

涉密论文 公开论文

浙江大学

本科生毕业论文



题目 基于数字光学相位共轭的波面探测技术研究

姓名与学号 黄隆钤 3180105524

指导教师 丁志华

年级与专业 2018级光电信息科学与工程

所在学院 光电科学与工程学院

递交日期 2022年5月

浙江大学本科生毕业论文（设计）承诺书

1. 本人郑重地承诺所呈交的毕业论文（设计），是在指导教师的指导下严格按照学校和学院有关规定完成的。

2. 本人在毕业论文（设计）中除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得浙江大学或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。

3. 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。

4. 本人承诺在毕业论文（设计）工作过程中没有伪造数据等行为。

5. 若在本毕业论文（设计）中有侵犯任何方面知识产权的行为，由本人承担相应的法律责任。

6. 本人完全了解浙江大学有权保留并向有关部门或机构送交本论文（设计）的复印件和磁盘，允许本论文（设计）被查阅和借阅。本人授权浙江大学可以将本论文（设计）的全部或部分内 容编入有关数据库进行检索和传播，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编本论文（设计）。

作者签名：

导师签名：

签字日期： 年 月 日

签字日期 年 月 日

致谢

在做毕业设计光路实验、写毕业论文的过程中，我遇到了很多困难（搭光路无很多经验、硬件不会用、调不出干涉条纹、成为次密接寝室自我隔离等），每次都有惊无险、很好的度过，这一定要感谢过程中许许多多帮助我给我温暖的人。

首先感谢爸爸妈妈，感谢妈妈从小对我教育的重视，感谢爸爸对我体育锻炼的叮嘱，感谢爸妈的重大经济支持，你们是我毕设过程的定心丸。妈妈，母亲节快乐！

感谢我的导师丁志华老师、斯科老师和龚薇老师，感谢 WeLab 课题组。老师们给我一种父母般的感觉，他们关心我的生活、督促我的课题。在老师们带领的 WeLab 课题组，我找到了自己心仪的方向——做神经调控的光电技术。老师给我的毕业设计题目很有挑战性、也很有意义，让我实现了蜕变。

感谢 WeLab 课题组的徐晓滨学长、王一帆师姐、郑瑶学长、李政瀚学长、李融荣师姐、陈佳佳学长、刘晓宇师姐、朱玥师姐、郑亚萌师姐。徐晓滨学长是我毕设的带领者，他的博士论文让我受益匪浅，正是和学长无数交流让我在毕设的光路搭建中得以不断前进，最后调出了差频干涉条纹，完成了脉冲光的控制方案。学长把自己博士期间的笔记、光路硬件的很多文档手册都给了我，这是我非常宝贵的财富。一帆师姐是我学习的榜样，理论基础与工程实践都很扎实，在光学理论方面给了我很多启发，教会了我 SLM 的校准、许许多多光路器件的安装使用和清洗；郑瑶学长拥有深厚而全面的技术功底，郑瑶学长和陈佳佳学长的光路培训，让我在搭光路方面入了门，也感谢晓宇师姐在培训过程中的指点。郑瑶学长还在激光安全、光路硬件使用等方面给了我很多帮助，非常感谢。政瀚学长也是我学习的榜样，学长做的光学系统让我非常佩服，并给了我关于 AOM 使用方面的关键建议，让我得以过了 AOM 这一关。融荣师姐在我搭光路的过程中时常路过、给我鼓舞，师姐发起的许多小聚餐让我感受到课题组的温馨。郑亚萌师姐之前搭的光路正是我毕业设计所继续的，感谢师姐在干涉条纹调整、超声换能器使用上给予的帮助。朱玥师姐在我的旁边搭光纤系统的光路，在我寻找光功率计等设备时给了及时的帮助。

厚积薄发，是我毕设过程中的最大感悟。这个毕业设计可以说是我大学的一个总结：最后的宏观模型是圆柱相交体积的二重积分计算，这让我回到大一的数学分析课堂，想起贾厚玉老师和张振跃老师，这里要感谢贾老师的寒假作业让我熟悉了 LaTeX，感谢毕业设计的 LaTeX 模板作者 wzxlovesy (CC98 ID)；外差全息中很多理论推导都类似数字全息，这

让我来到大二，来到和国中元学长、刘新梓做 3D 彩色全息的日子；我在最后关头两个小时之内就写完了仿真代码，没有 BUG、一次成功，这感谢我大三一年的代码训练——感谢刘旭老师很早让我在计算机编程方面打下功底，感谢李鹏老师的 OCT 项目让我在 MATLAB 方面炉火纯青。最后一章宏观模型的快速建模来自大二和大三数学建模竞赛积累的经验；而微观模型则是我在两天内速读了 16 篇论文、精读了 10 篇以上论文后对超声标记技术的顿悟，这非常感谢大三到大四期间指导我写综述的郝翔老师，让我打下了阅读论文的基础。最后感谢一下自己吧，进入 WeLab 七个月以来（不算寒假）从光路小白到完成 DOPC 的前一半，实属不易。这七个月来 24 篇认真撰写的组会周报组成了我 50 页的毕业论文。前五个月训练光路、了解技术方向和概念、搭第二章的光路，最后两个月上手 DOPC 波面探测光路，最后两周调出条纹、完成毕业论文，现在想来，无比欣喜。

在玉泉 32 舍每次上楼，都会看到一句话：“让我感谢的人太多了，不论他们在我的生命中停留了多久，我也不会忘记曾经给过我温暖的人”。

黄隆钤

2022 年 5 月 10 日于玉泉 32 舍 215 室

摘要

数字光学相位共轭技术是基于光学相位共轭技术发展起来的散射介质深穿透技术，因其对散射光的高效利用和可观的穿透深度，该技术在生物组织的深穿透聚焦中有重要的应用价值。高速波面探测是数字光学相位共轭技术的重要一步，其核心是在去相干时间内准确获得生物组织内部点光源（引导星）发出的波面相位分布，以通过后续的相位共轭进行穿透聚焦。

本课题研究基于数字光学相位共轭的波面探测技术，主要研究结合了外差全息和超声光子标记层析的差频干涉波面探测。在高速波面探测技术中，基于外差全息的差频干涉波面探测技术有抗噪能力强、移相准确、速度快等优点，且其光路适合与数字光学相位共轭技术相耦合。而超声标记层析成像技术可以与数字光学相位共轭技术相结合，利用超声波在散射介质中的良好穿透能力，实现散射介质内部的聚焦点超声标记。

本课题从基本的光学实验出发，实现了连续波和脉冲波两种情况下基于超声光子标记的外差波面探测，并探究了正常脉冲和超声反相脉冲两种脉冲控制方案，取得了良好的波面探测结果；此外，本课题根据实验结果，对超声光子标记效率进行了深入研究，基于超声波和聚焦光束焦深内的相互作用，提出超声-光子相互作用宏观模型，用以分析在宏观上如何通过优化超声波和激光的脉冲参数和系统的光学、声学数值孔径增大超声-光子相互作用程度，提高超声光子标记效率，并对该宏观模型进行了仿真和实验验证；本课题推导了基于平面脉冲超声波的超声光子标记微观机制，并将其定性推广到了聚焦超声波，通过仿真实验验证了该微观理论模型的有效性，即超声波强度和作用距离对超声标记效率的提高作用。最后，本课题的研究将促进超声标记外差全息波面探测技术的发展，增加其在数字光学相位共轭技术中的应用潜力。

关键词：数字光学相位共轭，波面探测，外差全息，超声标记层析成像

Abstract

Digital optical phase conjugation (DOPC) is a deep penetration technology of scattering medium developed based on optical phase conjugation (OPC). Because of its efficient use of scattered light and considerable penetration depth, this technology has great application in deep penetration focusing of biological tissues. High-speed wavefront detection is an important step in DOPC, the core of which is to accurately obtain the phase distribution of the wavefront emitted by the point light source of the biological tissues (guide star) within the decoherence time, so as to conduct penetrating focusing through subsequent phase conjugation.

This dissertation studies the wavefront detection technology based on DOPC, and mainly studies the difference frequency interference wavefront detection combining heterodyne holography and ultrasonic photon tagging tomography. Among the high-speed wavefront detection technology, heterodyne holography has the advantages of strong anti-noise capability, accurate phase shift, and fast speed. In addition, its optical setup is suitable for coupling with the DOPC setup. The ultrasonic photon tagging tomography can be combined with DOPC to realize the ultrasonic frequency labeling of the ultrasound focus inside the scattering medium by utilizing the good penetration ability of ultrasonic waves in the scattering medium.

Starting from the primary optical experiments, this dissertation realizes the heterodyne wavefront detection based on ultrasonic tagging in both continuous wave and pulse wave conditions. We explore two pulse control schemes (normal pulse and ultrasonic inversion pulse) with good detection results. In addition, according to the experimental results, this dissertation has carried out in-depth research on the efficiency of ultrasonic photon tagging. Based on the interaction between focused ultrasonic and optical beams in the focal depth, a macroscopic model of ultrasonic-photon interaction is proposed to guide the optimization of the pulse width and system numerical aperture. A follow-up MATLAB simulation and a corresponding experiment validate the model. Then, the microscopic mechanism of ultrasonic photon tagging based on planar pulsed ultrasonic waves is deduced, and it is qualitatively extended to focused ultrasonic waves. Through simulation experiments, the validity of the microscopic theoretical model is also verified. We found that both ultrasonic intensity and ultrasound-photon interaction distance can influence the ultrasonic photon

tagging efficiency. The research of this dissertation will promote the development of ultrasonic-tagging-based heterodyne holography and increase its application potential in DOPC.

Keywords: digital optical phase conjugation, wavefront detection, heterodyne holography, ultrasonic tagging tomography

目录

第一部分 毕业论文

1 绪论	1
1.1 研究背景	1
1.1.1 数字光学相位共轭技术	1
1.1.2 外差全息技术	2
1.1.3 超声光子标记技术	2
1.2 国内外研究现状	3
1.2.1 外差全息技术	3
1.2.2 超声光子标记技术	4
1.2.3 数字光学相位共轭技术	6
1.3 研究目的及意义	7
1.4 本课题的主要工作	7
2 四步相移波面探测	8
2.1 激光器和空间光调制器校准	8
2.1.1 激光器干涉长度校准	8
2.1.2 空间光调制器校准	9
2.2 四步相移实验	13
2.2.1 实验系统与方法	13
2.2.2 波面重建结果	13
3 超声标记外差波面探测	16
3.1 外差全息波面采样原理	16
3.2 功率放大器和声光调制器校准	17
3.2.1 功率放大器校准	17
3.2.2 声光调制器校准	18
3.3 基于连续波的超声标记外差波面探测	18

3.3.1 光学系统.....	19
3.3.2 波面探测结果.....	20
3.4 基于脉冲波的超声标记外差波面探测.....	20
3.4.1 硬件系统.....	22
3.4.2 超声脉冲光子标记.....	22
3.4.3 超声反相脉冲光子标记.....	24
4 超声光子标记效率分析.....	27
4.1 超声波与光子相互作用的宏观理论模型.....	27
4.1.1 宏观模型理论推导.....	27
4.1.2 基于宏观模型的数值孔径影响研究.....	30
4.1.3 基于宏观模型的脉冲宽度影响研究.....	31
4.2 超声波与光子相互作用的微观解释模型.....	33
4.2.1 微观模型理论推导.....	34
4.2.2 基于微观模型的超声波强度影响研究.....	35
4.2.3 基于微观模型的散射次数影响研究.....	38
5 总结与展望.....	39
5.1 论文工作总结.....	39
5.2 存在的问题与展望.....	39
参考文献.....	41
附录.....	43
A 实验光路实际图.....	43
B 实验硬件系统实际图.....	44
C 超声波与光子作用宏观模型仿真代码.....	44
D 超声波与光子作用微观模型仿真代码.....	50
E 相交圆柱体积的计算.....	53
作者简介.....	55
本科生毕业论文（设计）任务书	
本科生毕业论文（设计）考核	

《浙江大学本科毕业生毕业论文（设计）匿名评阅意见书》

《浙江大学本科毕业生毕业论文（设计）现场答辩记录表》

第二部分 毕业论文开题报告

指导教师对文献综述和开题报告具体内容要求

一、 文献综述	1
二、 开题报告	19
三、 外文翻译	29
四、 外文原文	37

《浙江大学本科毕业生毕业论文（设计）开题答辩记录表》

毕业论文（设计）文献综述和开题报告考核

第一部分

毕业论文

1 绪论

1.1 研究背景

组织深穿透聚焦是光遗传学的核心步骤，在生物光子学、神经生物学上有广泛应用，因此一直是研究热点。穿过散射严重的厚组织并不容易，目前的共聚焦显微、多光子显微等结合自适应光学技术^[1]，利用弹道光并采取共焦、非线性强度阈值等方式抑制非弹道光的干扰，难以突破 1mm 的深度瓶颈。而光学相位共轭技术作为一种充分利用非弹道光的技术，已经实现了 4mm 鸡胸肉的穿透聚焦，焦点仅 25 μm ^[2]。然而，基于非线性效应/光折变效应的光学相位共轭技术，光源的波段和功率均受到严格限制，在光遗传学应用方面存在困难。为了解决这些困难，研究人员开发了数字光学相位共轭技术^[3-7]。该技术通过高速波面探测获取波面相位，然后用空间光调制器进行波面的相位共轭。这样的相位共轭方式可以采用脉冲光源和近红外波段，提高峰值功率和穿透深度。目前，Haowen Ruan 等人已经用数字光学相位共轭技术实现了 2mm 活体小鼠脑片的聚焦^[6]。

本课题的研究正是基于数字光学相位共轭的波面探测技术，该技术是外差全息技术和超声光子标记技术的结合，并应用在数字光学相位共轭技术的高速波面探测中。由于其中用到了超声标记，因此是基于超声编码的数字光学相位共轭技术的重要组成部分。

1.1.1 数字光学相位共轭技术

光学相位共轭技术 (Optical Phase Conjugation, OPC) 是 1970 年代开始研究的、利用相位共轭光克服散射介质的强散射的一种技术，主要基于非线性效应或光折变效应^[8]。相位共轭光是原入射光的时间反转，假设入射信号光的复振幅为

$$\mathbf{E}(z, x, y, t) = \mathbf{E}(z, x, y)e^{-i\omega t} = \mathbf{A}_0(z, x, y)e^{i[kz + \varphi(z, x, y)]}e^{-i\omega t}, \quad (1-1)$$

其中 ω 为频率， φ 为相位分布， k 为波数， A_0 为实振幅。则其相位共轭光为

$$\mathbf{E}'(z, x, y, t) = a \cdot \mathbf{E}^*(z, x, y)e^{-i\omega t} = a \cdot \mathbf{A}_0(z, x, y)e^{-i[kz + \varphi(z, x, y)]}e^{-i\omega t}. \quad (1-2)$$

利用非线性介质的非线性效应或者光折变晶体的静态全息均可以产生相位共轭光，这样的相位共轭光可以克服散射等造成的畸变，保持原样聚焦回入射点。因此，假设散射介

质内部有一个发光点，通过探测发光点经过散射介质后的散射波面，然后对其进行相位共轭，就可以克服散射，实现散射介质内部的聚焦。

数字光学相位共轭技术 (Digital Optical Phase Conjugation, DOPC) 是在 OPC 技术基础上发展起来的新兴技术，利用 CMOS 相机和干涉波面探测技术获得入射光的波面相位分布，再利用 SLM 产生相位共轭光。相比传统的 OPC 技术，由于将非线性晶体改为了 SLM，DOPC 的光源不再受限于特定波段，而且可以利用脉冲光在保证峰值功率的基础上有效降低平均功率，非常有利于应用在生物组织的光遗传学刺激中。

1.1.2 外差全息技术

光学外差探测是电信号外差探测在光频的推广，利用光学干涉实现差频，从而将高频的光波段搬移到较低的差频波段，并可以通过滤波消除其它频段的噪声。相比用光电倍增管等进行直接探测，光学外差探测有信噪比翻倍、可使用在红外波段量子效率高的低频探测器、角度分辨率高等优点^[9]。外差全息技术是光学外差探测技术与数字全息技术的结合，将外差探测的差频频段从 MHz 级改为 Hz 级，以使用 CCD、CMOS 相机进行探测。

外差全息技术在信号光和参考光之间制造一个差频 Δf ，得到的干涉波面具有随时间变化的相位分布：

$$\varphi(t) = 2\pi\Delta ft + \Delta\varphi. \quad (1-3)$$

通过控制相机帧率为 $4\Delta f$ ，使其在 $t = m/(4\Delta f), m = 0, 1, 2, 3$ 的时刻获取四张图像，所得结果就是进行了四步相移后的强度分布。利用在传统四步相移实验过程中发展的相位提取和解包裹算法，就可以恢复出波面分布。可见，外差全息在探测过程中就实现了相移，具有移频准确、探测快速、可探测选定频率等优点。此外，外差全息还具有选择频率的特点，可以应用在超声光子标记层析、振动物特定频率位置探测^[10]。

1.1.3 超声光子标记技术

超声光子标记技术利用了超声波对光波的移频效应，通常将一个超声波聚焦到散射介质内部，使其与进入散射介质的激光相互作用，以超声波的频率周期性地扰动散射颗粒和介质折射率，使得被相互作用的光子有一部分频率发生改变，从而实现对光子的频率标记。

由于超声波在散射介质内部的衰减和散射较小，可以利用超声焦点的位置对标记光子进行定位。

超声光子标记技术的关键器件是超声换能器，其产生超声的焦距、直径、频率都是影响标记效率的参数，连续超声、脉冲超声和扫频超声有着不同的标记效率和探测效率；而探测方案通常是超声标记技术的核心，影响着标记信号的探测信噪比。通常的探测方案有利用 PMT 进行探测，其高响应速度适合直接探测 MHz 级的超声调制信号；为了减小噪声，研究人员发展了利用 CCD 进行面阵探测的方案，其技术原理基于外差探测，即对激光光源进行频率调制，直接用外部的信号发生器调制或声光调制器 (Acoustic Optic Modulator, AOM) 进行移频，使得标记信号与参考信号的差频处在低频位置。

1.2 国内外研究现状

本课题研究的基于数字光学相位共轭的波面探测技术是两种超声探测技术的结合：(1) 利用声光调制器移频的外差全息技术 (2) 利用超声换能器对光子进行频率标记的超声标记层析成像技术。这种基于超声移频调制和标记的波面探测技术可以充分结合数字光学相位共轭技术，已发展成为利用超声调制的进行生物组织深层探测和聚焦的重要技术。

1.2.1 外差全息技术

光学外差探测技术是将外差探测技术推广到光学频段的一种高灵敏度探测技术^[9]。1991 年，Toida 等人^[11]展示了光学外差探测在克服散射介质成像中的应用，信号光用 AOM 调制 80MHz、参考光调制 81MHz，并用 PMT 探测 1MHz 的差频信号，在 XY 方向扫描成像。他们发现外差探测有门控阻挡散射光的作用，可以拍摄到散射介质内部；1998 年，Yoshino 等人^[12]提出了一个闭环外差探测系统，通过反馈调制激光器光源的频率，从而降低频率偏移造成的相移误差。

2000 年，Clerc, Collot 和 Gross 将光学外差的差频降至 6.25Hz，与同轴数字全息技术结合，提出利用光学外差差频进行四步相移的外差全息^[13]。2001 年，他们基于外差全息，通过合成孔径将同轴数字全息的分辨率进行了有效的提升^[14]。2003 年，M.Gross 等人^[15]将外差全息技术和超声标记技术结合，实现了高灵敏度的超声光子标记层析；2007 年，M. Gross 和 M.Atlan 发展了基于离轴全息和空间滤波的外差全息技术，提高了外差全息的探

测灵敏度，可以在平均每像素单个光子的信号光强度下进行全息探测。同年，他们分析信号光和参考光的差频大小对探测效率的影响^[16]。2008年，Atlan等人发展了外差全息显微技术，利用外差全息的高灵敏特性实现了对亚波长大小的金粒子的显微成像^[17]。2010年，Marim等人^[18]提出基于压缩感知技术的外差全息。该技术将计算成像领域中的优化算法引入离轴的外差全息探测，在稀疏采样后通过迭代优化进行重建。实验证明压缩感知外差全息和正常采样的外差全息在结果上几乎一致。2016年，M.Gross对前15年里发展的外差全息技术进行了综述^[10]，更加细致地推导了原理，并分析了相机曝光时间与外差全息的探测频率带宽的关系，最后在关键特性和应用方面总结了外差全息技术。

1.2.2 超声光子标记技术

1993年，Marks等人^[19]提出用脉冲超声波对光子移频来实现标记定位，打开UT时获得的信号减去不开UT的信号就可以得到对应位置介质吸收系数的估计。他们结合光纤系统将技术应用于胸部肿瘤的探测中，可以获取其光谱并定位肿瘤，对肿瘤进行了分类。然而，人们只是发现超声波的移频效应，对超声-光子相互作用的机理亟待解释。1995年，Leutz和Maret^[20]基于动态散射的理论提出了超声波与光相互作用的模型，将超声波引入成为自相关函数的一个相位调制项，其经过傅里叶变换在功率谱中的频率调制项。他们对超声-光子相互作用的解释主要基于超声对光的散射作用，这种散射会造成光子的位移并带来相位改变。他们在实验中测量了散斑的自相关函数，观察到了超声波引入的振幅，并用Fabry-Perot标准具观察了散斑功率谱的频率分布，实验结果与理论符合较好。2001年，Lihong Wang^[21]对1995年Maret两人提出的超声光子相互作用进行了拓展，在瑞利散射的基础上增加了超声波改变介质折射率分布带来的影响，将模型的适用范围推广到散射介质平均自由程小于及和声波波长相当的情况。2002年，Selb和Boas^[22]用自相关扩散方程对超声光子相互作用进行了建模，但是没有进行进一步的求解。

理论方面之外，研究人员进行了大量的实验验证和技术改进与创新。1995年，Lihong Wang等人^[23]展示了连续超声标记光子在肿瘤成像中的应用潜力；1997年，Kempe等人^[24]用外差探测验证了1995年Maret两人的理论，并对吸收物体进行了实验。同年，Lihong Wang等人^[25]将超声标记技术应用到了更深的散射介质（5cm），并说明了它毫米级的分辨率。1998年，Lihong Wang和Geng Ku^[26]提出了扫频超声光子标记层析探测的方法，在之前超

声标记光子的基础上对超声的频率进行扫描，提高了成像速度。这与扫频 OCT 技术有一定的相似之处：扫频超声标记中，利用时间的不同让一个频率对应到一个深度，最后通过傅里叶变换得到各深度处的强度信息。1999 年，Lévêque 等人^[27]提出并行散斑处理，首次实现了用 CCD 替代 PMT 去探测。在此之前的技术均使用 PMT 作为探测方案，以适应 MHz 级的超声调制信号。CCD 相比 PMT 有更大的散斑探测面积，将大量探测到的散斑信号进行平均，可以有效增强信噪比。受限于 CCD 的频率探测范围，作者提出通过同步调制激光器光源实现一种外差探测：把激光频率先搬到超声频率，这样超声调制信号会把频率搬回低频，CCD 就可以探测了。2000 年，Gong Yao 和 Lihong Wang^[28]在 Lévêque 等人提出的并行探测的基础上对超声聚焦点进行两个方向的扫描，获得了 2D 图像。同年，Gong Yao 等人^[29]结合了前面提出的扫频探测和并行散斑探测技术，实现了更快速的 2D 成像。其技术核心是把并行散斑探测中的光源同步频率调制换成光源同步扫频调制，并用调制信号移相的方法实现了四步相移（在并行散斑探测中，为获取调制信号，需要利用相移法获得 AC 信号）。也是在这一年，Lev 等人实现了反射式的超声光子标记探测。2001 年，Lévêque-Fort^[30]通过在 XYZ 三个方向扫描超声聚焦点实现三维探测。针对并行散斑探测需要移相获取信号的问题，Jun Li 和 Lihong Wang 在 2002 年^[31]探讨了不同移相方案（二步、三步、四步）的理论调制深度，并进行了实验比较。同年，他们将超声标记和散斑成像技术（speckle contrast imaging）结合，提出通过测量散斑对比度来进行物体吸收系数分布的探测。他们从理论和实验上论证了技术可行性，即超声的调制会使散斑对比度下降，而吸收物体的存在会使下降的量减小，从而可以从超声调制的信号中得到吸收系数信息。也是在 2002 年，Selb 等人^[22]提出利用超声标记中的非线性项（二次谐波信号）提高探测分辨率。2003 年，M Gross 等人^[15]将超声标记技术结合 AOM 外差全息技术结合，用外差探测的方法进行相移，提高了结果的信噪比。他们在第二年进一步完善了该技术，将其应用在厚散射组织的层析中^[32]。2008 年，Rousseau 等人^[33]对脉冲超声标记层析成像进行了一系列实验探索，对影响超声标记效率的因素进行了分析，包括超声波产生的压强（即超声波强度）、超声脉冲的数量、物体的吸收系数和弹道光散射情况等。2020 年，Bocoum 等人^[34]用超声换能器阵列产生的平面超声波进行二维移频，并通过分析二维傅里叶分量进行了截面重建。2021 年，Nowak 等人^[35]用反射式的超声标记成像探索了平面波超声脉冲阵列相比聚焦超声脉冲的优势。

1.2.3 数字光学相位共轭技术

数字光学相位共轭 (DOPC) 技术建立在基于非线性效应的光学相位共轭技术^[8]之上, 利用 SLM 进行相位共轭。2010 年, Meng Cui 和 Changhui Yang 首次提出 DOPC 技术, 展示了 DOPC 的基本系统、克服散射的聚焦效果和其相对于 OPC 的灵活性等优点。2012 年, Papadopoulos 等人^[36]将 DOPC 应用到多模光纤末端的光聚焦上。同年, Ke Si 等人对 2011 年 Xiao Xu 等人提出的结合超声标记、外差全息和 OPC 的超声编码时间反演技术 (TRUE^[37]) 进行改进, 提出了基于超声编码的 DOPC 技术^[4], 并通过脉冲激光和脉冲超声分辨率的提高。

速度提升也是 DOPC 技术发展中的重要主题。2015 年, Daifa Wang 等人首次用数字阵列微镜 (Digital Micromirror Device, DMD) 替代 SLM 进行高速波面相位共轭^[5], 并将二元相位共轭算法部署到 FPGA 上以及利用多线程信号传输进行提速, 实现了 5.3ms 的相位共轭时间。2016 年, Yan Liu^[38]等人利用锁相探测相机和 FPGA 在线运算, 消除了背景强度信号在传输中浪费的时间, 将相位共轭前的波面探测时间减小到 0.3ms 以内。2017 年, Yan Liu 等人^[7]利用相位调制不敏感性, 提出基于铁电 SLM (FLC-SLM) 的二元相位调制算法, 实现了 6ms 的系统相位共轭聚焦时间。2020 年, Zhongtao Cheng 等人^[39]提出了一种单次成像后直接进行超声编码相位共轭的方法, 极大提高了波面探测的速度。

应用方面, 由于 DOPC 技术充分和 OPC 一样充分利用了散射光, 有着相比共聚焦、多光子更大的聚焦深度, 这可以从 OPC 技术的实验中看出: 在 2011 年的 TRUE 技术中, OPC 结合超声编码实现了在 5mm 散射板中间的聚焦, 分辨率微 630um; 2019 年 Zhongtao Cheng 等人通过有效利用不同偏振的散射光, 将聚焦点提升了 4 倍, 实现了穿过 4mm 鸡胸肉约 25um 焦点大小的聚焦。然而, 由于相位共轭速度等技术瓶颈, DOPC 技术的活体应用实验在 2017 年才得到实现。Haowen Ruan 等人^[6]将基于超声编码的 DOPC 技术应用到小鼠的光遗传学刺激上, 实现了活体脑片内部 2mm 处的聚焦, 分辨率仅为 27.4um (作为对比, 2021 年自适应光学多光子技术^[1]在小鼠海马体的聚焦深度为 0.952mm, 焦点大小 15um)。

1.3 研究目的及意义

本课题关注 DOPC 技术中的高速波面探测技术，旨在通过对波面探测技术的学习、实现和改进，进一步推动 DOPC 技术的发展。

本课题通过外差波面探测技术获取波面，相比传统的双声光调制器移频，将一路声光调制器改为了超声换能器，在移频的同时可以作为基于超声编码的光学相位共轭技术 (Time Reversed Ultrasonic Encoding, TRUE^[37]) 的超声编码器件，提高系统分辨能力。本课题还比较了波面重建算法，并将最具鲁棒性的算法应用在了波面重建工作中，有效提高了系统的相位共轭准确度。最后，本课题还对超声—光子标记的理论机制进行了研究和仿真，有助于进一步理解超声光子标记的原理，提高超声光子标记效率，使波面探测的信噪比得到提升。

本课题涉及众多硬件：铷钟、信号发生器、功率放大器、频率计、超声换能器 (UT)、空间光调制器 (SLM)、声光调制器 (AOM)，涉及许多波面重建算法，也需要完成复杂的超声编码外差干涉光路和超声—光子相互作用公式推导、软件仿真，在硬件、软件、光路搭建和理论研究方面均是对研究者有难度的考验，有助于研究者综合能力的提升。

1.4 本课题的主要工作

本课题的总体研究目标是实现基于声光调制的高速差频波面探测，基于此目标，本课题的主要工作分为以下几个部分：

- (1) 利用 SLM 实现基本的四步相移波面探测技术，以找到具有鲁棒性的波面重建算法并作为技术基准；
- (2) 搭建利用 AOM 和 UT 进行移频的外差波面探测系统，采用连续波的简易控制方案；
- (3) 完成复杂的控制方案，实现基于脉冲控制信号和脉冲光源的高速、高峰值功率的外差探测系统；
- (4) 对超声光子相互作用进行理论分析，得到超声标记光子效率的影响因素，并基于此进行相应仿真，优化实验参数。

2 四步相移波面探测

本章介绍基于空间光调制器 (SLM) 的四步相移法波面探测, 并在此过程中校准激光器等硬件, 根据所得结果选择具有鲁棒性的相位解包裹算法, 为后续的超声标记外差全息波面探测做好准备。

2.1 激光器和空间光调制器校准

在进行四步相移波面探测之前, 需要进行器材校准等准备工作。由于是干涉实验, 需要获取激光器干涉长度, 以便后续控制光程差; 此外, 在利用 SLM 进行相位移动时, 也需要对其进行校准, 以得到灰度值与相位的对应关系。

2.1.1 激光器干涉长度校准

实验使用 532nm 的纳秒激光器 (Explorer One 532-2), 为了确定其干涉长度, 本实验搭建了一个迈克尔逊干涉仪, 通过移动干涉臂并观察干涉条纹的对比度得到较为准确干涉长度。实验光路图同图 2.2, 只是将 SLM 为一个反射镜。实验的实际光路见附录图 A.1), 通过一个位移台移动干涉臂, 位移台精度为 0.01mm, 并向后估读一位。

光路调节 在测量激光器干涉长度时, 首先需要调整出对比度最佳的干涉条纹。因此在搭建光路的过程中, 首先需用钢尺测量, 确保图 2.3 中 SLM 处的反射镜、位移台处的反射镜 M4 与分束镜中心的距离基本一致。然后调节两个干涉臂的光在相机处重合并产生干涉条纹, 调节分为两步:

1. 反射臂粗调: 调整下方反射镜, 使得准直的反射光束入射分束器; 在调节竖直方向参考臂的反射镜时, 可以利用自准直法, 调整该反射镜使得其反射光斑在下方反射镜 M3 位置与入射时重合。在调节位移台处的水平参考臂反射镜 M4 时, 可以在分束器和反射镜之间增加一个孔径光阑, 利用自准直法调整其平行度, 也可以在保证分束器垂直反射的情况下, 同样利用反射回 M3 的光斑自准直调整调节。
2. 反射臂细调: 粗调完毕后, 可先不放置相机, 观察在长焦透镜 L3 焦点处的光斑重合情况。若不完全重合, 则调节 M2 或 M3 使得光斑重合, 并检查焦点前后的重合情况;

若焦点前后难以重合，则说明是两束有一定间距的平行光，需要前后调整分束器的竖直方向位置使两平行光重合。

校准结果 当调节好光路后，适当调整位移台距离，在两干涉臂长度相当、光斑准直且重合的情况下，不难调出干涉条纹。出现干涉条纹后，调节位移台使条纹由对比度很低到对比度最大，再到对比度最低，记录相应的位移台读数。可以认为，两次对比度最低时的读数差为激光器干涉长度。如图 2.1 所示，实验测得对比度最强时位移台读数约为 18.140mm，最差时前后两端分别为 14.910mm 和 22.790mm，激光器干涉长度 $l \approx 2 \times (22.790 - 14.910) = 15.760$ mm。

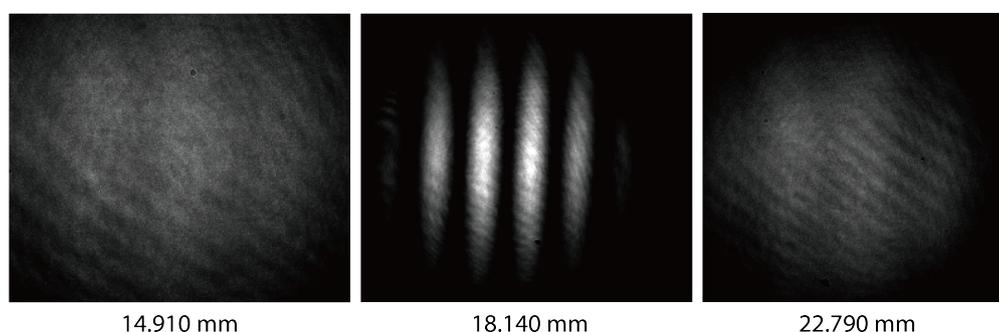


图 2.1: 激光器干涉长度校准结果

2.1.2 空间光调制器校准

在该本四步相移波面探测实验和后续的相位共轭技术中，都需要利用 SLM 进行相位调制。实验采用 PLUTO-NIR-011 型号的相位型空间光调制器，利用和激光器校准类似的迈克尔逊干涉光路进行校准，光路如图 2.2 所示。SLM 的校准比较复杂，实验中具体操作步骤为：

- (1) **Gamma 曲线设置。**SLM 的 gamma 曲线控制灰度值和电压之间的关系，改变 gamma 曲线可以改变电压动态范围，进而改变 SLM 相位调节的动态范围。通过 SLM 的 RS232 接口设置合适的 gamma 曲线，可以提高相位调节的精度。保证 SLM 的电压与相位调制关系在激光器 532nm 的波长下有足够的动态范围。
- (2) **偏振调节。**当入射光的偏振态调到和 SLM 液晶分子方向最匹配时（与慢轴方向一致），SLM 对入射光的调制效率最高。说明书表明实验用的 SLM 的慢轴方向为宽

的方向，但可能有一定误差。可以在 SLM 上加载一个涡旋光相位，旋转其前的偏振片/半波片使得产生的涡旋光对比度最高，此时可以认为光束已经达到与 SLM 液晶较匹配的偏振态。

