t} e^{-\alpha_2(L_d/2+L_u-z)} & L_d/2 \leq z \leq L_u + L_d/2 \\ \alpha_2 \frac{\eta_2 P_0}{wt} [e^{-\alpha_2 y} + e^{-\alpha_2(L/2-z)}] & L_u + L_d/2 < z \leq L/2 \end{cases} \quad (4.11)$$

其中  $L$  为板条的总长度， $L_u$  为未掺杂段长度， $L_d$  为掺杂段长度， $w$  为板条的宽度， $t$  为板条的厚度， $\alpha_1$ 、 $\alpha_2$  分别为掺杂段和未掺杂段晶体对泵浦光的吸收系数， $\eta_1$ 、 $\eta_2$  分别为掺杂段和未掺杂段吸收泵浦光转化为废热的比例。在下面的数值仿真中，材料参数取值如 3.4 节所述， $\eta_2$  设为 1，泵浦功率取 400W。考虑到微通道热沉出现大面积脱焊及棱柱弯曲情况，计算中流换热系数取为  $2 \text{ W/cm}^2 \text{ K}$ 。

图 4.15 显示了热沉长度为 54mm 时，未掺杂激光晶体对泵浦光无吸收和有吸收两种情况下的温度场分布，从图中我们可以看出：当未掺杂晶体对泵浦光不存在吸收时，板条端头温度只有约  $29.7^\circ\text{C}$ ；当未掺杂晶体对泵浦光存在吸收时，板条端头未掺杂段温度甚至比掺杂段激光晶体温度更高，达到  $103.8^\circ\text{C}$ 。

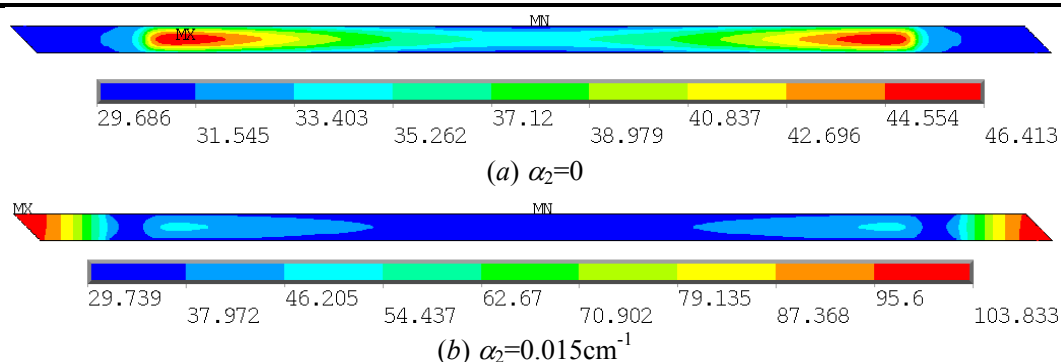


图 4.15 板条中的温度分布

可见，虽然未掺杂 YAG 晶体对泵浦光的吸收很弱，但由于缺乏散热机制，板条端头部分仍可能存在极高的温升。

#### 4.3.4 端面吸收的抑制方法

为了尽可能的降低板条端头的温度，一个有效地解决方案就是尽可能的增加热沉的长度，以最大限度的带走端头的废热。

图 4.16 显示选取不同热沉长度时，板条中间截面 ( $x=0.085\text{cm}$ ) 上，沿长度方向的温度场分布，从图中可以看出当热沉长度为 5.4cm 时，板条端面温度高达 103.8℃，当热沉长度为 6.0cm 时，板条端面温度降至约 47.5℃，下降幅值达到约 56.3℃。可见在 CCEPS 模块中，若未掺杂段晶体对泵浦光存在吸收，必须尽可能地增加热沉的长度。

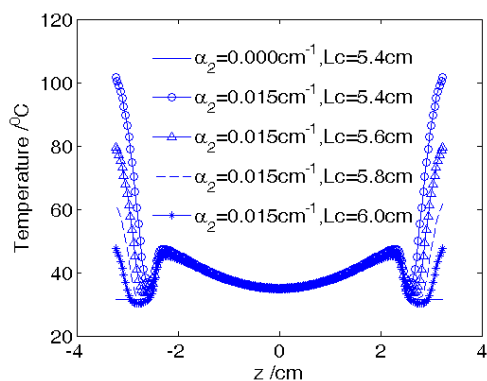


图 4.16 热沉长度对板条温度场分布的影响

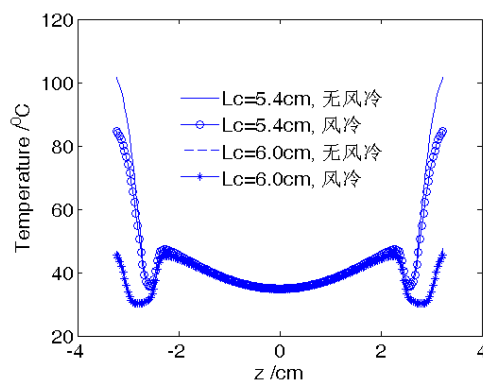


图 4.17 风冷对板条温度场分布的影响

另一种降低 CCEPS 模块端头温度的方法是采用风冷的方式对端头进行散热。图 4.17 显示了当热沉长度分别为 5.4cm、6.0cm 时，采用风冷和不采用风冷两种情况下，板条中间截面上的温度场分布。从图中我们可以看出：当热沉长度较短时，风冷可以起到一定的降低端头温度的作用；当热沉长度较长时，风冷对于降低端头温度没有什么作用。

## 4.4 光束质量的测量

为了检验第三章数值模拟结果的正确性，我们以图 4.3 所示 CCEPS 模块搭建了板条放大器及板条激光器，并对其输出激光光束质量进行了测量。

### 4.4.1 放大器输出激光光束质量测量

实验原理如图 4.18 所示，532nm 绿光经 10 倍扩束后进入板条激光介质，出射光经柱透镜组整形、4 倍扩束系统，进入波前传感器进行波前测量。

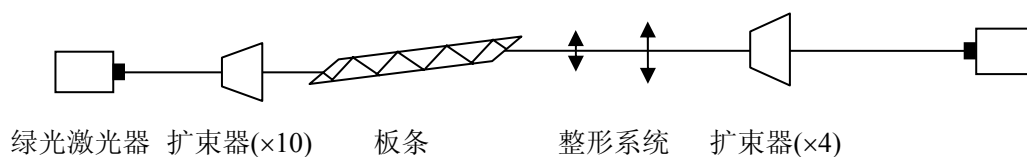


图 4.18 全域测量光路

由于板条透射光束在进入传感器之前经历了整形及扩束系统，其间很容易引入相差，为了减小系统误差，我们采用相对测量模式探测波前，即以未泵浦时透射光的波前作为标定基准，测量泵浦导致的波前变化。

实验所用波前传感器为中科院光电技术研究所提供的高速哈特曼波前探测器，入瞳孔径为 30mm，子孔径数为  $16 \times 16$ ，波前重构算法为模式法。在 30A 泵浦条件下，我们对热效应导致的波前畸变进行了测量。实验中板条透射光经整形、扩束后得到一个尺寸为  $22 \times 24\text{mm}$  的矩形光斑，为了减小重构误差，我们截取光斑中的部分区域进行了波前恢复。图 4.19(a)、(b)为截取直径为 12 个子孔径时对应的光斑分布图及反算出的光斑分布，图 4.19(c)、(d) 为截取直径为 8 个子孔径时对应的光斑分布图及反算出的光斑分布，从图中我们可以看出：

- ◆ 波前在  $x$  方向（横向）分布较为均匀，而  $y$  方向（纵向）存在明显起伏，这说明板条宽度方向 ( $y$ ) 波前畸变大于板条厚度方向 ( $x$ ) 波前畸变；板条在宽度方向两端波前超前，中心滞后，热效应导致正透镜效应；
- ◆ 由图 4.19(b)可知板条宽度方向波前畸变幅值约为  $1.2\mu\text{m}$ ，结合板条尺寸 (5.6mm)，可得该方向热透镜焦距约 3.27m。

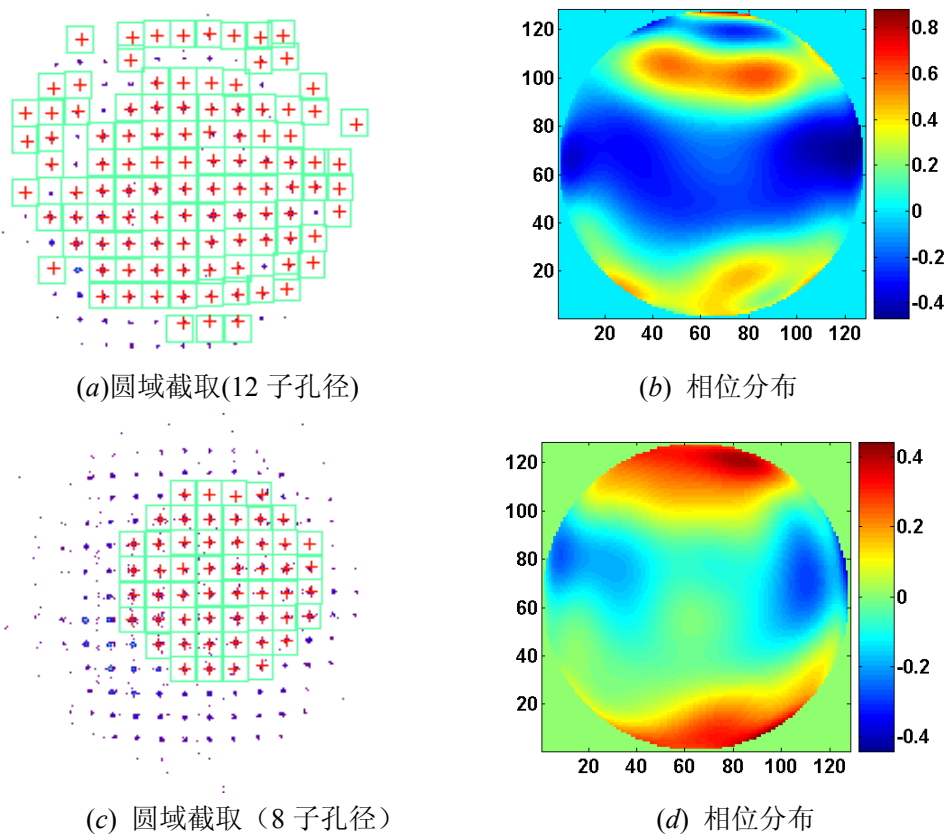


图 4.19 哈特曼测量结果 (0.5s)

#### 4.4.2 谐振腔输出激光光束质量测量

图 4.20 为我们搭建的板条激光器结构示意图, 其中  $M_1$  为曲率为  $2m$  的平凹球面全反镜, OC 为透过率 50% 平面镜, 激光在板条内部经历 24 次全反射。

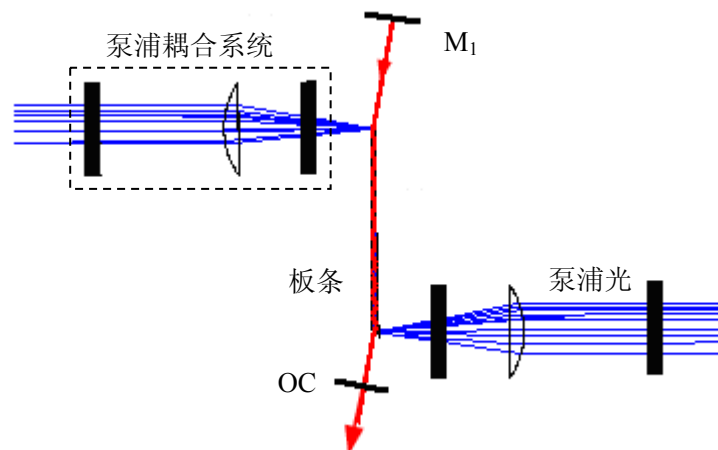


图 4.20 谐振腔实验光路图

在物理腔长分别为 13cm 和 46.5cm 情况下, 我们获得了图 4.21 所示的输出功率曲线。从图中我们可以看出: 激光器输出功率随泵浦功率的增长近似线性增长。

当泵浦功率为 428W 时, 采用长腔 (46.5cm) 结构, 可获得 119.3W 的输出功率, 斜率效率 36%, 光-光效率 27.8%; 采用短腔 (13cm) 结构时, 可获得 142.2W 的输出功率, 斜率效率 43%, 光-光效率 33.22%。

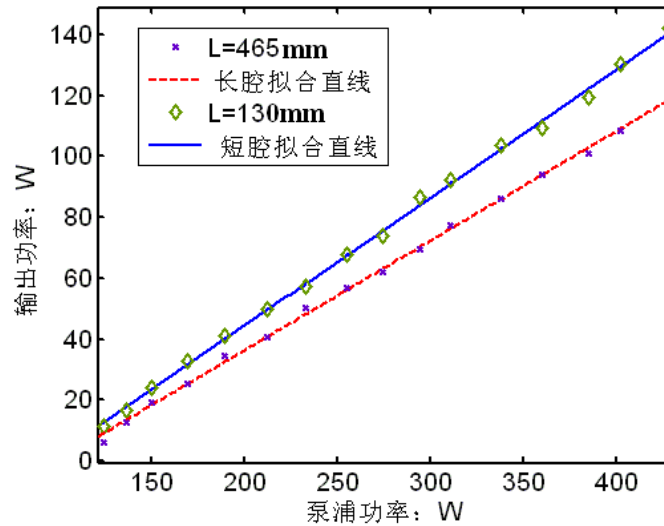


图 4.21 谐振腔输出功率与泵浦功率关系曲线

采用曲率传感器<sup>[123~125]</sup>, 我们测量了板条激光器泵浦功率为 428W, 输出功率 107W 条件下, 激光器输出光斑的光束质量, 测量结果表明在板条宽度 ( $y$ ) 方向和厚度 ( $x$ ) 方向光束质量分别为  $M_x^2=8.35$ 、 $M_y^2=32.29$ 。图 4.22 为光栅曲率传感器测得的光强分布图。

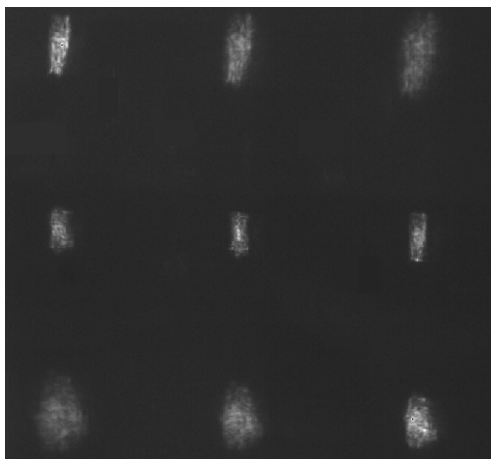


图 4.22 稳定腔的光束质量测量结果

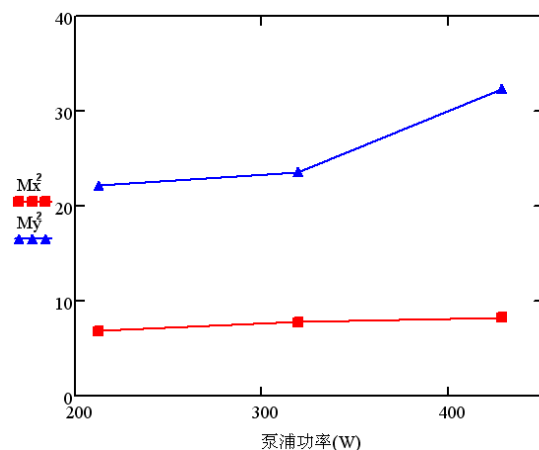


图 4.23 稳定腔  $M^2$  随泵浦功率的变化

为了分析泵浦功率对光束质量的影响, 我们测量了不同泵浦功率条件下, 稳定腔输出激光的光束质量, 如图 4.23 所示。从图中我们可以看出: 随着泵浦功率的增加, 板条厚度方向光束质量随泵浦功率的增加逐渐恶化的趋势比较小, 且几乎是线形变化, 而板条宽度方向光束质量随泵浦功率的增加逐渐恶化趋势要大得多。这是因为随着泵浦功率的增加, 介质中沉积的废热增多, 温升、温度梯度、应力、变形都会变大, 所以光束质量随泵浦功率的增加逐渐恶化; 在板条厚度方

向, zigzag 光路对热光效应等有一定的补偿,而在板条宽度方向却无任何补偿机制,因此宽度方向光束质量恶化趋势更明显。

#### 4.4.3 实验结果分析

第三章理论分析结果表明,即使在双端 600W 泵浦的情况下, CCEPS 模块在板条宽度方向的波前畸变仍然只有 $\lambda/100\sim\lambda/10$  量级。然而在我们的实验中,双端 200 瓦泵浦的情况下,板条宽度方向却出现了 $\lambda$ 量级的波前畸变。下面我们对此实验现象进行分析。

如图 4.3 所示,为了保证板条大表面能够得到有效地散热,且便于安装,在我们的板条激光器模块中,热沉与板条接触面的宽度大于板条宽度。由于铜材料的热导率很高,未接触板条的铜对接触板条的铜也会起到散热的作用,由此可能导致板条宽度方向温度分布的不均匀。

##### 1 数值模型

为了便于分析,我们建立了图 4.24 所示的简化有限元模型,其中热沉仍以两块铜板代替。铜板尺寸为 $2\times 14\times 54\text{mm}^3$ ,其中  $xz$  截面上散热面积为 $8.4\times 54\text{mm}^2$ ,换热系数为 $2\text{ W/cm}^2\text{ K}$ ,冷却液温度为 $20^\circ\text{C}$ 。板条尺寸及材料参数如 3.4 节所述。

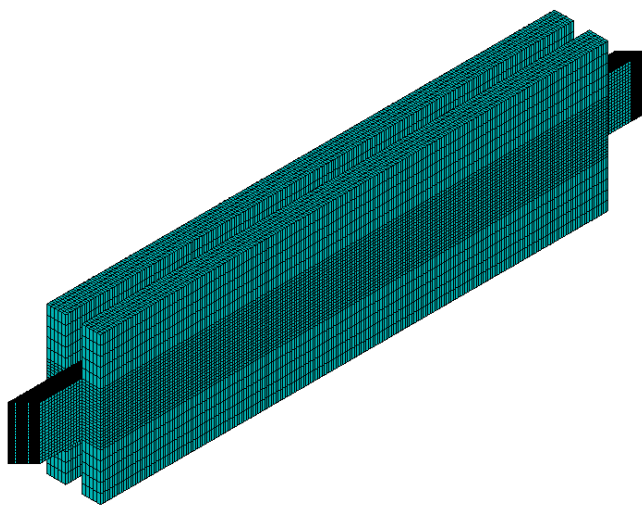
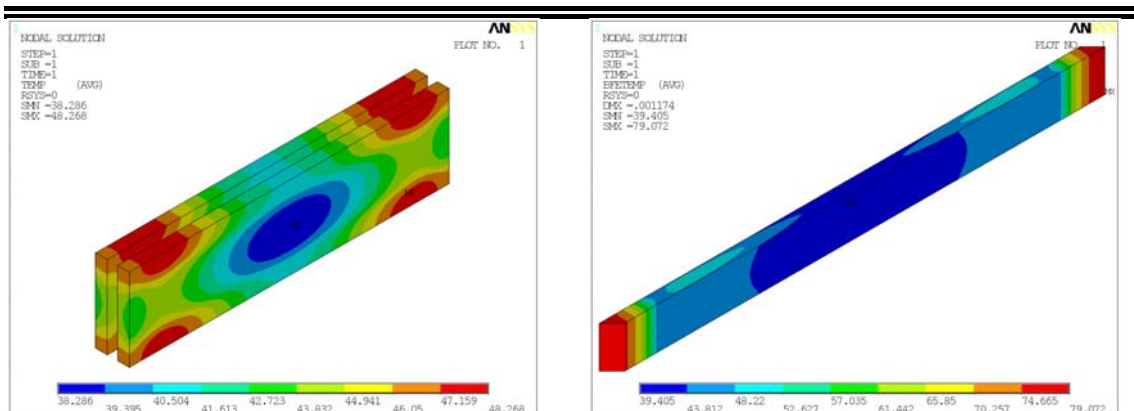


图 4.24 有限元模型

##### 2 热光效应

图 4.25 为双端各 100W 泵浦时,板条内部的温度场分布,计算中取铜块热导率为 $383\text{ W/m K}$ ,从图中我们可以看出:板条端头最高温度达到 $79.1^\circ\text{C}$ ,升高了约 $59^\circ\text{C}$ 。图 4.26 显示了  $yz$  及  $xz$  截面上的温度场,与均匀散热时  $yz$  及  $xz$  截面上的温度差,从图中我们可以看出:当热沉宽度大于板条宽度,由于铜材料的热导率极高,未与板条接触的铜块对与板条接触的铜块可以起到热扩散的作用,进而导致了板条宽度方向出现温度梯度。



(a) 铜块温度场分布

(b) 板条温度场分布

图 4.25 温度场分布

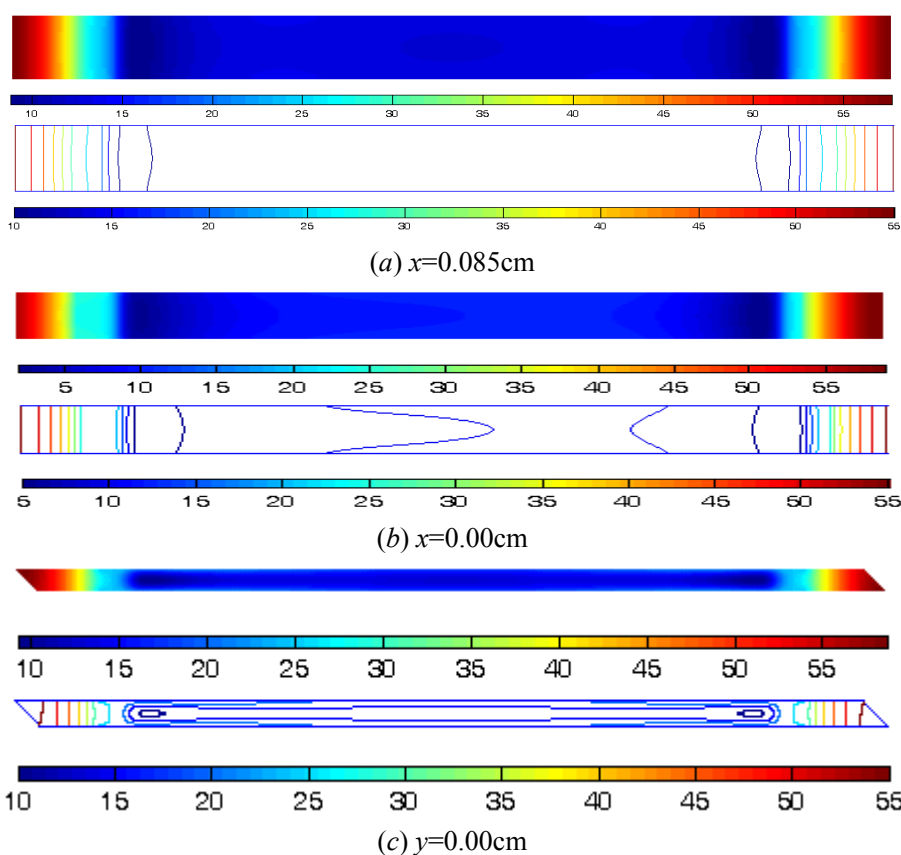
(a)  $x=0.085\text{cm}$ (b)  $x=0.00\text{cm}$ (c)  $y=0.00\text{cm}$ 

图 4.26 与均匀散热时的温度差

图 4.27 显示了热光效应导致的波前畸变空间分布, 从图中我们可以看出: 热光效应主要集中在板条宽度方向, 其幅值达到  $0.2\mu\text{m}$ 。这是因为板条长度方向、厚度方向温度场对称分布, zigzag 光路可以很好的平均  $xz$  截面内的温度梯度, 板条厚度方向波前畸变的幅值仅为  $\lambda/100$  量级。

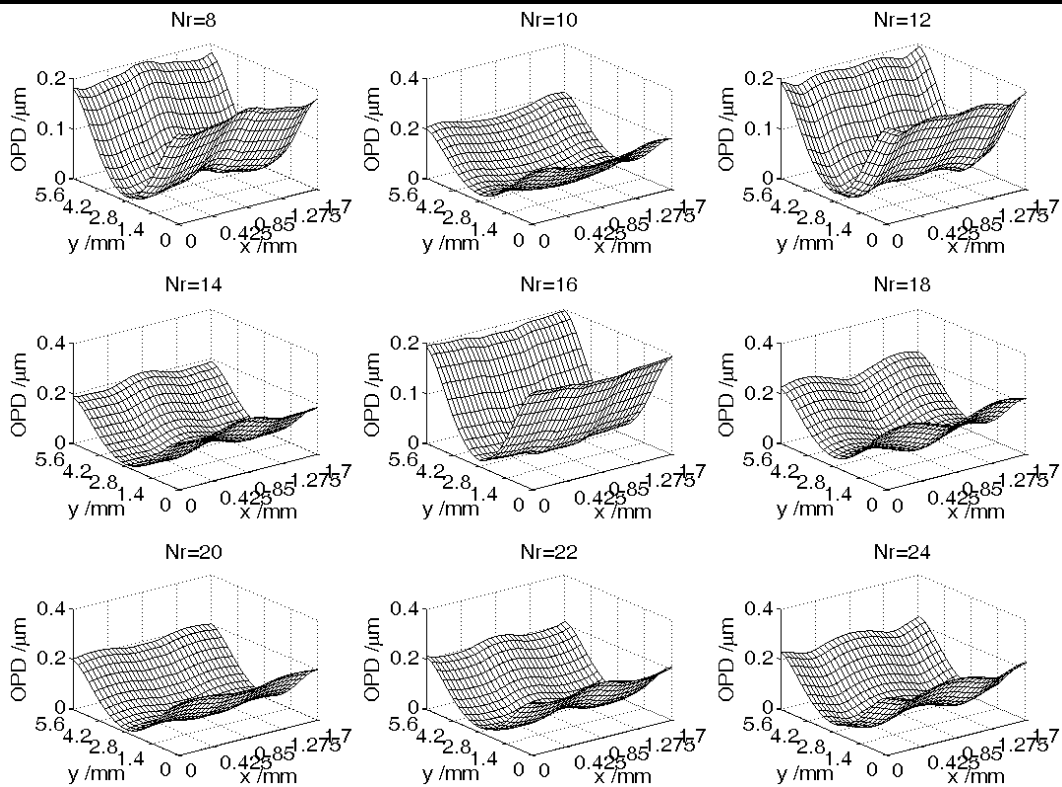


图 4.27 热光效应导致的波前畸变

#### 4.4.4 宽度方向热致波前畸变的消除

从上述数值分析中，我们不难看出：即使可以实现热沉对板条的均匀散热，当热沉宽度大于板条宽度时，板条宽度方向仍然会出现波前畸变。由于 zigzag 光路无法平均该方向上热效应的影响，随着泵浦功率的增加，光束质量将迅速恶化，这必将严重限制高功率板条激光器的光束质量。

为了克服非 zigzag 光路方向热效应的影响，我们就必须对板条宽度方向上的温度场分布进行控制，以减小该方向上的温度梯度。一个可行的方法是在板条宽度方向引入热源，使板条侧面温度升高，缩小与板条中心区域的温度差。引入热源的方法有两种：

- ◆ 引入体热源，即利用激光介质对光波的指数吸收定律，沿板条宽度方向施加泵浦。如文[126]所述面泵浦板条激光器，为了减小竖直方向的温度梯度，在板条上下两个侧面各增加了一个泵源（图 4.28）。采用 MOPA 结构及相位共轭技术，实现了 690W 的平均功率输出，光束质量为 1.1 倍衍射极限。
- ◆ 引入面热源，即对板条宽度方向的两个侧面进行加热。如文[127]通过 TEC 加热板条侧面，成功将板条宽度方向泵浦区域的波前畸变由~2 waves 减小至小于 0.1 waves（图 4.29）。

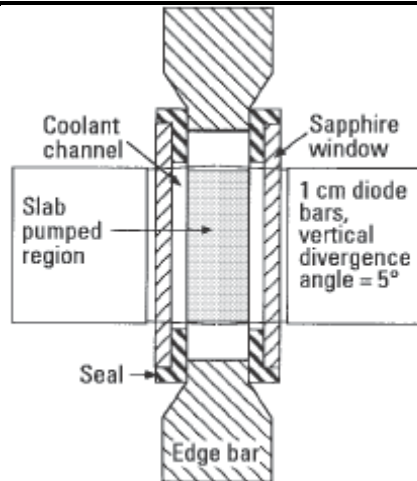


图 4.28 侧面施加体热源减小波前畸变

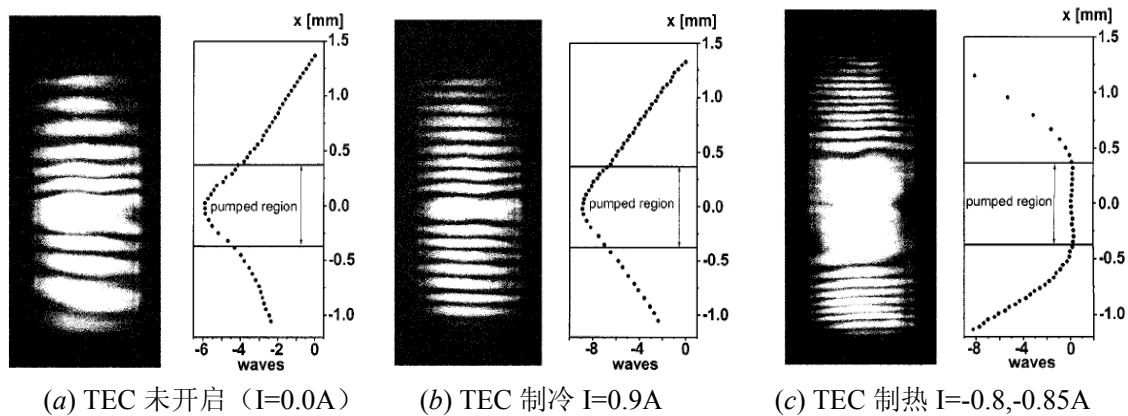


图 4.29 侧面施加面热源减小波前畸变

另外，也可以利用板条的自发辐射荧光作为热源，对板条侧面温度进行控制。文[128]采用该思想，提出了一种侧面绝热结构，有效减小了板条宽度方向的热聚焦效应。

## 4.5 安装应力对板条放大器光束质量的影响实验分析

克希耐尔在《固体激光工程》一书中曾指出：“传导冷却式激光晶体有一个工程难题，就是无应力地将板安装到散热器上”。为了弄清安装应力是否对光束质量有重要影响，我们设计实验定性分析了安装应力对板条输出光束的影响。

### 4.5.1 实验原理及测量结果

图 4.30 为实验装置示意图，绿光激光器输出激光经平行光管输出平面波，用 CCD 观察该平面波经板条传输后不同传输距离位置处的光强变化情况。若透射光斑的光强分布迅速恶化，说明信号光经板条传输后出现了较大的波前畸变。

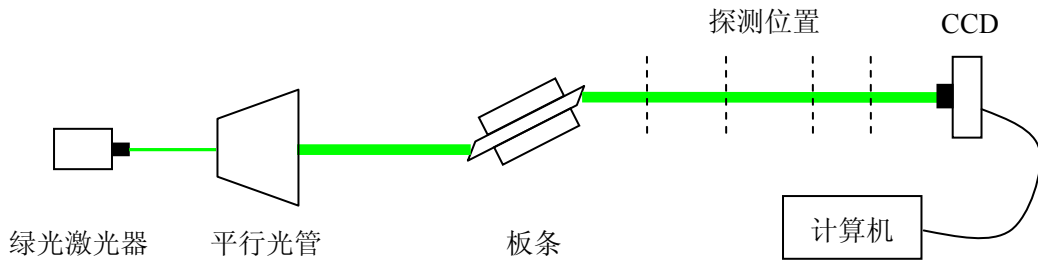


图 4.30 安装应力测试实验示意图

首先，我们对图 4.3 所示安装方式夹持的板条放大器模块进行了实验，透射光在不同传输距离上的强度分布如图 4.31 所示，从图中我们可以看出：应力释放前，板条透射光斑呈梯形分布；随着传输距离的增加，透射光强分布沿板条厚度方向逐渐弥散、扭曲。

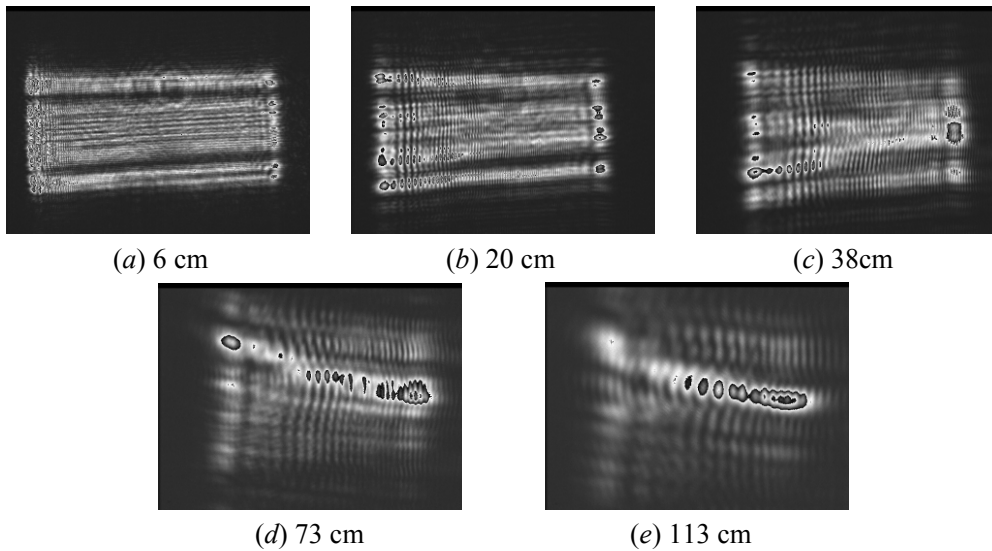
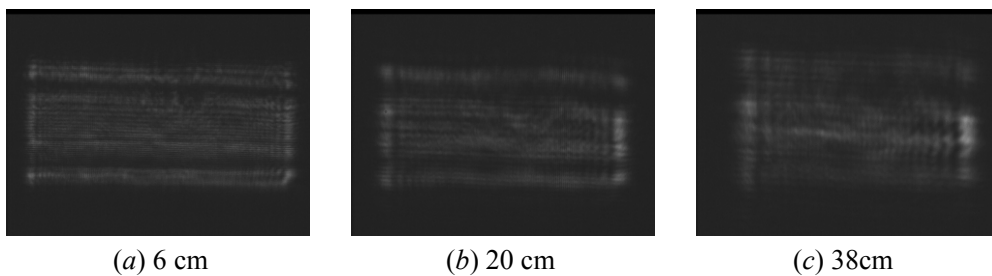


图 4.31 透射光在不同传输距离处的光强分布图（应力释放前）

然后，我们松开热沉上的紧固螺钉，并将板条放大器模块置于电炉之上加热，钢层融化之后，关掉电炉，待其自然冷却后重复上述实验，测得透射光在不同传输距离上的强度分布如图 4.32 所示，从图中我们可以看出：应力释放后，板条透射光斑呈矩形分布；随着传输距离的增加，透射光强分布沿板条厚度方向逐渐弥散，基本没有扭曲现象发生。



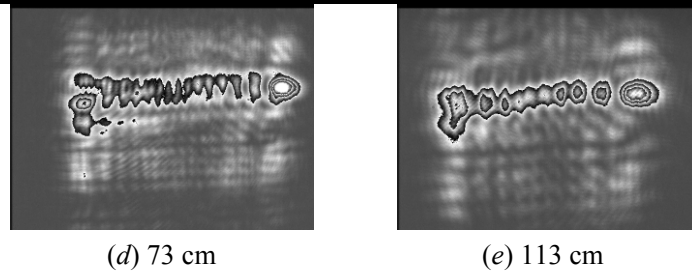


图 4.32 透射光在不同传输距离处的光强分布图（应力释放后）

从上述测量结果我们不难看出：热沉装配过程中引入的安装应力，可能导致信号光经板条传输后产生较大的波前畸变，该畸变的存在将导致光束质量迅速恶化。

#### 4.5.2 实验结果分析

板条受压力作用时，不仅板条内部会产生应力，同时晶体会发生变形。在板条的装配过程中，为了使板条表面均匀受力，我们采用扭矩螺丝刀拧紧螺丝。下面我们定性分析扭矩与板条晶体所承受的压力之间的关系。