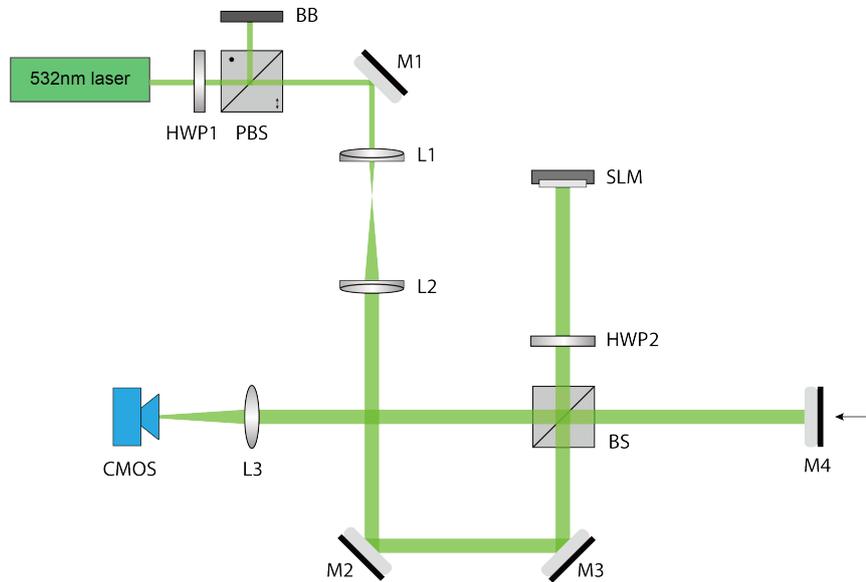


图 2.2: SLM 校准光路

- (3) 产生并调整干涉条纹。搭建图 2.2 所示的迈克尔逊干涉光路，得到对比度最好的干涉条纹，并调节 SLM 或反射镜倾角，使条纹数量适中且竖直。在实际实验图中，激光经过半波片和偏振分束器后以水平偏振态出射，以调节激光光强，该部分未在图 2.2 中画出。
- (4) 获得灰度值和相位调节量的对应关系曲线。编写 MATLAB 程序，在 SLM 上显示灰度值从 0 到 255 的图像，产生相移，同时控制 CMOS 相机记录每个灰度值对应的干涉条纹。如图 2.3，拟合干涉条纹强度曲线，得到每个灰度值对应的相位。然后对相位进行解包裹，得到灰度值-相位曲线（图 2.4 中的 1 和 2）。
- (5) 获得给定相位调节量和对应的灰度的关系曲线。取灰度值-相位曲线中 $0 \sim 2\pi$ 部分的数据，用多项式拟合得到相位-灰度值曲线，即查找表 LUT（“Look-Up Table”，图 2.4 的子图 3）。
- (6) 评估校准效果。在 SLM 上显示用得到的查找表映射相位 $0 \sim 2\pi$ 后的灰度值 $LUT(\phi)$ ，重复步骤 (3) - (5)，画出相位与实际相位的曲线，检验曲线的斜率和线性度，斜率

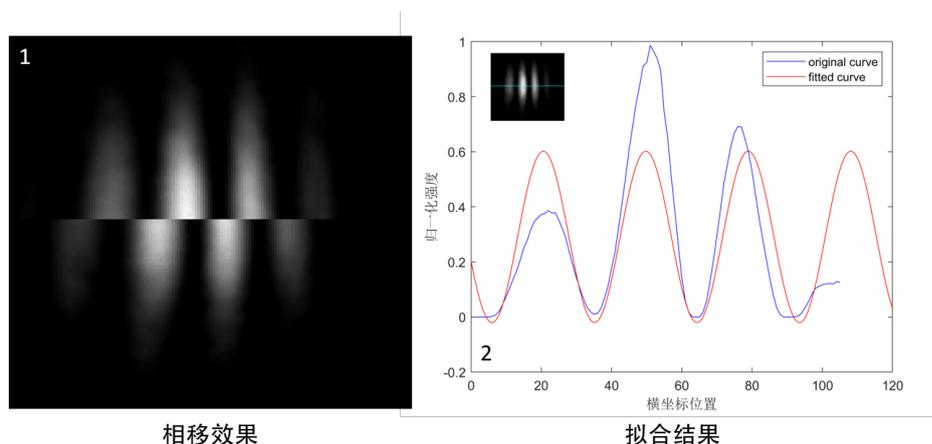


图 2.3: SLM 校准中的条纹强度分布与相位提取

越接近 1、线性度 R^2 越接近 1，则 SLM 校准效果越好；否则需要检查误差因素，重新校准。

校准结果 SLM 的校准结果如图 2.4 所示。其中子图 1 是校准前的灰度值-相位关系曲线，子图 2 是校准后的灰度值-相位关系曲线，可以看到校准后已经将相位从负斜率拉改为了正斜率。子图 3 是校准中得到的灰度-相位曲线和求逆并进行多项式拟合、截取 $0 \sim 2\pi$ 后的相位-灰度值曲线（即 LUT）。子图 4 是最终的校准结果，可见斜率非常接近 1，但是由于各种误差因素，导致中部有许多点偏离理想值（设置值）， R^2 并不高。后续四步相移实验将使用本次校准得到的 LUT。

噪声分析与改进 SLM 校准过程中有许多噪声，其中比较重要的是来自空气抖动和光学仪器的振动，影响了精密的迈克尔逊干涉仪的干涉光程，进而使得相位恢复出现偏差。具体而言，SLM、反射镜等器件的内应力造成微小振动，影响了两个干涉臂的光程；实验平台上方的仪器等也会造成空气的抖动；此外相机的过度离焦也会使得干涉条纹的恢复出现拟合误差。

为减少噪声，可以换用锌粉合成的稳定型反射镜，并在 SLM 底部和传输线处包裹海绵以缓冲振动；为减小空气抖动，可以等待一段时间使光学平台稳定、选择人少的时间段进行实验；对于相机的位置问题，在焦点时光斑太小，分辨率低难以拟合干涉条纹，而相机离焦严重则会放大抖动噪声，因此应选择稍离焦的一个位置放置相机。

在本校准光路中，两条干涉臂的误差会造成累加，使得误差进一步加大。为减少误差，

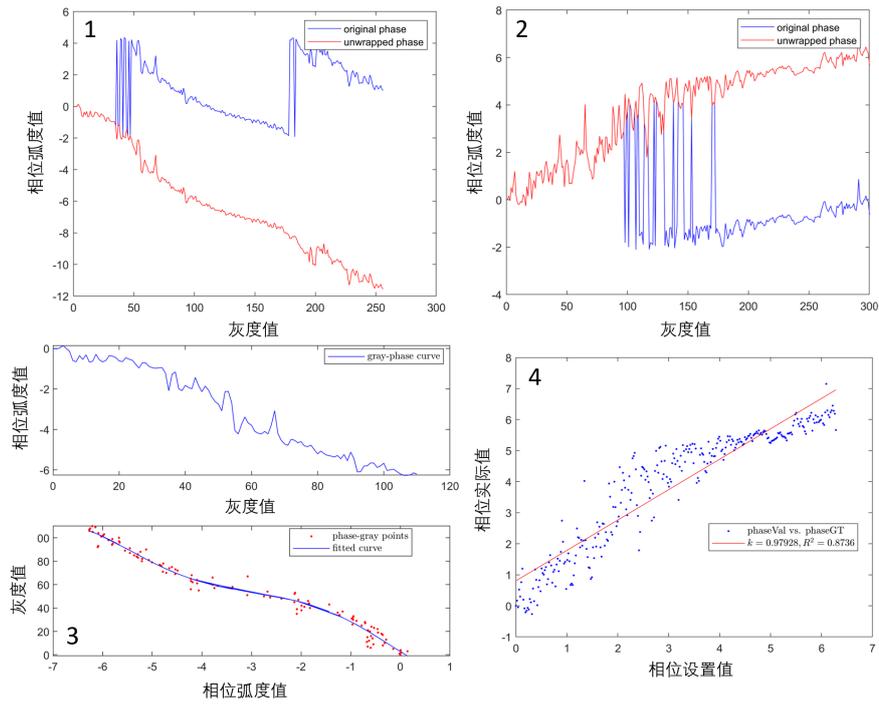


图 2.4: SLM 校准结果

可以采用双孔干涉的方法，这样当双孔振动时，两干涉臂的振动可以相抵消。参考 Bergeron 等人的论文^[40]，本课题进行了类似的实验，并得到了较为理想的校准结果。和迈克尔逊干涉仪的校准不一样的，该校准方式利用双孔干涉产生的条纹进行，需要仔细调整小孔间距和大小以产生合适的条纹，并在移动条纹时在 SLM 上加载一半的灰度相位。

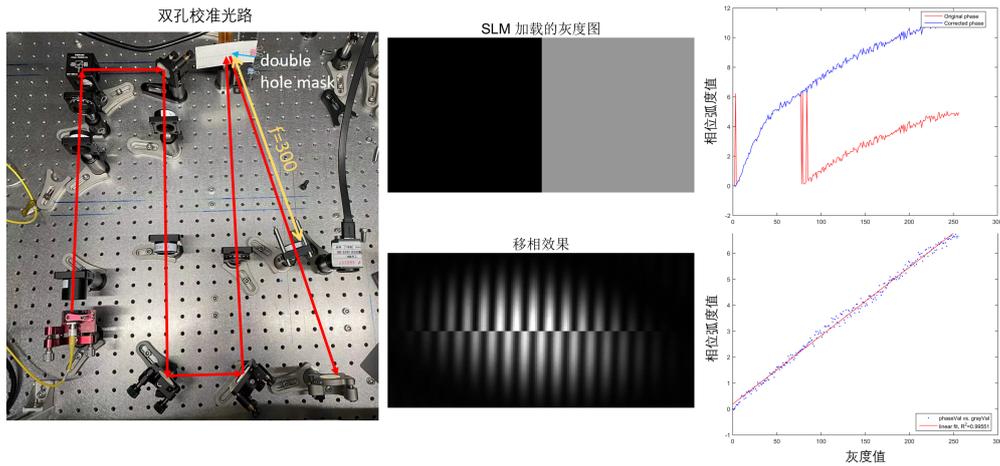


图 2.5: SLM 双孔校准

相关实验及结果如图 2.5 所示，可见该校准方法得到的条纹对比度高、噪声小，校准后灰度值与相位值的线性度非常高 ($R^2 > 0.99$)，适合高精度校准。

2.2 四步相移实验

在完成激光器和 SLM 的校准后，可以利用 SLM 实现快速相移，进行传统的四步相移实验。实验主要包括两部分：（1）获取相移图像；（2）从相移图像中提取并重建波面。

2.2.1 实验系统与方法

实验光路如图 2.2 所示，在校准完 SLM 后，无需改动即可进行相移实验。利用校准后的相位-灰度查找表，编写 MATLAB 代码进行四次移相，分别移动 $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ ，获取四张图片（记为 I_0, I_1, I_2, I_3 ）。由于干涉光强分布 $I \sim I_r + I_s + 2\sqrt{I_r I_s} \cos(m\pi/2 + \Delta\varphi)$ （其中 I_r, I_s 分别为参考光和信号光强度分布， $\Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_r$ 为信号光与参考光的相位分布差， $m = 0, 1, 2, 3$ ），利用公式

$$\Delta\varphi(x, y) \sim \tan^{-1} \left(\frac{I_0 - I_1}{I_2 - I_3} \right), \quad (2-1)$$

即可提取相位差，而参考光为平面波，可以假设为常数， $\Delta\varphi$ 即可认为是信号光的相位分布。

2.2.2 波面重建结果

实验获得的相位图如图 2.6 所示，其中序号代表移动的先后顺序。可见，经过四步相移法和有效的相位解包裹算法，成功地恢复出了信号光波面的相位分布。根据等厚干涉的理论，信号光的波面应为斜面，实验结果与理论一致。

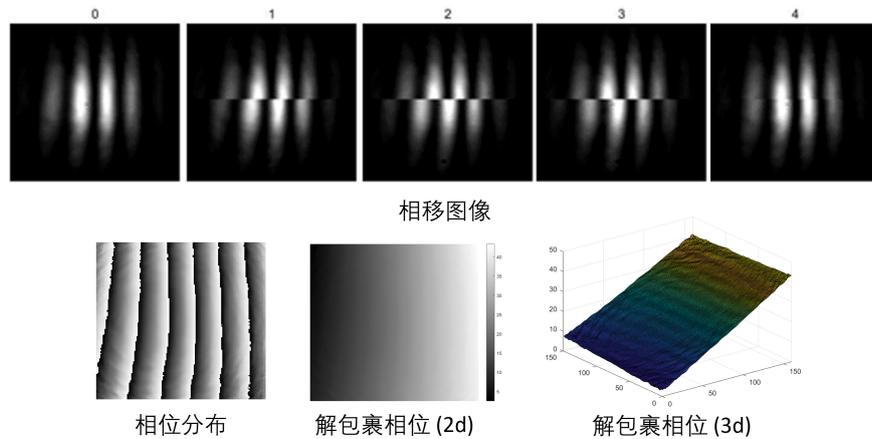


图 2.6: 四步相移获取的图像、相位提取和解包裹结果

相位解包裹算法比较 目前有许多相位解包裹算法，为了准备后续的外差全息波面探测，应对相位解包裹算法进行评估，以便进行鲁棒性强、速度快的解包裹。根据文献调研，目前的相位解包裹算法有 Itoh 直线积分法^[41]、相位质量图法^[42-43]、快速傅里叶变换法^[44-46]、滤波算法^[47-48]、深度学习算法^[49-51]等。实验对 Itoh 算法、相位质量图法、滤波算法和快速傅里叶变换法的解包裹质量和速度进行了对比，由于短时间内难以获取大量的实验数据进行神经网络训练，本课题暂未进行深度学习解包裹算法的相关实验。

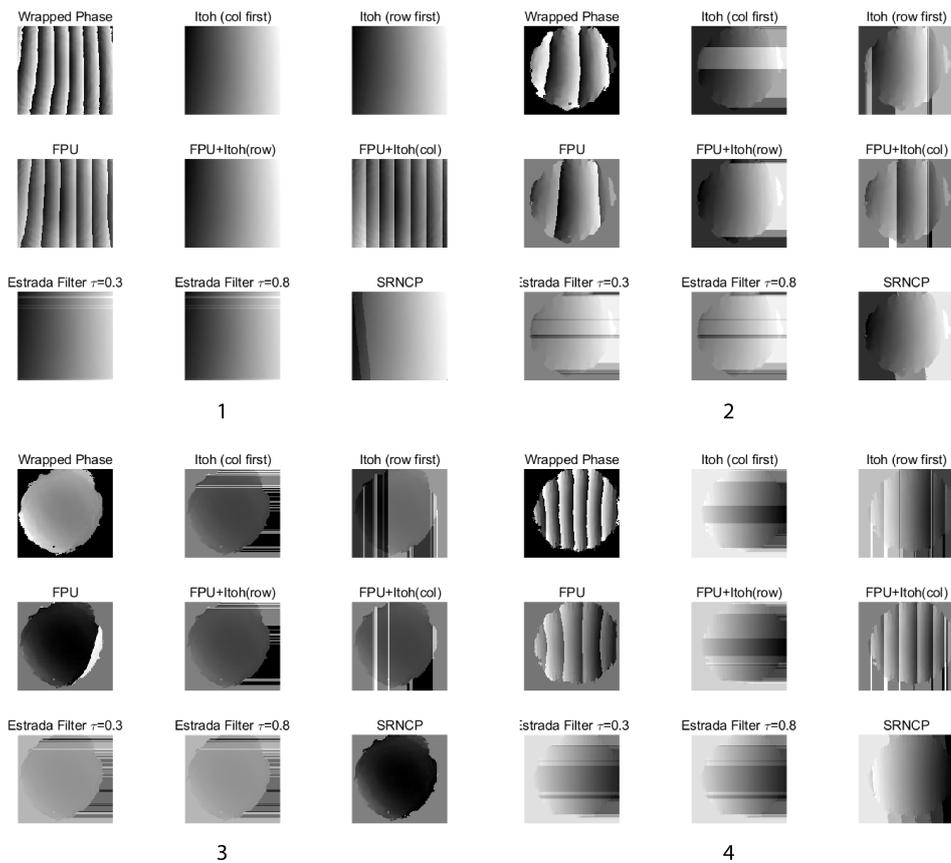


图 2.7: 相位解包裹的算法重建质量对比

图 2.7中展示了不同算法对四步相移实验获得的四个不同斜率的波面进行解包裹的结果，序号从 1 到 4 过程中，通过微调反射镜倾角使斜面的斜率依次从大变小。可以看到，重建结果基本与理论一致，而不同方法的重建质量和鲁棒性各不相同。

Itoh 算法是一维相位解包裹算法，对于二维数据需要使用两次，其作用于行和列的顺序会导致解包裹结果的不同。在每个序号的九个子图中，第一排第 2、3 个子图是只是用 Itoh 算法的解包裹结果，col first 代表先进行图像列的解包裹，再进行行解包裹，row first

则反之。第二排第 1 个子图是利用快速傅里叶变换方法 (FPU) 的解包裹效果, 可以看到其对于实际数据的解包裹效果并不理想, 仅起到滤波作用。通过结合 FPU 算法和一次 Itoh 算法, 可以实现相比二次 Itoh 算法更好的解包裹效果 (如 2 图, FPU+Itoh(row) 可以成功解包裹, 而 Itoh 的两种方式均存在误差)。第三行 1、2 子图是复现一维情况下 Estrada 等人提出的滤波算法^[47]的结果, 但实验结果表明其解包裹质量不是很理想。最后, 基于质量相位图方法的 SRNCP 算法^[43]在实验测试中的鲁棒性最强, 对于各种斜率的二维相位分布均能取得较好的解包裹效果。

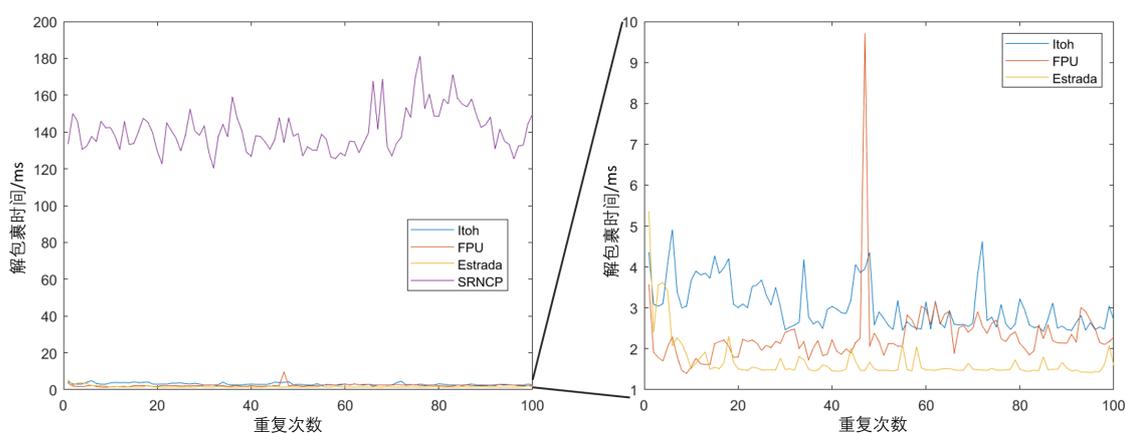


图 2.8: 相位解包裹的算法重建时间对比

另一方面, 几种算法在解包裹时间上的对比如图 2.8 所示。在重建时间上鲁棒性最好的 SRNCP 算法耗时最长 (约 0.14s), FPU 算法耗时最短, 因此在使用上需要在重建质量和时间之间进行权衡, 寻找具有一定鲁棒性、重建时间较短的解包裹算法。

3 超声标记外差波面探测

3.1 外差全息波面采样原理

设参考光和信号光的频率分别为 f_r, f_s , 相位分别为 φ_r, φ_s , 复振幅分别为 $E_r(\mathbf{r}, t) = E_r(\mathbf{r})e^{i[2\pi f_r t + \varphi_r(\mathbf{r})]} = \tilde{E}_r(\mathbf{r})e^{i2\pi f_r t}$ 和 $E_s(\mathbf{r}, t) = E_s(\mathbf{r})e^{i[2\pi f_s t + \varphi_s(\mathbf{r})]} = \tilde{E}_s(\mathbf{r})e^{i2\pi f_s t}$, 记 $\Delta f = f_s - f_r, \Delta\varphi = \varphi_s - \varphi_r$, 则两束光干涉得到的强度分布为^[10]:

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}, t) &= |E_r(\mathbf{r}, t) + E_s(\mathbf{r}, t)|^2 \\ &= E_s(\mathbf{r})^2 + E_r(\mathbf{r})^2 + E_r(\mathbf{r})E_s(\mathbf{r}) \left[e^{i(2\pi\Delta f t + \Delta\varphi(\mathbf{r}))} + e^{-i(2\pi\Delta f t + \Delta\varphi(\mathbf{r}))} \right] \\ &= E_s(\mathbf{r})^2 + E_r(\mathbf{r})^2 + \tilde{E}_s(\mathbf{r})\tilde{E}_r^*(\mathbf{r})e^{i2\pi\Delta f t} + \tilde{E}_s^*(\mathbf{r})\tilde{E}_r(\mathbf{r})e^{-i2\pi\Delta f t}, \end{aligned} \quad (3-1)$$

最终结果取 I 的实部。在数字全息中, 式 3-1 里 $+\Delta f$ 对应的项是信号光的原像, $-\Delta f$ 对应的像是信号光的相位共轭像。

在外差全息中, 为实现相位分布的提取, 通常设置 CCD/CMOS 相机的帧率为 $f_c = 4\Delta f$, 连续拍摄 $4N$ 张图像, $N \in \mathbb{N}^+$ 。设相机的曝光时间为 T , 记 $T_C = 1/f_c$, 则其记录的一系列图像 I_n 为:

$$\begin{aligned} I_n(\mathbf{r}) &= \frac{1}{T} \int_{t=nT_C}^{t=nT_C+T} I(\mathbf{r}, t) dt \\ &= E_s(\mathbf{r})^2 + E_r(\mathbf{r})^2 + E_s(\mathbf{r})E_r(\mathbf{r}) \\ &\quad \times \text{sinc}(\Delta f T) \left[e^{i(\Delta\varphi + n\pi/2 + \pi\Delta f T)} + e^{-i(\Delta\varphi + n\pi/2 + \pi\Delta f T)} \right], \end{aligned} \quad (3-2)$$

其中 $\text{sinc}(x) := \sin(\pi x)/(\pi x)$, 获得的图像取结果实部。可以看到信号光项的强度受到曝光时间和差频的调制, 且相位增加一个直流项 $\pi\Delta f T$ 。获得的全息图 H 为

$$\begin{aligned} H(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4N} \sum_{n=0}^{4N-1} i^n I_n \\ &= \text{sinc}(\Delta f T) E_s(\mathbf{r})E_r(\mathbf{r})e^{i[\Delta\varphi(\mathbf{r}) + \pi\Delta f T]}. \end{aligned} \quad (3-3)$$

取数字全息图的虚部即可得到相位差分布: $\Delta\varphi(\mathbf{r}) = \text{Im}(H) - \pi\Delta f T$ 。可以得到信号光相位分布为 $\varphi_s(\mathbf{r}) = \Delta\varphi(\mathbf{r}) + \varphi_r(\mathbf{r})$ 。

外差全息的探测具有可以选择频率的优点, 可以应用在超声光子标记层析、振动物特定频率位置探测等处, 从式 3-2 中的 sinc 项中可以看出, 其探测的频率带宽受到相机曝光时间的影响, 并随着曝光时间的增加而减小。

3.2 功率放大器和声光调制器校准

在外差波面探测系统中，有复杂的硬件系统，除了前文已校准的激光器外，还有铷钟、信号发生器、功率放大器、声光调制器、超声换能器等，需要对它们一一校准，下文对较为重要的系统器件校准进行简述。

3.2.1 功率放大器校准

实验用到的声光调制器和超声换能器均需要百伏左右的电压，而信号发生器仅能产生最高 5V 的电压，因此需要连接功率放大器进行放大。为了找到合适的放大倍数，需要对功率放大器的挡位进行校准。

校准过程中，将信号发生器输出的小电压送入功率放大器，然后用频率计测量功率放大器不同挡位的输出信号（频率和输出电压），确定在频率不改变情况下功率放大器的电压放大倍数。由于功率放大器存在一定带宽，其不同频率电压下的电压放大倍数曲线不同，实验中仅确定功率放大器在 50MHz 实验频率下的放大倍数。

图 3.1 展示了校准结果。实验中使用了两台功率放大器（Amplifier Research Model 75A250A 和 Model 50U1000U），分别控制声光调制器和超声换能器。可以看到，功率放大器的电压放大倍数在 8 档/80% 档时可以达到 800 倍左右，因此输入 100mV 至 130mV 左右的功率放大器安全电压，就可以得到足够驱动声光器件的近百伏电压。经标准频率计的测试，在共同的铷钟时钟基准下，经过功率放大器的频率误差不超过 0.1Hz。

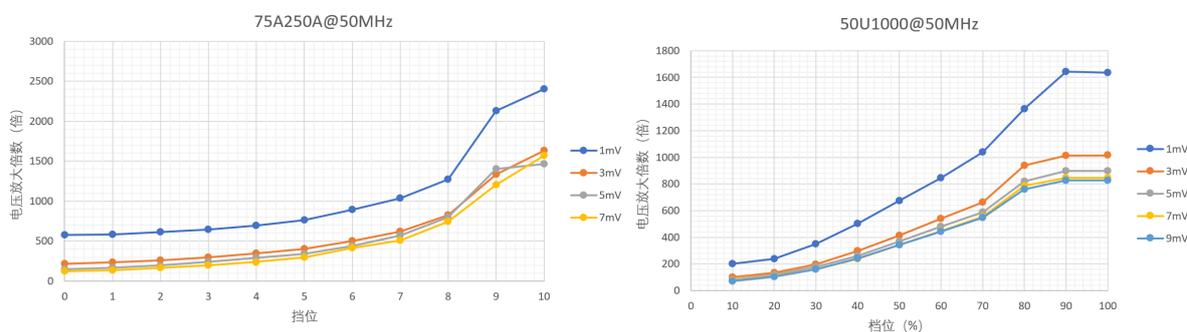


图 3.1: 功率放大器档位-电压曲线

3.2.2 声光调制器校准

声光调制器 (AOM) 在外差探测实验中起到移频的作用。在 AOM 内部, 超声波引起的介质振动可以等效为一个超声光栅, 入射光进入时会发生衍射 (布拉格声光衍射), 光强、频率、传播方向均发生改变。通过改变 AOM 的驱动电压和信号频率, 可以控制超声波的功率和频率, 进而实现激光束的传播方向、强度和频率的调制。

AOM 校准是通过调节驱动电压, 改变 AOM 的衍射效率, 以找到最佳的驱动电压, 使 1 级衍射光的强度最大。校准过程通过改变信号发生器输出电压进行, 信号发生器的输出电压, 乘校准后功率放大器档位的放大倍数, 作为 AOM 的输入电压估计。通过测量 AOM 开启前的总功率和开启后 +1 级衍射光的功率, 确定衍射效率 (+1 级衍射光功率/总功率)。每次测量前调整 AOM 倾角使在该电压下的 +1 级衍射光最亮。校准结果如图 3.2 所示, 可见在接近 100V 电压时, AOM 的 +1 级衍射效率最高, 该组参数作为后续实验的固定参数。

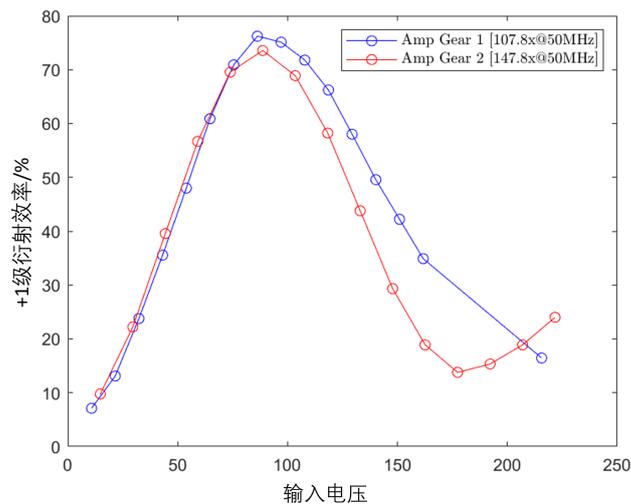


图 3.2: AOM 电压-衍射效率曲线

3.3 基于连续波的超声标记外差波面探测

经过实验器材校准后, 可以开始外差波面探测实验。具体实验分为以下几个步骤:

- (1) 搭建未移频外差探测光路。光路图如图 3.3 所示, 暂不打开 AOM 和 UT, 以方便调节光路延迟线, 使两条光路光程差匹配。此时可以得到清晰的倾斜干涉条纹, 对应于准直后的平面波。

- (2) 搭建移频外差探测光路。此时打开 AOM 和 UT，其中 AOM 的频率设置为 50MHz-10Hz，超声换能器为 50MHz。由于 AOM 的衍射，+1 级衍射光产生倾角，此时需重新准直下方干涉臂，在 (1) 的基础上调节光路延迟线，找到干涉条纹（背景较强，条纹不清晰）。
- (3) 调整 CMOS 相机外部触发，触发频率为 40Hz，连续拍摄四幅差频干涉图像。
- (4) 相位提取和解包裹。最终可以得到一个球面波，对应平面波中被超声标记的球面波成分。

3.3.1 光学系统

外差探测的光路图如图 3.3 所示，相对应的实际光学系统见附录图 A.3。入射光首先经过半波片和偏振分束器降低光功率，然后经过一个分束器分为两路。水平方向一路光为参考光，在进入声光调制器之前利用一个焦距 300mm 的透镜 L1 进行缩束，以保证高衍射效率。声光调制器使参考光移频 50MHz-10Hz（蓝绿色为移频光），然后利用可变光阑将不需要的衍射级次档掉，利用 f30mm-f150mm 的透镜组放大 5 倍，再经过光路延迟线补偿光程，最后经过一个分束器与信号光干涉。竖直一路为信号路，先经过 f30mm-f80mm 的透镜进行放大，由于位移台和 UT 的组合体积较大，被放大的信号光被两个反射镜 M1、M2 抬高。样品放置在 50mm 透镜焦点位置，以提高超声换能器的调制效率，最后经过一组反射镜 M3、M4 压到初始高度。

为了产生干涉条纹，则需要物光与参考光的光程差小于相干长度，这通过调节光路补偿的延迟长度实现，要注意声光调制器的晶体为重火石玻璃，其折射率在 1.6 到 1.7 之间，会额外增加约 40mm 的光程；此外，还需要信号光中透镜 L3 的焦点与 UT 的焦点重合，以保证最大的声光调制效率，这可以通过调节安装 UT 的位移台实现。由于超声波在空气中的衰减严重，需要在样品台上加入超声耦合剂。

由于 AOM 的衍射效率有限，参考光的光强会降低。为了提高干涉条纹的对比度，在信号光进入分束器合束之前增加一个偏振片，以调节两路光的光强相当，同时利用半波片 HWP2 保证两路光偏振态一致。

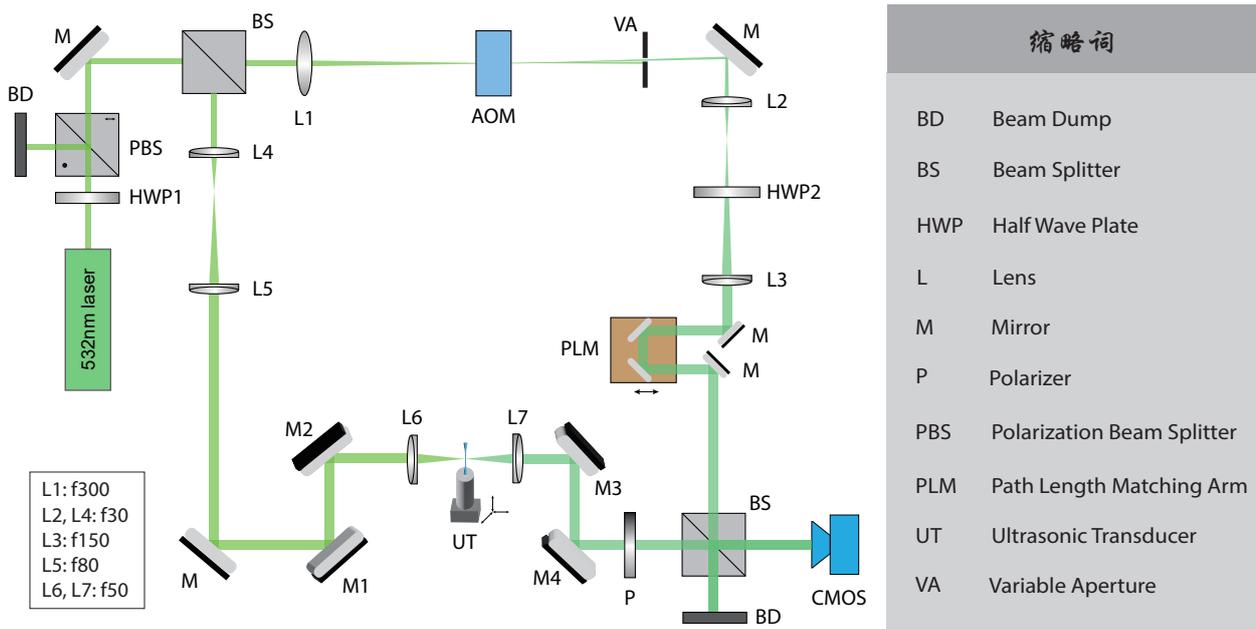


图 3.3: 外差探测系统光路

3.3.2 波面探测结果

基于连续波的外差波面探测结果如图 3.4 所示，其中第一排为移相效果，第二排为相位提取和解包裹结果。在拍摄的视频中可以看到条纹的移动，但是在图片中却发现条纹淹没在了背景里，对比度极低。通过四步相移的公式（式 2-1）可以消除背景，得到对比度较高的条纹相位分布，但是这样的对比度也难以进行良好的解包裹。可以看到，由于相位分布均处在 $2.335 \sim 2.275 \text{ rad}$ 之间，解包裹算法无法使用。

为提高对比度并成功进行相位解包裹，需要提高超声标记光子的效率。经过文献研究，发现提升超声波的强度可以有效提高标记效率，这需要提高其驱动电压。而在连续超声波情况下，驱动电压过大容易导致超声波过热损坏，因此本课题继续探索基于脉冲超声波的外差波面探测。

3.4 基于脉冲波的超声标记外差波面探测

在基于脉冲波的外差波面探测中，光源使用外部触发的脉冲光（重复频率可以达到 200KHz，脉冲宽度在 20ns 左右），采用脉冲激光器相比连续光有降低光漂白和光毒性的优点。此外，超声波也采用配合脉冲光重复频率的脉冲信号触发，相比连续光可以增加驱