假设扭矩螺丝刀的扭矩为  $M$ ，螺丝钉的等效半径为  $r$ ，螺丝钉与热沉之间的摩擦力为  $F$ ，由力矩平衡有

$$M = Fr \tag{4.12}$$

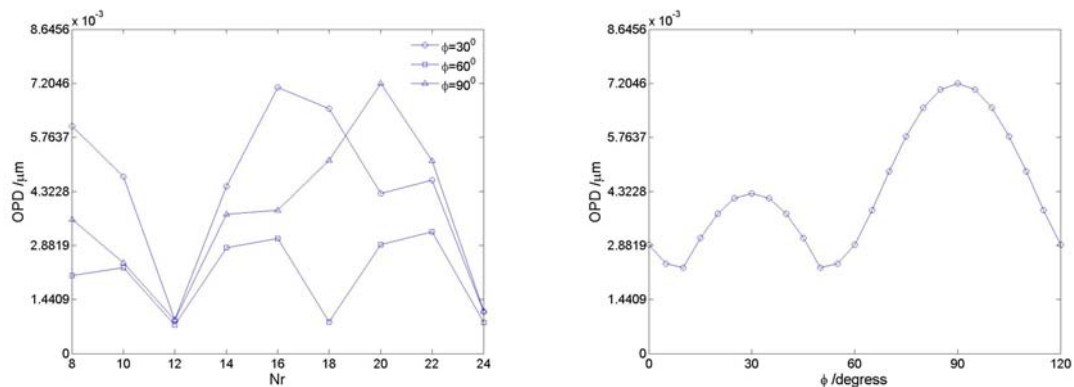
设螺丝钉与螺纹之间的摩擦系数为  $\mu$ ，压力为  $N$ ，则摩擦力  $F = \mu N$ ，代入上式可得

$$N = M / \mu r \tag{4.13}$$

设板条与热沉之间的接触面积  $A$ ，则热沉对板条的压应力为

$$P = 4N / A = 4M / \mu r A \tag{4.14}$$

上式中的 4 代表热沉上的 4 颗螺丝钉。实验中，螺丝钉半径为 1mm，板条与热沉之间的接触面积为  $54 \times 5.6 \text{mm}^2$ ，假设摩擦系数  $\mu = 0.1$ ，则当扭矩为  $M = 1 \text{kg} \cdot \text{cm}$  时，压应力  $P = 13.2 \text{MPa}$ 。



(a) 波前畸变随反射次数的变化

(b) 波前畸变随切割角度的变化( $N_r=20$ )

图 4.33 透射光束波前畸变

图 4.33 显示了 10MPa 压力作用下，平面波经板条传输后产生的波前畸变，从

图中我们可以看出，弹光效应导致的波前畸变幅值仅为 $\lambda/1000$ 量级。简单拉伸试验指出<sup>[85]</sup>，当一个平行六面体在 $x$ 方向受 $\sigma_{xx}$ 拉伸时， $x$ 方向线段的伸长量与 $\sigma_{xx}$ 成正比，而与之垂直方向的线段则缩短，同时保持直角不变。因此，有如下关系

$$\varepsilon_{xx} = \sigma_{xx} / E, \quad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = -\nu\sigma_{xx} / E, \quad \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{yz} = 0 \quad (4.15)$$

由此易得，在 10MPa 的压力作用下，板条厚度方向将缩短  $0.061\mu\text{m}$ 。考虑到激光在板条内部经历多次全反射，板条厚度变化导致的相位变化可能达到 $\lambda/10$ 量级，远大于弹光效应的影响。

在实验的过程中，我们发现由于螺钉与螺纹加工误差较大，即使扭矩螺丝刀设置相同的扭矩值，各螺钉引起的安装应力也不相同，这必将导致板条制冷面上的压力分布不均匀。压力不均引起板条制冷面的不均匀形变，由此产生的波前畸变可能导致透射光束发生扭曲。

#### 4.5.3 板条放大器装配方案

目前，为了减小板条放大器的安装应力，通常的做法是在热沉与板条之间铺上一层高热导率的软金属，例如铟<sup>[127,129-130]</sup>。经调研，我们发现液态金属具有热导率高、可流动的优点，有可能应用于板条放大器的无应力安装。表 4.2 列出了几种液态金属产品的物理属性及其成份。

表 4.2 液态金属物理属性及成份

Indalloy Number	Type	Liquidus	Solidus	Composition	Density lb/in <sup>3</sup>	Specific Gravity
46L	Ordinary Alloy	7.6°C	6.5°C	61.0Ga/25.0In/13.0Sn/1.0Zn	0.2348	6.50
51	Eutectic Alloy	10.7°C	10.7°C	62.5Ga/21.5In/16.0Sn	0.2348	6.50
60	Eutectic Alloy	15.7°C	15.7°C	75.5Ga/24.5In	0.2294	6.35
77	Ordinary Alloy	25.0°C	15.7°C	95Ga/5In	0.2220	6.15
14	Pure Metal	29.78°C	29.78°C	100Ga	0.2131	5.904

图 4.34 为 2007 年，一篇美国专利中的板条放大器安装方案<sup>[131]</sup>。该方案的特点在于将液态金属填充于板条晶体与微通道热沉之间，这样既可以保证热沉与板条晶体之间的良好热接触，又可以保证板条晶体的无应力安装。储存器具有一定的弹性，当板条受热发生膨胀时，液态金属可以向存储器中流动；当板条收缩时，液态金属由存储器中流出，填充板条与热沉之间的缝隙。

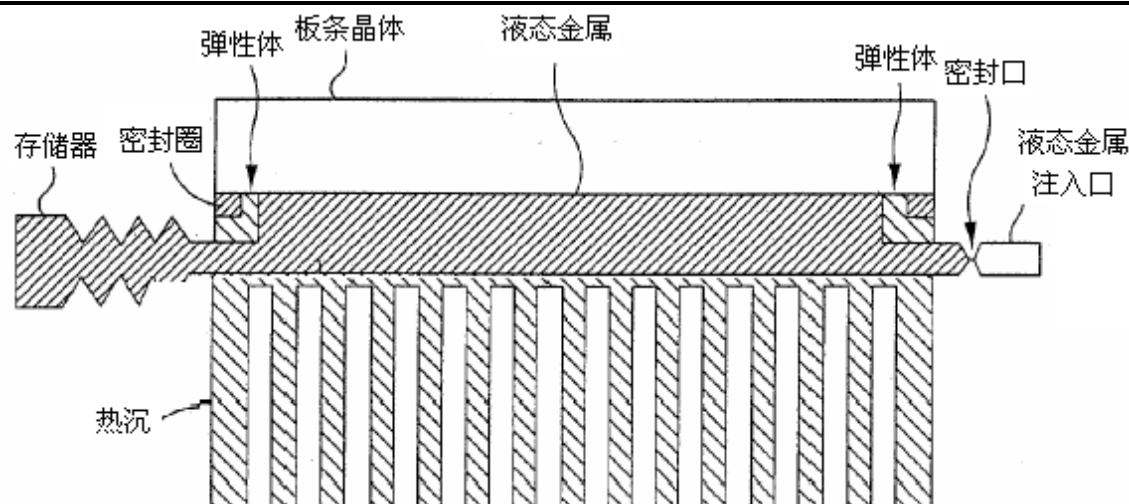


图 4.34 板条放大器装配方案图

## 4.6 本章小结

本章，我们通过红外热像仪对 CCEPS 模块中的板条晶体温度进行了测量，实验发现板条未掺段晶体温度高于掺杂段晶体温度。随后，我们采用分光光度计对其透射光谱进行了测量，结果证实未掺杂 YAG 晶体对泵浦光存在一定的弱吸收，对 808nm 激光而言，其吸收系数为  $0.015\text{cm}^{-1}$ 。数值分析结果表明，尽可能地增加热沉长度，可有效减小 CCEPS 模块中未掺杂晶体的温度。

实验测量了 30A 泵浦条件下，板条放大器透射光斑的波前分布，结果显示板条宽度方向存在热透镜效应，波前畸变幅值约为  $1.2\mu\text{m}$ ，该结果明显大于第三章热光效应和弹光效应导致的波前畸变数值。板条激光器输出激光在厚度方向和宽度方向的光束质量均随泵浦功率的增加而逐渐恶化，其中宽度方向光束质量恶化趋势更明显。数值分析结果表明，热沉宽度大于板条宽度是造成该方向出现波前畸变的原因之一。

定性的分析了安装应力对板条放大器性能的影响，结果表明安装应力是导致放大器输出光束质量下降的一个重要因素，不恰当的安装方式可能导致输出光束质量迅速恶化。

从以上实验结果我们不难看出，CCEPS 模块获得高功率高光束质量激光输出，必须解决以下三个工艺问题：高品质的激光晶体、板条晶体的无应力安装、非 zigzag 光路方向热致波前畸变的控制。

## 第五章 新型板条激光器热效应研究

热效应是制约高能固体激光器获得高光束质量激光输出的重要因素,围绕如何实施有效地热管理,研究人员提出了一系列新颖的板状激光介质构型。本章,我们对一种五边形板条中的热效应问题进行了分析,并提出了一种六边形板条设计方案。最后,我们摸索出了一套模拟形变场对光场影响的分析方法。

### 5.1 COFFIN 板条激光器热效应分析

在传统固体激光器中,激光介质通常采用棒状结构,在高功率泵浦条件下,激光介质中的热效应问题严重。为了克服热效应的影响,人们巧妙地设计了各种激光介质构型,如板条激光器、薄片激光器、光纤激光器。在板条激光器的家族中,激光介质并非千篇一律地采用截面为平行四边形的结构,其截面还可以是三角形<sup>[132-133]</sup>、四边形<sup>[46]</sup>、六边形<sup>[126, 127, 134]</sup>等;为了平均温度梯度的影响,除了使激光沿 zigzag 光路传输外,还可以采用掠入射的方式<sup>[135]</sup>。

2009年 Chard<sup>[135]</sup>提出了一种新颖 COFFIN 板条放大器构型(the compact face-folded internally amplifier),采用 MOPA 结构,120W 泵浦功率下获得了 82.5W 的激光输出,光束质量优于 1.8。然而进一步提高泵浦功率,光束质量迅速恶化。本节,我们对该构型的板条激光器进行详细的分析。

#### 5.1.1 几何设计

如图5.1所示,当截面宽度为 $a_0$ 的激光以 $\theta$ 角略入射至介质表面时,入射光束与反射光束所形成的等腰三角形重叠区域的底边长度、高以及面积分别为:

$$a_s = \frac{a_0}{\sin \theta} \quad (5.1)$$

$$h = \frac{a_0}{2 \cos \theta} \quad (5.2)$$

$$S = \frac{a_0^2}{2 \sin 2\theta} \quad (5.3)$$

由以上三式可知,入射光束的截面宽度 $a_0$ 越大,光束在泵浦面上截得的宽度 $a_s$ 就越长,重叠光束的面积越大,对该区域的增益提取越充分。激光入射至泵浦区域的入射角 $\theta$ 越小,光束在泵浦面上截得的宽度 $a_s$ 就越长,重叠光束的面积越大,对该区域的增益提取越充分。但是如果入射角 $\theta$ 太小,就会因 $h$ 太小而降低泵浦光的利用率,导致增益减小。因此我们有必要对 COFFIN 结构进行合理的设计。

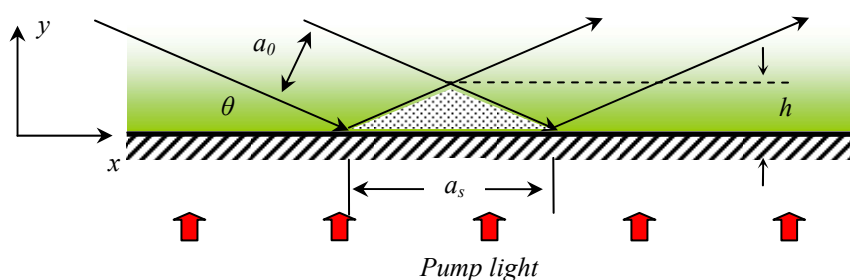


图 5.1 光线掠入射示意图

图5.2为文[135]中COFFIN板条的截面示意图，共有五条边组成，其中泵浦光分别从AB、DE面垂直入射，激光从AE面垂直入射后分别经AB、BC、CD、DE面多次反射，然后垂直于AE面出射。AB、DE面镀808nm增透膜，AE面镀1064nm增透膜。微通道热沉焊接在垂直于图示截面两侧进行散热。

建立图 5.2 所示的笛卡尔坐标系，坐标原点位于 AE 边的中点 F，y 轴与 AE 边重合。设板条直边 AB 与 x 轴夹角为  $\theta_1$ ，BC 与 x 轴夹角为  $\theta_2$ ，由平面解析几何知识可知板条结构参数  $a$ 、 $b$ 、 $c$ 、 $d$ 、 $\theta_1$  和  $\theta_2$  中只有三个独立变量。若这三个独立变量分别为  $a$ 、 $c$  和  $\theta_1$ ，则其余参量为：

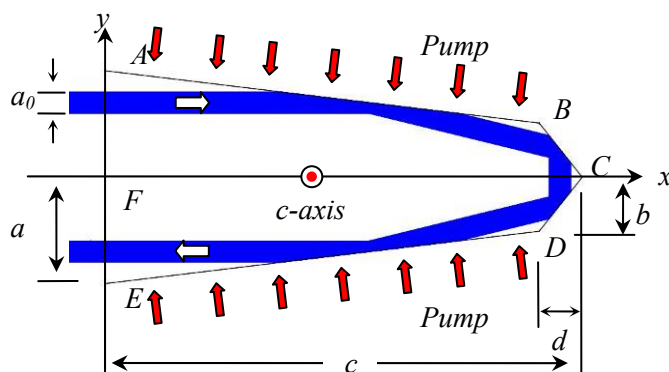


图 5.2 COFFIN 结构截面示意图

$$\theta_2 = \theta_1 + \pi / 4 \tag{5.4}$$

$$b = \cos \theta_1 (\cos \theta_1 + \sin \theta_1) (a - c \tan \theta_1) \tag{5.5}$$

$$d = \cos \theta_1 (\cos \theta_1 - \sin \theta_1) (a - c \tan \theta_1) \tag{5.6}$$

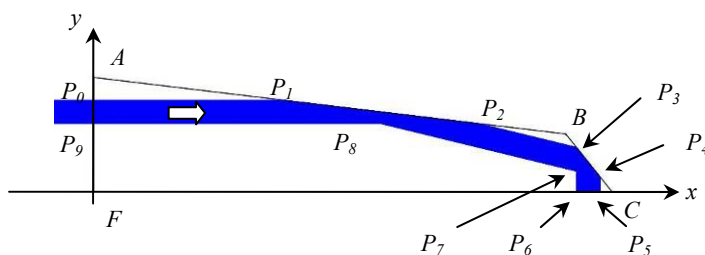


图 5.3 COFFIN 板条光路图

由于 COFFIN 结构沿  $y=0$  面对称, 为了分析的方便, 这里仅对  $y \geq 0$  部分进行研究。当激光从 AE 边上的  $P_0$  点  $(0, y_0)$  入射时 (图 5.3), 其在 AB、BC 边上的反射点  $P_1$ 、 $P_4$  坐标分别为:

$$\begin{cases} x_1 = (a - y_0) \cot[\theta_1] \\ y_1 = y_0 \end{cases} \quad (5.7)$$

$$\begin{cases} x_4 = -a + c + y_0 - a \cos[2\theta_1] + c \sin[2\theta_1] \\ y_4 = (a - y_0 + a \cos[2\theta_1] - c \sin[2\theta_1]) \tan(\frac{\pi}{4} + \theta_1) \end{cases} \quad (5.8)$$

同理可以计算从  $P_0$  点  $(0, y_0)$  入射激光在 AB、BC 边上的反射点  $P_2$ 、 $P_3$  的坐标。

为了保证激光能够沿初始入射方向反向输出, 反射点  $P_1$ 、 $P_4$  坐标必须满足下列条件:

$$\begin{cases} b \leq y_1 \leq a \\ 0 \leq y_4 \leq b \end{cases} \quad (5.9)$$

将(5.5)、(5.6)、(5.7)、(5.8)式代入上式, 经比较即可得到以下结论:

1. 入射激光与 AE 面交点纵坐标  $y_0$  的下限始终为  $b$ 。
2. 入射激光与 AE 面交点纵坐标  $y_0$  的上限根据板条尺寸的变化而不同:

当  $a/c \leq \tan(2\theta_1) < \tan^{-1}(a/c)$  时, 交点纵坐标  $y_0$  上限为

$$y_{max} = a + a \cdot \cos(2\theta_1) - c \cdot \sin(2\theta_1) \quad (5.10)$$

此时入射光线可以充满整个  $[b, y_{max}]$  的空间, 入射激光的最大截面宽度  $a_{0,max}$  为

$$a_{0,max} = a \cdot \cos^2 \theta_1 + c \cdot \sin^2 \theta_1 - (a+c) \sin \theta_1 \cos \theta_1 \quad (5.11)$$

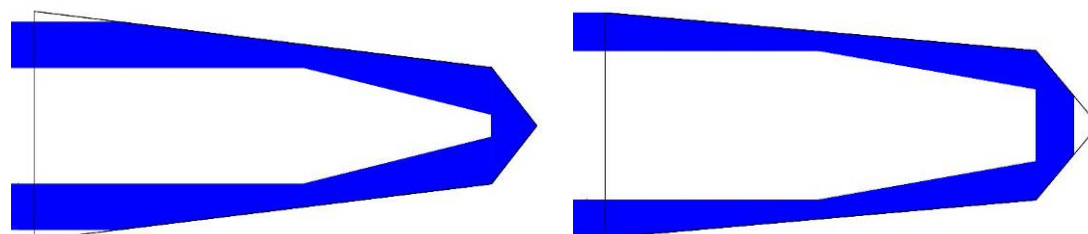
当  $0 < \tan(2\theta_1) \leq a/c$  时, 交点纵坐标  $y_0$  上限为

$$y_{max} = a \quad (5.12)$$

此时入射光线可以充满整个  $[b, a]$  的空间, 入射激光的最大截面宽度  $a_{0,max}$  为

$$a_{0,max} = (a+c) \cdot \sin^2 \theta_1 - (a-c) \sin \theta_1 \cos \theta_1 \quad (5.13)$$

图 5.4 为上述两种情况下, 入射激光取最大截面宽度时 COFFIN 板条中的光路图。



(a)  $\tan(2\theta_1) > a/c$  ( $a=5, c=22, \theta_1=70$ )

(b)  $\tan(2\theta_1) < a/c$  ( $a=5, c=22, \theta_1=50$ )

图 5.4 不同尺寸 COFFIN 板条最优化光路图

由初等数学知识易知  $\tan(2\theta_1)$  在区间  $(0, \tan^{-1}(a/c))$  内, 当

$$\theta_1 = 0.5 \tan^{-1}(a/c) \quad (5.14)$$

时, 入射光束截面宽度  $a_{0,max}$  取最大值,

$$a_{0,\max} = \frac{1}{2}(a+c-\sqrt{a^2+c^2}) \quad (5.15)$$

此时，泵浦面上等腰三角形的高为：

$$h = \frac{a_{0,\max}}{2\cos\theta_1} = \sqrt{\frac{1}{8} \frac{\sqrt{a^2+c^2}(a+c-\sqrt{a^2+c^2})^2}{\sqrt{a^2+c^2}+c}} \quad (5.16)$$