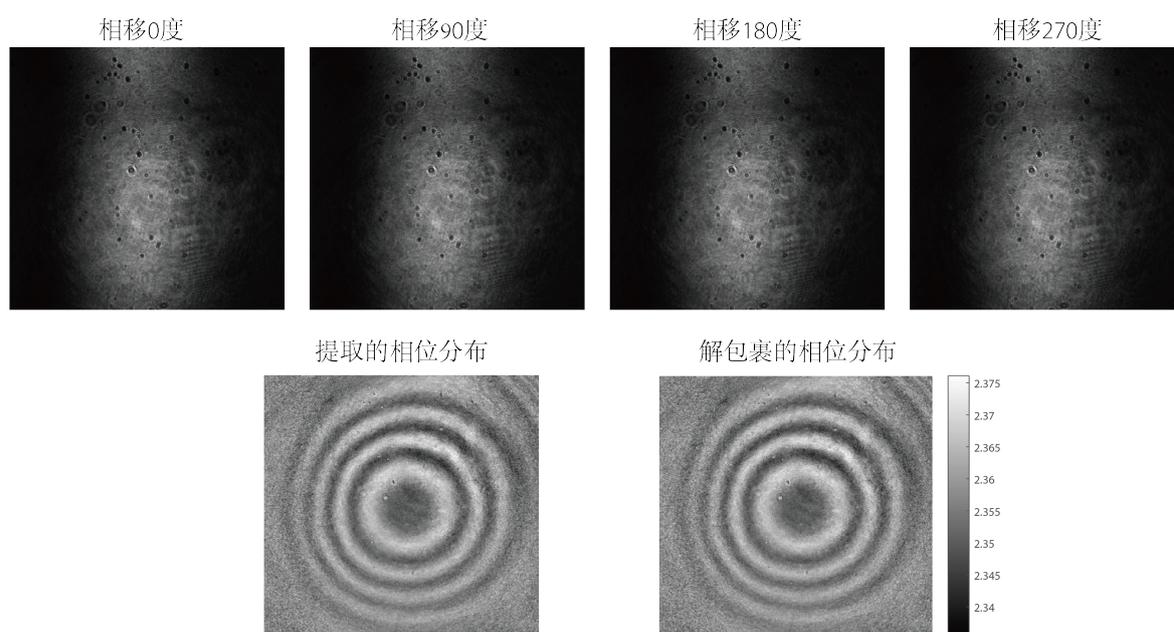


图 3.4: 基于连续波的外差波面探测结果

动电压峰峰值，从而增大超声波强度、提高光子的超声标记效率。本课题还探索了正常脉冲超声和反相脉冲超声波量子控制方案，对比了两种方案的波面探测结果并进行了相关分析。

基于脉冲波的超声标记外差波面探测实验包括以下几个步骤：

- (1) 在基于连续波的超声标记波面探测光路中调出对比度较好的以一定速度移动的干涉条纹。在连续波情况下，干涉条纹较好调出，因此需要先调出干涉条纹再转换成脉冲波。此时已经将光路延迟线位置、UT 位置调至最佳。
- (2) 连接硬件系统，加载预先定义的脉冲波形。其中硬件系统的连接可见小小节 3.4.1，脉冲波形的具体定义见段落 3.4.2和段落 3.4.3。根据实验结果，最好增大 UT 的脉冲时间以提高超声标记的时间相干长度。
- (3) 调节激光器脉冲延迟时间，使得外差干涉条纹出现。当激光器脉冲延迟时间合适，以至激光脉冲可以和超声脉冲在聚焦点相遇时，外差干涉条纹就会出现。
- (4) 设置 CMOS 触发，连续获取四张图像。
- (5) 对获取的图像进行相位提取和相位解包裹。

3.4.1 硬件系统

实验硬件系统均以高精度的铷钟（Stanford research systems FS725）为外部时钟，其精度可达 $10^{-11}s$ 。铷钟输出 10MHz 的标准参考频率连接两个信号发生器（AFG31102 和 AFG3102C，最高采样率均为 1GS/s，最高频率均为 100MHz），信号发生器 1（AFG31102）连接一个功率放大器（Model 75A250A）和 CMOS 相机（Photonfocus MV1-D2080-160-CL），功率放大器输出连接 AOM（IntraAction, AOM-402AF1）；信号发生器 2（AFG3102C）连接另一个功率放大器（Model 50U1000）和纳秒激光器（Explore One 532-2），功率放大器输出连接 UT（Olympus v3330）。

硬件框架如图 3.5 所示，实验实际图见附录 B。

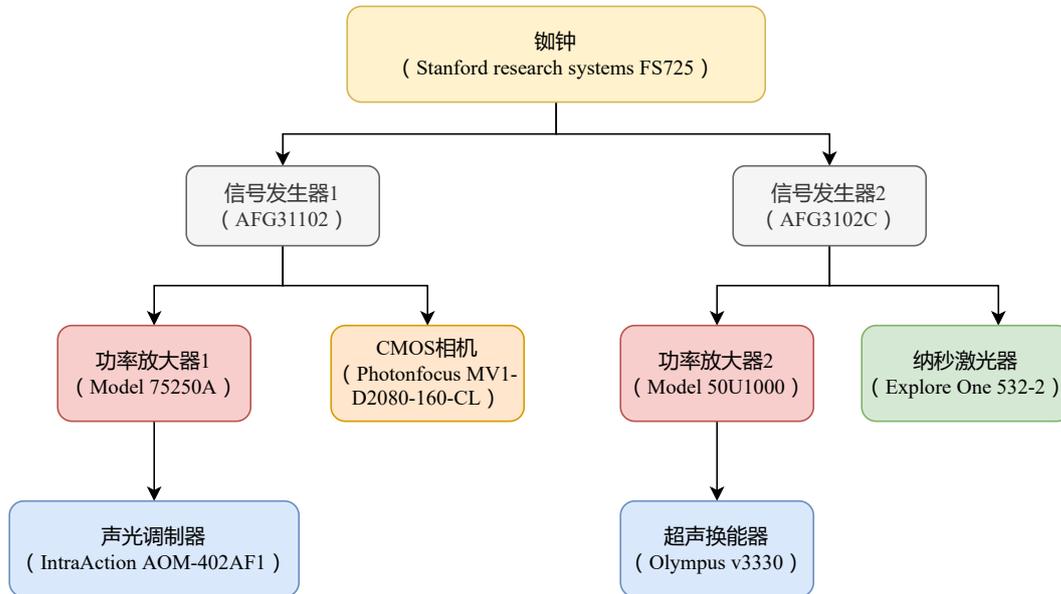


图 3.5: 实验硬件系统架构

3.4.2 超声脉冲光子标记

本课题首先研究了正常的超声脉冲标记光子技术，在连续波超声标记相同光学系统的基础上将激光器和超声波均改为脉冲波，该超声脉冲的时序脉冲波形与波面探测结果如下文所述。

时序脉冲波形 控制各硬件的时序脉冲如图 3.6所示。激光器 (Laser) 脉冲信号设置为 100kHz，其较高的重复频率使得周期时间缩短，从而可以在有限的信号发生器采样率限制下增加信号点的采样密度，激光器外部触发信号的高电平设置为 2V，低电平为 0V。UT 为信号发生器自定义波形，每个脉冲内包含 N 个正弦波 (实验中取 $N = 10$)，每个正弦波的频率为 $50MHz$ ，即 $20ns$ 的周期时间。UT 的重复频率与激光器对齐，也为 100kHz。考虑到 UT 发出的超声波到焦点还有约 $5mm$ 的距离，而声速在充满超声耦合剂的样品中约为 $1300m/s$ ，脉冲光到达超声焦点的时间则可以忽略，因此需要给脉冲光增加相应的时间延迟，约为 $5e-3/1300=3.85\mu s$ 。实验中发现，产生最大条纹对比度时的时间延迟大小还与不同的 UT 脉冲长度有关。AOM 的频率设置为 $50MHz-10Hz$ ，使得参考光与被标记的信号光作用时产生 $10Hz$ 的频率差，从而使干涉产生的相位分布有 $10Hz$ 的移相速度 (从时域上看，每个周期 UT 和 AOM 错开 $4fs$ ，每 $20ns/4fs=5M$ 个周期错开一个波长，而 $0.1s$ 里有 $100ms/20ns=5M$ 个周期，即每 $0.1s$ 移动一个波长， $10Hz$ 的相移速度)。

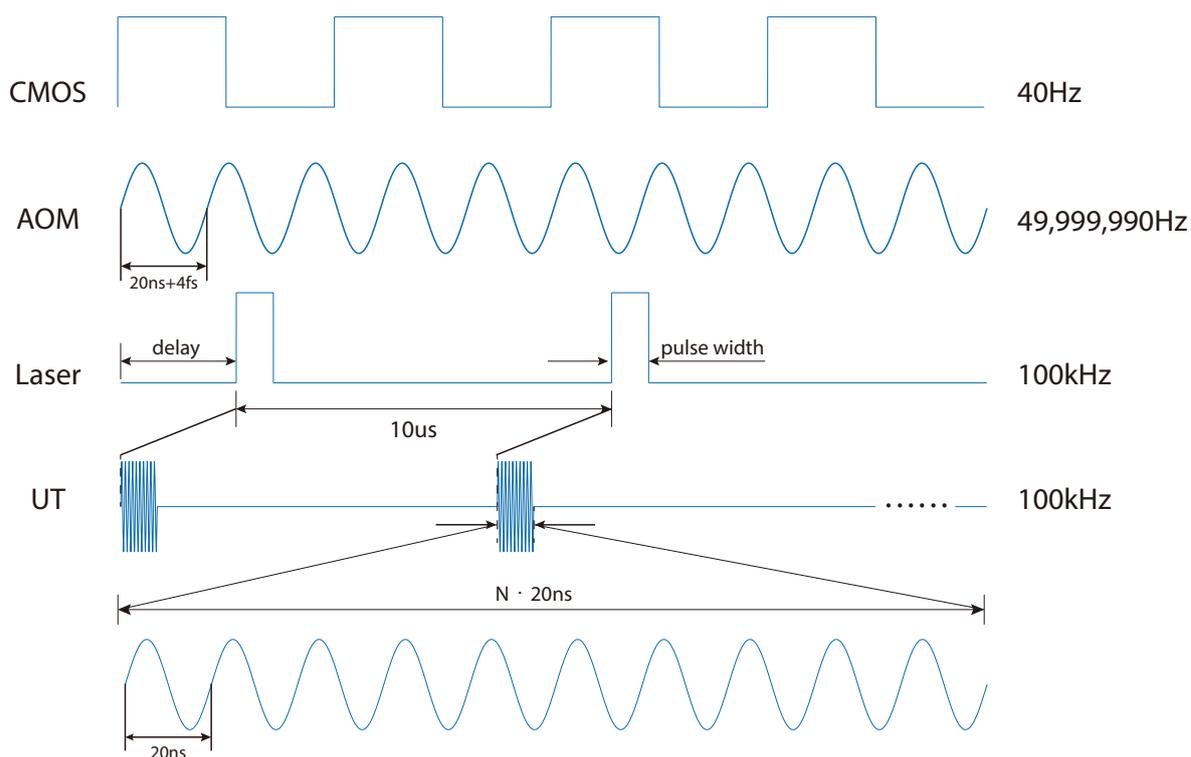


图 3.6: 正常超声标记时序脉冲波形

波面探测结果 正常脉冲超声光子标记的移效果和波面探测结果如图 3.7所示。由于使用了脉冲 UT，在相同的驱动电压下其平均功率大大降低，从而在安全平均功率的基础上大

幅增大驱动电压。相比连续波时 UT 约 100V 的驱动电压，在脉冲波作用时本课题使用了约 320V 的峰峰值电压。

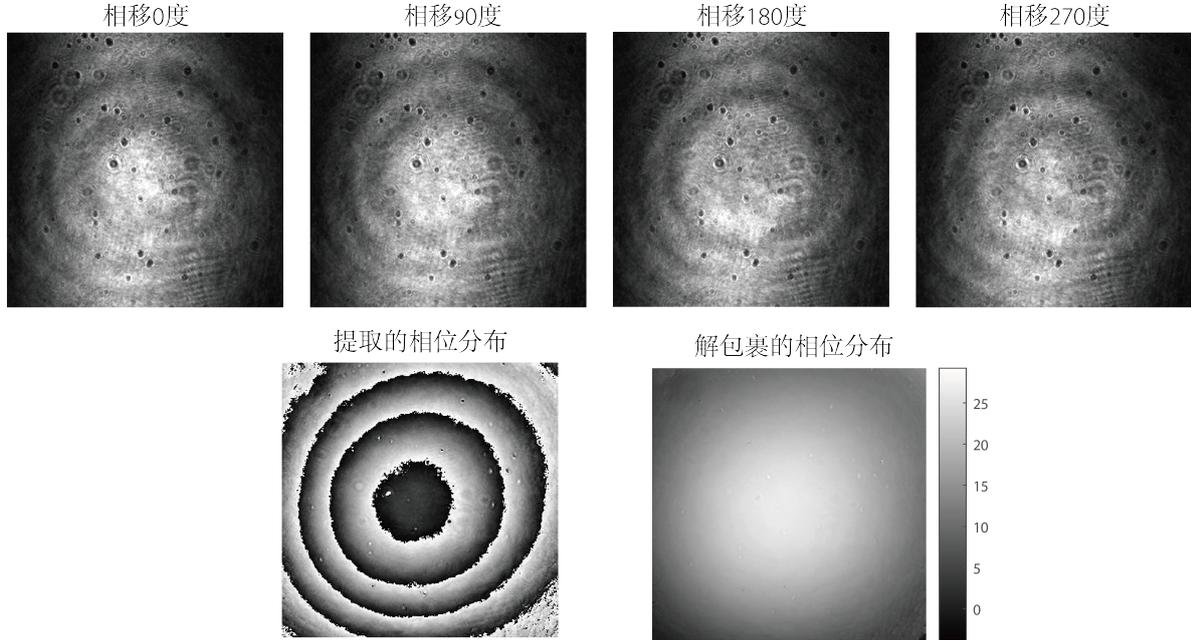


图 3.7: 正常脉冲超声标记波面探测结果

从结果上可以看到，干涉条纹对比度明显上升，相位解包裹算法也得以成功。最终我们获得了一个球面波波面，这是由于仅超声焦点处被标记的光子会产生干涉，虽然到达 CMOS 传感器的波面是准直后的平面波，其中被标记的光子组成了这个平面波中的球面波成分。从另一个方面来看，我们相当于探测到了超声焦点处的点光源发出的球面波，这个波面经过相位共轭之后就可以成功聚焦回超声焦点出，与数字光学相位共轭技术的应用联系紧密。

3.4.3 超声反相脉冲光子标记

超声反相脉冲的控制方案意在减少频率相关噪声，这种方案已在多篇论文中使用^[4,6]。在此控制方案中，UT 的波形每半个周期会进行一次反相。若设超声波圆频率为 ω_a ，相位为 φ_a ，光子原始圆频率为 ω ，相位为 φ ，被标记（与超声波相互作用）的光子复振幅的表达式为

$$E \sim \cos [(\omega \pm \omega_a)t + (\varphi \pm \varphi_a)], \quad (3-4)$$

考虑到信号路光子增加了 π 的相位，参考路的 AOM 通过补偿频率也进行反相，从而使得差频光子相位不变。另一方面，随着 UT 的反相，信号路的频率相关噪声反相，从而可以在相机积分过程中被消除。

时序控制波形 超声脉冲反相控制方案的各硬件波形如图 3.8 所示，

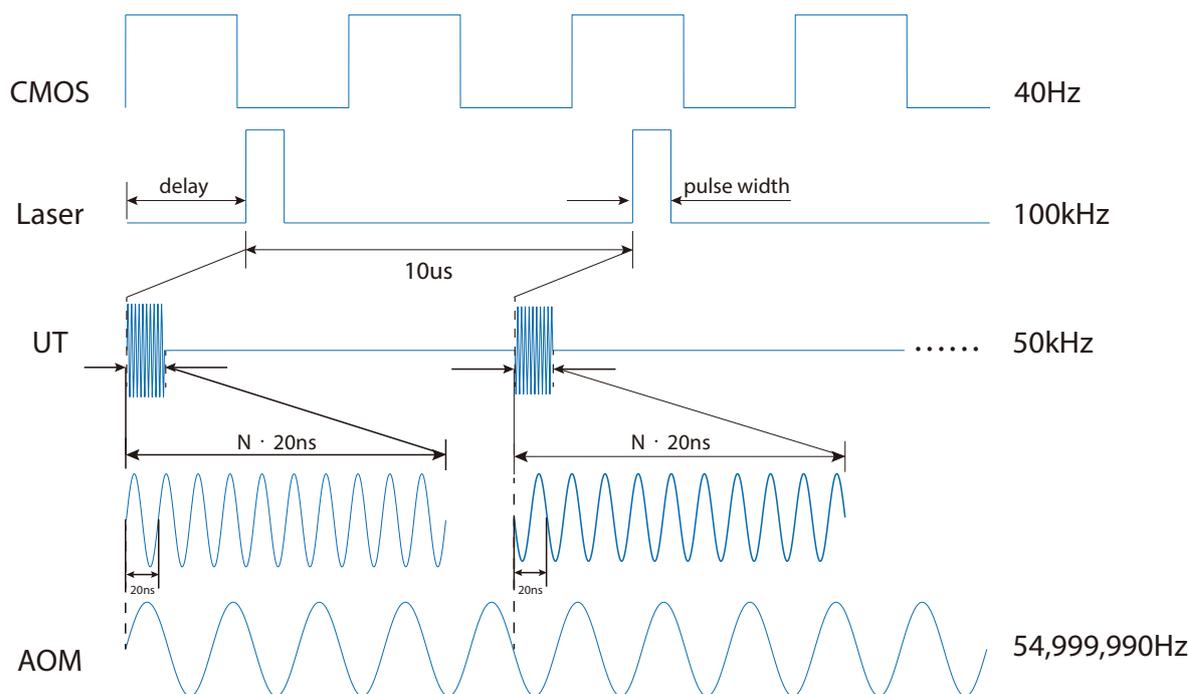


图 3.8: 反相超声标记时序脉冲波形

在此控制方案中，CMOS 和激光器的时序信号与正常脉冲标记时相同，UT 信号的重复频率仍应和激光器对齐，但由于相邻两次脉冲进行了反相，其周期加倍、重复频率减半，即为 50kHz。根据式 3-4，反相超声波的相位延迟会影响被标记的光子相位，因此需要调整 AOM 频率以进行补偿，实验中将 AOM 频率调至 $50\text{MHz} + 50\text{kHz} - 10\text{Hz}$ ，即每 50kHz 也会增加 π 的相位，以抵消被改变的光子相位，同时留出 10Hz 的差频进行移相。

波面探测结果 反相脉冲超声标记的波面探测结果如图 3.9 所示，UT 的驱动电压峰峰值也为约 320V。

可以看到，波面探测结果的条纹对比度和正常超声脉冲标记时有所下降，但均可以成功进行相位解包裹。此外，反相的方案在降低噪声的作用上也没有取得理想结果。可能的原因有二：(1) UT 的反相是阶跃的，但反相过程中进行参考光相位补偿的 AOM 却需要

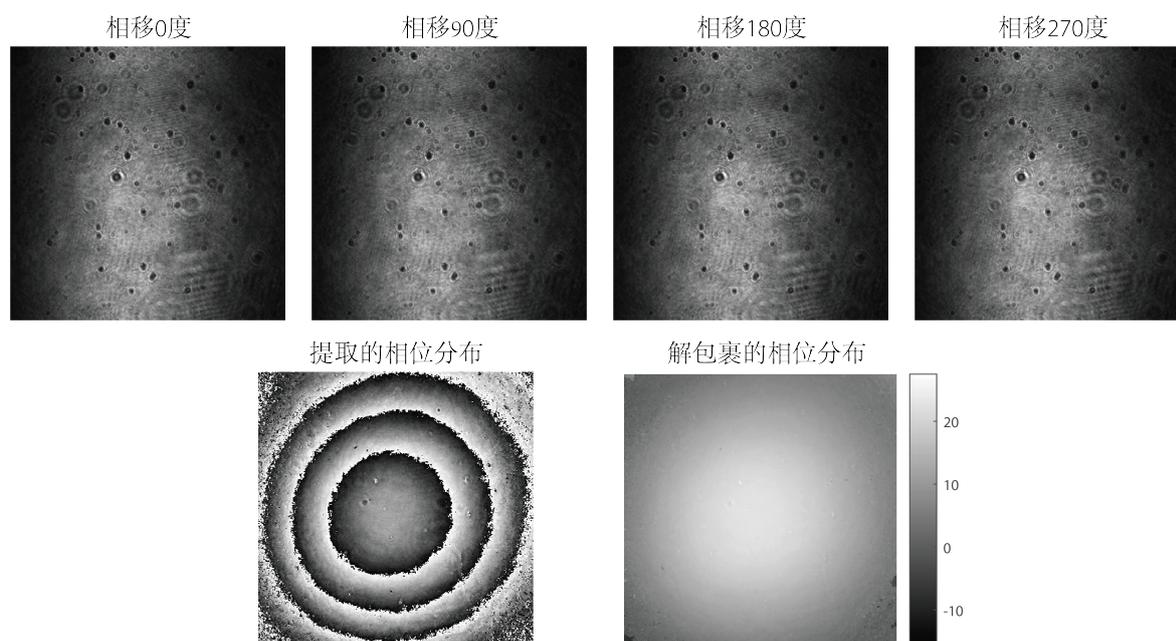


图 3.9: 反相脉冲超声标记波面探测结果

连续移相，以使在反相点处 AOM 的调制相位和 UT 的一致。这会引入反相点之前的参考光的相位误差，这种缓变的相位导致了干涉条纹对比度的下降。(2) 超声标记效率仍不够高，大量背景噪声淹没了受到 UT 调制的频率相关噪声。

为解决这些问题，本研究提出了两个方向的改进方案：(1) 对 AOM 进行阶跃式的移相，即每次 UT 反相点产生 π 的相位突变，这种改进方案仍需要考虑信号发生器采样率的限制，自定义频率为 50kHz 的 AOM 波形，每半个周期进行一次反相。(2) 提高超声标记光子的效率，这将在下章进行详细探讨。

4 超声光子标记效率分析

在光程差合适、信号光参考光光强相当时，超声换能器聚焦点处超声波对光子的移频标记效率是影响干涉条纹对比度的关键因素，本课题对影响标记效率的因素进行了分析，并归结为两个方面：(1) 超声波强度 A (2) 超声波与聚焦光束的作用程度 L/l 。其中，“作用程度”在宏观上受参与作用的光束体积占焦深总体积的百分比 V_{lap}/V 影响，微观上反映超声波对散射光子的作用次数。

假设超声光子标记的总效率为 $\eta = \eta(A, L/l)$ ，其中 A 为超声波振幅， L 为超声波与光子的相互作用距离， l 为介质的平均自由程。它由超声波与聚焦光束在光束焦深内的相交效率 η_V 和相交体积内的本征超声标记效率 η_{tag} 决定：

$$\eta(A, L/l) = \eta_V \times \eta_{tag}(A, L/l). \quad (4-1)$$

本课题提出了一个宏观理论模型确定 η_V ，并结合超声-光子相互作用的微观模型解释超声波强度和作用次数对本征光子标记效率 η_{tag} 的影响，以定量分析和优化超声波与聚焦光束的相互作用。

4.1 超声波与光子相互作用的宏观理论模型

为了探究超声波与聚焦光束作用程度对光子标记效率的影响，以便对脉冲光和脉冲超声的脉宽等参数进行优化，本研究对超声波与光子的相互作用进行了宏观上的建模，即考虑超声波与聚焦光束在焦深范围内的相互作用。在 Lihong Wang 提出的微观模型中^[21]，考虑的是一个平面超声波，此时介质长度 L 对标记效率有显著影响。本课题将该微观模型的介质长度 L 推广到超声-光子作用距离，即将 L 推广到聚焦超声波和光束在焦深内的相交体积 V_{lap} 。当超声波强度无法进行较大改变时， L 变成了十分关键的优化参数，本节考虑宏观上影响 L 、进而改变 η_V 的因素。

4.1.1 宏观模型理论推导

如图 4.1 所示，在宏观优化模型中，我们将聚焦光束和聚焦超声波在焦深范围内看作两个相交的圆柱体，根据圆柱体的相交体积分析相互作用程度。

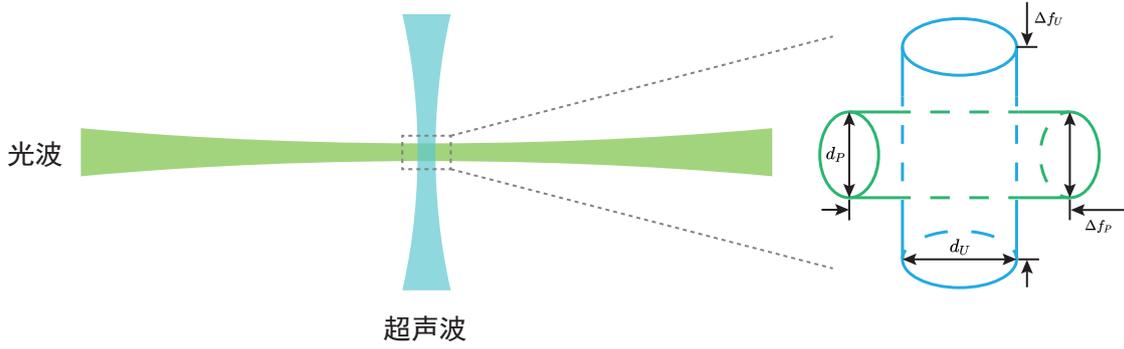


图 4.1: 聚焦超声波与聚焦光束相互作用示意图

聚焦光束与聚焦超声波 考虑透镜后面的聚焦光束（波长 λ ），假设进入透镜前的直径为 D ，透镜焦距为 f ，透镜的数值孔径为 $NA_P = D/(2f)$ 。设其焦点处光束直径为 d_P ，焦深为 Δf_P ，则有：

$$\begin{aligned} d_P &= \frac{2f\lambda}{D} = \frac{\lambda}{NA_P}, \\ \Delta f_P &= \frac{2\lambda f^2}{\pi D^2} = \frac{\lambda}{2\pi NA_P^2}. \end{aligned} \tag{4-2}$$

设超声换能器产生超声波处的元件直径为 D_U ，发出的超声波频率为 F ，超声波在样品介质中的速度为 c_U ，超声换能器焦距为 f_U 。超声波是一种机械波，其在发出后通常会经过一系列的极大值与极小值，最后一个极大值的位置被称为超声波的近场距离（Near field distance） N_U ，近场距离可由超声频率、声速和元件直径计算：

$$N_U = \frac{D_U^2 F}{4c_U}. \tag{4-3}$$

利用近场距离对超声换能器焦距归一化，可以得到归一化焦距 $S_F = f_U/N_U$ 。超声换能器聚焦点处的超声直径 d_U 和焦深 Δf_U 可由下式计算：

$$\begin{aligned} d_U(-6\text{dB}) &= 1.02 \frac{f_U c_U D_U}{F} = 0.2568 D_U S_F, \\ \Delta f_U &= \frac{2N_U S_F^2}{1 + 0.5S_F}. \end{aligned} \tag{4-4}$$

定义声学数值孔径 $NA_U = D_U/(2f_U)$ ，记超声波波长为 $\lambda_U = c_U/F$ ，则超声焦点和焦深可分别表示为：

$$\begin{aligned} d_U(-6\text{dB}) &= \frac{0.51\lambda_U}{NA_U}, \\ \Delta f_U &= \frac{2\lambda_U}{NA_U(NA_U + \lambda_U/D_U)}. \end{aligned} \tag{4-5}$$

连续波相互作用 先考虑连续光束与连续超声波的相互作用，即可将焦深内的光束和声束看作两个相交的圆柱体，长度为焦深 $\Delta f_P, \Delta f_U$ ，直径近似为焦点直径 d_P, d_U 。由于光子散射过程中可能到达各个方向，其作用距离可以看作超声和光场相交体积的展开。记 $d = \min\{d_P, d_U\}$ ，假设通过调整 UT 的竖直位置使两圆柱轴线正交。则两圆柱的相交体积为（详细推导过程见附录E）：

$$V_{\text{lap}} = 2 \int_{-d/2}^{d/2} \min \left\{ \Delta f_U, \sqrt{\frac{d_P^2}{4} - x^2} \right\} \times \min \left\{ \Delta f_P, \sqrt{\frac{d_U^2}{4} - x^2} \right\} dx. \quad (4-6)$$

考虑连续波相互作用下的超声光子相交效率，定义其为超声-光子相交体积与焦深光束体积之比：

$$\eta_V = \frac{V_{\text{lap}}}{V_P} = \frac{2 \int_{-d/2}^{d/2} \min \left\{ \Delta f_U, \sqrt{\frac{d_P^2}{4} - x^2} \right\} \times \min \left\{ \Delta f_P, \sqrt{\frac{d_U^2}{4} - x^2} \right\} dx}{\pi d_p^2 \Delta f_p / 4} \quad (4-7)$$

脉冲波相互作用 对于脉冲激光和脉冲超声波，相互作用体积将进一步受到两脉冲波的脉冲宽度（脉冲时间）的影响。设脉冲激光的延迟时间为 τ ，脉冲宽度（半高全宽）为 w_P ，峰值功率为 P ，重复频率为 f_P ；设脉冲超声波的，设其脉冲宽度（半高全宽）为 w_U ，重复频率为 f_U 。

对脉冲光来说，相比连续光可能有更短的圆柱长度，需将式 4-6 中的 Δf_P 替换为 $\min\{\Delta f_P, w_P \times c\}$ ， Δf_U 替换为 $\min\{\Delta f_U, w_U \times c_U\}$ 。因此两圆柱的相交体积变为

$$V'_{\text{lap}} = 2 \int_{-d/2}^{d/2} \min \left\{ L_U, \sqrt{\frac{d_U^2}{4} - x^2} \right\} \times \min \left\{ L_P, \sqrt{\frac{d_P^2}{4} - x^2} \right\} dx, \quad (4-8)$$

$$L_U = \min\{\Delta f_U, w_U \times c_U\}, L_P = \min\{\Delta f_P, w_P \times c\}.$$

考虑脉冲波相互作用下的光子标记效率，相交效率为

$$\eta_V = \frac{V'_{\text{lap}}}{V_P} = \frac{2 \int_{-d/2}^{d/2} \min \left\{ L_U, \sqrt{\frac{d_U^2}{4} - x^2} \right\} \times \min \left\{ L_P, \sqrt{\frac{d_P^2}{4} - x^2} \right\} dx}{\pi d_p^2 L_P / 4}. \quad (4-9)$$

通常情况下，光束的焦点和焦深比超声波小，此时 $\eta_V = 1$ 。实验中，若 $\eta_V < 1$ ，则需要利用 η_V 的表达式进行仿真和优化，寻找合适的光束和超声波参数。

4.1.2 基于宏观模型的数值孔径影响研究

仿真研究 本课题根据实验数据，对宏观模型进行了仿真，研究在连续波情况下（从下小节可知，此时 η_V 是脉冲波状态下的最大情况，超声脉冲、光脉冲改变对 η_V 影响不大），系统的光学数值孔径 NA_P 和声学数值孔径 NA_U 对相交效率 η_V 的影响。

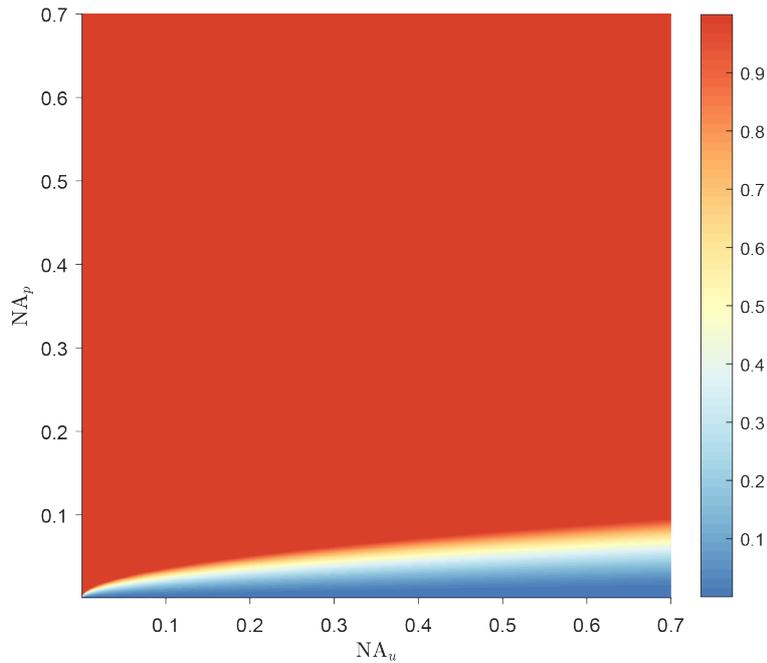


图 4.2: 对数值孔径的宏观模型仿真结果

图 4.2 为仿真结果，仿真过程在超声波和聚焦光均为连续波的情况下，从 0.001 至 0.7 改变 NA_P 和 NA_U 。计算最终的 η_V 。注意在计算 Δ_{f_U} 时，除了声学数值孔径外还需要元件直径 D_U ，仿真过程中设置为 6mm（在 Olympus 高频超声换能器型号中，元件直径大多为固定的 6mm，最小为 3mm）。

图 4.2 中，颜色越深表示相交效率越高，可见光学数值孔径 NA_P 对 η_V 影响较显著，应尽可能提高光学数值孔径至 $\eta_V > 0.9$ 。

实验结果 我们在已经搭建的外差超声标记波面探测光学系统的基础上进行了改进，改变光学透镜数值孔径，对比所得干涉条纹的对比度，实验结果如图 4.3 所示。

实验中 $NA_U = D_U / (2f_U) = 6 / (2 \cdot 5) = 0.6$ ，通过改变两条参考臂中透镜组的放大倍数将 NA_P 从 0.08（子图 1）改为 0.1（子图 2）。可以看到干涉条纹对比度有明显改善，子图 2 已经可以看到干涉条纹。这说明超声标记效率有明显提升，与图 4.2 的仿真结果一致。