假设介质对泵浦光呈指数吸收，吸收系数为 $\alpha$ ，为了使泵浦光的利用率不低于 99%，则  $h$  不应小于  $h_{\min}$ ：

$$h_{\min} = \frac{\ln 100}{\alpha} \quad (5.17)$$

结合(5.16)、(5.17)式可得介质对泵浦光的吸收系数不应低于

$$\alpha = \frac{\ln 100}{\sqrt{\frac{1}{8} \frac{\sqrt{a^2+c^2}(a+c-\sqrt{a^2+c^2})^2}{\sqrt{a^2+c^2}+c}}} \quad (5.18)$$

图 5.5 为入射激光最大截面宽度随板条长宽比 ( $c/2a$ ) 的变化趋势图，从图中我们看出入射激光的最大截面宽度随着板条长宽比的增大而增大，但无法达到板条宽度的 1/4。当板条长宽比 ( $c/2a$ ) 达到 7:1 时，入射激光的最大截面宽度达到  $0.48a$ ，继续增大板条长宽比对于提高入射激光的截面宽度没有多大意义。

图 5.6 为介质对泵浦光的最低吸收系数随板条长宽比 ( $c/2a$ ) 的变化趋势图，从图中我们看出最低吸收系数随着板条长宽比的增大而减小，直至趋于一稳定值。对于不同宽度的 COFFIN 板条而言，最低吸收系数的要求不同，板条越宽，最低吸收系数越小。以文[135]中半宽度为  $a=5$  mm 的 COFFIN 板条为例，吸收系数至少应达到  $37\text{ cm}^{-1}$ ；当板条长宽比 ( $c/2a$ ) 达到 7:1 时，最低吸收系数约为  $38\text{ cm}^{-1}$ ，继续增大板条长宽比对于降低离子掺杂浓度没有多大意义。

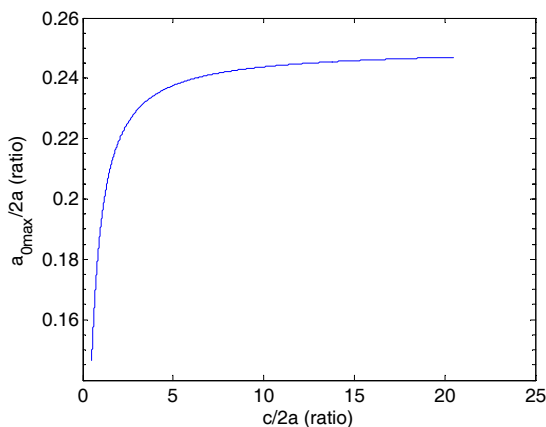


图 5.5 最大截面宽度  $a_{0,\max}$  随板条长宽比的变化

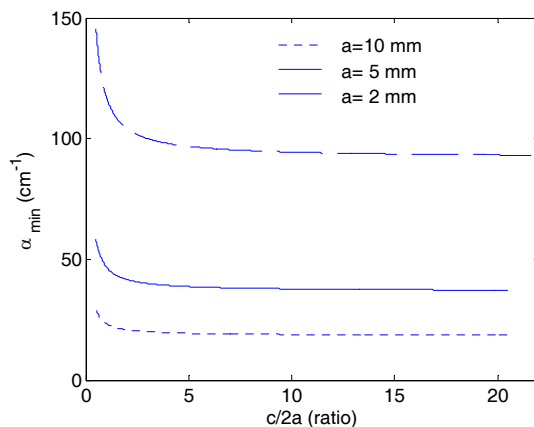


图 5.6 最低吸收系数随板条长宽比的变化

### 5.1.2 热效应分析

文[135]以长度、宽度、厚度分为 22mm、10mm、2mm 的 Nd:YVO<sub>4</sub> COFFIN 板条晶体为放大器，采用 MOPA 方案，在 120W 的泵浦功率下获得了 82.5W 的激光输出，光束质量  $M^2 < 1.8$ 。继续增大泵浦功率，作者观察到了严重的光束质量下降。

为了对该结构中热透镜效应进行评估，我们对板条两侧泵浦功率均为 100W 时板条晶体中的热效应进行了分析。设介质对泵浦光呈指数吸收，吸收效率为 85%，光热转换效率为 32%，板条两个大表面散热系数为 10W/(cm<sup>2</sup>K)、冷却液温度为 20℃，计算中使用到的其他参数如下：

$$\begin{aligned} \theta_1 &= 70 & a_0 &= 1.9865 \text{ mm} \\ \rho &= 4.23 \text{ g/cm}^3 & \alpha &= 37 \text{ cm}^{-1} \\ K_{\perp c} &= 5.1 \text{ W/mK} & K_{//c} &= 5.23 \text{ W/mK} \\ n_{\perp c} &= 1.9915 & n_{//c} &= 2.2148 \\ (dn/dT)_{\perp c} &= 8.5 \times 10^{-6} & (dn/dT)_{//c} &= 3 \times 10^{-6} \end{aligned}$$

由于板条晶体结构及泵浦光分布均关于  $y = 0$  面对称，计算中我们仅对  $y \geq 0$  部分进行分析。图 5.7 为计算得到的 (a)  $z=1 \text{ mm}$  处截面、(b) AB、BC 面、(c) 激光入射面 AE 上的温度分布，从图中可以看出：由于晶体对泵浦光存在强烈的吸收，大部分能量在泵浦光入射面附近一薄层内被吸收，因此晶体中靠近泵浦光入射面 1mm 范围内温度很高，最高达 103℃，而中心轴线 (CF) 位置附近  $\pm 1 \text{ mm}$  范围内温度不超过 30℃。在板条三角端 (BCD 段) 靠近泵浦光入射面区域，由于热传导作用温度较高，最高达到约 80℃，远离泵浦光区域由于不存在泵浦光吸收，温度较低。同时由于三角端的冷却作用，沿板条长度方向，泵浦光入射面上的高温带向三角端逐渐减小。

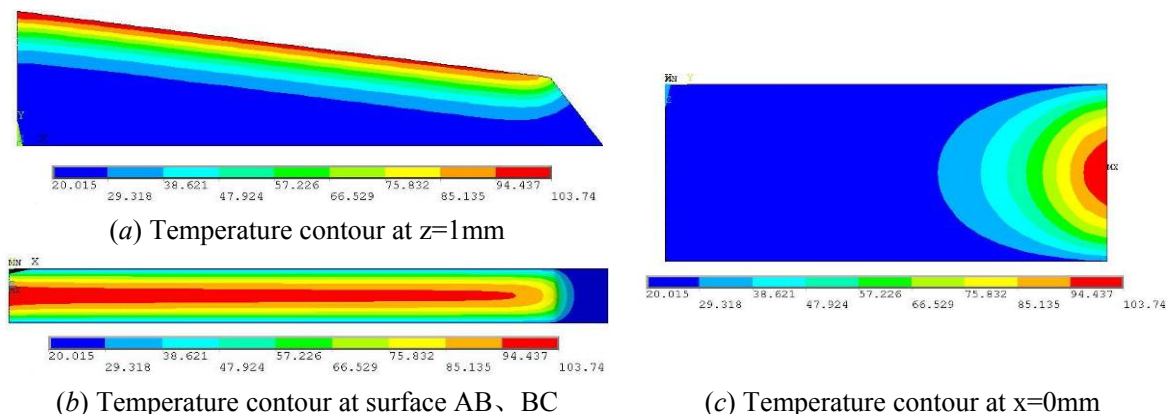
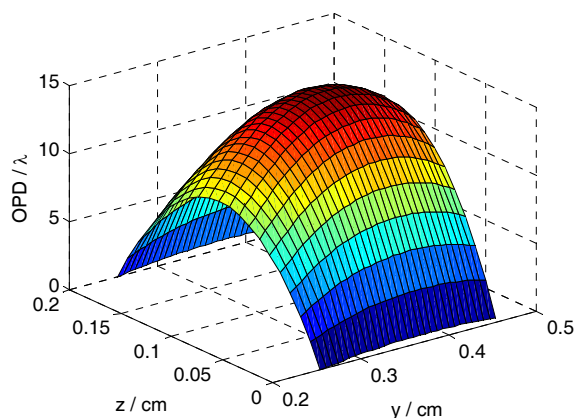


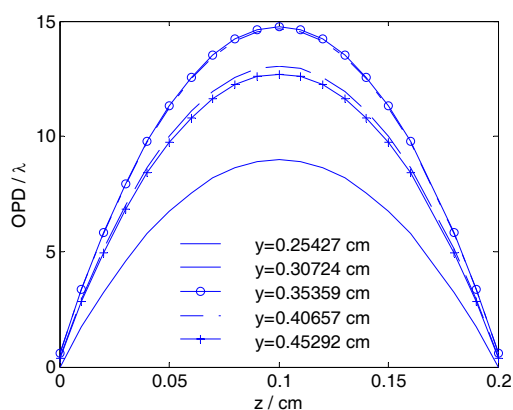
图 5.7 板条介质温度场分布

为了便于分析热效应对波前畸变的影响，假设入射激光为平面波，并以不同位置入射的光线在板条中传输的光程差异 (OPD) 来表示波前畸变，如下式所示：

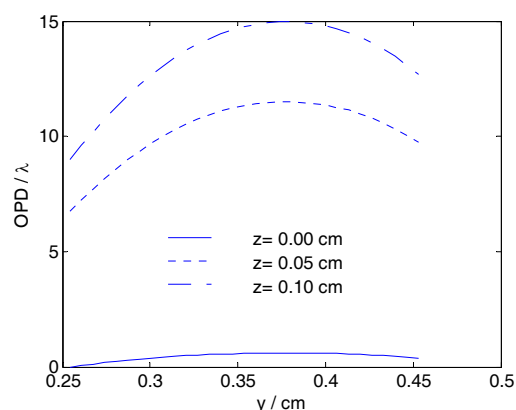
$$OPD(y, z) = OPL(y, z) - \{OPL(y, z)\}_{min} \quad (5.19)$$



(a) The OPD distribution



(b) The OPD along thickness direction



(c) The OPD along width direction

图 5.8 温度梯度引起的波前畸变

图 5.8 为计算得到的由于热光效应导致的波前畸变，从图中我们可以看出：

- ◆ 沿板条宽度方向 ( $y$ ) 上，不同位置入射信号光，在板条厚度 ( $z$ ) 方向上的热致波前畸变的幅值存在很大的差异，如图 5.8(a)所示。这是因为靠近 A 点的入射激光将在靠近 E 点的位置出射，而远离 A 点的入射激光将在远离 E 点的位置出射，即部分光线始终在高温区域内传输的距离较长，而部分光线在低温区域传输的距离较长，因此波前畸变的幅值存在较大差异。
- ◆ 沿板条厚度方向 ( $z$ ) 上，不同位置入射信号光，在板条宽度 ( $y$ ) 方向上的热致波前畸变的幅值存在很大的差异，并且分布不对称，如图 5.8(b)所示。幅值的差异主要是因为不同  $z$  位置处入射激光离散热面的距离不同造成的，分布不对称主要是因为靠近 A 点的入射激光将在靠近 E 点的位置出射，而远离 A 点的入射激光将在远离 E 点的位置出射造成的。

### 5.1.3 小结

在高功率泵浦条件下，COFFIN 板条由于热效应导致的波前畸变随激光入射位置的不同而变化，热透镜效应主要发生在厚度方向；厚度方向上热透镜焦距随着宽度方向激光入射位置的变化而变化，宽度方向上热透镜焦距随着厚度方向激光入射位置的变化而变化，且差异明显。因此，采用简单的凹透镜无法很好地补偿热效应的影响，这就限制了 COFFIN 结构在高功率高光束质量激光器中的应用。

## 5.2 六边形板条激光器构型设计

现有的 zigzag 板条激光器主要有两种结构，其轴截面均为平行四边形结构，其中一种结构两端切有 45 度楔角<sup>[46]</sup>，另一种结构两端切有 30.61 度楔角<sup>[81]</sup>。对于前者，当激光以布儒斯特角入射时，激光传输方向与板条长度方向有很大的夹角，而且激光无法覆盖整个板条内部，填充因子小于 1。对于后者，当激光以布儒斯特角入射时，虽然激光可以覆盖整个入射端面 and 介质内部，但是激光入射方向与板条长度方向仍然存在 -1.83 度的夹角<sup>[81]</sup>，结构不是十分紧凑。

经调研，我们发现除了上述两种 zigzag 板条激光器结构外，J. Richard 等<sup>[134,136]</sup>人曾提出过一种六边形之字光路板条激光器方案。通过研究我们发现，合理设计的六边形板条激光器，其结构比 CCEPS 板条更加紧凑，填充因子可以达到 1，热效应比 COFFIN 板条激光器更小。

本节，我们详细介绍六边形板条激光介质的设计方法，并进行热效应分析。

### 5.2.1 几何设计

图 5.9 显示了六边形板条晶体结构示意图，以及设计中使用到的参数。该板条由两部分构成，等腰梯形段和矩形段。 $L$  是矩形端的长度， $t$  是板条的厚度， $a$  为梯形段的上边长， $b$  为梯形的高， $\alpha$  为梯形的腰与板条长度方向的夹角。 $\theta_i$  是激光的入射角， $\theta_t$  为相应的折射角， $\beta$  为介质内部激光与板条长度方向的夹角， $N$  为激光在介质内部的反射次数， $\zeta$  为激光入射方向与板条长度方向的夹角， $\Lambda$  为 zigzag 光路的周期长度。 $a_0$  为 CD 界面上光斑的尺寸， $n_{film1}$  为截面 BE、CF 上的膜层折射率， $n_{film2}$  为截面 EF 上的膜层折射率。截面 AB、CD 为激光的输入、输出面，BE、EF、and CF 为全反射面。介质梯形段外部为空气所包裹，其折射率为  $n_{air}$ 。激光介质的折射率用  $n_{crystal}$  表示。

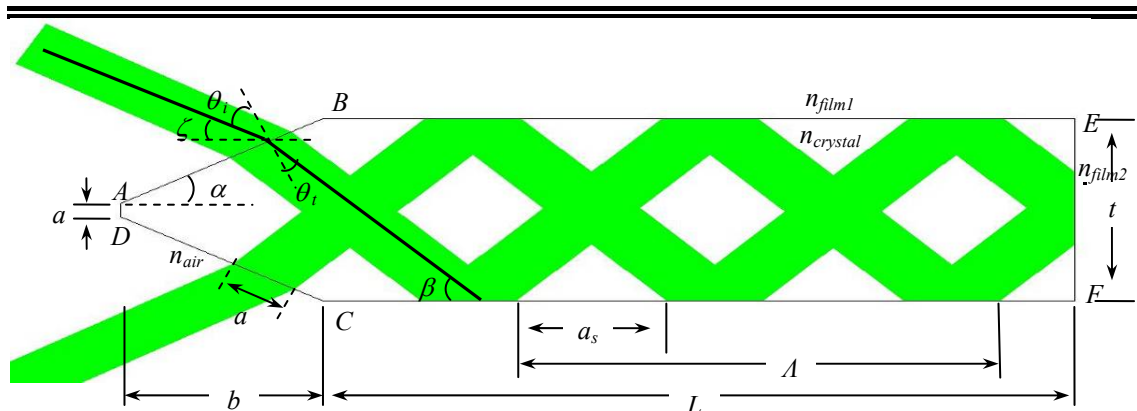


图 5.9 六边形板条结构截面图

由菲涅耳反射定律可知：

$$\Lambda = 2t \cot \beta \quad (5.20)$$

$$a_s = \Lambda - 2a_0 \frac{\sin(\alpha + \beta)}{\sin \beta} \quad (5.21)$$

$$n_{\text{air}} \sin(\theta_i) = n_{\text{crystal}} \sin(\theta_t) \quad (5.22)$$

$$\tan \alpha = \frac{t - a}{2b} \quad (5.23)$$

$$\zeta = \frac{\pi}{2} - \alpha - \theta_i \quad (5.24)$$

$$\theta_t = \frac{\pi}{2} - \alpha - \beta \quad (5.25)$$

在固体激光器的设计中，有以下4个方面必须予以注意：

(1) 填充因子 (FF)：其定义为一个zigzag周期中光束覆盖面积与该周期内的截面积之比。设计中，我们总是期望填充因子为1，这样激光就可以完全覆盖整个介质内部。显然此时要求 $a_s = 0$ ，即

$$a_0 = \frac{t \cos \beta}{\sin(\alpha + \beta)} \quad (5.26)$$

(2) 激光入射端面占空比 (AR)：入射端面AB上，光斑尺寸与AB面面积之比，它可以用下式表示

$$AR = \frac{a_0}{CD} = \frac{a_0 \cos \alpha}{b} \quad (5.27)$$

设计中，我们同样期望 $AR=1$ ，这样激光就可以完全覆盖整个入射面。由公式(5.26)、(5.27)可以得到同时满足 $FF=1$ 、 $AR=1$ 的条件为

$$t \cos \alpha \cos \beta = b \sin(\alpha + \beta) \quad (5.28)$$

(3) 光束入射方向与板条长度方向的夹角 ( $\zeta$ )，设计中  $\zeta = 0$  可以使激光器的

系统设计更加容易，同时热沉也可以更长，便于增大散热面积，降低热效应的影响。由公式(5.24)可得：

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta_i \quad (5.29)$$

(4) 为了减小反射损耗，激光应以布儒斯特角入射至介质端面。

$$\theta_i = \theta_{Brewster} = \tan^{-1}\left(\frac{n_{crystal}}{n_{air}}\right) \quad (5.30)$$

将上式代入(5.29)式可得

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \tan^{-1}\left(\frac{n_{crystal}}{n_{air}}\right) \quad (5.31)$$

将公式(5.22)、(5.31)代入(5.25)可得

$$\beta = \tan^{-1}\left(\frac{n_{crystal}}{n_{air}}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{n_{air}}{n_{crystal}}\right) \quad (5.32)$$

将公式(5.30)、(5.31)代入(5.28)、(5.23)可得

$$\frac{b}{t} = \frac{2n_{air}n_{crystal}}{n_{air}^2 + n_{crystal}^2}, \quad \frac{a}{t} = \frac{n_{crystal}^2 - 3n_{air}^2}{n_{air}^2 + n_{crystal}^2} \quad (5.33)$$

可见，只有折射率大于1.732的晶体才能采用上述的六边形板条设计。由公式(5.32)、(5.33)可知， $t$ 、 $a$ 、 $b$ 、 $\beta$  满足如下关系：

$$\frac{t+a}{2b} = \frac{n_{crystal}^2 - n_{air}^2}{2n_{air}n_{crystal}} = \tan \beta \quad (5.34)$$

因此，在采用上述结构的板条激光器中，从A点入射的激光进入介质后将从C点反射。

为了保证激光在介质内部可以沿zigzag光路传输，激光在BE、EF、CF面上必须满足全反射条件：

$$\sin^{-1}\left(\frac{n_{film2}}{n_{crystal}}\right) \leq \beta \leq \frac{\pi}{2} - \sin^{-1}\left(\frac{n_{film1}}{n_{crystal}}\right) \quad (5.35)$$

图5.10显示了 $\beta$  及其上下限随晶体折射率的变化情况。图5.10 (a) 的交点说明若板条仅在BE、CF面上镀膜，则只有折射率大于1.84的激光晶体才可以采用侧面泵浦结构。图5.10 (b) 的交点说明若板条仅在EF面上镀膜，则只有折射率大于2.2的激光晶体才可以采用端面泵浦结构。综上所述，当膜层折射率为1.45时，只有折射率大于1.84的激光晶体才能采用此六边形结构。表5.1列出了采用此六边形设计时，几种常用激光晶体的结构参数。

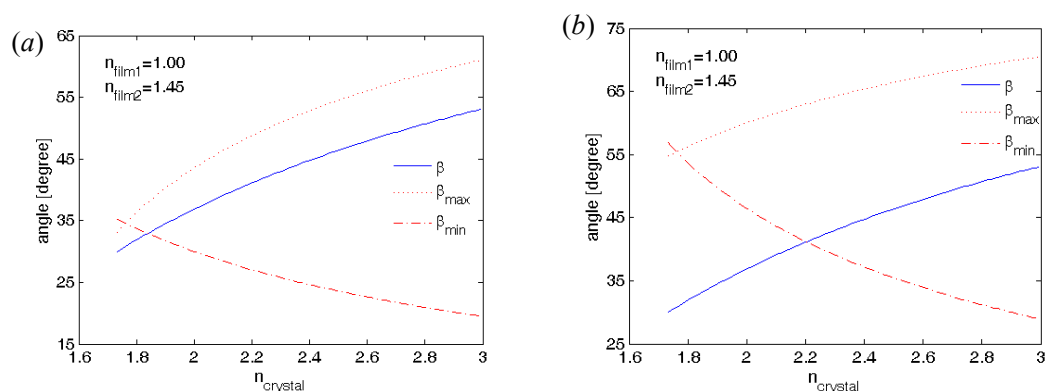
图 5.10  $\beta$  及其上下限随晶体折射率的变化

表 5.1 不同激光介质的理想六边形结构参数

$n_{crystal}$	Nd:YVO4		Nd:YAP		
	$\perp c$ : 1.9915	$\parallel c$ : 2.2148	a: 1.91	b: 1.92	c: 1.94
$\alpha$ (degree)	26.66	24.2996	27.63	27.51	27.27
$\beta$ (degree)	36.67	41.4009	34.73	34.98	35.46
$a/t$	0.195	0.323	0.139	0.146	0.160
$b/t$	0.802	0.750	0.822	0.819	0.815

### 5.2.2 zigzag 光路设计

在这一部分我们考虑此结构中zigzag光路的设计。为了简化分析，我们将板条在长度和厚度方向分别进行了延拓，如图5.11所示。由于从A点入射激光进入介质将从C点反射，激光在介质内部的反射次数 $N$ 必为偶数。由几何知识易得：

$$L = \frac{\frac{t+a}{2} - b \tan \beta + N t}{2 \tan \beta} = \frac{n_{air} n_{crystal}}{n_{crystal}^2 - n_{air}^2} N t \quad (5.36)$$

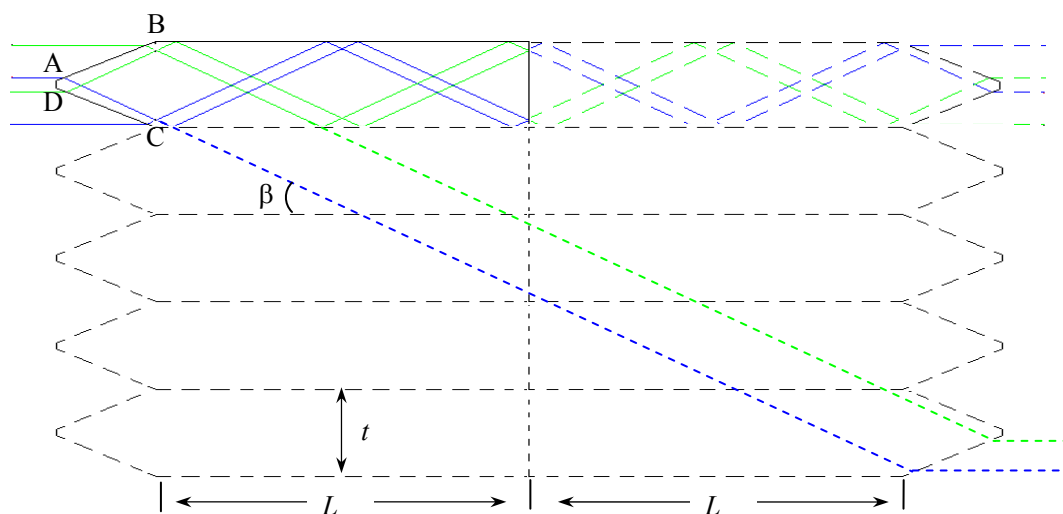


图 5.11 六边形板条中的 zigzag 光路设计

图 5.12 为采用上述光路设计获得的效果图，从图中可以看出，激光沿板条长度方向入射时，激光可以完全填充入射端面及介质内部。



图 5.12 六边形板条中的 zigzag 光路

### 5.2.3 与 Coffin 板条热效应比较

由于 zigzag 光路在消除热效应方面的优势<sup>[73,137]</sup>，该光路形式在高能固体激光器获得了广泛的应用。在我们的六边形板条激光介质中，激光也将按照 zigzag 光路进行传输。

由 5.1 节的分析可知：对于尺寸为  $10 \times 2 \times 22 \text{ mm}$ <sup>[135]</sup>、1.at% 掺杂的  $\text{Nd}^{3+}:\text{YVO}_4$  晶体 COFFIN 板条而言，可以获得的最大输出光斑尺寸为  $1.99 \times 2 \text{ mm}$ <sup>[138]</sup>；当总泵浦功率为 200W 时，介质内部的最高温度为  $103^\circ\text{C}$ ，在板条的制冷方向及泵浦方向均存在较强的温度梯度；制冷方向(y)热光效应导致的波前畸变达到  $10\lambda$ 量级，泵浦方向(x)热光效应导致的波前畸变也达到了 $\lambda$ 量级，更严重的是，两个方向导致的热透镜焦距不一致，这势必造成热补偿上的困难。

作为比较，我们设计了一个尺寸为  $5 \times 2 \times 24.15 \text{ mm}$  的六边形板条，从中可获得的输出光斑尺寸与 COFFIN 板条相当。图 5.13 为该板条的结构示意图，该板条采用复合晶体结构，其中掺杂段长度为  $16.79 \text{ mm}$ ，两端的未掺杂段长度分别为  $5.69 \text{ mm}$ 、 $1.68 \text{ mm}$ 。此时，信号光在板条内部大表面共反射 6 次，且掺杂段长度恰好为 zigzag 光路周期长度 $\Lambda$ 的整数倍。板条采用侧面泵浦结构，假设泵浦光吸收系数为  $6 \text{ cm}^{-1}$ ，这样在  $5 \text{ mm}$  的传输距离内可以吸收 95% 的泵浦能量。计算中使用到的其他参数与表 5.1 相同。

图 5.14 显示了计算得到的温度场分布，从图中我们可以看出：在同样的泵浦功率条件下，由于吸收系数大大减小，介质内部沉积的体热源密度大大降低，六边形板条内部的最高温度只有  $40.9^\circ\text{C}$ ，同时板条内部温度梯度也大大减小。

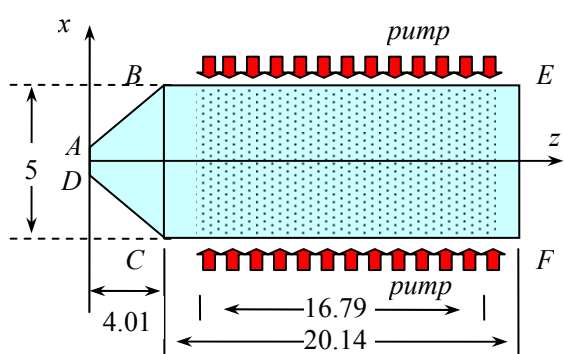


图 5.13 COFFIN 结构示意图

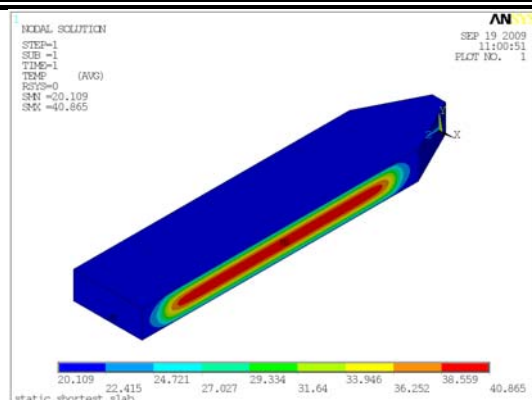


图 5.14 温度场分布 (2×100W)

图 5.15 显示了相应的波前畸变分布，从图中我们可以看出：由于信号光在板条内部  $xoz$  截面内沿 zigzag 光路传输，对厚度方向 ( $y$ ) 温度梯度没有补偿效应，该方向上波前畸变达到了  $\lambda$  量级；在泵浦方向 ( $x$ )，由于复合板条掺杂段、未掺杂段长度均为 zigzag 光路周期长度  $\Lambda$  的整数倍，即使信号光在板条内部的反射次数较少，但仍然可以很好地平均了温度梯度的影响<sup>[139]</sup>，波前畸变只有  $\lambda/10$  量级。因此，采用柱透镜就可以对波前畸变进行很好的补偿。而在 COFFIN 板条中，A 点入射激光将从 E 点出射，这两点都比较接近于泵浦光入射面，因此热效应导致的波前畸变比六边形板条中的大。

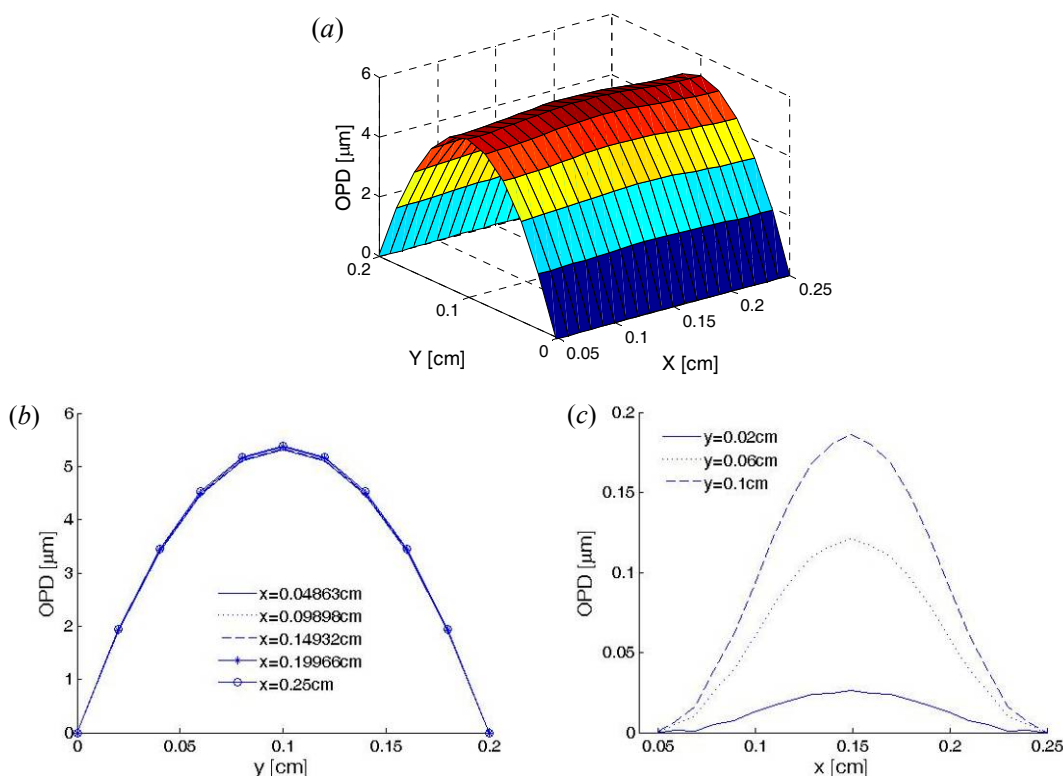


图 5.15 热光效应导致的波前畸变 (2×100W)

(a) 波前畸变的空间分布 (b) 波前畸变沿厚度方向分布 (c) 波前畸变沿宽度方向分布

图 5.16 显示了六边形之字光路板条放大器中最高温度、波前畸变幅值随泵浦功率的变化曲线。从图中我们可以看出：板条内部最高温度和热光效应导致的波前畸变的幅值均随着泵浦功率的增加而线性递增。当泵浦功率达到 800W 时，六边形板条最高温度达到 103.46°C，与 COFFIN 板条 200W 泵浦时最高温度相当；当泵浦功率达到 538W 时，六边形板条中波前畸变幅值达到 15 $\mu\text{m}$ ，与 COFFIN 板条 200W 泵浦时产生的波前畸变相当。可见，同等光束质量激光输出水平条件下，六边形之字光路板条的输出功率是 COFFIN 板条的 2~3 倍。

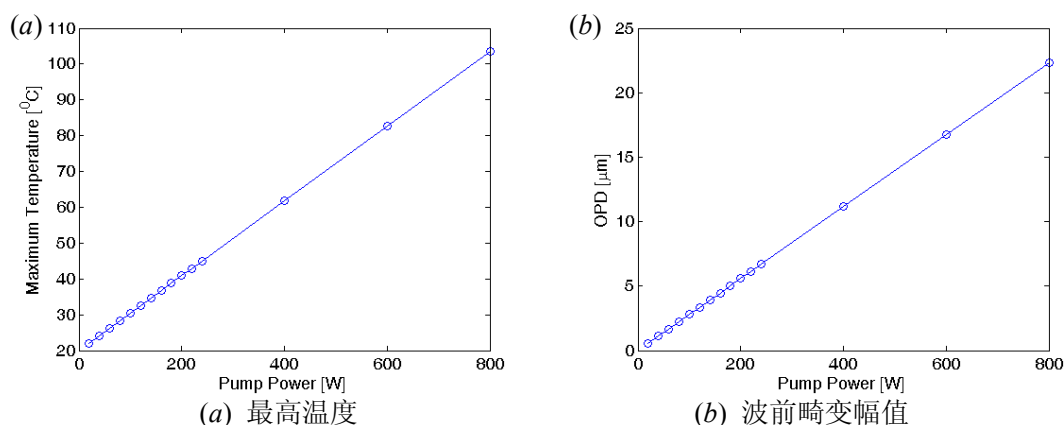


图 5.16 最高温度、波前畸变幅值随泵浦功率的变化

## 5.2.4 应用领域

如前所述，只有折射率大于 1.84 的激光晶体，才可以采用六边形板条设计，使得  $FF=1$ 、 $AR=1$ 、 $\zeta=0$ 、 $\theta_t=\theta_{Brewster}$ 。事实上，对于折射率介于 1.73 和 1.84 之间的晶体，例如  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ ，通过图 5.17 所示的八边形结构一样可以获得  $FF=1$ 、 $AR=1$ 、 $\zeta=0$ 、 $\theta_t=\theta_{Brewster}$ 。如图所示，该八边形板条的尺寸在长度方向上为六边形板条的两倍，通过在板条的一端放置一个直角棱镜就可以实现上述理想条件。



图 5.17 八边形板条激光介质中的光路图

由于上述优点，合理设计的六边形板条激光器的布局将变得十分容易，不需要担心系统中的元件会遮挡光路。图 5.18、5.19 显示了一些适合于该结构的激光器基本布局示意图。当激光腔中只有一块板条介质时，我们可以采用图 5.18 所示的基本结构来获得空心 (a)、实心 (b) 的光束输出。当激光腔中有多块板条介质时，我们可以采用图 5.19 所示的基本结构将板条分别按串联、并联、串-并联的形

式进行排列。

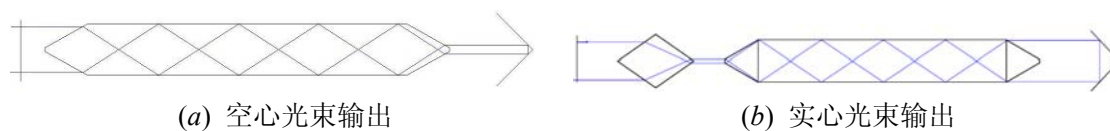


图 5.18 单块八边形板条激光器结构示意图

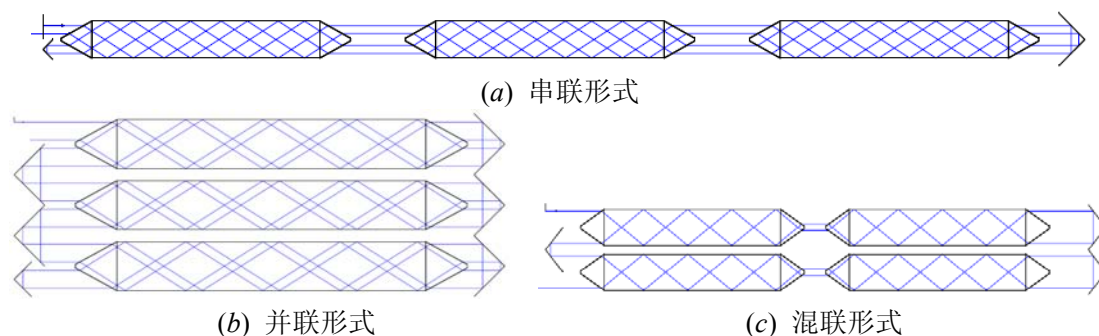


图 5.19 多块八边形板条激光器结构示意图

另外这种八边形的板条还可以作为一种增益型的耦合器件，用以提高光束的占空比。图 5.20 为该器件的基本原理示意图，如图所示，从 B、C 点入射的信号光将分别从板条的 G、H 点出射，从而有效地提高了出射光束的占空比。