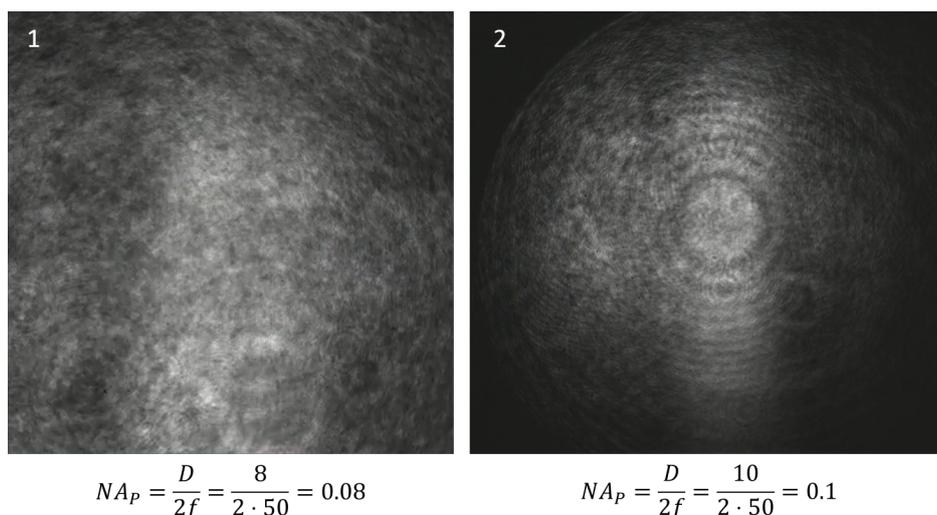


图 4.3: 改变光学数值孔径的实验结果对比

4.1.3 基于宏观模型的脉冲宽度影响研究

本小节基于前文提出的宏观模型，以超声波和脉冲光的脉冲宽度为变量，研究了脉冲宽度对超声光子标记效率的影响。

脉冲宽度对超声标记时间相干长度的影响 在本课题实验中，增加或减少激光的纳秒脉冲宽度 w_P 、超声波的脉冲宽度 w_U ，干涉对比度均没有发生明显改变；但改变超声波的脉冲宽度 w_U 时，干涉条纹的时间相干长度有明显变化。具体而言，若定义差频干涉条纹可见性从几乎不可见、到明显可见、再到几乎不可见的变化对应的激光脉冲时间延迟长度为超声标记的时间相干长度 $\Delta\tau$ ，则实验发现在激光脉冲时间为纳秒量级时，有 $\Delta\tau = w_U$ 。

表 4.1: 超声标记时间相干长度的影响因素分析

超声波脉冲宽度 w_U	激光脉冲宽度 w_P	超声标记时间相干长度 $\Delta\tau$
200ns	[50ns,0.5us,1.5us]	200ns
1us	[0.5us,1us,2us]	1us

如表 4.1 所示，实验证明，当超声波的脉冲宽度为 10 个 50MHz 的正弦周期时 (200ns)，不论纳秒激光脉冲宽度 w_P 大于或是小于 200ns (但仍在 ns 量级)，激光脉冲延迟时间均有 200ns 调整范围，在 200ns 内干涉条纹可见度经历了几乎不可见、明显可见、几乎不可见的变化过程；当超声波脉冲宽度为 50 个 50MHz 的正弦周期时 (1us)，不论激光脉

冲宽度如何变化，超声标记的时间长度均为 1us。

因此，在百 ns 激光脉冲量级下，超声标记的时间相干长度取决于超声脉冲长度 w_P 。这是由于在该量级下的激光脉冲是可以在超声脉冲到达之前充满整个介质的。当激光脉冲量级继续下降时，这种情况可能发生改变。

脉冲宽度对超声标记效率的影响 实验发现，（从百 ns 到 us）改变激光脉冲宽度时，干涉条纹可见度没有明显变化，这说明这种情况下 η_V 和 η_{tag} 的变化均不大，导致标记效率改变不明显。根据本研究提出的宏观理论模型可以预测，当激光脉冲宽度下降到 ps、fs 量级时，超声标记效率将出现较为明显的改变。受限于实验器材和实验时间，本研究无法继续进行相关实际实验，将在下文进行仿真分析。

脉冲宽度对超声标记影响的仿真研究 为了进一步探究脉冲宽度对超声光子标记效率的影响，主要是宏观上对 η_V 的影响，本课题结合实验参数，并将激光脉冲外延到 ps、fs 量级，利用前文提出的宏观模型进行了仿真。

仿真假设光束波长 532nm，在聚焦透镜前的入射直径为 $D_P = 5\text{mm}$ ，透镜焦距 50mm，即数值孔径 $\text{NA}_P = 0.05$ 。计算得光束焦点大小约为 $d_P = 10.64\mu\text{m}$ ，焦深 $\Delta_P = 33.87\mu\text{m}$ ；根据超声换能器型号 (Olympus v3330)，使用其手册上给出的参数元件直径 $D_U = 6\text{mm}$ ，焦距 $f_U = 5\text{mm}$ ，计算得超声波数值孔径 $\text{NA}_U = 0.6$ ，焦距 $d_u = 22.26\mu\text{m}$ ，焦深 $\Delta_{f_U} = 143.41\mu\text{m}$ ，仿真代码见附录小节 C，仿真结果如图 4.4 所示。

图 4.4 是一个热力图，表示 $\text{NA}_P = 0.05, \text{NA}_U = 0.6$ 时，相交效率 η_V 与脉冲宽度 w_P, w_U 的关系，颜色越深、越红， η_V 越大。

仿真实验发现：(1) 脉冲光的脉冲宽度大于等于 ns 量级、超声波脉冲宽度在 ps 至 ns 量级时，相交效率 η_V 随超声波脉冲宽度的增大而增大。这与实验相符合，因为实验中脉冲光脉冲宽度在 20ns 左右，超声脉冲的脉冲宽度在 20ns 至 1us 之间；(2) 脉冲光的脉冲宽度在 fs 至 ps 量级，超声波脉冲宽度仍在 ps 至 ns 量级时，相交效率 η_V 随脉冲光脉冲宽度的减小而增大。这是由于近似相同的相交体积下，脉冲光的总体积 V (\sim 总光子数) 减小对 η_V 的影响更显著。

从仿真实验的结果来看，在不改变超声波和聚焦透镜的数值孔径情况下，我们可以通过将超声波脉冲宽度缩短至 ns 量级，而缩短激光脉冲宽度至 fs 量级，实现保证相交效率

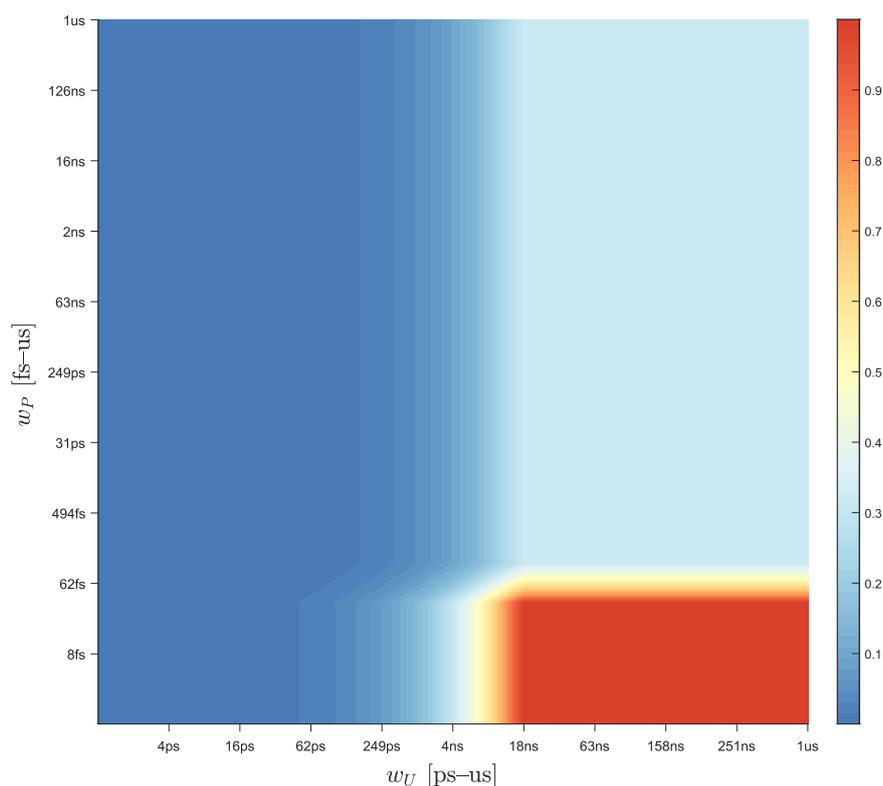


图 4.4: 对脉冲参数的宏观模型仿真结果

η_V 不减的情况下, 提高 η_{tag} 。这是由于将超声脉冲宽度缩短后, 可以极大提高可加载的峰值电压, 提高超声波的振幅, 进而提高 η_{tag} (原理将在下节阐述), 这给出了进一步提高超声标记效率 η 的方法。

至此, 我们已经通过仿真完成了系统参数 (数值孔径、脉冲时间) 对相交效率 η_V 的影响, 实验中应选择合适的系统参数, 使得保证 η_{tag} 较大的情况下, 尽可能提高 η_V 。

4.2 超声波与光子相互作用的微观解释模型

通常认为, 微观上超声波对光子的移频标记效应来自三个方面^[21]: (1) 超声引发的介质光学性质改变, 包括介质的散射系数、吸收系数等。(2) 超声引发的介质内部散射体振动, 进而导致光子在介质内部发生的散射被周期性调制; (3) 超声引起的介质内部折射率的调制, 导致不同路径光子的光程差发生改变, 进而影响不同路径光子产生的干涉散斑强度。

机制 (1) 主要对非相干光产生影响, 但这种影响比较微弱, 难以观测。Leutz 和 Maret^[20]对基于第 (2) 种机制的超声标记进行了建模, Lihong Wang^[21]在他们的基础上引

入了机制（3）的影响，从而使得超声波与光子相互作用的微观模型得到完善。

4.2.1 微观模型理论推导

本节介绍 Lihong Wang^[21]提出的超声波-光子作用的微观模型，并省略了原论文中的部分公式推导。

设光场为 $\text{Re}[E(t)e^{i\omega_0 t}]$ ，假设有一个平面超声脉冲均匀入射介质并与光场相互作用，则被散射光子的光场强度（散斑强度）可以由作用时间 τ 内的光场平均自相关函数 G_1 表示：

$$G_1(\tau) = \int_0^\infty p(s) \langle E_s(t)E_s^*(t+\tau) \rangle ds, \quad (4-10)$$

其中 * 代表复共轭， E_s 表示被散射光子在光程 s 时的光场强度， $p(s)$ 则是不同光程 s 的概率密度， $\langle \rangle$ 表示数学期望。

自相关函数 $\langle E_s(t)E_s^*(t+\tau) \rangle$ 有三个来源，分别是布朗运动、超声作用引起的位移和超声作用引起的折射率改变。假设布朗运动引起的自相关项 (B 下标) 和超声引起的自相关项 (U 下标) 无关，光场振幅为单位振幅，则有^[20-21]：

$$\begin{aligned} \langle E_s(t)E_s^*(t+\tau) \rangle_B &= \exp\left(-\frac{2\tau s}{\tau_0 l}\right), \\ \langle E_s(t)E_s^*(t+\tau) \rangle_U &= \left\langle \exp\left\{-i\left[\sum_{j=1}^{s/l+1} \Delta\phi_{n_j}(t,\tau) + \sum_{j=1}^{s/l} \Delta\phi_{d_j}(t,\tau)\right]\right\}\right\rangle, \end{aligned} \quad (4-11)$$

其中 l 为介质的平均自由程，表示平均每发生一次散射经历的光程， τ_0 表示粒子弛豫时间，由扩散系数 D 、光波矢 k 决定： $\tau_0 = 1/(Dk_0^2)$ 。

式 4-11 中 $\Delta\phi_{n_j}(t,\tau) = \phi_{n_j}(t+\tau) - \phi_{n_j}(t)$ 为折射率被超声改变引起的相位变化， $\Delta\phi_{d_j}(t,\tau) = \phi_{d_j}(t+\tau) - \phi_{d_j}(t)$ 为超声造成的散射物位移引发的相位改变。分别考虑这两项，对 ϕ_{n_j} 有

$$\phi_{n_j}(t) = \int_0^{l_j} k_0 \Delta n(\mathbf{r}_{j-1}, s_j, \theta_j, t) ds_j, \quad (4-12)$$

$$\Delta n(\mathbf{r}_{j-1}, s_j, \theta, t) = n_0 \eta k_a A \sin(\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r}_{j-1} + k_a s_j \cos \theta_j - \omega_a t),$$

其中 \mathbf{k}_a 为超声波波矢， ω_a 为超声波频率， \mathbf{r}_j 是第 j 个散射物的位置， θ_j 是光波和超声波在第 j 个自由程中的波矢夹角， A 是超声波振幅， $\eta = (\partial n / \partial p) \rho v_a^2$ 与介质绝热弹光系数 $\partial n / \partial p$ 、密度 ρ 和声速 v_a 有关。

对 ϕ_{dj} , 有:

$$\phi_{dj}(t) = -n_0 k_0 (\hat{\mathbf{k}}_{j+1} - \hat{\mathbf{k}}_j) \cdot \mathbf{A} \sin(\mathbf{k}_a \cdot \mathbf{r}_j - \omega_a t), \quad (4-13)$$

其中 $\hat{\mathbf{k}}_j$ 为第 j 个自由程的单位光波矢。

将以上各式化简并整理, 可得:

$$\begin{aligned} G_1(\tau) &= \int_0^\infty p(s) \exp \left\{ -\frac{2s}{l} \left[\frac{\tau}{\tau_0} + (\delta_n + \delta_d) (n_0 k_0 A)^2 [1 - \cos(\omega_a \tau)] \right] \right\} ds, \\ &\approx \frac{(L/l) \sinh \left[\{\varepsilon [1 - \cos(\omega_a \tau)]\}^{1/2} \right]}{\sinh \left[(L/l) \{\varepsilon [1 - \cos(\omega_a \tau)]\}^{1/2} \right]}, \end{aligned} \quad (4-14)$$

其中 \sinh 为双曲正弦函数, 第二步近似忽略了布朗运动 τ/τ_0 项的贡献, 其他参数分别为:

$$\begin{aligned} \delta_n &= (\alpha_{n1} + \alpha_{n2}) \eta^2, \quad \delta_d = \frac{1}{6}, \\ \alpha_{n1} &= k_a l \tan^{-1}(k_a l) / 2, \quad \alpha_{n2} = 2\beta^2 / (1 - \chi), \\ \beta &= \frac{\pi}{4} - \frac{1}{(2k_a l)} \left\{ {}_2F_1 \left[1, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{-1}{(k_a l)^2} \right] \right\}, \\ \chi &= \tan^{-1}(k_a l) / (k_a l), \\ \varepsilon &= 6(\delta_n + \delta_d) (n_0 k_0 A)^2, \end{aligned} \quad (4-15)$$

式中 ${}_2F_1[]$ 是 $p=2, q=1$ 的广义超几何函数, 也称高斯超几何函数。

根据 Wiener-Khintchin 定理, 对自相关函数 G_1 作傅里叶变换可以得到其功率谱分布, 有:

$$I_n = \frac{1}{T} \int_0^T \cos(n\omega_a t) G_1(t) dt, \quad T = 2\pi/\omega_a. \quad (4-16)$$

最后, 本征超声标记光子效率可以由

$$\eta_{\text{tag}} = I_1 / I_0 \quad (4-17)$$

来计算, 其中 I_1 为 +1 级超声波频率移频光强, I_0 为未移频光强。

4.2.2 基于微观模型的超声波强度影响研究

实验结果 由于超声换能器校准器材的缺乏, 研究过程中无法对超声波的振幅进行定量的准确测量, 只能根据其驱动电压和所得条纹的干涉对比度进行定性分析。

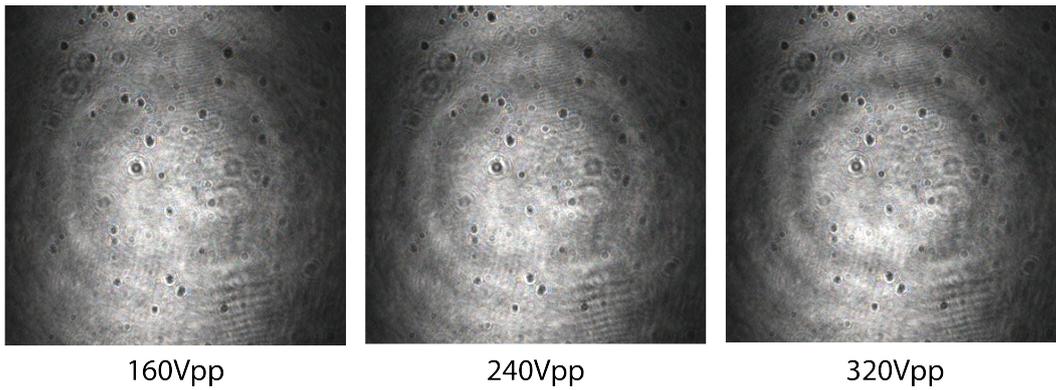


图 4.5: 不同 UT 驱动电压下的干涉条纹对比

实验采用正常超声脉冲和激光器进行差频干涉，在 UT 上加载不同的电压，比较干涉条纹的对比度。

实验结果如图 4.5 所示，可以明显看到增大驱动电压带来的干涉条纹对比度的上升，而且对比度的增大速度是逐渐变慢的。这验证了前文推导的理论模型和仿真实验的部分正确性，但是由于实验器材的缺乏和实验时间的限制，本研究暂时无法对整条标记效率曲线进行验证，将在下文进行仿真研究。

仿真推广研究 我们利用式 4-14 和论文^[20-21]中给出的部分参数数值，编写 MATLAB 代码进行了仿真（仿真代码见附录小节 D），主要针对特性近似水的超声耦合剂中的超声波光子相互作用。

实验样品采用的是医用超声耦合剂，其性质与水相近、有一定黏度，取声速 $v_a = 1300\text{m/s}$ ，超声波频率 $f_a = 50\text{MHz}$ ，并按照水的性质近似取折射率 $n_0 = 1.33$ ，密度 $\rho = 1000\text{kg/m}^3$ ，介质绝热弹光系数 $\partial n/\partial p = 1.466 \times 10^{-10}\text{kg/m}^3$ 。在标准状态下，水分子的平均自由程约为 $3 \times 10^{-7}\text{mm}$ ，因此取 $l = 3 \times 10^{-10}\text{m}$ ，仿真过程假设介质长度 $L = 3l$ ，即为 3 倍的平均自由程，平均能发生 3 次散射。

根据论文^[20]，超声波的振幅在纳米量级，间隔 5nm 取振幅 $A = 1\text{nm} \sim 36\text{nm}$ ，仿真结果如图 4.6 所示。

在该结果图中，上方子图为仿真计算的自相关函数 G_1 分布，仿真时间为 200ns，包含 50MHz 超声脉冲的 10 个周期。可以看到，随着振幅的增加， G_1 振荡的峰峰值也变大，这对应的是对比度的增加。下方子图为功率的频谱分布，颜色从蓝到红表示超声波的振幅越来越大。可以直观地看到，在 50MHz 处，超声标记信号的强度在 16nm 处最大，但相比

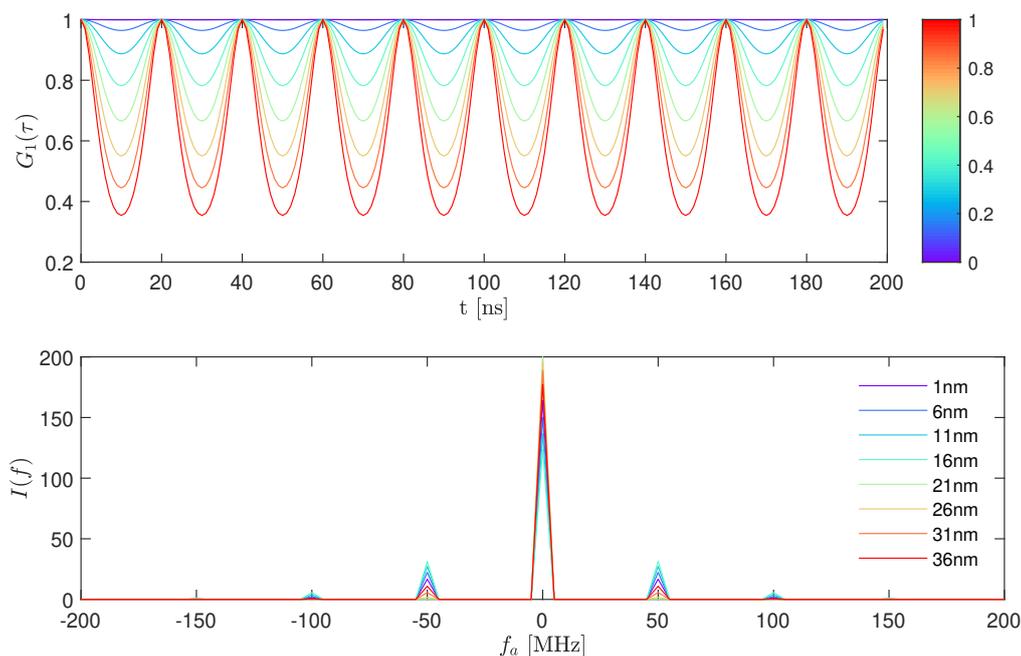


图 4.6: 不同超声振幅下的标记仿真结果

21nm、26nm 其直流项也较大，无法直观地进行标记效率的比较。

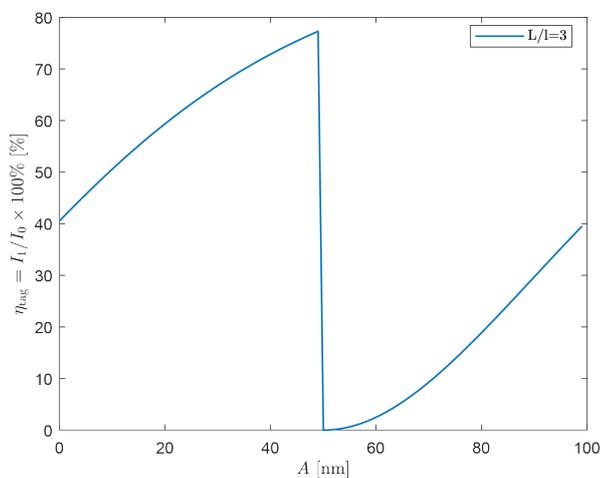


图 4.7: 本征标记效率-超声振幅曲线

为进行标记效率的比较，我们在不同振幅下直接计算本征标记效率，散射次数固定为 3 次。结果如图 4.7 所示，可以发现存在一个 50nm 处的振幅临界点，临界点两侧的标记效率左侧高于右侧，且两侧的标记效率随着超声波振幅的增大而增加。

4.2.3 基于微观模型的散射次数影响研究

为进一步研究超声光子标记本征效率的影响因素，我们对散射次数进行了扫描。考虑到微观模型的假设是平面超声波均匀入射到长度 L 的介质，而本课题研究过程中所用的超声波为聚焦波，我们将 L 定性推广为超声波与介质的作用距离。我们计算了不同作用长度下的本征标记效率 η_{tag} ，以得到不同作用距离 L/l 下标记效率随振幅变化的曲线，如图 4.8 所示。

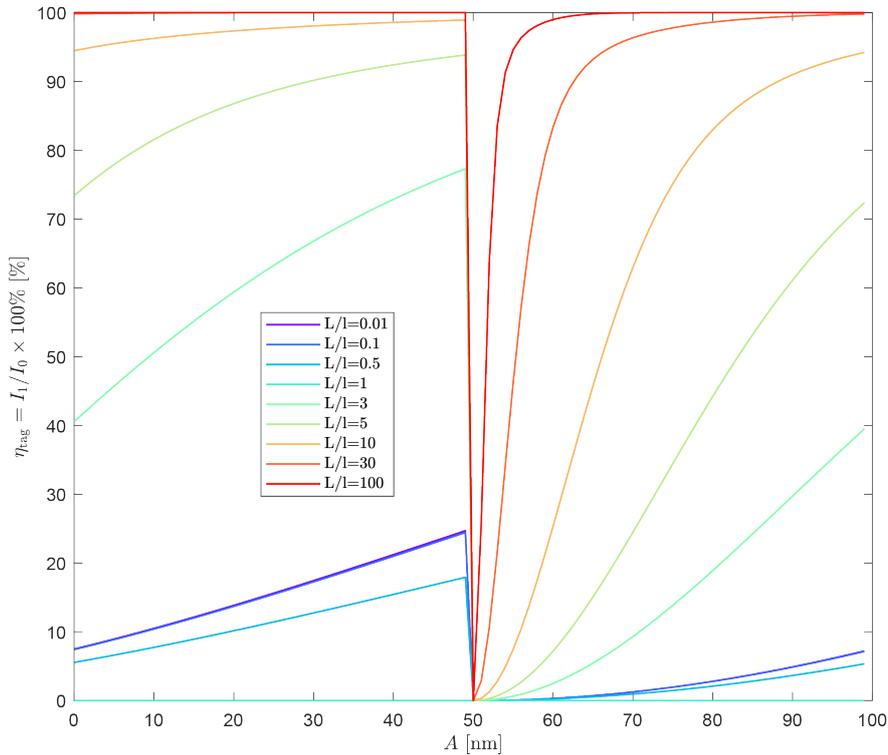


图 4.8: 不同散射次数下的标记效率仿真结果

L/l 可以看作超声作用距离下的散射次数，随着散射次数的增加，超声波和光子得到充分左右，从而使标记效率维持在较高水平。可以发现，在 50nm 振幅左右均存在一个临界点，在临界点两侧标记效率均随着振幅的增大而增加。超声振幅小于 50nm 时，大于 10 次的散射次数在较小振幅下均可以达到 90% 以上的标记效率；大于 50nm 时，标记效率从骤降到的较低水平逐步攀升。

在不同的平均散射次数下，临界点两侧的标记效率均为左侧整体高于右侧，且两侧的标记效率均随着超声波振幅的增大而增加。因此，可以认为在一定范围内标记效率随着振幅的增大而增大，超过临界振幅后，标记效率会发生下降。

5 总结与展望

5.1 论文工作总结

本课题主要研究了基于数字光学相位共轭的外差超声标记波面探测技术，主要研究工作如下：

- (1) 查阅大量文献了解了技术背景和技术细节，包括数字光学相位技术、外差探测技术和超声标记层析成像技术、相位解包裹技术等；
- (2) 进行了传统四步相移波面探测的预实验，完成了利用 SLM 进行四步相移波面探测的硬件校准、光路搭建和波面重建算法；
- (3) 完成了外差超声标记波面探测技术在连续波和脉冲波情况下的实验，包括硬件校准、光路搭建、控制方案实现和波面重建，在脉冲波情况下探索了正常超声脉冲和反相超声脉冲两种时序控制方案；
- (4) 进行了超声标记效率的微观机制分析和仿真模拟，将基于散射和折射率的平面超声光子相互作用理论模型定性外推到聚焦超声，并从定性和仿真定量的角度分析了影响超声标记效率的两大因素，即超声波强度和相互作用距离；
- (5) 进行了超声标记效率的宏观建模，从宏观上分析了超声光子作用距离的影响因素，提出了一个焦深处的超声光子相互作用宏观模型，并利用宏观模型结合实验参数仿真分析了脉冲宽度和数值孔径对超声标记相交效率的影响，最后用改变光学数值孔径的相关实验验证了仿真模型的有效性。

5.2 存在的问题与展望

本课题对外差超声标记波面探测技术进行了理论和实验两个方面的深入研究，但还存在以下问题：

- (1) 实验结果中的灰尘衍射斑较多，需要通过清洁光路元件进行调整；
- (2) 实验结果的干涉条纹对比度还需要进一步提升；

- (3) 只进行了以超声耦合剂为样品的简单实验，没有进行复杂散射介质的波面探测实验；
- (4) 对超声标记效率的仿真模拟不够全面，忽略了布朗运动项的影响，且对超声耦合剂介质的折射率、平均自由程等参数取值较为粗糙；
- (5) 在超声光子相互作用的宏观模型中，只进行了仿真分析，无法进行 fs 量级脉冲光的实验验证；
- (6) 没有将微观模型和宏观模型进行整合和整体分析。

在未来，本课题的研究展望有以下几个方面：

- (1) 深入研究超声光子相互作用的微观机制，考虑布朗运动项的影响因素，并将平面超声波在理论公式上外推到聚焦超声波；
- (2) 继续研究超声光子相互作用的宏观模型，采用飞秒激光验证所提出的宏观模型的有效性；
- (3) 整合宏观模型和微观模型，研究全局优化超声波和光波的各参数，进一步提高干涉条纹对比度；
- (4) 进一步研究外差全息技术，通过调制差频大小、进行空间滤波等方式提升探测效率；
- (5) 进行复杂散射介质的波面探测实验，并将本课题的光学与数字光学相位共轭技术结合，应用到复杂散射介质的深穿透聚焦中。

参考文献

- [1] Rodríguez C, Chen A, Rivera J A, et al. An adaptive optics module for deep tissue multiphoton imaging in vivo[J]. *Nature Methods*, 2021, 18(10): 1259-1264.
- [2] Cheng Z, Yang J, Wang L V. Dual-polarization analog optical phase conjugation for focusing light through scattering media[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(23): 231104.
- [3] Hsieh C L, Pu Y, Grange R, et al. Digital phase conjugation of second harmonic radiation emitted by nanoparticles in turbid media[J]. *Optics Express*, 2010, 18(12): 12283.
- [4] Si K, Fiolka R, Cui M. Fluorescence imaging beyond the ballistic regime by ultrasound-pulse-guided digital phase conjugation[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(10): 657-661.
- [5] Wang D, Zhou E H, Brake J, et al. Focusing through dynamic tissue with millisecond digital optical phase conjugation[J]. *Optica*, 2015, 2(8): 728.
- [6] Ruan H, Brake J, Robinson J E, et al. Deep tissue optical focusing and optogenetic modulation with time-reversed ultrasonically encoded light[J]. *Science Advances*, 2017, 3(12): eaao5520.
- [7] Liu Y, Ma C, Shen Y, et al. Focusing light inside dynamic scattering media with millisecond digital optical phase conjugation[J]. *Optica*, 2017, 4(2): 280.
- [8] He G S. Optical phase conjugation: principles, techniques, and applications[J]. *Progress in Quantum Electronics*, 2002, 26(3): 131-191.
- [9] DeLange O E. Optical heterodyne detection[J]. *IEEE Spectrum*, 1968, 5(10): 77-85.
- [10] Gross M. Heterodyne holography with full control of both the signal and reference arms[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(3): A8.
- [11] Toida M, Kondo M, Ichimura T, et al. Two-dimensional coherent detection imaging in multiple scattering media based on the directional resolution capability of the optical heterodyne method[J]. *Applied Physics B*, 1991, 52(6): 391-394.
- [12] Yoshino T, Yamaguchi H. Closed-loop phase-shifting interferometry with a laser diode[J]. *Optics Letters*, 1998, 23(20): 1576-1578.
- [13] Clerc F L, Collot L, Gross M. Numerical heterodyne holography with two-dimensional photodetector arrays[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(10): 716-718.
- [14] Clerc F L, Gross M, Collot L. Synthetic-aperture experiment in the visible with on-axis digital heterodyne holography[J]. *Optics Letters*, 2001, 26(20): 1550-1552.
- [15] Gross M, Goy P, Al-Koussa M. Shot-noise detection of ultrasound-tagged photons in ultrasound-modulated optical imaging[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(24): 2482-2484.
- [16] Atlan M, Gross M, Absil E. Accurate phase-shifting digital interferometry[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(11): 1456-1458.
- [17] Atlan M, Gross M, Desbiolles P, et al. Heterodyne holographic microscopy of gold particles[J]. *Optics Letters*, 2008, 33(5): 500-502.
- [18] Marim M M, Atlan M, Angelini E, et al. Compressed sensing with off-axis frequency-shifting holography[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(6): 871-873.
- [19] Marks F A, Tomlinson H W, Brooksby G W. Comprehensive approach to breast cancer detection using light: photon localization by ultrasound modulation and tissue characterization by spectral discrimination[C]//*Photon Migration and Imaging in Random Media and Tissues*: vol. 1888. SPIE, 1993: 500-510.
- [20] Leutz W, Maret G. Ultrasonic modulation of multiply scattered light[J]. *Physica B: Condensed Matter*, 1995, 204(1): 14-19.
- [21] Wang L V. Mechanisms of Ultrasonic Modulation of Multiply Scattered Coherent Light: An Analytic Model[J]. *Physical Review Letters*, 2001, 87(4): 043903.
- [22] Selb J, Boas D A. Use of a correlation diffusion equation to model the acousto-phonic interaction[C]//*Biomedical Topical Meeting*. Miami Beach, Florida: OSA, 2002: PD4.
- [23] Wang L, Jacques S L, Zhao X. Continuous-wave ultrasonic modulation of scattered laser light to image objects in turbid media[J]. *Optics Letters*, 1995, 20(6): 629-631.
- [24] Kempe M, Larionov M, Zaslavsky D, et al. Acousto-optic tomography with multiply scattered light[J]. *JOSA A*, 1997, 14(5): 1151-1158.
- [25] Wang L, Zhao X. Ultrasound-modulated optical tomography of absorbing objects buried in dense tissue-simulating turbid media[J]. *Applied Optics*, 1997, 36(28): 7277-7282.

- [26] Wang L V, Ku G. Frequency-swept ultrasound-modulated optical tomography of scattering media[J]. *Optics Letters*, 1998, 23(12): 975-977.
- [27] Lévêque S, Boccara A C, Lebec M, et al. Ultrasonic tagging of photon paths in scattering media: parallel speckle modulation processing[J]. *Optics Letters*, 1999, 24(3): 181-183.
- [28] Yao G, Wang L V. Theoretical and experimental studies of ultrasound-modulated optical tomography in biological tissue[J]. *Applied Optics*, 2000, 39(4): 659-664.
- [29] Yao G, Jiao S, Wang L V. Frequency-swept ultrasound-modulated optical tomography in biological tissue by use of parallel detection[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(10): 734-736.
- [30] Lévêque-Fort S. Three-dimensional acousto-optic imaging in biological tissues with parallel signal processing[J]. *Applied Optics*, 2001, 40(7): 1029-1036.
- [31] Li J, Wang L V. Methods for parallel-detection-based ultrasound-modulated optical tomography[J]. *Applied Optics*, 2002, 41(10): 2079-2084.
- [32] Ramaz F, Forget B C, Atlan M, et al. Photorefractive detection of tagged photons in ultrasound modulated optical tomography of thick biological tissues[J]. *Optics Express*, 2004, 12(22): 5469-5474.
- [33] Rousseau G, Blouin A, Monchalain J P. Ultrasound-modulated optical imaging using a powerful long pulse laser[J]. *Optics Express*, 2008, 16(17): 12577-12590.
- [34] Bocoum M, Genisson J L, Grabar A A, et al. Reconstruction of bi-dimensional images in Fourier-transform acousto-optic imaging[J]. *Optics Letters*, 2020, 45(17): 4855-4858.
- [35] Nowak L J, Steenbergen W. Reflection-mode acousto-optic imaging using plane wave ultrasound pulses[J]. *Journal of Biomedical Optics*, 2021, 26(9): 096001.
- [36] Papadopoulos I N, Farahi S, Moser C, et al. Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation[J]. *Optics Express*, 2012, 20(10): 10583-10590.
- [37] Xu X, Liu H, Wang L V. Time-reversed ultrasonically encoded optical focusing into scattering media[J]. *Nature photonics*, 2011, 5(3): 154-157.
- [38] Liu Y, Ma C, Shen Y, et al. Bit-efficient, sub-millisecond wavefront measurement using a lock-in camera for time-reversal based optical focusing inside scattering media[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1321.
- [39] Cheng Z, Yang J, Wang L V. Single-Shot Time-Reversed Optical Focusing into and through Scattering Media[J]. *ACS Photonics*, 2020, 7(10): 2871-2877.
- [40] Bergeron A, Gauvin J, Gagnon F, et al. Phase calibration and applications of a liquid-crystal spatial light modulator[J]. *Applied optics*, 1995, 34(23): 5133-5139.
- [41] Itoh K. Analysis of the phase unwrapping algorithm[J]. *Applied Optics*, 1982, 21(14): 2470.
- [42] Zhao M, Huang L, Zhang Q, et al. Quality-guided phase unwrapping technique: comparison of quality maps and guiding strategies[J]. *Applied Optics*, 2011, 50(33): 6214.
- [43] Herráez M A, Burton D R, Lalor M J, et al. Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path[J]. *Applied Optics*, 2002, 41(35): 7437.
- [44] Schofield M A, Zhu Y. Fast phase unwrapping algorithm for interferometric applications[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(14): 1194.
- [45] Jeught S, Sijbers J, Dirckx J. Fast Fourier-Based Phase Unwrapping on the Graphics Processing Unit in Real-Time Imaging Applications[J]. *Journal of Imaging*, 2015, 1(1): 31-44.
- [46] Pijewska E, Gorczynska I, Szkulmowski M. Computationally effective 2D and 3D fast phase unwrapping algorithms and their applications to Doppler optical coherence tomography[J]. *Biomedical Optics Express*, 2019, 10(3): 1365.
- [47] Estrada J C, Servin M, Quiroga J A. Noise robust linear dynamic system for phase unwrapping and smoothing[J]. *Optics Express*, 2011, 19(6): 5126.
- [48] Navarro M A, Estrada J C, Servin M, et al. Fast two-dimensional simultaneous phase unwrapping and low-pass filtering[J]. *Optics Express*, 2012, 20(3): 2556.
- [49] Zhang T, Jiang S, Zhao Z, et al. Rapid and robust two-dimensional phase unwrapping via deep learning[J]. *Optics Express*, 2019, 27(16): 23173.
- [50] Spoorthi G E, Gorthi S, Gorthi R K S S. PhaseNet: A Deep Convolutional Neural Network for Two-Dimensional Phase Unwrapping[J]. *IEEE Signal Processing Letters*, 2019, 26(1): 54-58.
- [51] Niu Y, Gao Z, Gao C, et al. Interferometric Wavefront Sensing System Based on Deep Learning[J]. *Applied Sciences*, 2020, 10(23): 8460.