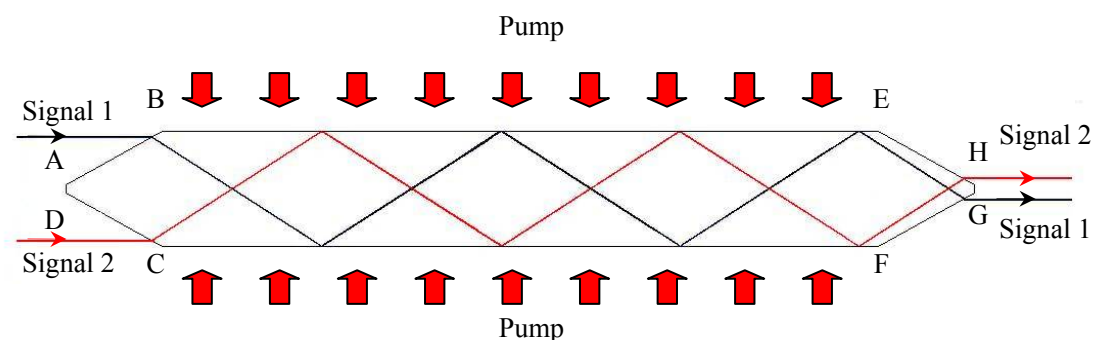


图 5.20 八边形增益耦合器示意图

### 5.2.5 小结

本节，我们详细推导了六边形板条结构及zigzag光路的设计方法，并对其中的热效应问题进行了分析。几何光学分析结果表明：经特殊设计的六边形板条激光介质具有如下特点，当激光沿板条长度方向入射时，其入射角为布儒斯特角，同时激光可以完全覆盖整个入射端面 and 介质内部。热分析研究结果表明：与COFFIN板条相比，由于介质掺杂浓度低，且激光沿zigzag光路传输，在同等泵浦功率水平下热致波前畸变幅值大大降低，且更容易通过透镜补偿热效应的影响；在同等光束质量激光输出水平下，六边形之字光路板条输出功率是COFFIN板条的2~3倍。此外，虽然该构型不适合折射率介于 1.73~1.84之间的激光晶体，但通过巧妙地八

边形结构设计，结合直角棱镜可以获得同样理想的效果。

### 5.3 变形对固体激光器热致波前畸变的影响

激光介质中的废热除了通过改变折射率影响其内部传输激光的波前外，还可以引起介质的变形，从而影响激光的波前。在板条激光器中，由于激光在介质内部多次反射，介质形变导致的波前畸变可能大于热光效应和弹光效应的影响。

下面我们按照激光在介质内部的传输方式分别阐述如何研究形变对波前的影响。

#### 5.3.1 直通

对于棒状激光器和直通型板条激光器而言，激光在介质内部沿轴向传输（如图 5.21），此时，只有入射端面 and 出射端面的形变才会导致波前畸变。对于此类问题的研究，可以通过以下几个步骤来分析：

- ◆ 通过有限元分析得到介质变形后，入射端面和出射端面上通光区域内各节点位置信息  $P_i(x)$ 、 $P_o(x)$ ；
- ◆ 计算各条光线在介质内部传输的光程  $OPL(x)$ ；
- ◆ 计算光程差，即  $OPD(x) = OPL(x) - \min\{OPL\}$

得到光程差之后，我们就可以进行各类光学分析，如采用 zernike 多项式对  $OPD$  进行数值拟合，分析波前畸变的成份；采用 Fourier 变换分析畸变光束的空间传输特性等等；

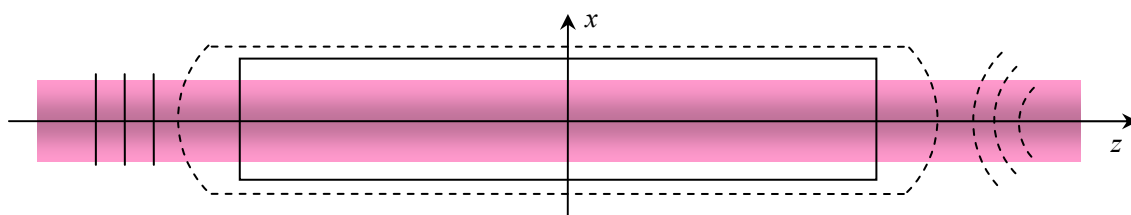


图 5.21 棒状/直通型板条激光器光路图

#### 5.3.2 zigzag 光路

对于 CCEPS 而言，激光在介质内部沿 zigzag 光路传输，每一个透射面和反射面的形变都对热致波前畸变有贡献。CCEPS 模块中，板条晶体不是长方体结构，且热沉长度小于晶体长度，变形后的晶体表面形状十分复杂。虽然通过拟合边界上各节点的位置信息，可以得到介质表面面形的解析公式，但由于激光波长很短，且激光在介质内部经历多次全反射，拟合误差必将对波前畸变的计算带来较大的

影响。

幸运的是，大型有限元分析软件、光学分析软件都提供了丰富的接口，这为进行各类光机分析提供了可能。大型有限元分析软件 ANSYS 不仅具有结构、热、流体、电磁及其相互耦合分析的功能，还提供了丰富的程序接口，支持 IGES 图形文件输出。光学分析软件 ASAP 具有强大的非序列分析功能，并且拥有完备的程序接口，可支持 IGES 在内的各种数据格式。

为了验证 ASAP 用于波前分析的可行性，我们由 solidworks 生成了板条模型，存储为 IGES 文件后成功将其导入 ASAP。图 5.22 显示了一束平行光经板条传输时，板条内部某位置及出射端面后方探测器上的波前分布。从图中我们可以看出，ASAP 可精确地模拟光束在非序列元件中的传输情况，并计算其波前分布信息，计算精度高达  $10^{-10}\lambda$ ，完全可以满足我们的应用要求。

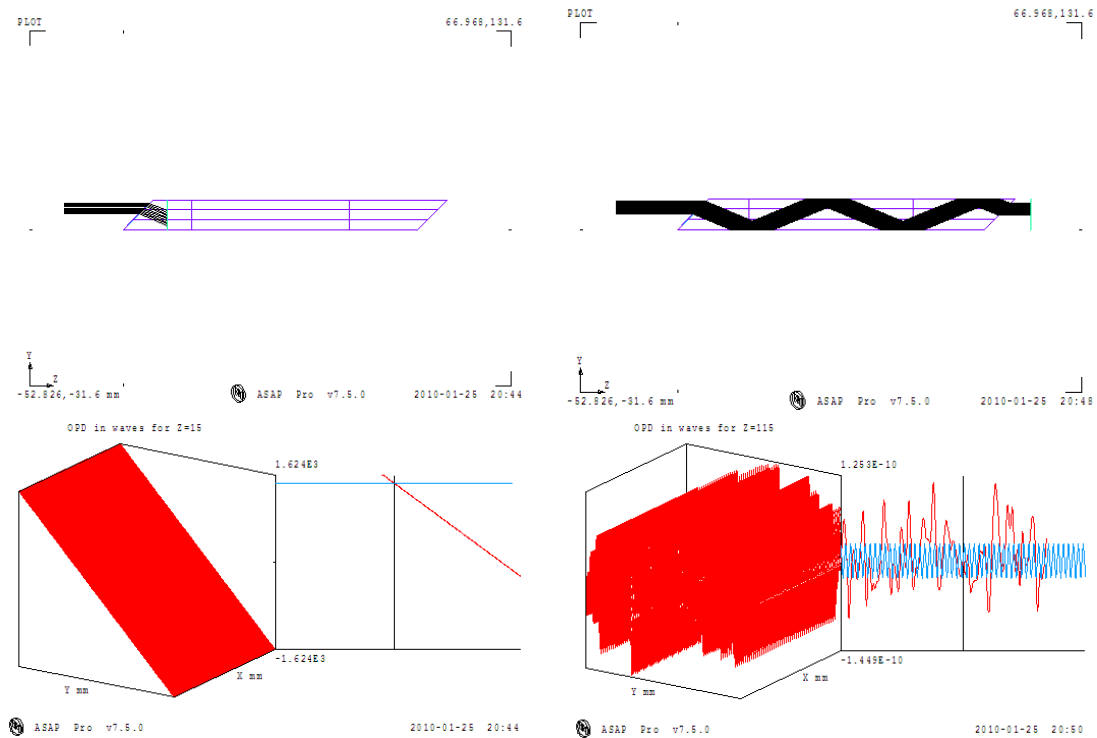


图 5.22 ASAP 波前畸变分析

下面我们详细介绍如何结合上述两款软件，对 CCEPS 模块中激光介质的变形导致的波前畸变进行分析。整个光机分析流程大致可以分为以下三步：

- ◆ 建立有限元模型，采用大型有限元软件 ANSYS 进行热应力分析，得到激光介质变形后的形状（如图 5.23 所示），并将变形后的介质形状生成 IGES 文件输出；

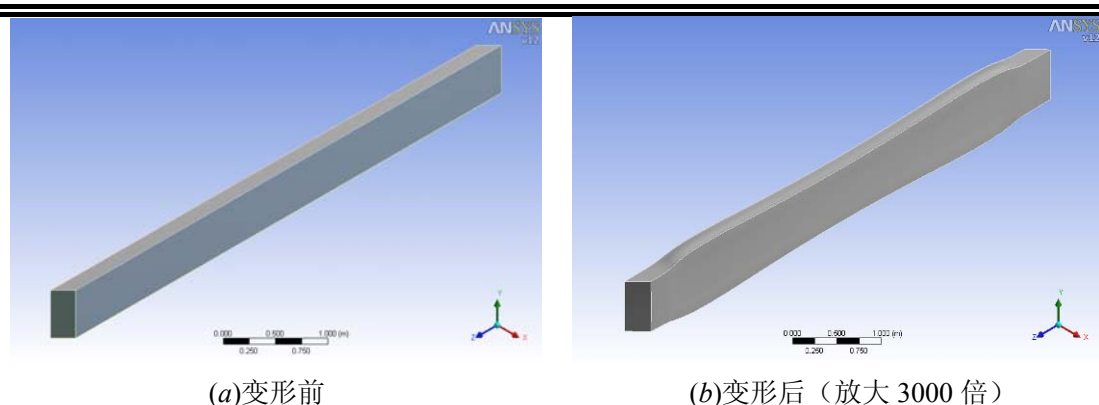


图 5.23 变形前、后板条形貌图

- ◆ 用软件 Igs2Asap.exe 将生成的 IGES 文件转换为光学分析软件 ASAP 可识别的 IGES 格式；
- ◆ 将 IGES 文件导入 ASAP，建立光学分析模型，进行光线追迹得到波前畸变信息。

图 5.24 显示了考虑热沉宽度大于板条宽度、未掺杂 YAG 对泵浦光吸收系数为  $0.015\text{cm}^{-1}$  两个因素时，介质形变导致的波前畸变分布。从图中我们可以看出：变形导致板条宽度（ $y$ ）方向出现正透镜效应，波前畸变幅值达到约  $0.77\lambda$ ，但主要集中在边缘位置附近；变形导致板条厚度（ $x$ ）方向出现负透镜效应，波前畸变幅值约为  $0.1\lambda$ 。

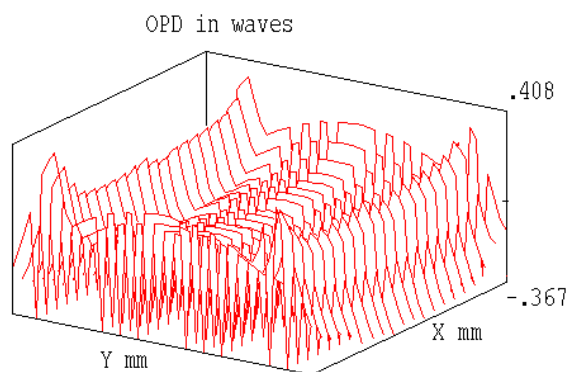


图 5.24 变形导致的波前畸变

### 5.3.3 小结

光机热集成分析是光学系统优化设计中一个重要的组成部分，对工程设计具有重要的指导意义。

本节，我们摸索出了一套光机热集成分析方法，实现了有限元分析软件 ANSYS 与光学分析软件 ASAP 之间的接口转换。采用该方法，我们分析了板条晶体热变形对输出激光的影响，结果表明：变形导致板条宽度（ $y$ ）方向出现正透镜效应，板条厚度（ $x$ ）方向出现负透镜效应。

---

---

## 5.4 本章小结

本章，我们针对新近提出的五边形板条激光器（COFFIN）中的热效应问题进行了研究，研究表明：为了充分提取泵浦光的能量，此构型的板条介质要求高掺杂，导致热效应问题严重，且难以进行补偿，不适合用于高功率激光器。

在原有六边形 Nd:YAG 板条激光介质的基础上，我们提出了一种六边形板条激光介质的改进设计方法。研究表明：在合理设计的六边形板条介质中，当激光沿板条长度方向入射时，其入射角为布儒斯特角，同时激光可以完全覆盖整个入射端面 and 介质内部。与 COFFIN 板条相比，该构型激光介质中的热致波前畸变更易于补偿。在同等光束质量激光输出水平下，六边形之字光路板条输出功率是 COFFIN 板条的 2~3 倍。

摸索了一套模拟形变场对光场影响的分析方法，实现了有限元分析软件 ANSYS 与光学分析软件 ASAP 的接口转换。采用该方法，我们分析了板条晶体热变形对输出激光的影响，结果表明：变形导致板条宽度 ( $y$ ) 方向出现正透镜效应，板条厚度 ( $x$ ) 方向出现负透镜效应。

## 第六章 全文总结

### 6.1 论文研究的主要内容和结论

本文对传导冷却、端面泵浦板条放大器中的热效应问题进行了理论和实验研究工作，主要包括：

#### 1. 固体激光器热效应理论研究

在进行 CCEPS 热效应理论研究之前，我们回顾了固体激光器的热效应研究方法，并对棒状激光器和板条激光器中的热效应问题做了一些初步的研究，主要研究内容及结论如下：

首先，我们回顾了固体激光器的热效应研究方法。在热光效应研究方法部分，我们将傅里叶级数展开法应用于二维矩形复合板条温度场的求解，可快速计算复合板条中的温度场分布。与 ANSYS 计算结果的分析表明：该方法具有快速、准确、易于编程实现、数据处理简单等特点，可用于快速判断复合板条未掺杂段的最小长度。在弹光效应研究方法部分，我们详细推导了 YAG 晶体的压光张量计算公式，证明了 Simmon 修正结果的正确性，并分析了错误压光张量对计算结果的影响。

其次，我们对稳态和热容模式下工作的棒状激光器中的热效应问题进行了研究。对于稳态工作的棒状激光器，我们对克希耐尔热透镜焦距计算公式，及汪晓波的修正公式进行了比较分析，数值分析结果表明：高估材料热导率、忽略泵浦的非均匀性是导致克希耐尔热透镜焦距公式低估热效应的主要原因。对于热容模式工作的棒状激光器，我们推导了热致波前畸变及退偏损耗的时空分布公式，结果表明：热致波前畸变正比于棒截面上的温度差分布，证明了哈特曼波前传感器用于温度测量的正确性；同等制冷条件下，若介质中产生的废热相同，Nd:YAG 与 Nd:Glass 中的热致退偏损耗大小相当。

最后，我们摸索了一套模拟形变场对光场影响的分析方法，实现了有限元分析软件 ANSYS 与光学分析软件 ASAP 的接口转换。

#### 2. CCEPS 热效应理论研究

首先，我们对二维矩形复合板条中的热效应问题进行了理论研究，研究结果表明：单一结构板条中热效应导致正透镜效应，复合结构板条中热效应可能导致正透镜效应也可能导致负透镜效应；单一结构板条中热致波前畸变随着信号光在板条内部反射次数的增多而减小，复合结构板条中热致波前畸变随着信号光在板条内部反射次数的增多而振荡式的减小；复合结构板条中未掺杂段长度和掺杂段长度均是 zigzag 光路周期的整数倍时，热致波前畸变最小；复合结构板条中热光效

应导致的波前畸变比弹光效应导致的波前畸变大一个量级；弹光效应导致的退偏损耗很小 ( $<0.02\%$ )，并可以通过控制板条切割方向予以消除。

在二维模型分析基础之上，我们建立三维 CCEPS 有限元模型，研究了各种非理想因素对热致波前畸变和退偏损耗的影响，主要研究内容及结论如下：

当板条部分表面均匀散热时，zigzag 光路可以较好地平均温度梯度的影响，热光效应仅导致板条厚度方向的波前畸变，其幅值比弹光效应导致的波前畸变大一个量级；由于板条有限的尺寸，弹光效应导致板条宽度方向边缘位置出现波前畸变，但其幅值很小；热光效应及弹光效应导致的热致波前畸变均随反射次数的增加振荡式的减小。当板条长度方向散热不均匀、两块热沉散热能力不一致时，板条厚度方向倾斜相差增大，当板条宽度方向散热不均匀时，宽度方向出现倾斜相差。

对于有限尺寸、长度沿[111]方向的 YAG 板条而言，即使在理想均匀散热条件下，无法通过控制切割角达到消除退偏损耗的目的。退偏损耗主要集中在宽度方向边缘位置附近，退偏损耗平均值小于  $0.5\%$ ；随着反射次数的增加，平均退偏损耗振荡式减小。非理想散热条件将导致板条放大器中的退偏损耗增大，但平均退偏损耗仍然可以控制在  $0.5\%$  以下。

### 3. CCEPS 热效应实验研究

结合教研室现有条件，我们设计加工了微通道热沉，搭建了 CCEPS 放大器实验平台，并开展了如下实验工作：

首先，我们搭建了板条放大器实验平台，在双端各 30A 泵浦条件下，采用红外热像仪测量板条晶体的温度场分布，发现复合晶体中两端未掺杂段温度明显高于掺杂段温度。通过测量未掺杂 YAG 晶体在  $780\text{nm}\sim 830\text{nm}$  波段的吸收谱，发现未掺杂 YAG 晶体对泵浦光存在一定的吸收；对于  $808\text{nm}$  的泵浦光，其吸收系数为  $0.015\text{cm}^{-1}$ 。数值分析结果表明：未掺杂晶体对泵浦光的吸收，是导致板条晶体未掺杂段存在极高温升的主要原因；为了减低板条端面温度，应尽可能地增加热沉长度。

其次，我们采用哈特曼波前传感器测量了信号光通过板条放大器所产生的热致波前畸变，测量结果表明：板条宽度方向存在正透镜效应；由于 zigzag 光路无法平均该方向热效应的影响，高功率泵浦条件下，该方向上的热效应限制了板条激光器的高光束质量输出。数值分析结果表明：热沉宽度大于板条宽度是导致板条宽度方向出现较大波前畸变的原因。

最后，我们设计实验证实了安装方式对板条放大器工作性能存在较大影响，不恰当的安装方式可能导致输出光束扭曲、变形。数值分析结果表明：变形导致板条宽度方向出现正透镜效应，厚度方向出现负透镜效应。

#### 4. 新型板条激光器热效应研究

在板条激光器的家族中除了 CCEPS 结构外，还有很多其他的设计方案，针对不同构型的板条激光器，我们开展了如下理论研究工作：

首先，我们对 2009 年提出的 COFFIN 方案进行了几何结构优化设计和热效应分析，结果表明：COFFIN 板条热效应问题严重，不适合作为高功率高光束质量激光器增益介质。

其次，我们提出了一种六边形板条激光介质的改进设计方法。数值分析结果表明：在合理设计的六边形板条介质中，当激光沿板条长度方向入射时，其入射角为布儒斯特角，同时激光可以完全覆盖整个入射端面 and 介质内部。与 COFFIN 板条相比，该构型激光介质中的热致波前畸变更易于补偿。在同等光束质量激光输出水平下，六边形之字光路板条输出功率是 COFFIN 板条的 2~3 倍。

## 6.2 创新点

本文的创新点主要有以下 3 点：

1. 对 CCEPS 放大器的热致波前畸变进行了全面的研究。

理论研究方面：推导并修正了 Ying Chen 等人关于 YAG 板条激光介质中压光张量的计算公式，建立了一套对 CCEPS 进行光机热集成分析的方法，得到了热光效应和弹光效应导致的波前畸变、退偏损耗随反射次数的变化规律。

【第三章、5.3 节；强激光与粒子束，2009，21(7)，987；中国激光，2009，s1，43；中国激光，2010，37(7)，1678；中国激光，2010，s2；Optics and Laser Technology, doi:10.1016/j.optlastec.2010.09.002】

实验研究方面：发现 CCEPS 端面未掺杂晶体的热效应、板条晶体的夹持方式和非“之”字形光路方向的热效应是影响光束质量的重要因素，并通过数值模拟的方法进一步得到了上述因素对光束质量影响的定量规律。【见 4.2、4.3、4.4、4.5 节】

2. 对棒状激光器中的热效应问题进行了详细的研究

稳态模式：对克希耐尔提出的热透镜焦距计算公式及旺晓波提出的修正公式进行了对比研究，指出克希耐尔的热透镜焦距计算公式低估热效应的原因在于：高估材料热导率、忽略泵浦的非均匀性。【见 2.4.1 节；Optics Communication】

热容模式：提出了 Nd:Glass 及 Nd:YAG 棒状热容激光器的热致波前畸变和热退偏损耗时空演变模型，得到了热致波前畸变和退偏损耗的时空分布解析公式。【见 2.4.2 节；Applied Optics, 2010,49,5245】

3. 提出了一种 6、8 边形板条激光介质的设计方法。

通过合理选择激光介质的尺寸，使得激光沿板条长度方向入射时，可以完全覆盖整个入射端面且在入射端面上的入射角为布儒斯特角，在板条内部激光沿 zigzag 光路传输，填充因子为 1。在同等泵浦功率条件下，该构型与 COFFIN 结构相比，热光效应导致的波前畸变更小，更容易补偿。【见 5.2 节，中国激光，2010，37(11)】

### 6.3 工作中存在的不足及工作展望

本文针对传导冷却端面泵浦板条放大器中的热效应问题进行了理论分析，并搭建 CCEPS 激光器实验平台，进行了初步的实验工作。工作中还存在许多不足和需要改进的地方，主要包括以下 3 个方面：

1. 虽然摸索出了一套将有限元分析结果（激光介质变形后的形状）导入光学分析软件的方法，但是由于有限元分析软件 ANSYS 与光学分析软件 ASAP 之间没有合适的接口，需借助第三方软件 Solidworks 及 Igs2Asap 进行转换。当介质面形较为复杂时，转换的过程中可能出现介质表面破裂的情况。相信随着软件技术的进步，在不久的将来，这个问题会得到很好地解决。
2. 虽然合理设计的 6 边形板条激光介质构型，比 COFFIN 板条中的热效应更小，但是由于缺乏 Nd:YVO<sub>4</sub> 材料参数，数值分析中没有考虑弹光效应和热变形的影响。在凸 6 边形板条中，工作介质边缘的内反射可能会显著增强自发辐射（ASE），在以后的工作中可进一步研究 ASE 对六边形板条激光器\放大器工作性能的影响。
3. 实验中我们发现，CCEPS 激光器获得高光束质量激光输出的关键因素有三点：高品质的激光晶体、板条晶体的无应力安装、非 zigzag 光路方向热致波前畸变的控制。针对上述问题，我们对其解决方案进行了详细地调研，但受工程实践经验和实验条件的限制，没有将这些方案运用到我们的实验中。下一步的工作中，可以对上述方案进行实验验证。

## 致 谢

科大校园，七载春秋，时光荏苒，岁月如梭！即将毕业的我，回顾这一程求学路，心中充满太多感激！

“饮其流时思其源，成吾学时念吾师”。值此论文完成之际，谨向我尊敬的导师陆启生教授及指导老师郭少峰副教授表达崇高的敬意和无以言表的感谢。陆教授虽已步入花甲之年，在事业上却始终保持着昂扬的斗志，无论酷暑寒冬，总是来得最早、走得最晚的人，让我深深体会到了老一代科研工作者刻苦钻研、勇于拼搏的精神；生活中，陆教授平易近人，和蔼可亲，让我感受到了家人般的温暖。郭老师为本论文的完成倾注了极大的心血与劳动，在论文的选题、撰写、修改、成文，实验的筹备、开展，程序的编写等方面都给予了细致的指导和极大的帮助。工作中，郭老师一丝不苟、严谨踏实，时常对课题研究中遇到的问题给予指导，让我获益匪浅；生活中，郭老师就像一个老大哥，让我在工作之余感到一丝轻松，增加了勤奋工作的动力。特别感谢许晓军老师为本文的完成付出的辛勤劳动。许老师学识渊博，思维敏捷，视野开阔，在课题研究中的一些关键问题上给予了大量的指导。在此，我要对许老师表示深深的谢意，感谢他的指导和帮助，感谢他的批评和鞭策。

老师们的严格要求和悉心指导，使我不仅接受了全新的思想观念，树立了宏伟的学术目标，掌握了学科的研究方法，而且还明白了许多待人接物和为人处世的道理。老师们平易近人的人格魅力，严谨进取的治学精神和乐观向上的生活态度，将是我今后生活工作中的指路航标。桃李不言，下自成蹊；师恩深厚，不敢言报。唯有今后以百倍热情工作、学习，力争有所建树，以报师恩于万一。临别之际，真诚的祝福各位老师：身体健康，家庭幸福！

感谢汪晓波老师在课题研究中给予的无私帮助，与汪老师讨论问题常常能够触发灵感，让我深受启发。感谢赵国民老师、江厚满老师在 ANSYS 学习中给予的指导，仿真工作中的每一点进步无不凝聚着两位老师的心血。感谢程湘爱老师为教研室创造了优越的学习和科研条件，工作之余，程老师非常关心大家的身心健康，她组织的羽毛球活动既缓解了大家的工作压力，又丰富了课余生活，强健了体魄。

感谢齐恩宇老师、李宵、马浩统、赵海川师弟、曾益、王鹤、陈林实验员，他们在实验的筹备和开展中给予了许多帮助，让我尽快熟悉了实验室的状况，顺利完成了实验。感谢中电集团十一所的赵洪、唐晓军老师以及刘刚、刘磊、王超实验员，在北京出差期间给予了生活上的照顾，并对实验工作进行了有益的讨论与帮助。感谢室友姜广文、郑光威、葛行军及教研室的各位同学，在我心情最低

潮的时候给予我理解与鼓励，保证了课题工作的顺利进行。

深深地感谢呵护我成长的父母。每当我遇到困难的时候，父母总是第一时间给我鼓励的人。回顾 20 多年来走过的路，每一个脚印都浸满着他们无私的关爱和谆谆教诲，11 年在外求学之路，寄托着父母对我的殷切期望。他们在精神和物质上的无私给予，是我前进的坚强后盾。大恩无以言报，惟有以永无止境的奋斗回应这最无私最宽厚的爱。愿他们永远健康，永远幸福！感谢我亲爱的哥哥，你不懈努力、追求进步的精神，时刻激励着我不断前进！

科大 7 年的学习生活，让我倍感温馨、受益匪浅，在这里我学到了做人的道理、做学问的方法、严谨求实的科研态度，我将永远铭记这段美好的经历。

最后，感谢曾经教育和帮助过我的所有老师。衷心地感谢为评阅本论文而付出宝贵时间和辛勤劳动的专家和教授们！

## 参考文献

1. Tyle T, Kanazawa, Albert J S. The airborne laser program revolutionizing air-power for the 21 century [J]. SPIE,1998,3381:2~7
2. USA Department of Defense, High energy laser executive review panel [z], 2000-03-24
3. Steiner T D, Butts R R. The airborne laser advanced concepts testbed [J], the international society for optic engineering, 1999,3706:180~186
4. High-Power Semiconductor Lasers, Nlight INC  
<http://www.nlight.net/diodes/details/8~Cascades-Vertical-Stacked-Arrays>
5. JOLD-x-CANN-xA, Jenoptik INC  
[http://www.jold.de/sites\\_produkte/produkte-anwendungen\\_pu\\_en.htm#](http://www.jold.de/sites_produkte/produkte-anwendungen_pu_en.htm#)
6. 杜祥琬, 对高平均功率 DPL 的几点认识, 强激光与粒子束[J], 2005, 17(Z1): 1~3
7. 克希耐尔 W. 固体激光工程[M]. 孙文, 江泽文, 程国祥,译. 北京:科学出版社, 2003 :3632366.
8. T. Y. Fan.. Heat Generation in Nd:YAG and Yb:YAG [J], 1993,29(6):1457-1459
9. 周寿桓, 固体激光器热管理 [J], 量子电子学报, 2005, 22(4):497-509
10. Krupke W F, et al. Advanced diode pumped solid state lasers: near term trends and future prospects [C]// SPIE, 2000, 3889: 21~31
11. Bowman S R. Lasers without internal heat generation [J]. IEEE. JQE. , 1999, 35(1): 115~122.
12. Lavi R, Jackel S, Tal A, et al. 885 nm high-power diode end-pumped Nd:YAG laser [J]. Optics Communication.,2001, 195(5-6): 427~430.
13. Lavi R, Jackel S, Tzuk Y, et al. Efficient pumping scheme for neodymium—doped materials by direct excitation of the upper lasing level [J]. Appl. Opt. ,1999, 38(36):7382~7385.
14. Xing Fu, Qiang Liu, Xingpeng Yan, *et al*, End-pumped Nd:YAG zigzag slab laser with weak pump absorption [J], CHINESE OPTICS LETTERS, 2009, 7 (6) :492~494
15. ZONG Nan, ZHANG Xiao-Fu, MA Qing-Lei, *et al*, Comparison of Nd:YAG Ceramic Laser Pumped at 885nm and 808nm [J], CHIN. PHYS. LETT. 2009,26(5): 054211
16. Z.D. Luo , Y. D. Huang, M. Montes and D. Jaque, Improving the performance of a neodymium aluminium borate michrochip laser crystal by resonant pumping [J].. Applied physics letters, 2004,85(5):715~717

17. Chen Li, Qiang Liu, Mali Gong, *et al*, Modeling of radiation-balanced continuous-wave laser oscillators [J], J. Opt. Soc. Am. B, 2004,21(3):539~542
18. Beach R J, Honea E C, Sutton S B, *et al*. High-average-power diode-pumped Yb:YAG lasers [C]// SPIE, 2000, 3889: 246~260.
19. Tuckerrmn DB, Pease R F W. High performance heat sinking for VLSI[J]. IEEE Electron Device Letters, 1981,2(5):126~129
20. Goodson Kenneth E, Katsuo Kurabayashi, R. Fabian W. Pease, Improved Heat Sinking for Laser-Diode Arrays using Microchannels in CVD Diamond [J], IEEE Transaction on Components, Packaging, and Manufacturing Technology-part B, 1997, 20(1):104~109
21. Ripin D J, Ochoa J R, Aggarwal R L, *et al*. 165 W cryogenically cooled Yb:YAG laser[J]. Opt. Lett., 2004, 29(18): 2154~2156.
22. David C. Brown, Ultrahigh-Average-Power Diode-Pumped Nd:YAG and Yb:YAG Lasers [J], IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, 1997,33(5): 861~873
23. D. J. Ripin, J. R. Ochoa, R. L. Aggarwal, *et al*, High-power Cryogenically Cooled Yb:YAG Lasers [C], In advaced solid-state photonics, Vancouver Canada, 2007-01-28
24. P. A. Schulz and S. R. Henion, Liquid-nitrogen-cooled Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> laser [J], IEEE J. Quantum Electron., 1991,27(4): 1039~1047
25. 周仁忠, 阎吉祥, 俞信, 自适应光学 [M], 国防工业出版社, 北京 1996.4 第一版
26. Inon Moshe, Steven Jackel, and Raphael Lallouz, Dynamic correction of thermal focusing in Nd:YAG confocal unstable resonators by use of a variable radius mirror [J], Applied optics, 1998,37(30):7044~7048
27. K. N. LaFortune, R. L. Hurd, J. M. Brase, *et al*, Intracavity, adaptive correction of a high-average-power solid-state,heat-capacity laser [J], Invited paper in Laser Resonator and Beam Control, proc. Of spie 2005,5708: 1~7
28. D. Rockwell, A review of phase-conjugate solid-state lasers [J], IEEE J. Quantum Opt. 1988,24(6): 1124~1140
29. Arnaud Brignon, Jean-Pierre Huignard, PHASE CONJUGATE LASER OPTICS [M], Published by John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey.2003
30. 朱广志, 陈培峰, 周卓尤, 程昌盛, 邹雪芬, 双棒串接 Nd<sup>3+</sup>:YAG 激光器的研究, 激光杂志, 2003, 24(2): 29~31
31. Q. Lü, N. Kugler, H. Weber, *et al*, A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods [J], Opt. Quantum Electron. 1996, 28(1): 57~69
32. N. Kugler, S. Dong, Q. Lü, *et al*, Investigation of the misalignment sensitivity of a

- 
- birefringence compensated two rod Nd:YAG laser system [J], *Appl. Opt.* 1997,36 (36): 9359~9366
33. 陈慧敏, 李家泽.. 激光棒位置对热不灵敏腔运行特性的影响 [J], *红外与激光工程*, 2005, 34(2): 142~145
34. 崔瑛, 一种新型的热稳腔 [J], *应用激光*, 2003, 23(3): 155~156
35. 张光寅, 张潮波, 丁欣等, 固体激光腔动力学稳定性的调控 [J], *物理学报*, 2002, 51(2): 253~258
36. C. T. Walters, J. L. Dulaney, B. E. Campbell, *et al.* Nd-Glass Burst Laser With Kw Average Power Output [J]. *IEEE QE* 1995, 31. (2): 293~300
37. Albrecht, George, E. Victor George *et al.* High Energy Bursts From a Solid State Laser Operated in the Heat Capacity Limited Regime [P]. U.S. 005526372, Jun. 11, 1996
38. Mark D. Rottor, C. Brent Dane, Sally A. Gonzles, *et al.* The Solid-State Heat-Capacity Laser. *Advanced Solid-State Photonics* [J], 2004,94:278
39. Y. Jeonng, J. Sahu, D. Payne *et al.*. Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power [J]. *Optic express*. 2004, 12(25): 6088~6092
40. IPG Photonics offers world's first 10 kW single-mode production laser..  
<http://www.laserfocusworld.com/articles/364754>
41. IPG. High Power Fiber lasers for Industrial Applications [R]. 2009
42. C. Stewen, K. Contag, M. Larionov *et al.*. A 1-kW CW thin disc laser [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2000,6(4):650~657
43. S .Garnov, V. Mikhailov, R. Serov *et al.*.Study of the possibility of developing a multichannel-diode-pumped multikilowatt solid-state laser based on optically dense active media[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2000, 6(4): 650~657
44. G. D. Goodno, H. Komine, S. J. Mcnaught *et al.* Coherent combination of high-power zigzag slab lasers [J]. *Optics Letters*, 2006, 31 (9) : 1247
45. Hagop Injeyan, Carolyn S. Hoefer.. End Pumped Zig-Zag Slab Laser Gain Medium [P]. USA,6094297, 25,July, 2000
46. Stephen Palese, Joseph Harkenrider, William Long, *et al.*. High Brightness End-Pumped Conduction Cooled Nd:YAG Zig-zag Slab laser Architecture [J]. *Advanced Solid-state Lasers*, 2001, 50: 41~46.
47. Gregory Goodno, Hiroshi Komine, Stuart McNaught, *et al.*. Multi-Kw Near-Diffraction-Limited Single-Frequency Nd:YAG Laser [C]. *Conference on Laser and Electro-Optics Europe*, June, 2005.
48. Jeff Hecht, laser weapons: Pumping up the power  
[http://www.laserfocusworld.com/display\\_article/292398/12/none/none/Feat/Photonic-Frontiers:-laser-weapons---Pumping-up-the-power](http://www.laserfocusworld.com/display_article/292398/12/none/none/Feat/Photonic-Frontiers:-laser-weapons---Pumping-up-the-power)
-