附录

A 实验光路实际图

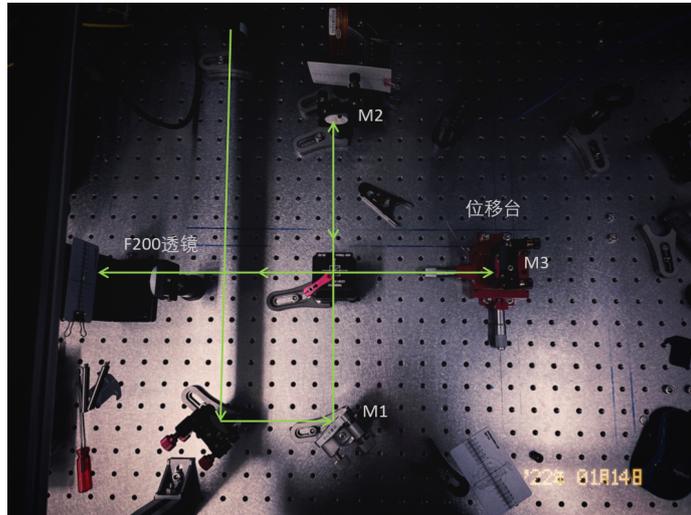


图 A.1: 激光器校准系统

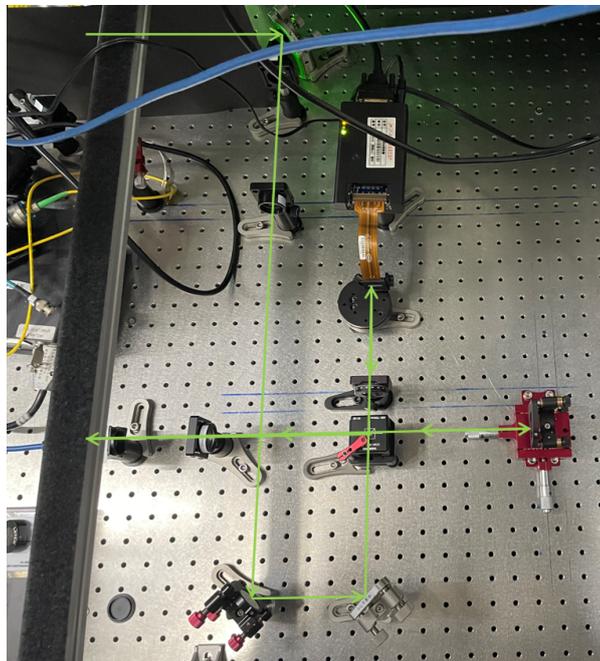


图 A.2: 四步相移系统

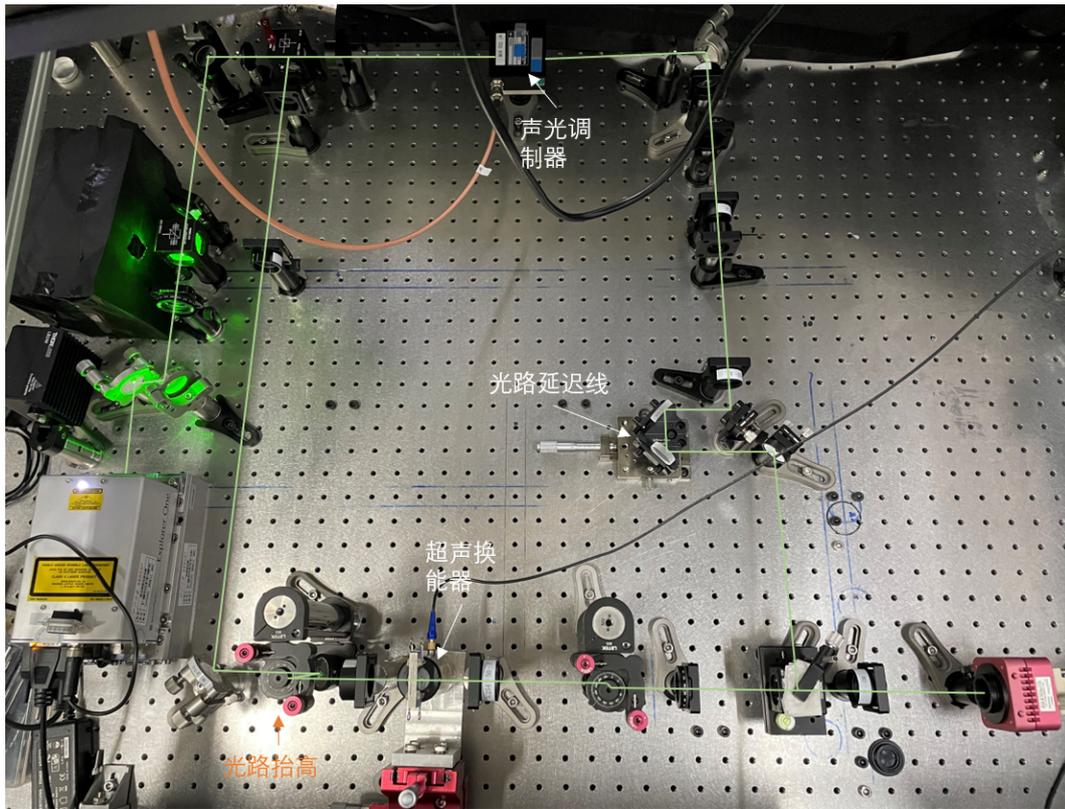


图 A.3: 外差探测系统

B 实验硬件系统实际图

超声标记外差波面探测系统的硬件部分见图 B.1。

C 超声波与光子作用宏观模型仿真代码

```
1 clc;clear;close all;
2 % 仿真参数
3 dx=1e-9;% 积分间隔1nm
4
5 % 光束参数
6 D=5e-3;% 影响最大效率
7 f=50e-3;
8 lmd=532e-9;
```

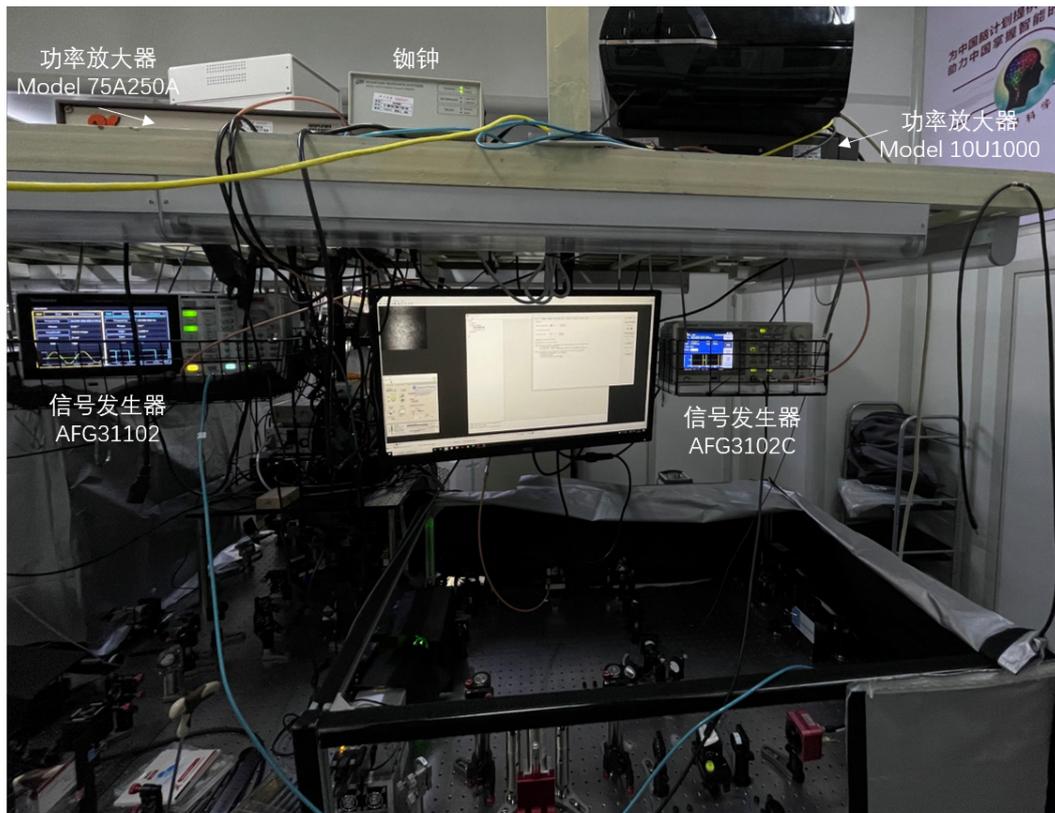


图 B.1: 实验硬件系统

```

9  w_p=20e-9;
10 NA=D./(2*f);
11 % d_p=2*f*lmd./D;
12 d_p=lmd./NA;
13 % delta_f_p=2*lmd*f^2./(pi*D.^2);
14 delta_f_p=lmd./(2*pi*NA.^2);
15 fprintf("光束聚焦直径 %.2f um, 焦深 %.2f um\n",d_p*1e6,delta_f_p
        *1e6);
16
17 % 超声波参数
18 D_u=6e-3;
19 f_u=5e-3;
20 F=50e6;

```

```

21 c_u=1300;
22 lmd_u=c_u/F;
23 w_u=1e-6;
24 % S_F=f_u/N_u;
25 % N_u=D_u^2*F/(4*c_u);
26 % d_u=0.2568*D_u*S_F;
27 % delta_f_u=2*N_u*S_F^2/(1+0.5*S_F);
28 NA_u=D_u/(2*f_u);
29 d_u=0.51*lmd_u/NA_u;
30 delta_f_u=2*lmd_u/(NA_u*(NA_u+lmd_u/D_u));
31
32 fprintf("超声波聚焦直径 %.2f um, 焦深 %.2f um\n",d_u*1e6,
        delta_f_u*1e6);
33
34 % CW interaction
35 eta_V_cw=cal_etaV(d_p,delta_f_p,[],d_u,delta_f_u,[],c_u,dx);
36 % Pulse interaction
37
38 eta_V_pul=cal_etaV(d_p,delta_f_p,w_p,d_u,delta_f_u,w_u,c_u,dx);
39
40 fprintf('连续波相交效率 %.2f%%\n',eta_V_cw);
41 fprintf('脉冲波相交效率 %.2f%%\n',eta_V_pul);
42 %% eta_V_pulse v.s. NA_SF
43 NA=0.001:0.001:0.7;
44 d_p=lmd./NA;
45 delta_f_p=lmd./(2*pi*NA.^2);
46
47 D_u=6e-3;

```

```

48 F=50e6;
49 c_u=1300;
50 lmd_u=c_u/F;
51 NA_u=0.001:0.001:0.7;
52 d_u=0.51*lmd_u./NA_u;
53 delta_f_u=2*lmd_u./(NA_u.*(NA_u+lmd_u/D_u));
54
55 eta_V_cw=zeros(length(NA),length(NA_u));
56 for i=1:length(NA)
57     for j=1:length(NA_u)
58         disp([num2str(i),'--',num2str(j)]);
59         eta_V_cw(i,j)=cal_etaV(d_p(i),delta_f_p(i),[],d_u(j),
60             delta_f_u(j),[],c_u,dx);
61     end
62 end
63 figure('Color','White');
64 % plot(NA,eta_V_cw);
65 imshow(eta_V_cw,[]);
66 set(gca,'YDir','normal')
67 axis('on');box off;
68 colormap('jet');
69 colorbar;
70 xlabel('$\mathrm{NA}_u$', 'interpreter','latex'); ylabel('$\mathrm{NA}_p$', 'interpreter','latex');
71 xticklabels({'0.1','0.2','0.3','0.4','0.5','0.6','0.7'});
72 yticklabels({'0.1','0.2','0.3','0.4','0.5','0.6','0.7'});
73 %% eta_V_pulse v.s. pulse width

```

```
74 close all;
75 w_p=1e-15:1e-15:5e-13;
76 w_u=1e-11:1e-11:5e-9;
77 % w_p=logspace(-15,-9,10);
78 % w_u=logspace(-12,-6,10);
79 D=5e-3;
80 d_p=2*f*lmd./D;
81 delta_f_p=2*lmd*f^2./(pi*D.^2);
82 D_u=6e-3;
83 f_u=5e-3;
84 F=50e6;
85 c_u=1300;
86 N_u=D_u^2*F/(4*c_u);
87 S_F=f_u/N_u;
88 d_u=0.2568*D_u*S_F;
89 delta_f_u=2*N_u*S_F^2/(1+0.5*S_F);
90 eta_V_pul=zeros(length(w_p),length(w_u));
91
92 % NA=D./(2*f)
93 % NA_u=D_u/(2*f_u)
94 for i=1:length(w_p)
95     for j=1:length(w_u)
96         disp([ num2str(i), '- ', num2str(j) ]);
97         eta_V_pul(i,j)=cal_etaV(d_p,delta_f_p,w_p(i),d_u,
98             delta_f_u,w_u(j),c_u,dx);
99     end
100 end
```

```
101 figure('Color','White');
102 imshow(eta_V_pul,[]);
103 set(gca,'YDir','normal')
104 axis('on');box off;
105 ylabel('$w_P$ [fs]','interpreter','latex');
106 xlabel('$w_U$ [ns]','interpreter','latex');
107 xticklabels({'1','2','3','4','5'});
108 colormap('jet');
109 colorbar;
110
111 %% functions
112 function eta_V=cal_etaV(d_p,delta_f_p,w_p,d_u,delta_f_u,w_u,c_u,
    dx)
113     if nargin<8
114         dx=1e-9;
115     end
116     if nargin<7
117         c_u=1300;
118     end
119     c=3e8;
120     d=min(d_p,d_u);
121     x=-d/2:dx:d/2;
122     if isempty(w_p)||isempty(w_u)
123         w_p=inf;
124         w_u=inf;
125     end
126     l_u=min(delta_f_u,w_u*c_u);
127     l_p=min(delta_f_p,w_p*c);
```

```

128     V_lap=2*sum(min(l_u , sqrt(d_p.^2/4-x.^2)).*min(l_p , sqrt(d_u
        .^2/4-x.^2)))*dx;
129     V_p=pi*d_p^2/4*l_p;
130     fprintf("V_lap = %.2f um^3, V_total = %.2f um^3\n",V_lap*1
        e18,V_p*1e18);
131     eta_V=V_lap/V_p;
132 end

```

D 超声波与光子作用微观模型仿真代码

```

1 % 采样参数
2 Fs=1e9; % 采样频率1GHz
3 T=200e-9; % 采样时间200ns -- 10个周期
4 t=(0+eps:1/Fs:T)'; N=length(t);
5 f=((0:N-1)*Fs)/N-Fs/2;
6 % 超声波和光波参数
7 c_a=1300;
8 w_a=2*pi*50e6;
9 k_a=w_a/c_a;
10 lmd_a=2*pi*c_a/w_a;
11 lmd=532e-9;
12 k0=2*pi/lmd;
13 A=(1:5:40)*1e-9; % 超声波振幅 不扫描
14 % A=(0.01:1:100)*1e-9; % 超声波振幅扫描
15
16 % 介质参数
17 n0=1.33;
18 % L=30e-10;

```

```

19 l=3e-10; % 平均自由程
20 % 导出参数
21 beta=pi/4-1/(2*k_a*l)*hypergeom([1,1/2],3/2,-1/(k_a*l)^2);
22 chi=atan(k_a*l)/(k_a*l);
23 alp1=k_a*l*atan(k_a*l/2);
24 alp2=2*beta^2/(1-chi);
25 rho=1000;
26 eta=1.466e-10*rho*c_a^2;
27 del_n=(alp1+alp2)*eta^2;
28 del_d=1/6;
29 epsl=6*(del_n+del_d)*(n0*k0*A).^2;
30
31 G=@(t,L)(L/l)*sinh(sqrt(epsl.*(1-cos(w_a*t))))./sinh(L/l*sqrt(
    epsl.*(1-cos(w_a*t)))); % 计算自相关函数
32
33 % 计算
34 L=[0.01*l,0.1*l,0.5*l,1*l,3*l,5*l,10*l,30*l,100*l]; % 不同介质长
    度（作用长度）
35 G1=cell(length(L),1);
36 I=cell(length(L),1);
37
38 for i=1:length(L)
39 G1{i}=G(t,L(i));
40 I{i}=abs(fftshift(fft(G1{i})));
41 end
42 %% 图示
43 leg=[];
44 for i=1:length(A)

```

```
45     leg=[leg; sprintf("%dnm",round(A(i)*1e9))];
46 end
47 figure('Color','White');
48 C=colormap('jet');
49 idx=round(linspace(1,length(C),length(A)));
50 subplot(211);
51 for i=1:length(A)
52 plot(t*1e9,G1{5}(:,i),'Color',C(idx(i),:)); hold on;
53 end
54 xlabel('t [ns]','interpreter','latex');
55 ylabel('$G_1(\tau)$','interpreter','latex');
56 legend(leg);
57 subplot(212);
58 for i=1:length(A)
59 plot(f*1e-6,I{5}(:,i),'Color',C(idx(i),:)); hold on;
60 end
61 xlim([-200 200]);
62 legend(leg);
63 xlabel('$f_a$ [MHz]','interpreter','latex');
64 ylabel('$I(f)$','interpreter','latex');
65
66 %% 标记效率曲线
67 figure('Color','White');
68 C=colormap('jet');
69 idx=round(linspace(1,length(C),length(I)));
70 idx_tagged=find(abs(f*1e-6-50)<0.1);
71 idx_zero=find(abs(f*1e-6)<0.1);
72 eff=zeros(length(I),length(A));
```

```

73 for i=1:length(I)
74     eff(i,:)=I{i}(idx_tagged,:) ./ I{i}(idx_zero,:);
75     plot(A*1e9, eff(i,:) *100, 'LineWidth',1, 'Color',C(idx(i),:));hold
        on;
76 end
77
78 legend(['L/l=0.01";"L/l=0.1";"L/l=0.5";"L/l=1";"L/l=3";"L/l=5";"
        L/l=10";"L/l=30";"L/l=100"], 'interpreter', 'latex', 'Location', '
        best');
79 xlabel('$ [nm]', 'interpreter', 'latex');
80 ylabel('$\eta_{\mathrm{tag}}=I_1/I_0 \times 100\%$ [%]', '
        interpreter', 'latex');
    
```

E 相交圆柱体积的计算

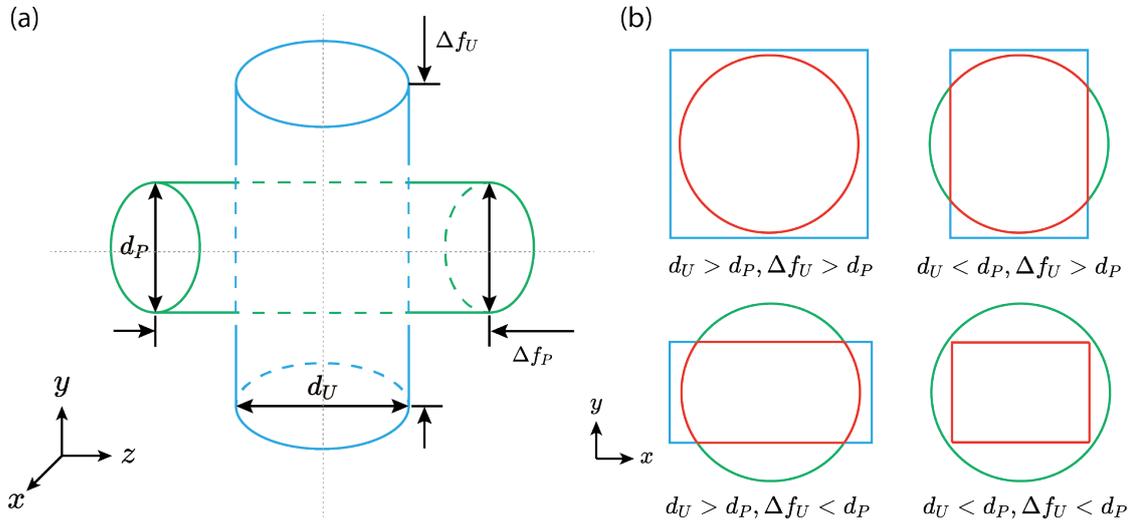


图 E.1: 两圆柱相交示意图

相交圆柱的体积可以通过多元微积分进行计算。如图 E.1所示，图 (a) 为光束圆柱和超

声圆柱相交示意图，以二者中心轴交点为原点，两个圆柱分别可以表示为

$$\begin{aligned} x^2 + y^2 &= \frac{d_P^2}{4}, \\ x^2 + z^2 &= \frac{d_U^2}{4}. \end{aligned} \tag{E-1}$$

考虑右图所示的 $x-y$ 截面，在这个截面，根据 $d_U, d_P, \Delta f_U$ 的关系有四种情况，如图 (b) 所示，红色部分为不同情况下的积分边界。可以看到，在四种情况下， x, y 的积分边界为

$$\begin{aligned} x &\in [-\min\{d_U, d_P\}/2, \min\{d_U, d_P\}/2], \\ y &\in [-\min\{\Delta f_U, \sqrt{d_P^2/4 - x^2}\}/2, \min\{\Delta f_U, \sqrt{d_P^2/4 - x^2}\}/2]. \end{aligned} \tag{E-2}$$

由对称性， $x-z$ 截面上的积分边界为

$$\begin{aligned} x &\in [-\min\{d_P, d_U\}/2, \min\{d_P, d_U\}/2], \\ z &\in [-\min\{\Delta f_P, \sqrt{d_U^2/4 - x^2}\}/2, \min\{\Delta f_P, \sqrt{d_U^2/4 - x^2}\}/2]. \end{aligned} \tag{E-3}$$

记 $d = \min\{d_P, d_U\}$ ，类似计算牟合方盖的体积，利用多元积分可得：

$$\begin{aligned} V_{\text{lap}} &= 2 \int_{-d/2}^{d/2} dx \int_{-\min\{\Delta f_U, \sqrt{d_P^2/4 - x^2}\}/2}^{\min\{\Delta f_U, \sqrt{d_P^2/4 - x^2}\}/2} dy \int_{-\min\{\Delta f_P, \sqrt{d_U^2/4 - x^2}\}/2}^{\min\{\Delta f_P, \sqrt{d_U^2/4 - x^2}\}/2} dz \\ &= 2 \int_{-d/2}^{d/2} \min \left\{ \Delta f_U, \sqrt{\frac{d_P^2}{4} - x^2} \right\} \times \min \left\{ \Delta f_P, \sqrt{\frac{d_U^2}{4} - x^2} \right\} dx. \end{aligned} \tag{E-4}$$

作者简介

教育经历 黄隆钤，男，2000年1月出生于山东济宁。2015年9月至2018年7月就读于兖州市第一中学；2018年9月进入浙江大学竺可桢学院混合班，修读光电信息科学与工程专业，（预计）2022年7月毕业。毕业后将直博浙江大学医学院，攻读交叉学科神经生物学博士学位。

成果附录

1. Zhang, W., Song, H., He, X., Huang, L., Zhang, X., Zheng, J., ... & Liu, X. (2021). Deeply learned broadband encoding stochastic hyperspectral imaging. *Light: Science & Applications*, **10**(1), 1-7.
2. Huang L, Luo R, Liu X, et al. Spectral imaging with deep learning[J]. *Light: Science & Applications*, 2022, **11**(1): 1-19.
3. 国中元, 缪佳奇, 黄隆钤, 等. 一种单空间光调制器实现彩色立体点云裸眼显示装置 (实用新型专利)

奖学金及荣誉

- 浙江大学校级优秀团干、校级优秀毕业生
- 2020-2021 学年浙江大学一等奖学金、优秀学生
- 2020 年美国大学生数学建模竞赛一等奖 (Meritorious Winner)
- 2021 年美国大学生数学建模竞赛一等奖 (Meritorious Winner)
- 浙江省第十一届大学生物理科技创新竞赛一等奖
- 第六届全国大学生物理实验竞赛二等奖
- 2021 年光电设计竞赛东部赛区二等奖

项目经历

- 2020–2021 竺可桢学院与华为海思合作科研项目“基于华为自研 AI 芯片的计算机视觉深度学习算法研究与移植”（立项负责人）
- 2020–2021 浙江大学计算机科学与技术学院省创 SRTP 项目“tapon–深度学习与增强现实相关技术与 App 开发”

本科生毕业论文（设计）任务书

一、题目：

二、指导教师对毕业论文（设计）的进度安排及任务要求：

2021 年 11 月 15 日-2021 年 12 月下旬：

阅读参考文献，明确毕业设计内容。如 Lihong V Wang、Changhui Yang、Si Ke 等人的论文：

- Xu X, Liu H, Wang L V. Time-reversed ultrasonically encoded optical focusing into scattering media[J]. Nature Photonics.
- Suzuki Y, Jian W T, Qiang Y, et al. Digital reflection-mode time-reversed ultrasonically encoded (TRUE) optical focusing[C]// Photons Plus Ultrasound: Imaging & Sensing.
- International Society for Optics and Photonics, 2014.
- Si K, Fiolka R, Cui M. Fluorescence imaging beyond the ballistic regime by ultrasound-pulse-guided digital phase conjugation[J]. Nature Photonics, 2012, 6(10):657-661.
- Suzuki Y, Tay J W, Yang Q, et al. Continuous scanning of a time-reversed ultrasonically encoded optical focus by reflection-mode digital phase conjugation[J]. Optics Letters, 2014, 39(12).

2021 年 12 月下旬：开题答辩。

2021 年 12 月下旬-2022 年 1 月 31 日：学习光学系统搭建基础、完成马赫曾德尔干涉。

2022 年 2 月 1 日-2022 年 2 月 30 日：学习信号发生器、功率放大器、铷钟、纳秒脉冲激光器、声光调制器、相机等器件的使用方法。

2022 年 3 月 1 日-2022 年 3 月 15 日：学习 SLM 矫正方法，完成 SLM 矫正，误差低于 5%。

2022 年 3 月中下旬：中期检查。

2022 年 3 月 16 日-2022 年 3 月 30 日：学习信号发生器自定义信号使用方法、利用声光调制器对物光和参考光进行调制，并利用自定义信号使参考光产生相移，相移速度 40Hz。

2022年4月1日-2022年4月15日：利用四步相移法提取物光的相位信息。

2022年4月16日-2022年5月上旬：完成毕业论文。

2022年5月上旬：提交电子版论文。

2022年5月上旬-2022年5月中旬：学习基于数字光学相位共轭的时间反演技术。

2022年5月中旬-2022年5月下旬：完成论文答辩准备。

2022年5月下旬：论文答辩。

起讫日期 2021年11月1日 至 2022年5月25日

指导教师（签名）_____ 职称 _____

三、系或研究所审核意见：

同意，按照导师安排进行。

负责人（签名）_____

年 月 日

本科生毕业论文（设计）考核

一、指导教师对毕业论文（设计）的评语：

该同学对于毕业设计涉及的课题，在前期进行了较为充分的文献调研，对课题有了较为深入的了解。之后的实验设计和数据处理环节，能参考文献，制定了合理的实验方案和数据处理流程，能合理解决项目开展过程中碰到的问题，较为优秀地完成了整个毕业设计。在毕业设计的整个过程中，该同学表现出了良好的知识获取、分析能力和动手能力。

指导教师（签名）_____

年 月 日

二、答辩小组对毕业论文（设计）的答辩评语及总评成绩：

该生清晰、流利地阐述了论文的主要内容，回答问题正确。

成绩比例	文献综述 (10%)	开题报告 (15%)	外文翻译 (5%)	毕业论文质量及 答辩 (70%)	总评 成绩
分值	7	11	3	70	91

负责人（签名）_____

年 月 日

论文编号: 2233004

评阅意见书编号: 2233004A1

浙江大学

本科生毕业论文 (设计)
匿名评阅意见书



论文题目 基于数字光学相位共轭的波面探测技术研究

专业 光电信息科学与工程

所在学院 光电科学与工程学院

浙江大学本科生院制

填写说明

1. 表中所涉及的签名都必须用蓝、黑色墨水笔，亲笔签名，不可以打印代替；
2. 论文编号和评阅意见书编号由学院（系）本科教学部门填写，编号规则为：
 - (1) 论文编号为：年份 2 位 + 学院代码 2 位 + 流水号 3 位，共 7 位；
 - (2) 评阅意见书编号为：论文编号 7 位 + 大写英文字母 1 位 + 流水号 1 位，其中英文字母第一次申请评阅用 A 表示，第二次申请评阅用 B 表示，以此类推。
3. 表内所列项目要全部填写，不留空白。

一、专家评价

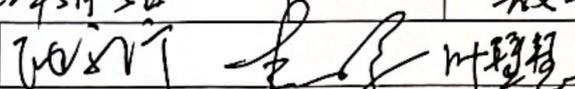
<p>评阅人对本科生毕业论文（设计）分项评价：</p> <p>（请根据您对本科生毕业论文（设计）的要求，对本论文（设计）的选题、研究成果创新性和论文写作等作出评价。请在相应栏目内画“○”或画“√”。下同。）</p>					
参考项目	A（优秀）	B（良好）	C（中等）	D（及格）	E（较差）
论文选题	√				
研究成果	√				
论文写作		√			
论文（设计）	A（优秀）	B（良好）	C（中等）	D（及格）	E（较差）
总体评价	√				
<p>论文（设计）的主要不足之处和修改建议（注：不够可另加页）</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. 摘要第一段中出现“引导星”，请确认是否为专业词汇。 2. 全文有几处段间距过大，例如 1.2.3 节；图 2.6 至图 2.8 之间等。请自行全文查找并优化。 3. 图 4.3 插入到了一段正文之中，一般情况下，图片应另起一段。 					
<p>评阅人对本科生毕业论文（设计）是否同意答辩的意见</p>					
<p>同意答辩 或 同意经过小的修改后答辩（可不再送审）</p>					√
<p>需要进行较大的修改后复审（参加第二轮答辩）</p>					
<p>未达到毕业论文（设计）要求，不同意答辩（终止毕设）</p>					

（注：论文总体评价选择“较差”的，是否同意答辩的意见不能选择同意答辩）

浙江大学本科生毕业论文（设计）现场答辩记录表

学院：光电科学与工程学院

毕业届别：2022

学生姓名	黄隆钤	学号	3180105524	专业	光电信息科学与工程
毕业论文（设计）题目	基于数字光学相位共轭的波面探测技术研究				
指导教师姓名	丁志华	职称	教授	所在单位	光电科学与工程学院
答辩时间	2022年5月15日		答辩地点	教三326	
答辩组成员（签名）					

本科生毕业论文（设计）答辩记录：（要求在答辩陈述和回答问题等方面具体加以记录与评价）

1. 论文中“解包裹”的意思？相位误差是多少？

解包裹对应英文“unwrapping”，指把回扫相位提取出的相位（ $-2\pi \sim 2\pi$ 之间）展开。相位误差没有在实验中测量，由于仿真值因此以直接计算。

2. 探测在活体在动时移相如何操作？

① 应尽可能缩短回扫相的探测时间，在一次去相位时间内完成波面探测与相位共轭 ② 由于活体在动，需要将探测和追踪聚焦。

3. 相位正交在活体成像反射时如何应用？

可能需要将超声波 45° 照射，并改进当前的声场模型。

4. 所做的激光器谱宽是多少？

没有测光谱，但用通光孔径光路测了相干长度，在好的情况下约为14mm。

记录人（签名）：汪露

2022 年 5 月 25 日

答辩小组负责人（签名）：

_____年____月____日

第二部分

毕业论文开题报告

浙江大学

本科生毕业论文

文献综述和开题报告



姓名与学号	黄隆钤 3180105524
指导教师	丁志华
年级与专业	2018级光电信息科学与工程
所在学院	光电科学与工程学院

一、题目：基于数字光学相位共轭的波面探测技术研究

二、指导教师对文献综述、开题报告、外文翻译的具体要求

- 文献综述要求学生精读 2012 年至今的国内外学术论文 30 篇以上，阅读 100 篇以上，并完成文献综述报告，要求全面、准确、凝练、条理清楚，避免简单堆砌，了解国内外相关课题组的研究优势与方向，争取提出自己的研究思路和想法。
- 开题报告要求学生对于基于数字光学相位共轭的波面探测技术具有较全面的认识，总结国内外研究现状，了解本课题的研究意义，明确自己的研究方向、技术手段、研究内容和拟解决的关键问题，并预期研究成果。

指导教师（签名）_____

年 月 日

一、文献综述

1 背景介绍

在生物医学成像和光遗传学中，提高光的聚焦深度一直是一个难点。这是由于生物组织会对入射光产生一定的散射，且散射随着组织厚度的增加指数增大。当组织厚度达到一定程度时，就难以通过简单的透镜系统实现组织深处或者穿过组织的聚焦了。随着光学显微技术的发展，共聚焦显微镜、多光子显微镜等通过抑制非焦点散射光和背景光，提高了成像和聚焦的深度，但是对于超过 1mm 厚的组织，这些方法也逐渐失效。