- 
49. G. F. Albrecht, E. V. George, W. F. Krupke *et al.*. High energy bursts from a solid state laser operated in the heat capacity limited regime [P]. United States Patent Number:5526372,1996-06-11
  50. R. Yamamoto, K. Allen, R. Allmon *et al.* A solid state laser for the battle field [C] / /Proceeding of the ASC2006,November 2006.
  51. T. Kawashima, T. Kanabe, H. Matsui, *et al.*, Design and Performance of a Diode-Pumped Nd:Silica-Phosphate Glass Zig-Zag Slab Laser Amplifier for Inertial Fusion Energy [J], Japanese Journal of Applied Physics, 2001,40: 6415 ~ 6425.
  52. Reed M *et al.*. Static gas conduction cooled slab geometry Nd:Glass laser [J]. IEEE J. Q. E. 1985,21(5): 412~414
  53. Jay A. Skidmore; Barry L. Freital.. Microlens Frames for laser diode arrays [P], USA Patent 5923481, July, 13, 1999
  54. R. J. Shine, A. J. Alfrey, R. L. Byer, 40W cw TEM<sub>00</sub>-mode diode-laser-pumped, Nd:YAG Miniature Slab Laser, Opt. Lett. 1995,20(5): 459~461
  55. T. S. Rutherford, W. M. Tulloch, S. Sinha, and R. L. Byer.. Yb:YAG and Nd:YAG edge-pumped slab lasers [J], OPTICS LETTERS ,2001,26,(13):986~988
  56. Hagop Injeyan, Carolyn S. Hoefler. End Pumped Zig-Zag Slab Laser Gain Medium [P]. US, 6094297, 2000-7-25
  57. Photo Release -- Northrop Grumman Scales New Heights in Electric Laser Power, Achieves 100 Kilowatts From a Solid-State Laser March 18, 2009  
<http://www.irconnect.com/noc/press/index2.html>
  58. 周寿桓, 赵鸿, 唐小军, 高平均功率全固态激光器[J], 中国激光, 2009,36(7): 1605~1618
  59. 巩马理, 李晨, 柳强等.一种用于板条的角抽运方法及其固体激光增益模块[P]. 中国: 发明专利, 专利申请号: 02129485; 专利公开号: CN 1398028
  60. Mali Gong, Chen Li, Qiang Liu *et al.*. Coner pumping method and gain module for high power slab laser [P]. U.S. Patent No.:7,388,895 B2, 2008-06-17
  61. 巩马理, 张海涛, 闫平等.. 棱边倒角泵浦形式的板条结构型固体激光器[P].中国: 发明专利, 专利申请号: 200510011574.X; 专利公开号: CN 1671012A
  62. 陈刚, 巩马理, 柳强等, 用于板条形激光晶体的 45° 斜轴泵浦方法及泵浦模块[P].中国: 发明专利, 专利申请号: 200510059601.0; 专利公开号: CN 1688070A
  63. 巩马理, 张海涛, 柳强等..一种可提高效率和均匀性的泵浦方法及板条型固体激光器[P].中国: 发明专利, 专利申请号: 200710065101.7; 专利公开号: CN 101282021A
  64. Liu Qiang, Gong Mali, Lu Fuyuan *et al.*, Coner-pumped Yb:yttrium aluminum garnet slab laser emitted up to 1 Kw [J]. Appl Phys. Lett..2006,88(10):101113
-

- 
65. 巩马理, 张志攀, 高松. 二极管角部抽运 Nd:YAG 基模激光器[J], 激光技术, 2009, 33(1): 1~4
  66. 石鹏, 李代军, 张恒利 等..大功率部分端面抽运混合腔板条激光器[J]. 光学学报, 2004, 24(4):491~494
  67. Zhang Linlin, Meng Junqing, Huang Yan *et al.*. Mode characteristic calculations of hybrid resonator for the high average power novel double slab laser[C]. SPIE, 5627: 291~297
  68. 胡企铨, 孟俊清, 陈卫标等.. 波面热畸变自校正的高平均功率固体板条激光器 [P].中国: 发明专利, 专利申请号: 200410016969.4; 专利公开号: CN 1564398 A
  69. 马秀华, 毕进子, 候霞等..锯齿形板条抽运结构的热效应数值比较[J], 光学学报, 2007, 27(12): 2209~2214
  70. 李劲东, 郭明秀, 付文强等.. 反射玻璃实现 Z 形光路的板条激光器[P].中国: 发明专利, 专利申请号: 200610029368.6; 专利公开号: CN 1905292A
  71. 田兆硕, 孙正和, 曲士良等..二极管抽运辐射板条固体激光器 [P].中国: 发明专利, 专利申请号: 200510043670.2; 专利公开号: CN 1870364A
  72. 田兆硕, 成洪玲, 孙正和 等..辐射板条固体激光器数值模拟及实验初探, 光学前沿 2009 “激光技术论坛”暨“2008 年中国光学重要成果发布会”特邀报告
  73. T.J.Kane, R.C. Eckardt, R.L.Byer.. Reduced thermal focusing and birefringence in zig-zag slab geometry crystalline lasers. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1983, 19(9): 1351 ~1354
  74. J. M. Eggleston, T. J. Kane, K. Kuhn, *et al*, The slab geometry -Part I: Theory [J], *IEEE J. Quantum Electron.*, 1984,20(3): 289~301
  75. J. M. Eggleston, T. J. Kane, K. Kuhn, *et al*, The Slab Geometry Laser-Part II: Thermal Effects in a Finite Slab [J]. *IEEE J. Quantum Electronics*, 1985, 21 (8) : 1195~1210
  76. T.S. Rutherford, W. M. Tulloch, E. K. Gustafson, *et al*, Edge-pumped quasi-three-level slab lasers: Design and power scaling [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2000, 36(2):205~218
  77. Ying Chen, Bin Chen, Manoj Kumar R. Patel, *et al*, Calculation of Thermal-Gradient-Induced Stress Birefringence in Slab Lasers -I [J], *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, 40(7): 909~916
  78. Ying Chen, Bin Chen, Manoj Kumar R. Patel, *et al*, Calculation of Thermal-Gradient-Induced Stress Birefringence in Slab Lasers -II [J], *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, 40(7): 917~928
  79. B. Chen, J. Dong, M. Patel, *et al*, Modeling of high power Solid-state Slab Lasers [C], Solid States Lasers XII, SanJose, CA. USA, SPIE, 2003-01-30
-

- 
80. Bin. Chen, Ying. Chen and Michael. Bass, Edge- and End- Pumped Slab Lasers With Both Efficient and Uniform Pumping [J], IEEE journal of Quantum electronics, 2006,42(5):483~489
  81. Te-yuan Chung and Michael Bass. General analysis of slab lasers using geometrical optics [J], *APPLIED OPTICS*, 2007,46(4) :581~590
  82. Bin. Chen, Ying. Chen, Jed Simmons, *et al*, Thermal lensing of high power edge-pumped YAG slab lasers with undoped edges and Brewster ends [C], SPIE Solid States Lasers XIV, SanJose, CA. USA, SPIE, 2005-01-25
  83. 竹内洋一郎 著, 热应力[M], 郭廷玮, 李安定 译, 科学出版社, 1977
  84. 程昌钧 著, 弹性力学[M], 兰州大学出版社, 1995
  85. 程昌钧, 朱媛媛 著, 弹性力学(修订版)[M], 上海大学出版社, 2005
  86. 陈纲, 廖理儿 著, 晶体物理学基础[M], 科学出版社, 1992
  87. J. F. Nye, Physical Properties of Crystals. London [M], U.K.: Oxford Univ. Press, 1992
  88. Marvin J. Weber, Handbook of optical materials [M]. University of California, CRC Press,2003
  89. J. A. Simmons, Y. Chen, M. Bass, Depolarization loss in ceramic crystal lasers, Solid State and Diode Laser Technical Review [C], SSDLTR, 2007, SS6: 210-214
  90. Martin Ostermeyer, Damien Mudge, Peter J. Veitch, *et al*. Thermally induced birefringence in Nd:YAG slab lasers [J]. *APPLIED OPTICS* 2006, 45(21): 5368~5376
  91. 尹宪华, 朱健强, 祖继锋 等, 热容型板条激光器的感应折射率计算[J]. 中国激光. 2008, 35( 2):225~230
  92. Q. Lü, U. Wittrock, and S. Dong, Photoelastic effects in Nd:YAG rod and slab lasers [J], *Optics. Laser Technol.* 1995, 27(2): 95~101
  93. Keith B. Doyle, Numerical methods to compute optical errors due to stress birefringence [J], *proc, SPIE*, 2002,4769:34~42
  94. 樊蔚勋, 吴剑国. 弹性体各向异性体力学及其应用[M]. 江苏科学技术出版社.1994 年第一版.p26~28
  95. Xiaobo Wang, Xiaojun Xu, Xiao Li, *et al*, Revising the formula of thermal focal length in a side-pumped laser rod by experiments [J], *Applied Optics*, 2007, 46(22): 5237~5240
  96. 李宵, 许晓军, 习锋杰等, 采用曲率传感器测量热透镜焦距 [J], *强激光与粒子束*, 2007, 19(9): 1466~1468
  97. Xiaodong. Yang, Aicong Geng, Jian Tan, *et al*, Investigation of the beam propagation in a pumped laser rod [J], *Opt. Commun.* 2010, 283(14):2896~2899
  98. W. Koechner, Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod [J], *Applied optic*, 1970,
-

- 
- 9(11): 2548~2553
99. 杨爱粉, 陈德东, 文建国等, 激光二极管 bar 侧面泵浦 Nd:YAG 激光器热效应研究 [J], 应用光学, 2003, 24(4): 23~26
100. 岱钦, 李新忠, 王希军, LDA 侧面泵浦 Nd:YAG 激光器的热效应分析 [J], 强激光与粒子束, 2007, 19(2): 197~201
101. M. Sovizi, R. Massudi, Study of thermal effects, considering birefringence, on phase distortion of beam in a side pumped Nd:YAG rod using BEM [J], Optics Communications, 2007, 275(1): 206~212
102. Junko Morikawa, Ceelia Leong, Toshimasa Hashimoto, *et al*, Thermal conductivity /diffusivity of Nd<sup>3+</sup> doped GdVO<sub>4</sub>, YVO<sub>4</sub>, LuVO<sub>4</sub>, and Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub> by temperature wave analysis [J], JOURNAL OF APPLIED PHYSICS, 2008, 103: 063522
103. Phosphate Glass: LG-680, LG-750, LG-760, LG-770,  
[http://www.schott.com/advanced\\_optics](http://www.schott.com/advanced_optics)
104. A. C. Erlandson, G. F. Albrecht, Model predicting the temperature dependence of the gain coefficient and the extractable stored energy density in Nd Phosphate glass lasers [J], J. Opt. Soc. Am. B, 1992, 9(2): 214~222
105. Alexandra Rapaport, Shenzhi Zhao, Guohua Xiao, *et al*, Temperature dependence of the 1.06- $\mu$ m stimulated emission cross section of neodymium in YAG and in GSGG [J], Applied Optics, 2002, 41(33): 7052~7057
106. 汪晓波, 许晓军, 陆启生, 热熔激光器中热致受激发射截面改变对输出功率的影响 [J], 中国激光, 2009, 36(1): 43~46
107. G. D. Baldwin and E. P. Riedel, Measurements of dynamic optical distortion in Nd-doped glass laser rods [J], J. Appl. Phys. 1967, 38(7): 2726~2738 .
108. Xiaobo Wang, Xiaojun Xu, Qisheng Lu, *et al*, Shack-Hartmann wavefront sensor measurement for dynamic temperature profiles in heat capacity laser rods [J], Appl. Opt. 2007, 46(15), 2963~2968
109. 汪晓波, 许晓军, 陆启生, 固体棒状热容激光器的热分析 [J], 强激光与粒子束, 2007, 19(4): 589~592
110. W. Koechner, Transient thermal profile in optically pumped laser rods [J], J. Appl. Phys, 1973, 44: 3162~3170
111. S. Timoshenko and J. N. Goodier, Theory of elasticity [M]. (New York: McGraw-Hill, 1951)
112. Nd-doped Phosphate Glass  
<http://www.laserglass.com.cn/english-page/index/product/n31.htm>.
113. 柳爱国, 王军荣, 闵敬春, 宋耀祖...高能量光泵浦下板状复合介质的热特性 [J]. 工程热物理学报. 2003. 24(4): 676~678
114. Slack GA, Oliver DW. Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by
-

- 
- rare-earth ions [J]. Phys Rev B 1971, 4(2): 592~609
- 115.R.Wynne, J. L. Daneu, and T. Y. Fan, Thermal coefficient of the expansion and refractive index in YAG [J], Appl. Opt., 1999, 38(5): 3282~3284
- 116.D.Taylor, Thermal expansion data XI. Complex oxides.A2BO5, and the garnets [J], Trans. J. Br. Ceram. Soc. 1987,86:1~6
- 117.王寒栋, C V Herman 激光全息干涉法在三维温度场可视化中的应用 [J], 激光与红外, 2004, 34(5):329~333
- 118.黄国松, 张梅珍, 第四届全国光电技术与系统学术会议论文详细摘要专集, 第一期
- 119.黄国松, 顾绍庭, 顾根才, 玻璃板条激光器温升的测量——非均匀发热模型的验证 [J], 中国激光, 1992, 19(11):832~837
- 120.Julien Didierjean, Emilie Hérault, François Balembois, Patrick Georges, Comparison of absolute temperature measurements in diode-end-pumped laser crystals with FEA simulations, OSA, 2003
- 121.PerkinElmer. Inc. web site, <http://www.perkinelmer.com>
- 122.Undoped YAG produced by Northrop Grumman corporation  
[http://www.as.northropgrumman.com/products/synoptics\\_undoped\\_yag/index.html](http://www.as.northropgrumman.com/products/synoptics_undoped_yag/index.html)
- 123.习锋杰 许晓军 王铁志 姜宗福. 相位光栅型波前曲率传感器 [J], 光学学报, 2007, 27(2):377~378
- 124.余浩, 许晓军, 习锋杰, 姜宗福. 光栅型波前曲率传感器测量热透镜效应的实验研究 [J], 2006 年全国光学年会, 2006
- 125.习锋杰, 光栅型曲率传感器的设计与应用研究 [D], 工学博士学位论文. 长沙: 国防科技大学. 2008
- 126.Randall J. ST. Pierre, Gerald W. Holleman, Marcy Valley, *et al*, Active Tracker Laser (ATLAS) [J], IEEE J. Sel. Topics Quantum Electronics, 1007,3(1):64 ~70
- 127.D. Mudge, M. Ostermeyer, P. J. Veitch, *et al*.Power scalable TEM00 CW Nd:YAG Laser with Thermal lens compensation [J], Journal of selected topics in quantum electronics, 2000,6(4):643~649
- 128.蔡震, 杨成龙, 杨森林等, 板条侧面绝热技术研究 [J], 强激光与粒子束, 2002, 14(4):493~496
- 129.Hagop Injeyan, Carolyn S. Hoefler, Stephen P. Palese. End pumped zigzag slab laser gain medium [P], 2001, US Patent 6268956,2001-07-31
- 130.Arun Kumar Sridharan, Shailendhar Saraf, Supriyo Sinha, *et al*, Zigzag slabs for solid-state laser amplifiers: batch fabrication and parasitic oscillation suppression [J]. Applied optics, 2006,45(14):3340~3351
- 131.Glenn Bennett, Michael Robert Browning, Mark Jon Kukla, *et al*, Low stress optics mount using thermally conductive liquid metal or gel [P], US 20070238219,
-

2007-10-11

Glenn Bennett, Michael Robert Browning, Mark Jon Kukla, *et al*, Low stress optics mount using thermally conductive liquid metal or gel [P], US 20090199389, 2009-08-13

132. Jan Šulc, Helena Jelínková, Jan K. Jabczyński, *et al*, Comparison of diode-side-pumped Nd:YAG and Nd:YAP laser [C], SPIE Solid States Lasers XIV, SanJose, CA. USA, SPIE 5707: 325~334, 2005-04-27
133. W. Żendzian, J. K. Jabczyński, and Z. Mierczyk, Investigation on passively Q-switched Nd:YAG slab laser pumped by 2D quasi cw diode laser stack," Opto-electronics Review, 2001, 9(1): 75~81.
134. J. Richards and A. McInnes, Versatile, efficient, diode-pumped miniature slab laser [J], Opt. Lett. 20, 371–373 (1995).
135. S. P. Chard and M. J. Damzen, Compact architecture for power scaling bounce geometry lasers [J], OPTICS EXPRESS, 2009. 17( 4):2218~2223
136. J. Richards and A. Mcinnes, Diode pumped slab laser [P] United states patent, number 5651021, 1997-07-22
137. 刘亮, 郭少锋, 陆启生, 许晓军, 陈金宝, 刘泽金 传导冷却端面泵浦板条放大器波前畸变数值研究 [J], 强激光与粒子束, 2009, 21(7): 987~992
138. 刘亮, 郭少锋, 陆启生, 许晓军, 刘选俊 五边形板条的优化设计及其热效应分析 [J], 中国激光, 2009, 36(7): 1784~1788
139. 刘亮, 郭少锋, 陆启生, 许晓军, 复合结构对板条放大器热透镜效应的影响 [J], 中国激光, 2010, 37(7):1678~1682

## 作者在学期间取得的学术成果

- [1] **Liang liu**, Xiaobo Wang, Shaofeng Guo, Xiaojun Xu and Qisheng Lu, Model of thermal distortion in side-pumped Nd:YAG and Nd:Glass heat capacity rod lasers, *Applied Optics*, 2010,49(28):5245~5253 (SCI 检索)
- [2] **Liang Liu**, Shaofeng Guo, Qisheng Lu, Xiaojun Xu, Jinyong Leng, Jinbao Chen, Zejin Liu, Stress-induced Depolarization Loss in YAG Zigzag Slab, *Optics and Laser Technology*, Accepted, doi: 10.1016/j.optlastec.2010.09.002 (SCI 检索)
- [3] **Liang liu**, Xiaobo Wang, Shaofeng Guo, Xiaojun Xu and Qisheng Lu, Review of the formula of thermal focal length in side-pumped laser rods, *Optics Communication*, 已录用(SCI 检索)
- [4] **刘亮**, 郭少锋, 陆启生, 许晓军, 陈金宝, 刘泽金 传导冷却端面泵浦板条放大器波前畸变数值研究, *强激光与粒子束*, 2009, 21(7): 987~992 (EI: 20093312251392)
- [5] **刘亮**, 郭少锋, 陆启生, 许晓军 传导冷却端面抽运板条放大器的热退偏效应, *中国激光*, 2009, 36(S1):43~47 (EI: 20092812177529)
- [6] **刘亮**, 郭少锋, 陆启生, 许晓军, 刘选俊 五边形板条的优化设计及其热效应分析, *中国激光*, 2009, 36(7): 1784~1788 (EI: 20094612453409)
- [7] **刘亮**, 郭少锋, 陆启生, 许晓军 复合结构对板条放大器热透镜效应的影响, *中国激光*, 2010, 37(7): 1678~1682 (EI: 20103113111604)
- [8] **刘亮**, 郭少锋, 陆启生, 许晓军 六边形之字光路板条激光器, *中国激光*, 2010, 37(11): 2774~2779 (EI: )
- [9] **刘亮**, 郭少锋, 陆启生, 许晓军 安装应力对板条放大器退偏效应的影响, *中国激光*, 2010, 37(S1):52~56 (EI:)
- [10] **Liang Liu**, Xiaobo Wang, Shaofeng Guo, Qisheng Lu, Xiaojun Xu Unexpected Temperature Increase in End-pumped Nd<sup>3+</sup>:YAG Composite Slab Laser, *Optics Engineering*, (在审)
- [11] **刘亮**, 汪晓波, 陆启生, 许晓军, 郭少锋, 钕玻璃热容激光器热效应解析模型, *强激光与粒子束* (在审)
- [12] 许晓军, 郭少锋, **刘亮**, 周朴, 王鹤, 陈子伦, 陈金宝, 刘泽金, 高功率光纤激光器的制冷方法, 专利号 200810030524.X, 公开号 101222109, 申请日: 2008年1月22日