为了提高光在厚组织中的穿透深度，人们开始研究组织对光的散射规律。当入射光穿过很厚的散射介质时，由于散射和吸收，出射光的强度显著减弱，其波面被扰乱而无法会聚。人们发展了波面整形技术，以修复被扰乱的出射光波面，实现会聚。波面整形的一条技术路线是自适应光学 (Adaptive Optics, AO) 技术，通过空间光调制器 (Spatial Light Modulator, SLM) 或者数字微透镜阵列 (Digital Micromirror Device, DMD) 对入射光的波面进行迭代调整，逐步将出射光会聚到目标位置。然而，迭代调整算法是贪婪算法，有时在复杂的散射介质中难以获得全局最优解，这使得自适应光学的调整是有限度的。在 2021 年 Na Ji 组的工作中^[1]，将三光子显微镜结合自适应光学技术进行波面矫正，也难以突破 1mm 的厚度实现荧光激发。另一条技术路线是光学位相共轭 (Optical Phase Conjugation, OPC) 技术，该技术显示出巨大的深穿透潜力。OPC 探测散射介质出射光的波面，然后将该波面的相位共轭光束从出射位置重新射入散射介质。因为射入光是共轭光，其将经过散射重新会聚到介质内部或后部的原发光点处。初期的 OPC 技术利用非线性光学晶体实现波面记录和再现。基于非线性光学进行波面记录参考光光强有严格的要求，不利于对较弱的复杂散射波面进行探测。为了改进这些缺点，人们发展了数字光学位相共轭技术 (Digital Optical Phase Conjugation, DOPC)，利用 CCD 或者 CMOS 相机记录波面，计算共轭波面后，通过 SLM 或者 DMD 调制，实现散射介质的深穿透聚焦。DOPC 技术展现出很好的深穿透聚焦能力应用潜力，如 2017 年 Haowen Ruan 等人^[2]将 DOPC 技术应用于光遗传学，实现了 2mm 活体小鼠脑片深处的光聚焦和 800um 小鼠大脑切片的神经活动调控。

不论是 AO 还是 DOPC, 波面整形技术都要求准确的波面探测, 这是进行波面矫正或共轭的基础。因此, 波面探测是波面整形技术的关键。本文对不同类别的波面探测技术进行了分析和回顾, 由于研究对象是适用于 DOPC 系统的波面探测技术, 因此重点回顾了基于相移法的干涉波面采样及其解包裹方法相关研究。

2 国内外研究现状

2.1 研究方向及进展

如果把波面看作一张复杂的曲面, 那么波面探测的第一步是构造一种光学系统/光学器件对其进行某种已知变换并采样, 这个变换可以是求波面梯度、进行干涉、衍射等等, 这样的光学系统/光学器件则对应着 Shark-Hartmann (SH) 传感器^[3-5]、金字塔棱镜^[6-9]、横向/径向剪切干涉系统^[10-15]、数字全息干涉系统^[16]等。

有了已知变换的采样数据, 下一步就是对这张曲面进行恢复重建, 即波面重建。对于不同的光学系统, 波面重建的算法是不一样的, 但总的来说有两大类: 拟合重建, 适合基于梯度等的波面采样系统, 利用优化算法进行最小二乘拟合(区域法, zonal)或者多项式拟合(模式法, modal); 直接重建, 适合于基于干涉的波面采样系统, 这样的系统经过干涉采样对波面有一个显式表达式, 可直接求逆计算出波面相位分布。直接重建的关键是相位解包裹, 对此已经有近半个世纪的研究。近年来, 深度学习发展迅速, 基于深度学习的波面重建也出现在间接和直接波面重建的各种方法上。

2.2 波面采样

2.2.1 梯度采样

基于梯度的波面采样的目的是获得波面的梯度信息, 然后利用优化算法或深度学习方法对原始波面进行恢复。根据硬件系统即梯度采样方式的不同, 可以分为基于 SH 传感器的波面探测、基于金字塔棱镜的波面探测、基于剪切干涉仪的波面探测等, 如图 2.1 所示。

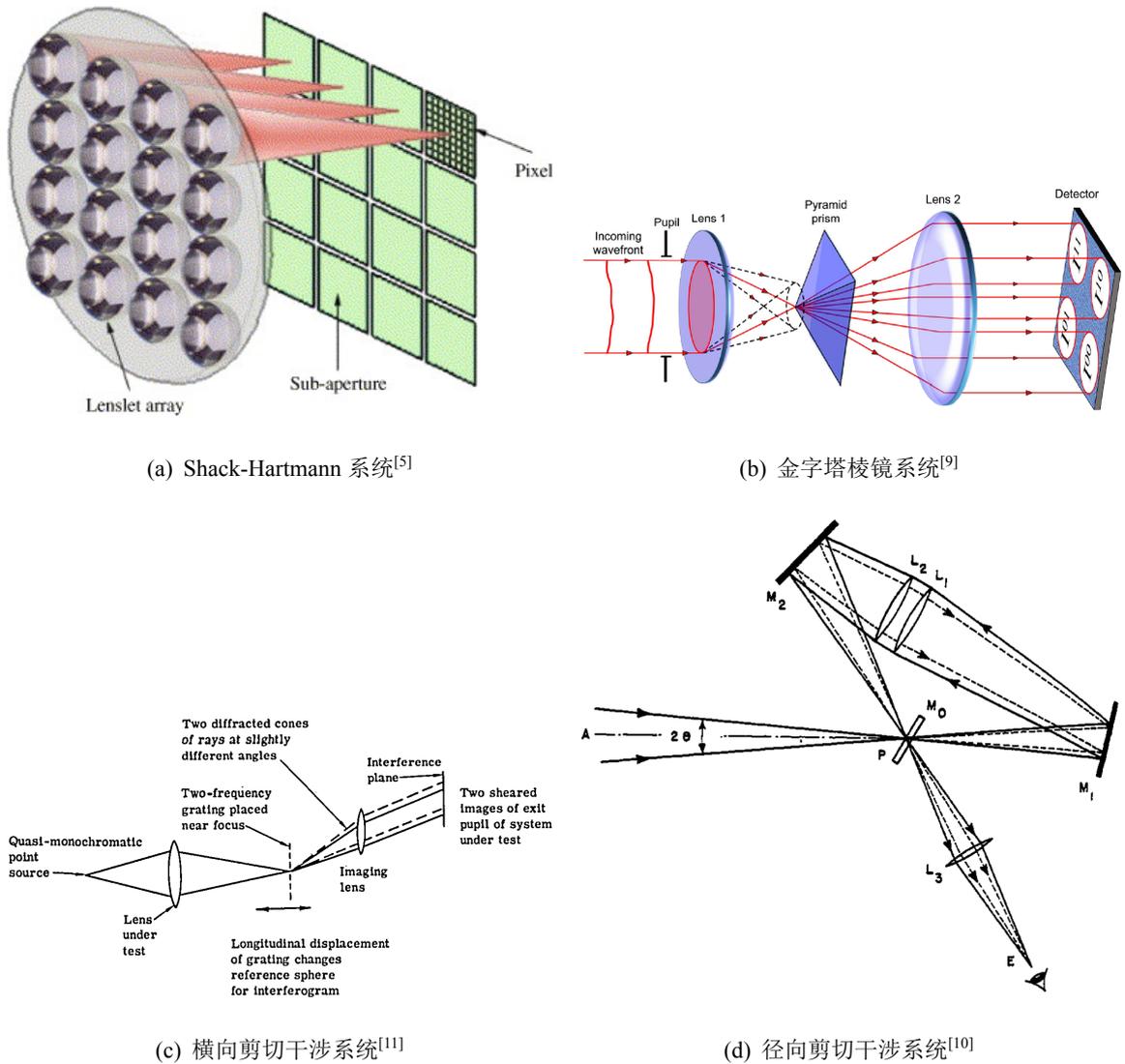


图 2.1: 梯度采样系统

Shack-Hartmann 系统 如图 2.1(a), SH 波前传感器是一个微透镜阵列^[17], 也可以看成一种相位光栅^[18]。基于 SH 传感器的波面探测利用它将波面分成许多子波面并获得每个子波面的焦点。根据聚焦点阵列和无像差时的理论聚焦点阵列的分布, 可以推导出每个子波面在 x 和 y 方向的位移, 从而获得相位梯度分布。

金字塔棱镜系统 基于金字塔棱镜的波面探测主要利用一个金字塔形状的棱镜对波面的相位进行调制, 然后根据已知的棱镜信息对波面进行重建恢复。如图 2.1(b) 所示, 金字塔棱镜的尖端位于一个 $4f$ 系统频谱面处^[9], 在空间频率域对波面进行相位调制。通过对金字塔棱镜进行基于几何光学的建模或者基于衍射理论的建模^[6], 可以得到其对入射波面的调

制函数。根据像面得到的光强分布，通过求解逆问题可以估计入射波面的相位分布。基于金字塔棱镜相位调制的原理，Akondid 等人还发展了数字金字塔棱镜^[19-20]，即用 SLM 加载金字塔相位，使得相位调制更加便捷。

相比基于 SH 传感器的波面探测，基于金字塔棱镜的波面探测对波面相位的直流项变化 (piston move) 十分灵敏。目前，基于金字塔棱镜的波面探测主要应用于大型天文望远镜中^[7-8]，作为自适应光学系统的波面探测模块。

剪切干涉系统 剪切干涉是指在空间上平移待探测的波面使其和平移后的波面干涉^[21]，记录下干涉相位分布，此分布可以认为是待测波面的梯度分布。由于干涉波面之来自于带探测的波面，基于剪切干涉的波面探测方法，不需要参考光，对环境的变化具有鲁棒性，可以有效避免温度变化、环境扰动等带来的影响。

目前主要的剪切干涉方法可以分为横向剪切干涉和径向剪切干涉。横向剪切干涉可以通过两个频率的光栅^[11]等器件实现，如图 2.1(c) 所示；径向剪切干涉通常是利用一个望远镜系统^[10]和分束器实现。分束器分束后两光分别从相反方向进入望远镜系统，一个放大、一个缩小，最后回到分束器合束产生干涉。径向剪切干涉的系统如图 2.1 (d) 所示。相比横向剪切干涉需要测量横纵两个方向的干涉波面，径向剪切干涉有只需要测量一次波面。1985 年，Kothiyal^[22]等人利用偏振干涉，通过旋转偏振片实现了波面的四步相移相移。2020 年，Bian Dian 等人^[23]提出使用一个透镜进行径向剪切干涉的方法，结合偏振分束器和偏振 CMOS 相机，实现了单次拍摄的波面探测。

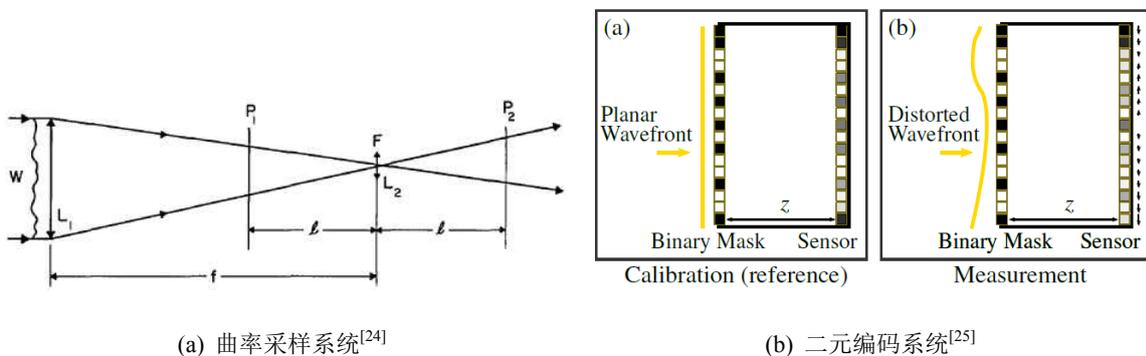


图 2.2: 曲率采样系统

曲率采样系统 曲率采样 (curvature wavefront sensing) 是探测波面的二阶梯度, 主要基于光的传播理论, 用于非相干光源的探测。1988 年, François Roddier^[24] 提出了曲率采样系统 (如图 2.2(a))。通过记录透镜焦点 (也是系统入瞳) 处前后两张离焦图片 I_1, I_2 , 结合几何光学理论和光的传播理论, 可以得到一个包含波面曲率的方程:

$$\frac{I_2(\mathbf{r}) - I_1(\mathbf{r})}{I_2(\mathbf{r}) + I_1(\mathbf{r})} = \frac{f(f-l)}{2l} \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \phi(f\mathbf{r}/l) \delta_c + \nabla^2 \phi(f\mathbf{r}/l) \right],$$

其中 $\mathbf{r} = (x, y)$, f 是透镜焦距, l 是探测两张采样图片距离透镜焦面的距离, δ_c 是冲激函数, 入瞳边缘以内为 1。1993 年, Claude Roddier 和 François Roddier 对系统进行了进一步的分析, 并给出了波面的求解方法, 将其应用于天文望远镜的像差矫正中。

本质上说, 曲率采样是基于光传播过程中的衍射理论和强度传输方程 (Transport of Intensity Equation, TIE^[26]) 的, 根据不同的近似可以得到不同的方程。

如 2017 年 Congli Wang^[27] 等人提出的编码波面探测技术 (coded wavefront sensing, 图 2.2(b)) 就通过小曲率近似得到了光流方程:

$$I(\mathbf{r}) = I_0 \left(\mathbf{r} - \frac{\lambda z}{2\pi} \nabla \phi \right).$$

方程中的未知量有三个; 平面参考光经过掩模后的强度图像 I_0 、待测光经过掩模并经过距离 Δz 的衍射后到达传感器的图像 I , 以及待测波面相位 ϕ 。他们在传感器前面一小段距离 Δz 处加入一个二元相位掩模, 通过拍摄一个平面波参考图像和一个波面像差图像, 结合优化算法计算出波面的相位分布。他们在 2019 年对之前提出的算法进行了详细的理论分析, 并实现了相位量化成像^[28]。

2020 年, Congli Wang 等人^[29] 对曲率波面探测和编码波面探测等技术进行了总结, 提出了一个包括硬件系统和重建方程的通用模型。

2.2.2 干涉采样

干涉采样主要基于参考光和待测光的干涉, 是精度很高的波面探测系统, 有广泛的工业检测应用。对于干涉采样, 关键的步骤是进行移相, 以便后续对待测波面进行直接求解。目前的移相系统有许多, 如基于压电位移台的数字全息相移系统、基于差频干涉的相移系统 (也称外差全息, heterodyne holography)、基于偏振干涉的偏振相移系统、基于低相干光源的低相干门控相移系统等。

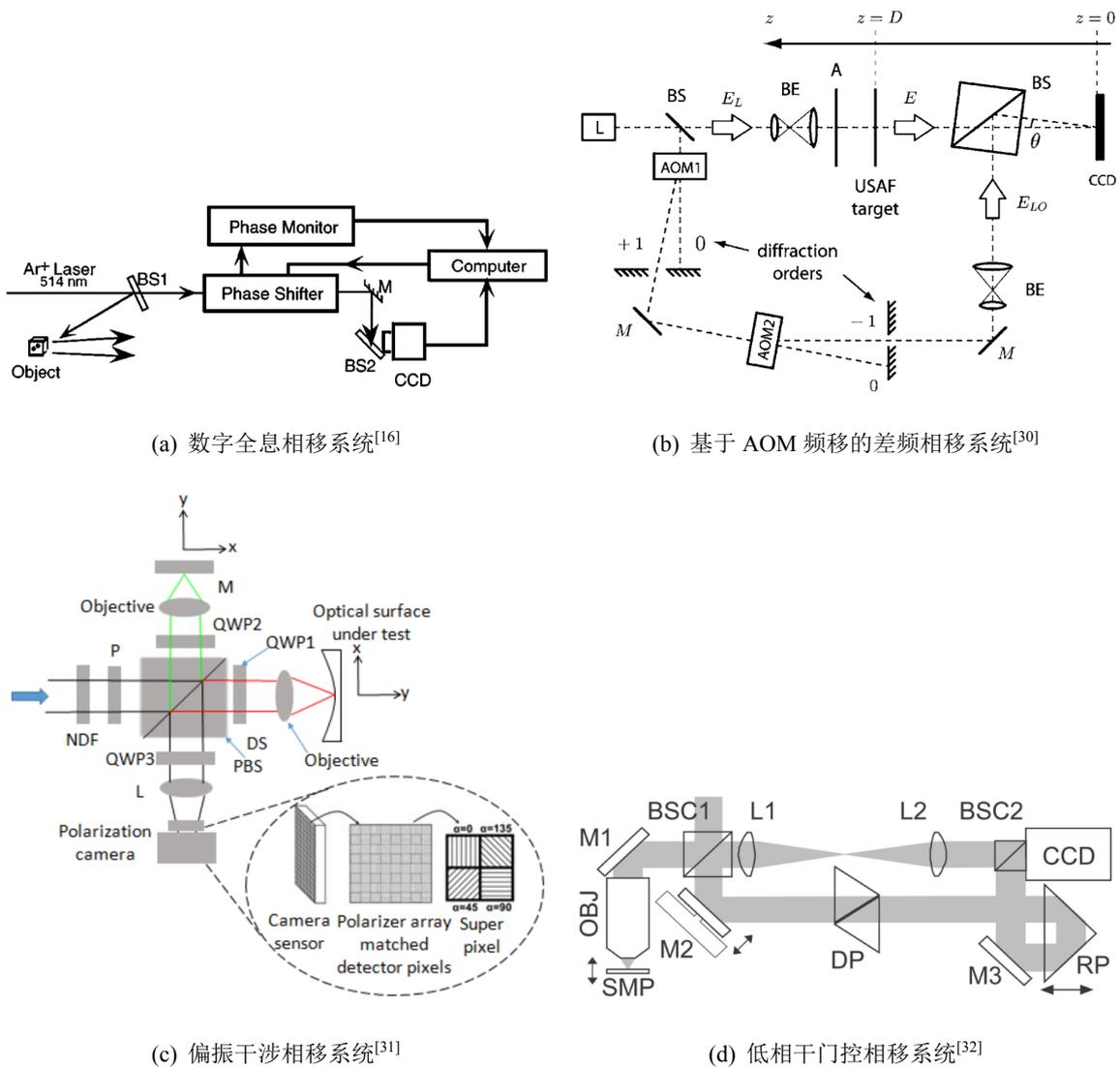


图 2.3: 干涉相移系统

数字全息相移系统 基于数字全息的波面探测是利用数字全息技术，记录信号光和参考光的干涉波面，最后减去参考光的波面，获得信号光波面信息。数字全息技术已经十分成熟，是复杂波面探测中非常重要的一种方法^[21]。在数字全息系统的基础上，增加一个压电相移台，就可以实现移相（图 2.3(a)）。1997 年，Ichirou Yamaguchi 和 Tong Zhang^[16] 搭建共轴数字全息光路，用四步相移法计算了波面。

差频相移系统 2007 年，M. Gross 等人^[30] 搭建了一个离轴全息系统（图 2.3(b)），并利用两个声光调制器调整物光频率与参考光频率之差为相机记录频率的四分之一，实现了外差

探测波面探测。他们进行了 k 空间的滤波，并验证了探测灵敏度已达到平均每像素一个光子的量子极限。该差频探测系统适合和超声编码一起使用，实现高速波面探测，如 Lihong V. Wang 等人提出的时间反转超声编码光聚焦 (TRUE) 系统^[33]、Ke Si 等人提出的超越弹道光限制的数字光学相位共轭 (DOPC) 系统^[34] 均使用了这样的差频相移系统。

偏振相移系统 除了上述的用压电位移台、声光调制器进行移相的方法，基于偏振干涉的移相也是一种有效方法。1985 年，Kothiyal 等人^[22] 在提出的轴向剪切干涉系统中，通过手动旋转偏振片获得了四张相移图像。如果使用一组集成了四个方向偏振片的偏振相机来获取图像，那么一次采集就可以得到四个相移图像，它被称为快照波面探测 (snapshot wavefront sensing, 见图 2.3(c))。2017 年，Yu Zhang 等人^[31] 使用了快照波面探测系统，并提出对偏振波面探测的误差校正算法。他们对偏振相移的过程进行了基于 Jones 矢量的分析和误差分析，发现四步相移过程中的 $N = I_1 - I_2$ 和 $D = I_3 - I_4$ 位于一个 (李萨如) 椭圆上，通过将椭圆变换为圆，可以校正误差。2020 年，Dian Bian 等人^[23] 将这种快照偏振相移应用到了径向剪切干涉系统中。

低相干门控相移系统 在 DOPC 技术中，需要探测的波面是经过了厚散射介质随机散射的低强度复杂波面。因此，基于 DOPC 的波面探测需要寻找适合散射波面探测的方法。相干门控波面探测 (Coherence-Gated Wavefront Sensing, CGWS) 是一个很有前景的方法，通过使用低相干光源作为四步相移系统的光源，可以克服离焦的背景散射，探测后向散射光的波面。

Feierabend, Rueckel 和 Denk 在 2004 年提出了 CGWS 方法^[32]，并搭建了一个基本的 CGWS 光路 (图 2.3(d))。CGWS 利用低相干光源限制后向散射光的探测区域为聚焦区域，从而解决了没有引导星情况下非聚焦区域背景光干扰的问题。他们通过拍摄四张相移图像得到干涉波面的复振幅，然后通过仿真模拟 SH 传感器 (virtual Shack-Hartmann Sensor, vSHS) 计算子波面斜率，最终拟合出表示波面的 Zernike 系数。在随后的工作中^[35]，他们详细介绍了 CGWS 中的 vSHS 方法，对其原理、算法流程和噪声进行了仔细分析，论证了 vSHS 可以替代真实 SH 传感器进行波面拟合。他们将 CGWS 应用在双光子荧光显微的激发中，并用可变形镜 (Deformation Mirror, DM) 进行波面校正，显著提高了荧光强度，并抑制了背景光强，提高了成像分辨率。2007 年，他们对 CGWS 相干门控所限制的锥形

范围进行了建模^[36]，并通过蒙特卡洛仿真分析了影响 CGWS 效果的参数，包括相干长度、散射情况、偏振等。

2.2.3 编码采样

除了前文提到的梯度采样和干涉采样，编码采样是随着计算机快速发展而产生的一种创新方法。基于编码采样的波面探测也可以称为计算波面探测。

2017 年，Betro 等人^[37]提出了一个系统简单的波面梯度探测方法，仅由一个散射片 (diffuser) 和一个图像传感器构成。散射片可以看作一个精细的梯度编码，由于记忆效应，波面的倾斜将导致散射片散射图样的位移。根据散射图样中散斑的位移可以推出波面的梯度分布，这相比 SH 传感器提高了求解波面的分辨率。这样的编码是较为直接的，因为编码直接蕴含着梯度分布。

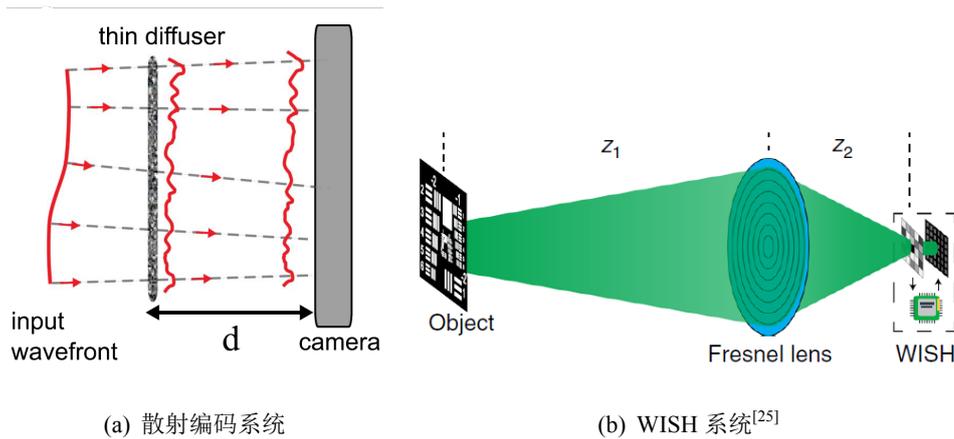


图 2.4: 编码采样系统

2019, Yicheng Wu 等人^[25]提出了一种更为复杂的高分辨率的波面探测系统 (Wavefront Imaging Sensor with High resolution, WISH)。他们建立了一个包含菲涅尔透镜 (聚光)、空间光调制器 (SLM) 和传感器的系统 (图 2.4(a))。基于菲涅尔衍射传播模型，用 SLM 生成多张随机相位图，然后通过优化算法最小化相位累计误差，得到估计相位。他们将 WISH 相位探测应用于远距离摄影、近距离显微、穿透散射介质成像，均得到了良好的相位成像效果。

2.3 波面重建

2.3.1 基于梯度的波面重建

区域法 基于 SH 传感器获得的焦点分布，可以根据其与无像差分布的偏移量计算出每个子波面所对应的二维梯度（两个方向的斜率）。区域法波面重建就是利用每个子波面所算出的二维梯度，通过最小二乘等方法对波面进行重建：

$$\min_{\hat{\phi}} \|s - M(\nabla \hat{\phi})\|,$$

其中 M 是与波面相位梯度相关的物理模型， $s = M(\nabla \phi)$ 是探测得到的数据， $\hat{\phi}$ 是待估计的相位分布。

1977 年，Fried 用最小二乘拟合的方法从差分相位分布重建出相位分布，并给出了误差分析^[38]。在 Fried 的算法里，直接探测到了梯度分布，因此 $M = \text{Identity}$ 。2006 年，Talmi 和 Ribak^[39] 给出了从任意形状的相位梯度场重建相位分布的方法。他们分析，在梯度测量存在误差的情况下， x 方向和 y 方向的梯度不能互换，即 $\partial x \partial y - \partial y \partial x$ 不为零，通过引入修正项将其修正。通过引入一个和修正项成导数关系的场 V ，得到了一个关于 V 的离散泊松方程，并定义边界条件使得总误差最小，求解后得到修正项。相比最小二乘重建的方法，此方法不需求解逆矩阵，有较小的计算复杂度。

随着深度学习的发展，端到端神经网络被逐步应用到区域法的波面重建中。2020 年，Lejia Hu 等人^[40] 使用 ResUNet 进行 SH 传感器系统的波面拟合。他们训练 ResUNet 网络输入 SH 采样系统得到的焦点分布，然后直接输出波面。这样的方法有效利用了卷积神经网络的特征提取能力，通过使用不同大小的卷积核分析焦点分布，最终得到波面。这样端到端的方法有更高的准确度和更快的速度。2021 年，Yulong He 等人对基于深度学习的 SH 传感器波面重建进行了改进，将整张焦点分布进行分割，输入分割的焦点分布序列，输出预测波面。他们还提出用迁移学习的方法快速训练网络以适应不同微透镜数系统的焦点分布序列输入。

模式法 模式法的主要思想是将相位分布 ϕ 表示为一组基函数 $\{Z_i\}$ ，通常是正交多项式，通过拟合基函数的系数 a_i 得到波面：

$$\phi(x, y) = \sum_i a_i Z_i(x, y).$$

1980 年，J.Y.Wang 和 D.E.Silva 给出了用 Zernike 多项式表示波面相位时的 Zernike 系数求解方法^[41]。他们重点介绍了正交多项式方法，同时给出了 Zernike 多项式的各种性质，最后对 Zernike 正交多项式表示波面相位分布进行了误差分析。Lane 和 Tallon 展示了用 Karhunen-Loeve 基函数的优势^[42]，指出其在有 Kolmogorov 湍流的情况下可以更好地拟合高阶像差。2019 年，Nishizaki、Horisaki 等人^[43]用深度学习结合模式法估计系统像差。他们假设已知一个确定的点光源或拓展光源，经过一个未知的产生像差的系统，然后从探测的图像强度分布恢复出光源经过像差系统后的波面分布。用 Zernike 正交多项式表示波面相位后，可以计算系统的点扩散函数，然后根据其与光源的卷积关系得到图像的预测强度分布。利用探测的图像强度分布可以计算损失函数，进而反向传播恢复 Zernike 系数。同年，Lejia Hu 等人^[44]将深度学习应用在 SH 波面采样系统的波面重建中。他们利用 AlexNet 网络拟合波面的 Zernike 系数。输入微透镜阵列的焦点分布，输出 Zernike 多项式系数。这种方法不需要从 SH 系统所得的焦点分布计算梯度分布，而是直接将焦点分布映射到 Zernike 多项式系数，可以有效提高波面重建速度。

2.3.2 基于干涉的波面重建

对于干涉波面采样，通常从获得的数张干涉图像中求解待测光波面。1974 年，Braggaccio 等人^[45]从理论上分析了干涉波面，将其展开为傅里叶级数。利用泰曼格林干涉仪，通过压电位移台移动参考臂进行多次测量相移，计算出傅里叶系数，得到波面相位。通过改变参考臂的光程进行相移来提取相位分布是数字全息中常用的相位提取算法。后来人们简化了过程，采用四步相移法，只需要利用四张图片作差相除就可以得到相位：

$$\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{I_0 - I_{\pi/2}}{I_{\pi} - I_{3\pi/2}} \right).$$

基于基本的四步相移解包裹，研究人员还提出了一些误差校正和移相步数的改进算法。2018 年，Yu Zhang 等人^[46]基于李萨如椭圆的拟合，提出了仅使用二步随机相移就可

以重建波面的方法。他们发现两张相移图像每个像素点强度的和与差位于一个椭圆上，椭圆的参数就是该像素点的相位和相移量。通过拟合椭圆，他们可以计算出相位分布，再根据相位分布反推出相移大小，从而得到新的椭圆，实现迭代。他们证明了结果和四步相移的结果相近，但只用了二步随机相移。

2.3.3 干涉波面的相位解包裹

干涉波面相位解包裹是合成孔径雷达 (Synthetic Aperture Radar, SAR)、光学干涉测量、磁共振测量等相位采集系统的关键步骤，因为干涉波面采样后，恢复出来的相位不可避免地会被反三角函数值域局限在 $[-\pi, \pi)$ (称为主值相位、包裹相位)。为了重建出原来的相位分布，需要对相位进行解包裹，即增减 2π 的整数倍：

$$\varphi(x, y) = \varphi_w(x, y) + 2\pi \cdot n(x, y), \quad n(x, y) \in \mathbb{Z},$$

其中 φ 是解包裹后的相位分布， φ_w 是包裹相位，它们之间相差整数倍 n 。

路径法 路径法相位解包裹通常是选取一段路径，然后对路径上的不连续点进行补偿。1982年，Itoh 等人^[47] 在对一维连续序列（即路径）的解包裹的原理进行了分析，基于一个差分值落在 $[-\pi, \pi)$ 的假设，推导出用相位主值和差分表示的相位解包裹。MATLAB 软件的常用函数 *unwrap* 就是基于 Itoh 给出的基本公式。但是该方法需要保证序列的差分值落在一定范围，无法应用到本来就存在不连续点的相位分布。1999年，Curtis W. Chen 和 Howard A. Zebker^[48] 提出了基于网络理论的相位补偿算法，可以避开相位的差分连续性假设，比较适合 SAR 技术获取的复杂波面解包裹；2001年，Antonio Baldi^[49] 提出了基于图像的四叉树分解 (Quad-Tree Decomposition) 的算法，将图像进行四叉树分解，然后对同一高度的块进行误差校正，这有助于对相位图像边缘信息即不连续位置进行修复；

相位质量图 (phase quality map) 是经常使用的寻找非线性路径的一种方法，通常是以某种标准定义像素的产生相位质量图，按照质量高低顺序定义解包裹的路径。利用质量相位图方法可以得到非线性的解包裹路径。2002年，Miguel Arevallilo Herraes 等人^[50] 提出了一种基于二阶差分的相位质量图解包裹算法：首先计算每个像素的可信度（二阶差分的倒数），进而计算每条边的可信度，从高到低对边排序加入队列；以从高到低的边作为路径

进行处理，对边内像素的情况进行了三种情况的分类，逐渐聚合，最终解包裹完毕。2011年，Ming Zhao 等人^[51]对相位质量图的质量定义和路径确定几种方法进行了对比分析。

为了提升抗噪能力，滤波解包裹技术被提出。滤波对于噪声处理时十分必要的，比如 Mostafavi Amjad 等人^[52]提出在相移法之后进行双三次插值滤波或双三次插值平滑滤波以减少噪声相位，可以提升质量图法解包裹的结果。2011年，Estrada 等人^[53]对 Itoh 的算法^[47]进行了改进，以增强抗噪能力。他们通过 Z 变换对改进后的迭代公式进行分析，得到了滤波解包裹系统的冲激响应，然后对响应进行傅里叶频域分析，证明了其具有低通滤波的能力。他们还将一维迭代推广到了二维，方法是对待计算点邻域中已解包裹的点按照类似的公式计算平均。2012年，他们对二维算法进行了改进^[54]，引入预测项和修正项。其中预测项为邻域已解包裹像素的相位平均，修正项为邻域未解包裹相位的主值差分求和（类似 Itoh 的一维算法）。他们基于线性系统理论，对给出的二维滤波解包裹系统进行了稳定性分析和频率域分析。

2017年，Kulkarni 和 Rastogi^[55]使用拓展卡尔曼滤波器实现有噪声鲁棒性的解包裹，他们用二维多项式拟合相位分布，把多项式系数作为状态参数。对于通常的相位分布采用阈值自适应窗大小选择的方式和行扫描进行解包裹；对于有不连续点的相位分布，通过预定义的掩模滤除掉。2018年，他们之前的算法进行了改进^[56]，将拓展卡尔曼滤波器改为了线性卡尔曼滤波器。对于通常的相位分布采用阈值法进行窗大小的自适应选择；对于有不连续点的相位分布，不再使用掩模去掉，而是采用相位质量图的方式进行不连续路径的相位解包裹。

整体法 整体法不依赖于路径，而是对相位分布进行整体的变换和恢复。1993年，J. M. Huntley 和 H. Saldner 提出^[57]基于时序的相位连续性补偿，在时间维度进行解包裹，即利用测量相位在时间维度上的点也具有一定的连续性。这种方法非常适合相移法干涉解包裹，他们将其应用于四步相移法，并对公式进行了改良，取得了良好结果。

快速相位解包裹（Fast Phase Unwrapping, FPU）具有快速、整体求解的特点，基于某种变换（通常是快速傅里叶变换）直接求解整体解包裹相位。2003年，Marvin A. Schofield 等人^[58]利用拉普拉斯算子（二阶梯度）得到了包裹相位和解包裹相位的导数等式关系，并根据它们的基本关系（相差 2π 整数倍）的引入一个新的量 $P = e^{i\varphi_w}$ 进行求解，最后利用快速傅里叶变换表示拉普拉斯算子，实现了高效的计算求解。因为没有用最小二乘拟合，

没有对噪声分布的假设,类似的方法有较好的抗噪能力。2015年,Jeught等人^[59]对最初的FPU算法进行了改进,只用了6次实数傅里叶变换(Schofield等^[58]为8次),并通过并行运算仅用4.9ms实现了640x480相位图的解包裹。2019年,Pijewska等人^[60]进行了进一步的改进,得到了仅需2次实傅里叶变换和2次复傅里叶变换的解包裹公式。他们还将算法推广到了三维,并展示了改进的FPU在多普勒光学相干层析技术(Doppler OCT)中的应用。

随着深度学习的普及,人们开始利用神经网络进行相位解包裹^[61-63]。Dardikman-Yoffe等人用生物细胞和传统解包裹算法生成了数据集,然后训练了一个端到端的神经网络PhUn-Net进行解包裹,该网络具有可移植、高速等特点。2019年,Teng Zhang等人^[63]提出用深度卷积神经网络进行图像分割并同时进行分类,然后根据分割结果对不同区域进行整体的相位恢复。最后检测每个区域的连续性,根据周围点的相位值对于不连续点进行补偿。这种方法可以避免路径方法产生的相位累计误差,有效地利用了图像分割网络。2020年,G. E. Spoorthi^[64]、Yubao Niu^[62]等人也提出了类似的解包裹方法,他们的方法仅在网络结构和后处理方式上有所区别。

2.4 存在问题

对于梯度波面采样技术,在系统的建模方面,SH传感器对于轴向移动相比金字塔棱镜较不敏感,然而金字塔棱镜更多地适用于大孔径的自适应光学系统。

对于干涉波面采样技术,相移法提取相位存在速度慢、噪声干扰等问题。需要寻找高速相移器件,以适应快速变化的相位,实现实时相位提取。噪声干扰也是影响相位提取准确度的重要因素,拍摄多张图片可以减少噪声,但是会进一步增加相位探测的时间,给实际应用带来困难。

在波面重建算法方面,通常梯度采样后的恢复所用到的数学模型非常复杂且涉及较大的矩阵求逆问题,需要探索更快的模型求解算法;对于干涉波面采样后的重建,相位解包裹的问题始终存在,普通的线性路径解包裹存在抗噪能力弱、无法辨识相位分布真实的不连续点、难以解包复杂波面等问题,而非线性的解包裹多存在解包速度慢的问题。

3 研究展望

在波面采样方面，探索进行波面采样的新硬件系统是基于梯度的波面探测的一大发展方向；差频干涉和偏振干涉波面采样均有着提高采样速度的潜力，值得进一步研究；随着深度学习的发展，编码采样波面探测将是值得关注的计算光学采样方法，相位编码采样系统可以结合波面重建算法进行设计有提升采样速度、减小系统体积的良好前景。

在波面重建算法方面，提升波面重建速度是非常重要的研究方向。目前的算法在速度和准确性上需要进行取舍，为解决此问题，基于深度学习的相位提取技术有很大的发展空间。目前正在使用 SH 传感器的波面探测、干涉相位解包裹中已得到了研究和应用，其在基于干涉或编码的其他波面技术中均有很大的发展潜力和研究价值，有助于提高波面探测的准确度、速度和抗噪能力。

参考文献

- [1] Rodríguez C, Chen A, Rivera J A, et al. An adaptive optics module for deep tissue multiphoton imaging in vivo[J]. *Nature Methods*, 2021, 18(10): 1259-1264.
- [2] Ruan H, Brake J, Robinson J E, et al. Deep tissue optical focusing and optogenetic modulation with time-reversed ultrasonically encoded light[J]. *Science Advances*, 2017, 3(12): eaao5520.
- [3] Schwiegerling J, Neal D R. Historical Development of the Shack-Hartmann Wavefront Sensor[J]., 5.
- [4] Rigaut F J, Veran J P, Lai O. Analytical model for Shack-Hartmann-based adaptive optics systems[C]// Bonaccini D, Tyson R K. *Kona, HI*, 1998: 1038.
- [5] Baik S H, Park S K, Kim C J, et al. A center detection algorithm for Shack-Hartmann wavefront sensor[J]. *Optics & Laser Technology*, 2007, 39(2): 262-267.
- [6] Vérinaud C. On the nature of the measurements provided by a pyramid wave-front sensor[J]. *Optics Communications*, 2004, 233(1-3): 27-38.
- [7] Hutterer V, Shatokhina I, Obereder A, et al. Advanced wavefront reconstruction methods for segmented Extremely Large Telescope pupils using pyramid sensors[J]. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2018, 4(4): 049005.
- [8] Obereder A, Raffetseder S, Hutterer V, et al. Dealing with spiders on ELTs: using a Pyramid WFS to overcome residual piston effects[C]// *Adaptive Optics Systems VI: vol. 10703*. SPIE, 2018: 450-468.
- [9] Shatokhina I, Hutterer V, Ramlau R. Review on methods for wavefront reconstruction from pyramid wavefront sensor data[J]. *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 2020, 6(1): 010901.
- [10] Hariharan P, Sen D. Radial shearing interferometer[J]. *Journal of Scientific Instruments*, 1961, 38(11): 428-432.
- [11] Wyant J C. Double Frequency Grating Lateral Shear Interferometer[J]. *Applied Optics*, 1973, 12(9): 2057.
- [12] Rimmer M P. Method for Evaluating Lateral Shearing Interferograms[J]. *Applied Optics*, 1974, 13(3): 623.
- [13] Liang P, Ding J, Jin Z, et al. Two-dimensional wave-front reconstruction from lateral shearing interferograms[J]. *Optics Express*, 2006, 14(2): 625-634.
- [14] Liu X, Gao Y, Chang M. A partial differential equation algorithm for wavefront reconstruction in lateral shearing interferometry[J]. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2009, 11(4): 045702.
- [15] Dai F, Tang F, Wang X, et al. Modal wavefront reconstruction based on Zernike polynomials for lateral shearing interferometry: comparisons of existing algorithms[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(21): 5028.
- [16] Yamaguchi I, Zhang T. Phase-shifting digital holography[J]. *Optics Letters*, 1997: 3.
- [17] Platt B C, Shack R. History and Principles of Shack-Hartmann Wavefront Sensing[J]. *Journal of Refractive Surgery*, 2001, 17(5).
- [18] Primot J. Theoretical description of Shack - Hartmann wave-front sensor[J]. *Optics Communications*, 2003, 222(1): 81-92.
- [19] Akondi V, Castillo S, Vohnsen B. Digital pyramid wavefront sensor with tunable modulation[J]. *Optics Express*, 2013, 21(15): 18261-18272.
- [20] Akondi V, Castillo S, Vohnsen B. Multi-faceted digital pyramid wavefront sensor[J]. *Optics Communications*, 2014, 323: 77-86.
- [21] Schanars U, Falldorf C, Watson J, et al. *Digital Holography and Wavefront Sensing: Principles, Techniques and Applications*[J]., 2014.
- [22] Kothiyal M P, Delisle C. Shearing interferometer for phase shifting interferometry with polarization phase shifter[J]. *Applied Optics*, 1985, 24(24): 4439.
- [23] Bian D, Kim D, Kim B, et al. Diverging cyclic radial shearing interferometry for single-shot wavefront sensing[J]. *Applied Optics*, 2020, 59(28): 9067-9074.
- [24] Roddier F. Curvature sensing and compensation: a new concept in adaptive optics[J]. *Applied Optics*, 1988, 27(7): 1223-1225.
- [25] Wu Y, Sharma M K, Veeraraghavan A. WISH: wavefront imaging sensor with high resolution[J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8(1): 44.
- [26] Teague M R. Deterministic phase retrieval: a Green's function solution[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1983, 73(11): 1434.

- [27] Wang C, Dun X, Fu Q, et al. Ultra-high resolution coded wavefront sensor[J]. *Optics Express*, 2017, 25(12): 13736.
- [28] Wang C, Fu Q, Dun X, et al. Quantitative Phase and Intensity Microscopy Using Snapshot White Light Wavefront Sensing[J]. *Scientific Reports*, 2019, 9(1): 13795.
- [29] Wang C, Fu Q, Dun X, et al. Modeling classical wavefront sensors[J]. *Optics Express*, 2020, 28(4): 5273.
- [30] Gross M, Atlan M. Digital holography with ultimate sensitivity[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(8): 909-911.
- [31] Zhang Y, Tian X, Liang R. Fringe-print-through error analysis and correction in snapshot phase-shifting interference microscope[J]. *Optics Express*, 2017, 25(22): 26554.
- [32] Feierabend M, Rückel M, Denk W. Coherence-gated wave-front sensing in strongly scattering samples[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(19): 2255-2257.
- [33] Xu X, Liu H, Wang L V. Time-reversed ultrasonically encoded optical focusing into scattering media[J]. *Nature photonics*, 2011, 5(3): 154-157.
- [34] Si K, Fiolka R, Cui M. Fluorescence imaging beyond the ballistic regime by ultrasound-pulse-guided digital phase conjugation[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(10): 657-661.
- [35] Ruckel M, Denk W. Coherence-gated wavefront sensing using a virtual Shack-Hartmann sensor[C]//*San Diego, California, USA, 2006: 63060H.*
- [36] Ruckel M, Denk W. Properties of coherence-gated wavefront sensing[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2007, 24(11): 3517.
- [37] Berto P, Rigneault H, Guillon M. Wavefront sensing with a thin diffuser[J]. *Optics Letters*, 2017, 42(24): 5117.
- [38] Fried D L. Least-square fitting a wave-front distortion estimate to an array of phase-difference measurements[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1977, 67(3): 370.
- [39] Talmi A, Ribak E N. Wavefront reconstruction from its gradients[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2006, 23(2): 288.
- [40] Hu L, Hu S, Gong W, et al. Deep learning assisted Shack-Hartmann wavefront sensor for direct wavefront detection[J]. *Optics Letters*, 2020, 45: 3741-3744.
- [41] Wang J Y, Silva D E. Wave-front interpretation with Zernike polynomials[J]. *Applied Optics*, 1980, 19(9): 1510.
- [42] Lane R G, Tallon M. Wave-front reconstruction using a Shack-Hartmann sensor[J]. *Applied Optics*, 1992, 31(32): 6902.
- [43] Nishizaki Y, Valdivia M, Horisaki R, et al. Deep learning wavefront sensing[J]. *Optics Express*, 2019, 27(1): 240.
- [44] Hu L, Hu S, Gong W, et al. Learning-based Shack-Hartmann wavefront sensor for high-order aberration detection[J]. *Optics Express*, 2019, 27(23): 33504-33517.
- [45] Bruning J H, Herriott D R, Gallagher J E, et al. Digital Wavefront Measuring Interferometer for Testing Optical Surfaces and Lenses[J]. *Applied Optics*, 1974: 11.
- [46] Zhang Y, Tian X, Liang R. Random two-step phase shifting interferometry based on Lissajous ellipse fitting and least squares technologies[J]. *Optics Express*, 2018, 26(12): 15059-15071.
- [47] Itoh K. Analysis of the phase unwrapping algorithm[J]. *Applied Optics*, 1982, 21(14): 2470.
- [48] Chen C W, Zebker H A. Network approaches to two-dimensional phase unwrapping: intractability and two new algorithms[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2000, 17(3): 401.
- [49] Baldi A. Two-dimensional phase unwrapping by quad-tree decomposition[J]. *Applied Optics*, 2001, 40(8): 1187.
- [50] Herráez M A, Burton D R, Lalor M J, et al. Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path[J]. *Applied Optics*, 2002, 41(35): 7437.
- [51] Zhao M, Huang L, Zhang Q, et al. Quality-guided phase unwrapping technique: comparison of quality maps and guiding strategies[J]. *Applied Optics*, 2011, 50(33): 6214.
- [52] Mostafavi Amjad J. Robust and fast filtering method for enhancement of two-dimensional quality-guided path unwrapping algorithms[J]. *Applied Optics*, 2020, 59(13): 3920.
- [53] Estrada J C, Servin M, Quiroga J A. Noise robust linear dynamic system for phase unwrapping and smoothing[J]. *Optics Express*, 2011, 19(6): 5126.

- [54] Navarro M A, Estrada J C, Servin M, et al. Fast two-dimensional simultaneous phase unwrapping and low-pass filtering[J]. *Optics Express*, 2012, 20(3): 2556.
- [55] Kulkarni R, Rastogi P. Local-polynomial-approximation-based phase unwrapping using state space analysis[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(1): 29.
- [56] Kulkarni R, Rastogi P. Phase unwrapping algorithm using polynomial phase approximation and linear Kalman filter[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(4): 702.
- [57] Huntley J M, Saldner H. Temporal phase-unwrapping algorithm for automated interferogram analysis[J]. *Applied Optics*, 1993, 32(17): 3047.
- [58] Schofield M A, Zhu Y. Fast phase unwrapping algorithm for interferometric applications[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(14): 1194.
- [59] Jeught S, Sijbers J, Dirckx J. Fast Fourier-Based Phase Unwrapping on the Graphics Processing Unit in Real-Time Imaging Applications[J]. *Journal of Imaging*, 2015, 1(1): 31-44.
- [60] Pijewska E, Gorczynska I, Szkulmowski M. Computationally effective 2D and 3D fast phase unwrapping algorithms and their applications to Doppler optical coherence tomography[J]. *Biomedical Optics Express*, 2019, 10(3): 1365.
- [61] Dardikman-Yoffe G, Roitshtain D, Mirsky S K, et al. PhUn-Net: ready-to-use neural network for unwrapping quantitative phase images of biological cells[J]. *Biomedical Optics Express*, 2020, 11(2): 1107.
- [62] Niu Y, Gao Z, Gao C, et al. Interferometric Wavefront Sensing System Based on Deep Learning[J]. *Applied Sciences*, 2020, 10(23): 8460.
- [63] Zhang T, Jiang S, Zhao Z, et al. Rapid and robust two-dimensional phase unwrapping via deep learning[J]. *Optics Express*, 2019, 27(16): 23173.
- [64] Spoorthi G E, Gorthi S, Gorthi R K S S. PhaseNet: A Deep Convolutional Neural Network for Two-Dimensional Phase Unwrapping[J]. *IEEE Signal Processing Letters*, 2019, 26(1): 54-58.

二、开题报告

1 问题提出的背景

1.1 背景介绍

随着生物光子学的飞速发展，各种光学显微技术被用于生物学、脑科学等领域。目前显微技术的发展方向主要有三个方面，一是“小”，要更清晰地观察微观世界，就需要提高成像分辨率，超分辨显微技术随之而来；二是“深”，当用光作为信号去探测和成像是，生物组织的散射是一个非常重要的影响因素，随着成像深度地增加，光信号成指数衰减；三是“快”，对于活体生物组织的研究，快速成像和刺激时非常重要的，组织的快速运动导致去相干，对于“小”和“深”的两大技术方向来说，提升成像速度都是非常必要的。

在“深”的技术方向上，主要是进行深度成像和深层组织光聚焦。在这些方面已经有共聚焦显微技术、多光子显微技术等，相比传统显微镜显著提高了信噪比；此外，自适应光学技术也蓬勃发展，通过利用空间光调制器（SLM）或者数字微镜阵列（DMD）来迭代调整波前，可以更有效地利用组织中的散射光，在活体荧光显微聚焦中发挥了重要作用^[1]。然而，在超过 1mm 厚散射介质里，以上的技术均存在信噪比显著下降的问题，即难以突破 1mm 的深度。因此，为了提升成像和聚焦的深度，数字位相共轭技术^[2]（Digital Optical Phase Conjugation, DOPC）着眼于在“深”的技术方向上寻求更好的解决方案。

DOPC 技术应用于单光子深穿透光聚焦技术中，可以实现穿透 2mm 散射介质的光聚焦^[3]。目前，DOPC 技术还需要提高聚焦深度并降低延迟时间，以适用于活体生物组织的深穿透光聚焦。在提高聚焦深度上，目前的主流方法是使用超声调制，以超声波在组织内部焦点为引导星^{[4][3]}，以利用超声波的深穿透能力；在提高系统反应速度、降低延迟时间上，目前的主要方法是对器件和波前相位提取算法进行优化和调整，并尽量减少数据的传输时间^[5-7]。

1.2 项目提出的原因

在光遗传学和生物显微的应用中，由于生物组织血液流动等因素，组织会发生小量的移动，这些移动会使得其散射性质发生改变，造成 DOPC 系统的失灵。因此，需要在散射性质发生显著改变之前（退相干时间之内）完成波前的探测和共轭聚焦。然而，由于 SLM 器件响应和相位提取的时间较长，DOPC 系统在初期只能在体外而非活体生物组织上进行实验。

目前，在提高数字位相共轭系统的反应速度方面，主流的方法是使用 FPGA 以提高运算速度^[6]，使用 FLC-SLM^[7]或 DMD^[5]进行二元相位调制以降低运算复杂度。此外，从相位获取过程的本身入手，提高系统波前探测的速度，是另外一个系统速度提升途径。高速波前探测技术有助于进一步优化数字位相共轭系统的反应速度。在这个方面，常用的波面探测方法是基于数字全息的四步相移法，移相方法主要是压电位移台移动或者使用电光调制器。本研究尝试使用声光调制器优化四步相移法进行波面探测的过程，通过声光调制器的差额移频和 CMOS 相机的准确时序控制实现高速波面探测，降低相位获取的时间。

1.3 本研究的意义和目的

DOPC 技术可以克服超过 2mm 厚散射介质的强烈散射，对深穿透成像和聚焦有非常重要的意义。本研究的对象是 DOPC 技术中十分关键的波面探测技术，快速、准确、高灵敏度的波面探测对 DOPC 技术的优化有十分重要的意义，有助于提高成像和聚焦的分辨率以及深度。此外，在主流的基于超声调制的 DOPC 系统中，AOM 是用于移频以进行超声编码的器件。将 AOM 作为四步相移的工具，不但可以提高相位获取速度，还可以减少基于超声调制的 DOPC 系统的额外移相器件，提高系统集成度。

波面探测是一个基本且重要的技术，在自适应光学、精密检测等领域有重要应用。本项目通过学习波面探测技术，有助于拓宽视野，了解基于波面相位分布的相关领域的发展情况。本项目中基于 AOM 的四步相移波面探测技术在这些相关领域有良好的应用前景。

本研究对光学系统和时序控制有着非常严格的要求。在光学系统方面，Mach-Zehnder 干涉仪的搭建、SLM 器件的校准和与 CMOS 相机的高精度对齐均需要准确完成；时序控制上，编写 LabView 代码，用铷钟、信号发生器、功率放大器对纳秒脉冲激光器、和 AOM、

CMOS 相机进行同步控制，也是项目的重难点。项目对个人软硬件能力的提升有着很好的促进作用。

2 研究的主要内容和路线

2.1 主要研究内容

本研究的基本研究内容是利用数字全息干涉结合四步相移法记录波前的相位分布。声光调制器（AOM）是利用声光效应对光进行振幅、频率等调制的器件，本研究的关键点是利用 AOM 和 CMOS 相机，通过严格的时序控制实现四步相移法记录相干波前，从而从干涉波前中获得信号光波前。

2.2 技术路线

本研究的技术路线由下图所示：

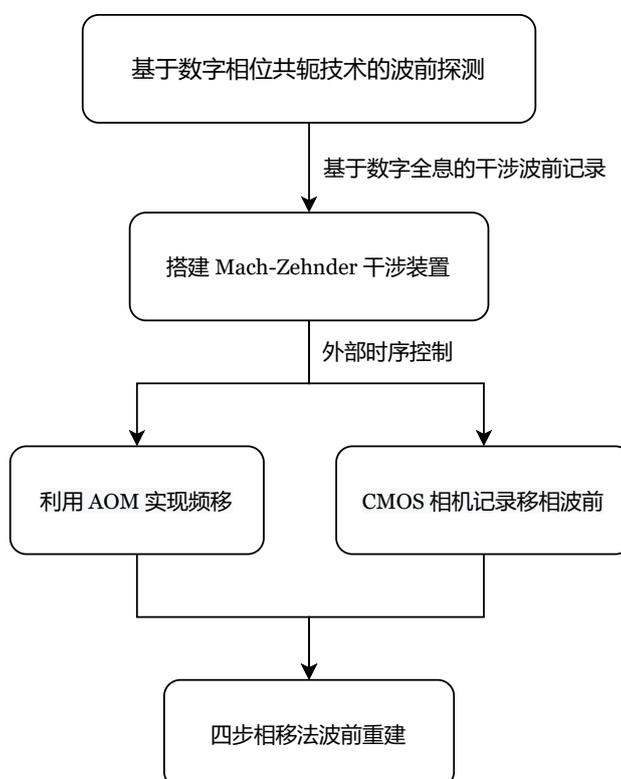


图 2.1: 基于数字光学相位共轲技术的波面探测: 技术路线

2.2.1 数字全息干涉波前探测

数字光学相位共轭技术的波面探测主要针对于穿过厚散射介质的较弱的复杂被散射波前。当前，波面探测技术有基于 SH 传感器、基于全息干涉、基于金字塔棱镜和基于横向剪切干涉等许多方法，其中基于全息干涉的方法较适合于弱散射光波前的记录。因此，本研究的波面探测主要基于数字全息干涉方法，通过搭建 Mach-Zehnder 干涉光路，利用四步相移法通过 CMOS 相机获得干涉波前，最终可以得到信号光波前。

2.2.2 声光调制四步相移

在四步相移法的实现上，本研究基于 AOM 对光进行频率调制，通过对 AOM 和 CMOS 进行时序控制实现 $\pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ 的相移，从而获得信号光和参考光的干涉波前。

通过 AOM 和 CMOS 实现相移的原理如下：假设待记录的波前频率为 f ，其复振幅为 $A \exp [i(2\pi ft + \varphi)]$ ，则在 Mach-Zehnder 干涉光路的参考光和物光两臂各加入一个 AOM，参考光臂的 AOM 移频 $f_0 + \delta f$ ，物光臂的 AOM 移频 f_0 ，(其中 f_0 为 MHz 级， δf 为 Hz 级)，则二者的干涉相位分布为 $\exp [i(2\pi \delta ft + \tilde{\varphi})]$ ($\tilde{\varphi}$ 为散射物光波前与参考光波前之差)。控制 CMOS 相机的曝光帧率为 $N\Delta f$ ，则可以实现 N 步相移。其中四步相移法较为常见，取 $N = 4$ 即可实现。

2.2.3 信噪比提升方案

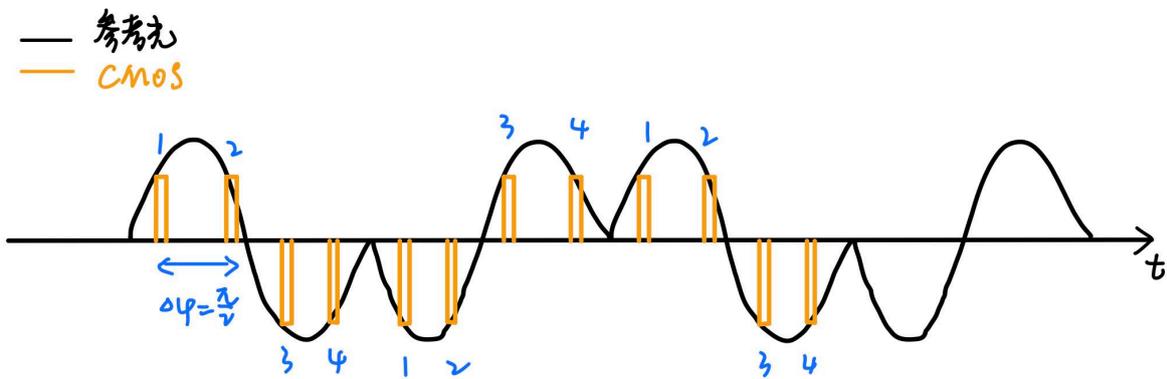


图 2.2: CMOS 相机和 AOM 的时序同步示意图

考虑到波前探测过程中的泊松噪声，本研究采取多次测量取平均的方式提升信噪比。

具体如图 2.2 所示，多次进行四步相移测量后取平均。在此过程中，通过信号发生器给参考臂的 AOM 交替增加相位 π ，进而使平均过程中差频依次为 δf 和 $-\delta f$ 。用这样的方式可以使频率相关噪声在求和过程中因为差频的反转而正负抵消。该方案可以有效提高信噪比，已在许多研究^[8-9]的控制方案中被采用。

2.3 可行性分析

(1) 技术路线可行：基于数字全息干涉的波前探测技术已经十分成熟，适用于经过厚组织散射的复杂波前的探测；且四步相移法是非常常用的波前探测方法，Ichirou Yamaguchi 和 Tong Zhang 在 1997 年提出了基于四步相移法的共轴数字全息^[10]，本技术路线中的数字全息干涉和有前人的理论和实验基础。

对于使用 AOM 结合 CMOS 时序控制进行移相，已在技术路线中分析了其原理，因此在理论上是可行的。实验方面，该原理已经过类似的实验验证。Ke Si、Meng Cui 在 2012 年提出的超声脉冲引导的数字相位共轭技术^[8]，通过使用 50MHz+5kHz-10Hz 的 AOM 和 50MHz+5kHz 的超声换能器实现 10Hz 差频干涉，同时用 40Hz 的 CMOS 相机进行波前记录，其原理思想和本研究一致。不同的是，本研究将使用铷钟作为主时钟，将有更高的准确度；同时，本研究将从算法上寻求突破，以期实现更快的波面探测。

(2) 实验设备完备：所在实验室具有本研究所需的仪器设备，包括空间光调制器、声光调制器、铷钟、信号发生器、功率放大器、光学透镜等。

(3) 研究人员素质：本人有良好的数学、物理和光学理论基础，可以快速学习相关光电器件的使用；本人对声光调制理论有一定的理解，且对数字全息技术十分熟悉，在大二至大三期间参加过 3D 全息技术的研究，有一项相关实用新型专利^[11]。

3 研究计划进度安排及预期目标

3.1 进度安排

- 2021 年 11 月 15 日-2021 年 12 月下旬：阅读参考文献，明确毕业设计内容。
- 2021 年 12 月下旬：阅读参考文献，撰写开题报告、进行开题答辩。

- 2021年12月下旬–2022年1月31日：继续阅读参考文献，学习光学系统搭建基础、完成马赫曾德尔干涉。
- 2022年2月1日–2022年2月30日：继续阅读参考文献，学习信号发生器、功率放大器、铷钟、纳秒脉冲激光器、声光调制器、CMOS相机等器件的使用方法。
- 2022年3月1日–2022年3月15日：学习SLM矫正方法，完成SLM矫正，误差低于5%。
- 2022年3月中下旬：中期检查。
- 2022年3月16日–2022年3月30日：学习信号发生器自定义信号使用方法、利用声光调制器对物光和参考光进行调制，并利用自定义信号使参考光产生相移，相移速度40Hz。
- 2022年4月1日–2022年4月15日：利用四步相移法提取物光的相位信息。
- 2022年4月16日–2022年5月上旬：完成毕业论文。
- 2022年5月上旬：提交电子版论文。
- 2022年5月上旬–2022年5月中旬：学习基于数字光学相位共轭的时间反演技术，尝试搭建反射式数字光学相位共轭系统，并应用已实现的基于AOM的高速波前探测。
- 2022年5月中旬–2022年5月下旬：完成论文答辩准备。
- 2022年5月下旬：论文答辩。

3.2 预期目标

1. 熟练使用信号发生器、功率放大器、铷钟、纳秒脉冲激光器、声光调制器、CMOS相机等光路常用硬件
2. 对波面探测技术有全面而深刻的理解
3. 可以自主搭建光学系统，实现基于声光效应移频的四步相移法波前探测

4. 对基于数字光学相位共轭的时间反演技术有一定的了解，初步尝试搭建集成了基于声光移频的波前探测方法的反射式数字光学相位共轭系统

参考文献

- [1] Rodríguez C, Chen A, Rivera J A, et al. An adaptive optics module for deep tissue multiphoton imaging in vivo[J]. *Nature Methods*, 2021, 18(10): 1259-1264.
- [2] Hsieh C L, Pu Y, Grange R, et al. Digital phase conjugation of second harmonic radiation emitted by nanoparticles in turbid media[J]. *Optics Express*, 2010, 18(12): 12283.
- [3] Ruan H, Brake J, Robinson J E, et al. Deep tissue optical focusing and optogenetic modulation with time-reversed ultrasonically encoded light[J]. *Science Advances*, 2017, 3(12): eaao5520.
- [4] Xu X, Liu H, Wang L V. Time-reversed ultrasonically encoded optical focusing into scattering media[J]. *Nature photonics*, 2011, 5(3): 154-157.
- [5] Wang D, Zhou E H, Brake J, et al. Focusing through dynamic tissue with millisecond digital optical phase conjugation[J]. *Optica*, 2015, 2(8): 728.
- [6] Liu Y, Ma C, Shen Y, et al. Bit-efficient, sub-millisecond wavefront measurement using a lock-in camera for time-reversal based optical focusing inside scattering media[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1321.
- [7] Liu Y, Ma C, Shen Y, et al. Focusing light inside dynamic scattering media with millisecond digital optical phase conjugation[J]. *Optica*, 2017, 4(2): 280.
- [8] Si K, Fiolka R, Cui M. Fluorescence imaging beyond the ballistic regime by ultrasound-pulse-guided digital phase conjugation[J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(10): 657-661.
- [9] Ruan H, Liu Y, Xu J, et al. Fluorescence imaging through dynamic scattering media with speckle-encoded ultrasound-modulated light correlation[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(8): 511-516.
- [10] Yamaguchi I, Zhang T. Phase-shifting digital holography[J]. *Optics Letters*, 1997: 3.
- [11] 国中元; 缪佳奇; 黄隆铃; 戴子博; 王彦哲; 陈星. 一种单空间光调制器实现彩色立体点云裸眼显示装置: [P]. patent. 2021-12-13.

三、外文翻译

通过超声脉冲引导的数字相位共轭超越弹道光框架荧光成像

摘要

在过去的几十年里，荧光成像技术变革了生物医学的研究。它高度的分子特异性和单分子灵敏度促使许多研究领域产生了突破。由于生物组织随机散射造成弹道光强度呈指数衰减，荧光成像在活体应用中主要受制于其较浅的成像深度。在这里，我们提出一种超越弹道光框架的荧光成像方法，它结合了单脉冲的超声调制和数字光学位相共轭技术。我们示范了一个几乎同质的三维声光交互区域。得益于数字光学位相共轭技术的高光学增益，我们可以为荧光成像和许多线性、非线性的光谱测量提供一个在散射介质内部功率足够的聚焦点。这项技术为生物基础研究和临床的许多应用铺平了道路。

1 正文

近年来，活体荧光成像的能力快速增大。虽然在空间分辨率和成像速度上有提升，在活体样品中可到达的成像深度一直十分有限，这阻碍了许多领域的进展。成像深度的瓶颈来自于被组织随机散射后指数衰减的弹道光，目前为止只有这一分量被用于成像。在这篇论文里，我们通过结合单脉冲的超声调制和数字光学位相共轭技术，提出一种超越弹道光框架的荧光成像方法，并且展示了一个几乎同质的三维声光交互区域。受益于数字光学位相共轭技术提供的超高的光学增益，我们可以为荧光成像和许多线性、非线性的光谱测量提供一个散射介质内部的功率足够的聚焦点。

在许多领域，控制波的传播一直是一个有趣而且重要的研究对象。从原理上说，如果可以把从浑浊介质内部的一个点 (Guide Star, 引导星) 发出的光的传播方向和波前都进行反转，那么不管介质有多厚，都可以在内部这个引导星的位置形成一个聚焦点，这个过程被称为光学位相共轭 (OPC)。对成像来说，有挑战性的任务是在浑浊介质内部的任意位置放置一个引导星。最近，超声波被提出并且验证可以用来调制光波，形成一个用于光学位相

共轭的引导星。和光相比，超声波在组织中的散射可以忽略，因此借助超声波引导星可以放在远深于弹道光框架下极限深度的地方。然而，对于实用的荧光成像，仍留有两个问题。第一，声音和光都是在组织中传播的波，即使用会聚的超声波，它和光相互作用的体积在三维方向是不受限制的；第二，给定一个三维受限的相互作用范围，在一个高散射介质中，被超声调制的光的比例是非常小的。因而对于在深层组织的实际成像，共轭光需要非常大的光学增益 ($> 10^3$)，而使用光折变晶体的传统光学位相共轭系统难以提供这样高的增益。

在这里，我们报告的荧光成像系统超越了弹道光框架，并且达到了小于 40 微米的空间分辨率。和一个之前的工作不同，我们使用单脉冲超声波和紧凑同步的近红外脉冲激光来实现几乎各向同性的三维受限相互作用区域。因此，声波的横向调制区域通过声波聚焦元件被限制在小于 40 微米，轴向调制区域通过超声波单脉冲和脉冲激光器的时序卷积性质也限制在小于 40 微米。为了给荧光激发提供足够的、持久的高光学功率，我们使用数字光学位相共轭 (DOPC) 进行相位共轭。

图 1.1a 展示了该荧光成像系统的操作图解。一个高频聚焦超声换能器发射一束单脉冲超声波进入样本。一个短脉冲激光只在超声波穿过其焦点的时候照射样本。DOPC 系统用外差干涉记录被频移的光的波前。为了测量荧光信号，DOPC 系统发出所记录波前的共轭光，精准地会聚到超声焦点，然后一个荧光探测器测量被激发出的荧光强度。通过对声波焦点光栅扫描形成荧光图像。(图 1.1b 的实验设置请见方法小节)

尽管没有波前调控，入射光的波前被散射成随机的，它还是可以激发荧光，造成背景信号。为了测量背景水平，我们通过将 DOPC 的加载到 SLM 的相位图案在 y 和 z 方向平移大约 30 个像素，使 DOPC 失效(补充图 S1a-c)。我们在实验上测量了共轭相位图案不平移和平移的荧光信号，并用二者的差表示在超声调制区域的荧光信号。我们定义对比度为该信号和背景信号的比，对比度在所有用 DOPC 测量的图像中都有展示。

为了测量系统的点扩散函数 (PSF)，我们将 6 微米直径的荧光小珠分散在一个 2 毫米琼脂切片中，然后将这个荧光琼脂切片夹在两个 2 毫米厚的散射组织体膜 ($\mu_s = 6.42/\text{mm}$, $g = -0.9306$) 中间。在补充材料的讨论部分有关于组织体模的详细描述。图 1.2a,b 展示了测量的 PSF，取样的间隔为 15 微米，图 1.2c,d 的中数据用双三次插值进行了重采样。图 1.2e-g 中用高斯拟合的 PSF 截面展示了 PSF 的半高全宽是沿 y 轴 $38.6 \pm 2.8 \mu\text{m}$ ，沿 z 轴 $37.9 \pm 2.3 \mu\text{m}$ ，沿 x 轴 $263 \pm 90 \mu\text{m}$ ($\pm 95\%$ 的置信区间)。达到的焦背比 (Focus-to-Background Ratio, FBR)

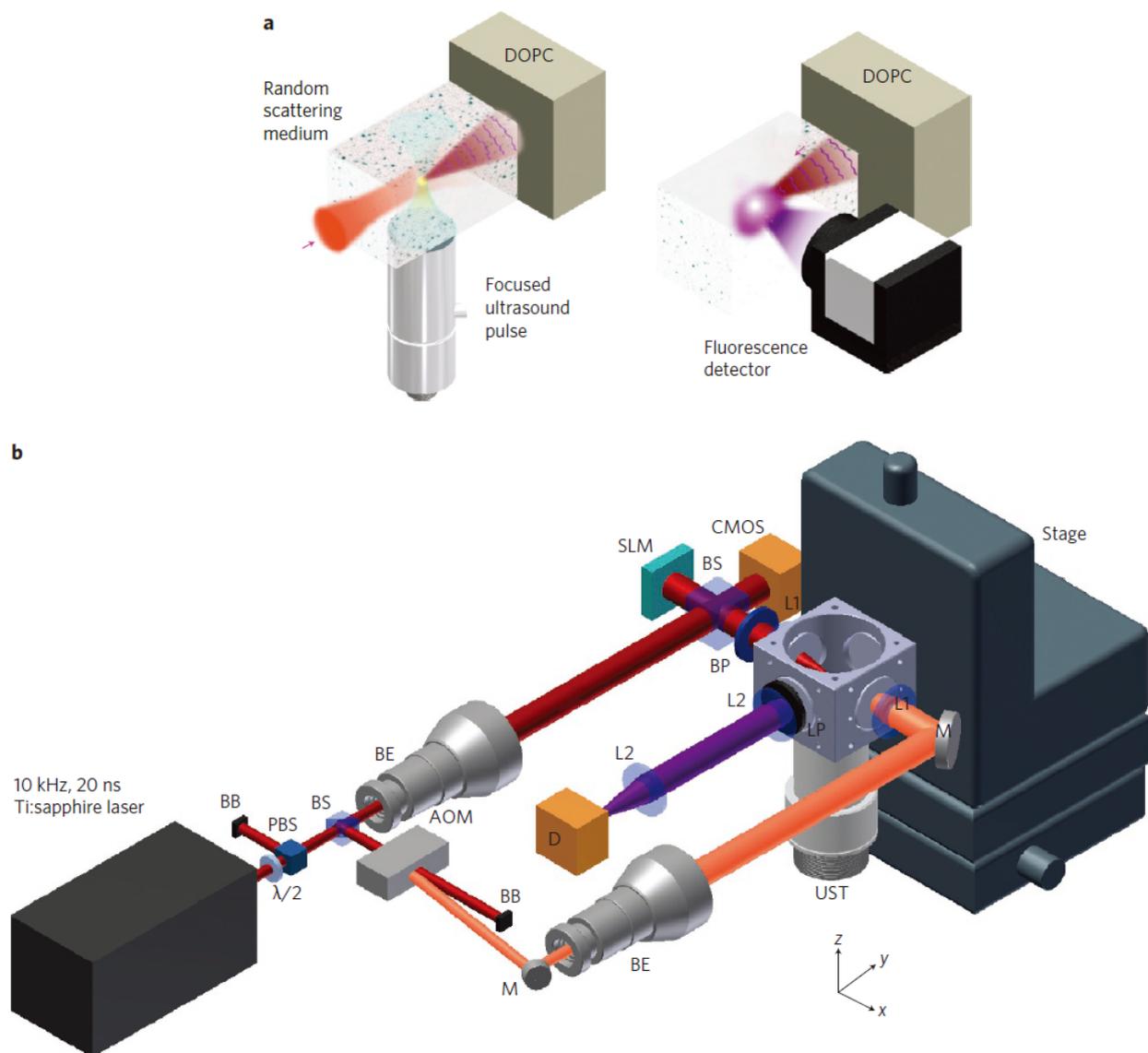


图 1.1: 实验图解和装置设置。a, 单脉冲超声引导的 DOPC 荧光显微图解; b, 实验设置。 $\lambda/2$, 半波片; PBS, 偏振分束器; BB, 光档; BS, 非偏振分束器; BE, 扩束装置; M, 反射镜; BP, 带通滤光片; LP, 高通滤光片; L1, 35mm 焦距透镜; L2, 50mm 焦距透镜; D, 荧光探测器; Stage, 三轴位移台。SLM 和 CMOS 相机的像素大小都是 8 微米。超声焦点和 SLM 的距离为 305 毫米。

约有 3.7，见补充图 S1d,e。我们也用老鼠大脑切片作为散射介质做了一个类似的实验，见补充图 S2。

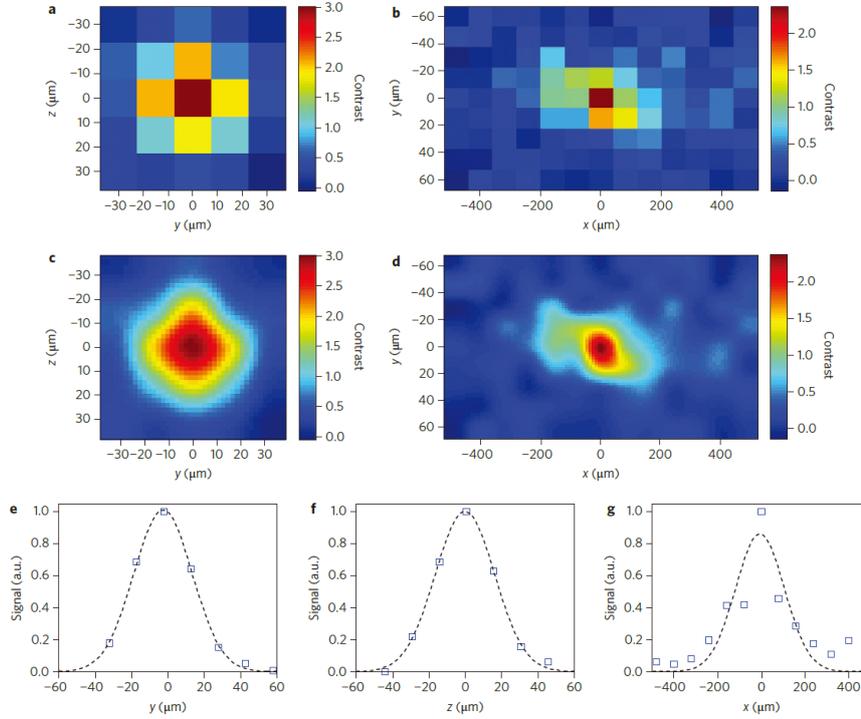


图 1.2: 点扩散函数测量。a, 通过 2 毫米组织体模 ($\mu_s = 6.42/mm, g = 0.9306$) 测量的 PSF 横截面。b, 测量的轴向 PSF。c,d, 用双三次插值重采样的相应图像。e, 所测 PSF 的高斯拟合。

为了验证观察到的荧光信号确实来自超声调制，我们通过开关控制超声换能器的功率放大器设置了一个对照试验。我们将 1 毫米的荧光小珠琼脂层夹在两个 2 毫米的组织体模中间 ($g = 0.9013, \mu_s = 10.5/mm$)。如补充图 S3 所示，当超声换能器关闭的时候，荧光信号也没有了。

为了展示系统的荧光成像能力，我们用一个玻璃微量吸液管手动制作了一个 60 微米直径的孔阵列，间隔 120 微米放在一个 2 毫米的琼脂切片中，然后把 6 微米直径的荧光小珠注入这些孔洞中，形成一个荧光图案。图 1.3a 展示了一个直接的宽场荧光图像，这些荧光空洞阵列被 2 毫米厚的组织体模 ($\mu_s = 6.42/mm, g = 0.9306$) 包围。图 1.3b 展示了一个被厚组织体模包围孔洞的荧光图像。组织的随机散射导致图像散开为约 2 毫米直径，结构信息全部丢失了。我们光栅扫描了 (30 微米的步进长度) 声波焦点的位置，然后利用 DOPC 进行荧光激发，原始数据 (图 1.3c) 经过双三次插值重采样后为图 1.3d 所示。作为对比，图 1.3e 展示了测量的点扩散函数和宽场图像 (图 1.3a) 的卷积。对每个荧光孔洞的二维高斯拟合见

补充图 S4。我们也拍摄了荧光特征被完全嵌在 4 毫米散射介质 ($g = 0.9013, \mu_s = 7.09/mm$) 中间的荧光图像, 见补充图 S5。

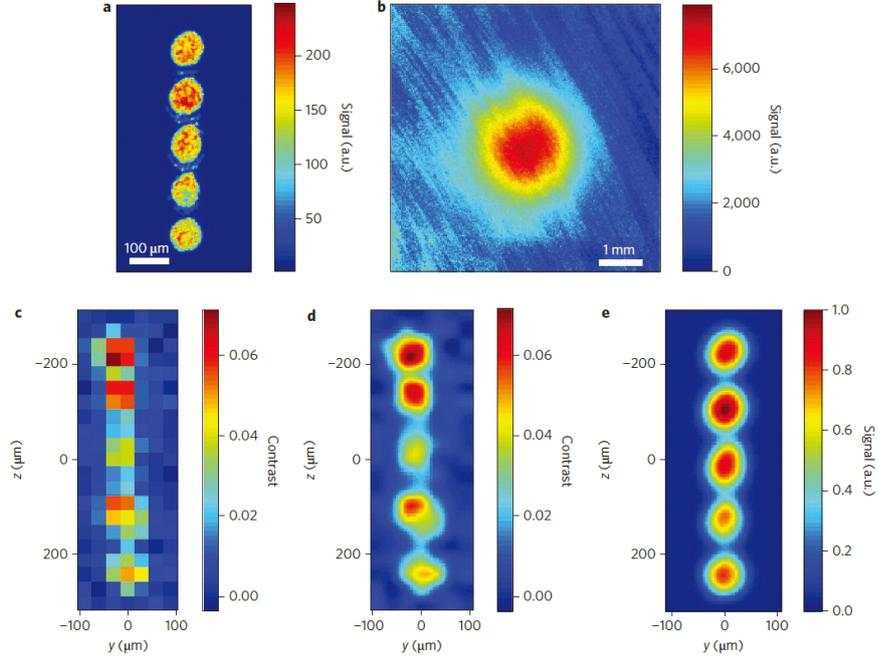


图 1.3: 荧光图像。a, 直接宽场拍摄的荧光孔洞阵列, 没有组织体模。b, 直接宽场拍摄的荧光孔洞阵列, 被组织体模包围 ($\mu_s = 6.42/mm, g = 0.9306$)。c, 用超声波引导的 DOPC 穿过组织体模的图像。激光在样品上的功率在超声调制过程中是 25 毫瓦, 在荧光激发的过程中是 10 毫瓦。d, 图 c 的双三次插值。e, a 和图 1.2c 的二维卷积。组织体模在图 1.1b 的 y-z 平面对齐。

在实验中, 我们达到了小于 40 微米的横向分辨率和一个几乎各向同性的三维限制调制区域。在补充材料的讨论部分, 我们分析了调制区域和实验参数的依赖性。对于需要更高空间分辨率的应用, 可以用一个更高频的超声换能器来减小调制区域。在荧光成像的实验中, 我们用单光子荧光激发, 这样的激发是不受空间限制的, 产生的背景和离焦激发降低了可以达到的信噪比。然而, 背景荧光可在本工作中通过钛蓝宝石激光器波段的双光子激发显著降低。而且, 由于荧光激发与光强的平方关系, 双光子激发可以进一步减少 PSF 的大小约 $\sqrt{2}$ 倍。

在这篇文章中, 观察到的 FBR 是 1.4–4, 这在实际的荧光成像中需要提升。之前的研究建议可达到 FBR 正比于可独立控制的 SLM 相位像素和在超声调制区域不相关的光学模式数之比 (N_{pixel}/N_{mode})。我们系统 FBR 理论值的估计可见于补充材料的讨论部分。通过迭代地经过 DOPC 系统把光聚焦到超声调制区域, 我们可以潜在地达到一个更小的声光调制区域, 通过减小超声调制区域的非相关光学模式数 (N_{mode}) 得到一个更好的空间分辨

率和更高的 FBR，见补充材料的讨论部分。通过使用更小像素耦合、更高填充因子和衍射效率的 SLM，并且减少时间上的相位波动，我们有提升超过一个数量级 FBR 的潜力。而且超声调制区域可以通过提高超声换能器的频率而减小，减少 N_{mode} 而进一步提高 FBR。

在我们的实验中，我们通常获取 48 到 96 个干涉图，一次 DOPC 的记录时间是 1.2–2.4 秒。在补充材料的讨论部分，我们分析了信噪比和相机参数的关系。使用更高满电容和帧率的相机，我们潜在地可以提升测量速度至少一个数量级。

对于很多活体成像应用，透射式的布局式不适合的。然而，我们的技术可以拓展到测量超声调制的后向散射光。

总之，我们报导了一个超越弹道光框架的荧光成像技术，该技术在随机散射介质中有一个三维限制的声波调制区域，高光学增益和小于 40 微米的横向分辨率。我们的技术能够将足够的光功率聚焦到散射介质内部，不仅能用在荧光成像，还可以用在很多线性、非线性的光谱测量中。因此该技术有望找到许多重要的生物医学应用。

2 方法

装置设置 图 1.1b 展示了荧光成像系统的设置。激光光源是一个钛蓝宝石泵浦的调 Q 绿光激光器，中心波长是 778 纳米，重复频率 10kHz、脉冲时间 20 纳秒。激光功率通过一个半波片和偏振分数器控制。激光输出后被分成两束光，一束通过一个扩束器进入 DOPC 系统，在波前记录过程中作为干涉的参考光。在荧光激发过程中，这束光作为位相共轭光照射 SLM。另一束光被一个声光调制器 (AOM) 调制移频。被移频的这束光在波前记录的过程中经过一个扩束器照射到样品上。样品被放在一个有光学窗口的的水室里面，超声波从下部进入样品。位相共轭光经过一个带通滤波片进入水室进行荧光激发，样品发射的荧光在进入相机前被一个高通滤波片滤波。在大部分 DOPC 的实验里，相机通过对它的所有像素求和来测量荧光功率。有两个例外，一个是补充图 S1d,e,a 里单个珠子的宽场图像是从 DOPC 系统照射时样品的透明部分拍摄的。第二，在 PSF 的测量里，每个位置的珠子被超声波的焦点扫描，然后进行 DOPC 的共轭聚焦，从相机上单个珠子的位置记录荧光。时序和同步布局在补充图 S6，细节将在下面讨论。

时序和同步 补充图 S6 展示了时序和同步的图解。延迟发生器 (DG1, Stanford Research DG645) 被用作系统的主时钟。它输出一个 10 MHz 的晶体管逻辑 (TTL) 脉冲串, 用于同步任意波形发生器 (AWG, Tektronix AFG3252) 和其他延迟发生器 (DG2, Stanford Research DG535)。DG1 发出三个 10 kHz 脉冲串来触发调 Q 激光器, 任意波前发生器和 DG2。DG2 控制 CMOS 相机的曝光。AWG 输出一个 20 ns 的单周期正弦信号, 每个脉冲改变一次符号 (补充图 S7c), 用于驱动超声换能器。超声换能器的中心频率是 50,005,000 Hz (50 MHz + 5 kHz), 脉冲的重复频率是 10 kHz。额外的 5 kHz 确保了被连续两次激光脉冲采样的干涉 (混叠) 残差刚好相位差 180 度, 因此可以通过记录偶数次激光脉冲相抵消。AWG 也发出一个 50,004,900 Hz 的正弦连续信号驱动 AOM。超声换能器和 AOM 之间的拍频是 10Hz, CMOS 相机的工作帧率通过 DG2 控制为 40Hz。在每个 25 毫秒内, CMOS 相机分配前 10 毫秒曝光, 剩下的 15 毫秒传输数据到计算机上。超声换能器和 AOM 的驱动信号分别被放大到 160Vpp 和 30Vpp。

四、外文原文

Fluorescence imaging beyond the ballistic regime by ultrasound-pulse-guided digital phase conjugation

Ke Si[†], Reto Fiolka[†] and Meng Cui^{*}

Fluorescence imaging has revolutionized biomedical research over the past three decades. Its high molecular specificity and unrivalled single-molecule-level sensitivity have enabled breakthroughs in a number of research fields. For *in vivo* applications its major limitation is its superficial imaging depth, a result of random scattering in biological tissues causing exponential attenuation of the ballistic component of a light wave. Here, we present fluorescence imaging beyond the ballistic regime by combining single-cycle pulsed ultrasound modulation and digital optical phase conjugation. We demonstrate a near-isotropic three-dimensional localized sound-light interaction zone. With the exceptionally high optical gain provided by the digital optical phase conjugation system, we can deliver sufficient optical power to a focus inside highly scattering media for not only fluorescence imaging but also a variety of linear and nonlinear spectroscopy measurements. This technology paves the way for many important applications in both fundamental biology research and clinical studies.

The capability of *in vivo* fluorescence imaging has expanded rapidly in recent years^{1–4}. Despite improvements in spatial resolution¹ and imaging speed^{2,4}, the achievable imaging depth in live samples has remained very limited^{5–7}, hindering the progress of many research fields^{3,8,9}. The bottleneck arises from the fact that, to date, only the ballistic component of the light wave has been used for imaging, and this experiences exponential attenuation as a result of random scattering in tissues^{5,6}. Here, we present fluorescence imaging beyond the ballistic regime by combining single-cycle pulsed ultrasound modulation and digital optical phase conjugation (DOPC), and demonstrate a near-isotropic three-dimensional localized sound–light interaction zone. With the exceptionally high optical gain provided by the DOPC system, we can deliver sufficient optical power to a focus inside highly scattering media for not only fluorescence imaging but also for a range of linear and nonlinear spectroscopy measurements.

Controlling wave propagation has been an interesting and important subject in many research fields^{7,10–18}. In principle, if one can reverse both the propagation direction and the wavefront of an optical wave originating from a point (a guide star) inside a turbid medium, one can form an optical focus at the original point, regardless of the thickness of the medium; this process is known as optical phase conjugation (OPC)^{11,12,19–21}. For imaging, the challenging task is to freely place a guide star at arbitrary locations inside turbid media. Recently, it has been proposed and demonstrated experimentally that a sound wave can be used to modulate light to create a guide star for OPC²². As the scattering of sound waves in tissues is negligible compared with that of light²³, the guide star can be placed at a depth far beyond the

ballistic regime of light. However, for practical fluorescence imaging, two challenges remain. First, sound and light are both propagating waves in tissues. Even with focused ultrasound, their volume of interaction is not confined three-dimensionally. Second, given a three-dimensional confined interaction volume, the amount of light that is sound-modulated within a highly scattering medium is very small. Thus, for practical imaging applications in deep tissues we need tremendous optical gain ($>10^3$) for the phase conjugation beam, and this cannot be provided readily by a conventional phase conjugation system using photorefractive crystals^{10,24,25}.

Here, we report fluorescence imaging beyond the ballistic regime with a spatial resolution of $<40\ \mu\text{m}$. In contrast to a previous report²², we use single-cycle focused ultrasound pulses and tightly synchronized near-infrared laser pulses to achieve a near-isotropic three-dimensional confined interaction volume. The pulsed light and pulsed sound waves are precisely synchronized so that the light wave illuminates the sample only when the single-cycle ultrasound pulse propagates through its spatial focus. Accordingly, the sound modulation zone is confined to $<40\ \mu\text{m}$ in the transverse direction by the sound focusing element, and to $<40\ \mu\text{m}$ in the axial direction by the temporal profile of the single-cycle sound pulse convolved with the temporal profile of the laser pulse. To provide sufficient and also durable optical power for fluorescence excitation, we used DOPC¹⁹ to perform phase conjugation.

Figure 1a presents a schematic of the operation of the fluorescence imaging system. A high-frequency focused ultrasound transducer launches a single-cycle pulse into the sample. A short laser pulse illuminates the sample only when the sound pulse travels through its focus. The wavefront of the frequency-shifted light is recorded by the DOPC system using heterodyne interferometry. To measure the fluorescence signal, the DOPC system sends out the phase conjugation beam, which propagates precisely to the sound focus. A fluorescence detector then measures the power of the emitted fluorescence light. To form a fluorescence image, the entire process is repeated as the acoustic focus is raster-scanned inside the sample. (For a description of the experimental set-up (Fig. 1b), see the Methods.)

Although without wavefront control the input laser light becomes randomized by scattering, it can still excite fluorescence, resulting in background signals. To measure the background level, we translated the DOPC phase pattern by ~ 30 pixels in both the y - and z -directions on the spatial light modulator (SLM) making the DOPC ineffective (Supplementary Fig. S1a–c). Experimentally, we measured the fluorescence signals with and without translating the phase pattern on the SLM, and the difference between the two signals was used to represent the fluorescence signal at the sound modulation

Howard Hughes Medical Institute, Janelia Farm Research Campus, 19700 Helix Drive, Ashburn, Virginia 20147, USA; [†]These authors contributed equally to this work. *e-mail: cuim@janelia.hhmi.org

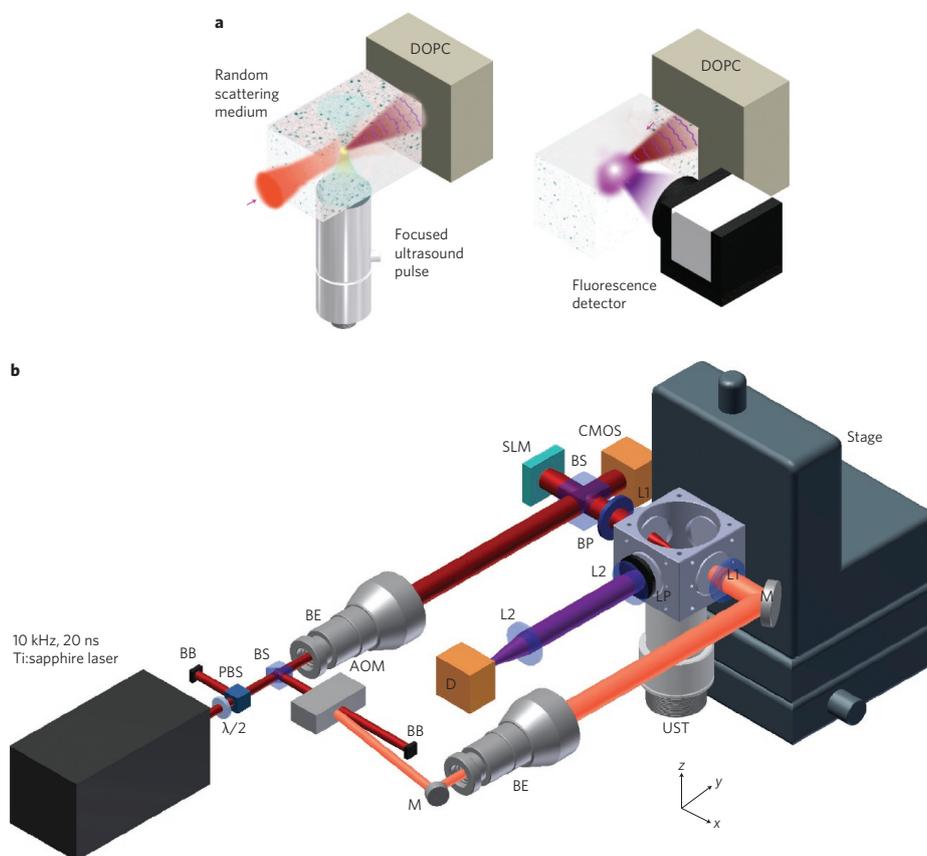


Figure 1 | Experimental scheme and set-up. **a**, Experimental scheme of fluorescence microscopy by single-cycle ultrasound-pulse-guided DOPC. **b**, Experiment set-up. ($\lambda/2$, half wave plate; PBS, polarizing beamsplitter; BB, beam block; BS, non-polarizing beamsplitter; BE, beam expander; M, mirror; BP, bandpass filter; LP, long-pass filter; L1, $f = 35$ mm lens; L2, $f = 50$ mm lens; D, fluorescence detector; stage, three-axis motorized translation stage.) The pixel size of both the SLM and the CMOS camera is $8 \mu\text{m}$. Distance from sound focus to SLM = 305 mm.

position. We define contrast as the ratio of this signal difference to the background signal, which is shown in all the images measured with DOPC.

To measure the point spread function (PSF) of the system, we dispersed $6\text{-}\mu\text{m}$ -diameter fluorescence beads in a 2-mm -thick agar slice and sandwiched the fluorescence agar slice between two 2-mm -thick scattering tissue phantoms ($\mu_s = 6.42/\text{mm}$, $g = 0.9306$). Details of the phantoms are described in the Supplementary Discussion. Figure 2a,b shows the measured PSF with a sampling step size of $15 \mu\text{m}$. The data were resampled with bicubic interpolation, as shown in Fig. 2c,d. Gaussian fittings of the PSF cross-sections (Fig. 2e–g) show that the full-widths at half-maximum (FWHMs) of the PSF are $38.6 \pm 2.8 \mu\text{m}$, $37.9 \pm 2.3 \mu\text{m}$ and $263 \pm 90 \mu\text{m}$ ($\pm 95\%$ confidence bound) along the y -, z - and x -directions, respectively. The achieved focus-to-background ratio (FBR) is ~ 3.7 (Supplementary Fig. S1d,e). A similar experiment was also performed with fixed rat brain slices as the scattering media (Supplementary Fig. S2).

To verify that the observed fluorescence signals indeed originated from the ultrasound modulation, we performed a control test by comparing the measurements with and without power on the amplifier for the ultrasound transducer. We sandwiched a 1-mm -thick fluorescence bead agar layer between two 2-mm -thick

tissue phantoms ($g = 0.9013$, $\mu_s = 10.5/\text{mm}$). As shown in Supplementary Fig. S3, the signal was absent with the ultrasound transducer disabled.

To demonstrate the fluorescence imaging capability, we used a glass micropipette to manually create an array of $60\text{-}\mu\text{m}$ -diameter holes, spaced by $120 \mu\text{m}$, in a 2-mm -thick agar slice, and injected $6\text{-}\mu\text{m}$ -diameter fluorescence beads inside the holes to create a fluorescence pattern. A direct wide-field fluorescence image is shown in Fig. 3a. The fluorescence hole array was then surrounded by 2-mm -thick tissue phantoms ($\mu_s = 6.42/\text{mm}$, $g = 0.9306$). Figure 3b presents a fluorescence image of the hole array with tissue phantoms around it. As a result of random scattering, the image diffused to a diameter of ~ 2 mm and the structural information was completely lost. We raster-scanned (step size, $30 \mu\text{m}$) the position of the acoustic focus and performed DOPC-based fluorescence excitation (raw data shown in Fig. 3c). The raw data were resampled with bicubic interpolation, as shown in Fig. 3d. For comparison, Fig. 3e shows the convolution of the measured PSF (Fig. 2c) with the direct optical image (Fig. 3a). Two-dimensional Gaussian fitting for each fluorescence hole is shown in Supplementary Fig. S4. We also imaged samples in which the fluorescence features were completely embedded in the middle of a 4-mm -thick scattering medium ($g = 0.9013$, $\mu_s = 7.09/\text{mm}$; Supplementary Fig. S5).

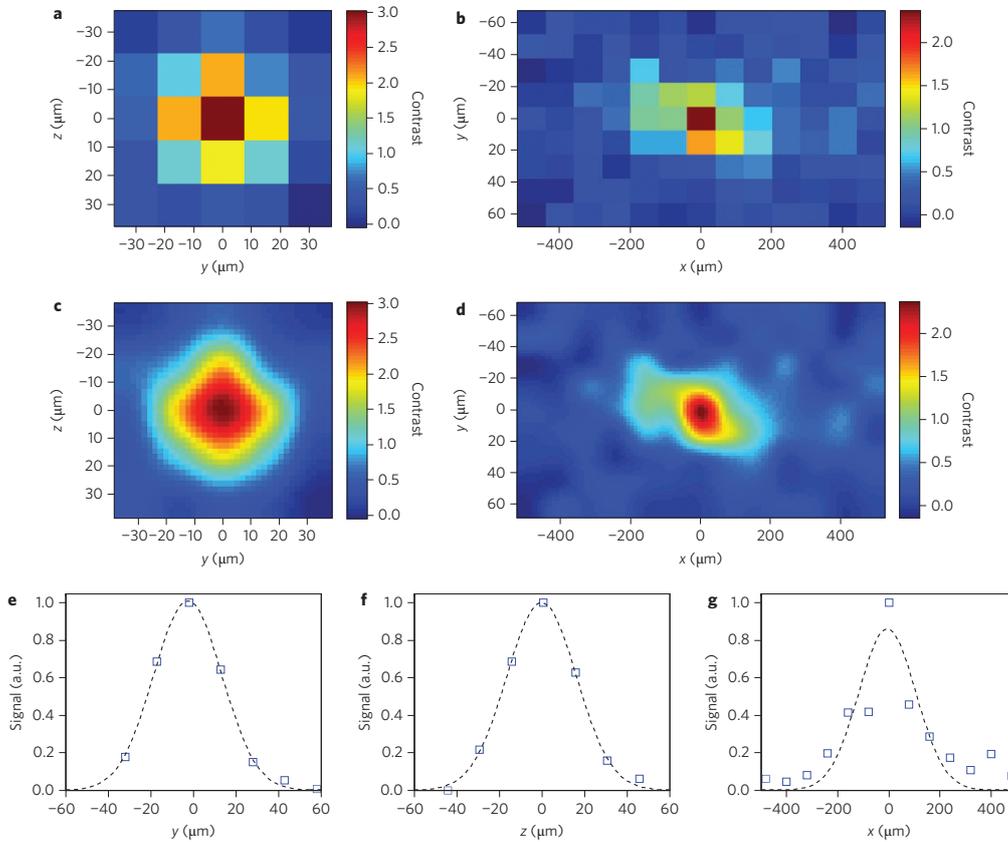


Figure 2 | PSF measurement. **a**, Measured transverse PSF through 2-mm-thick tissue phantoms ($\mu_s = 6.42/\text{mm}$, $g = 0.9306$). **b**, Measured axial PSF. **c,d**, Corresponding images resampled with bicubic interpolation. **e-g**, Gaussian fitting of the measured PSF.

In our experiments we achieved $<40 \mu\text{m}$ lateral resolution with a near-isotropic three-dimensionally confined modulation zone. The dependence of the modulation zone on experimental parameters is analysed in the Supplementary Discussion. For applications requiring a higher spatial resolution, a higher-frequency ultrasound transducer can be used to shrink the modulation zone. In the fluorescence imaging experiments, we used one-photon fluorescence excitation, for which the fluorescence excitation was not three-dimensionally confined. The background and out-of-focus excitations reduced the achievable signal-to-noise ratio (SNR). However, the background could be dramatically reduced by two-photon excitation at the Ti:sapphire wavelength used in this work. In addition, two-photon excitation can further reduce the size of the PSF by $\sim\sqrt{2}$ due to the square dependence of the fluorescence excitation on light intensity.

In this Letter, the observed FBR is 1.5–4, a value that needs to be improved for practical imaging applications. Previous studies^{14,26} suggest that the achievable FBR is proportional to $N_{\text{pixel}}/N_{\text{mode}}$, where N_{pixel} is the number of independently controlled phase pixels on the SLM and N_{mode} is the number of uncorrelated optical modes at the sound modulation zone. An estimation of the theoretical FBR of our system is presented in Supplementary Discussion. By iteratively focusing light into the sound modulation zone via DOPC, we can potentially achieve a much smaller sound-light interaction volume, leading to better spatial resolution and

higher FBR due to the reduced N_{mode} (see Supplementary Discussion). Using an SLM with less pixel-to-pixel coupling, higher filling factor and diffraction efficiency, and lower temporal phase fluctuation can potentially improve the FBR by more than one order of magnitude. Moreover, the sound modulation zone can be shrunk by using higher-frequency sound transducers, reducing N_{mode} and further improving FBR.

In our experiments, we typically acquired 48–96 interferograms, and the recording time for one DOPC operation was 1.2–2.4 s. We analyse the dependence of the SNR on the camera parameters in the Supplementary Discussion. Using cameras with higher full well charge capacity and frame rate, we can potentially increase the measurement speed by at least one order of magnitude.

For many *in vivo* imaging applications, a transmission configuration is not suitable. However, our technique may be extended to measure sound-encoded backscattered light²⁷.

In conclusion, we report fluorescence imaging beyond the ballistic regime with a three-dimensionally confined sound modulation zone, high optical gain and $<40 \mu\text{m}$ lateral resolution in random scattering media. With the capability of focusing sufficient optical power inside random scattering media, our technique can be used not only for fluorescence imaging but also for a variety of linear and nonlinear spectroscopy measurements. It is therefore expected to find numerous important biomedical applications.

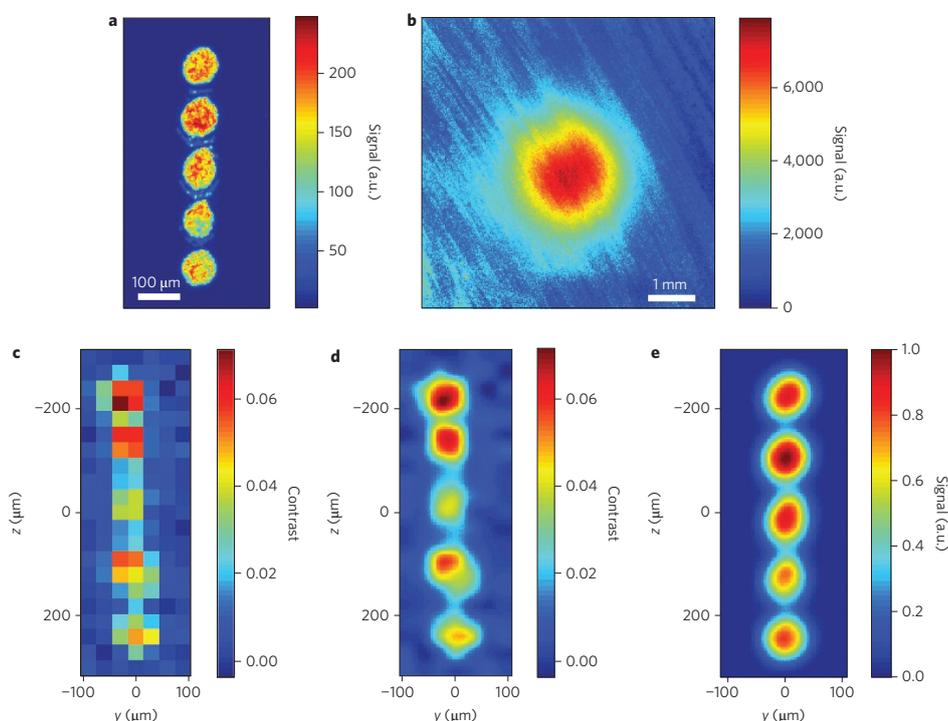


Figure 3 | Fluorescence imaging. **a**, Direct widefield imaging of the fluorescence hole array without tissue phantoms. **b**, Direct widefield imaging of the fluorescence hole array surrounded by 2-mm-thick tissue phantoms ($\mu_s = 6.42/\text{mm}$, $g = 0.9306$). **c**, Image acquired with ultrasound-pulse-guided DOPC through tissue phantoms. The laser power on the sample was 25 mW during sound modulation and 10 mW during fluorescence excitation. **d**, Bicubic interpolation of **c**. **e**, Two-dimensional convolution of **a** with Fig. 2c. Tissue phantoms were aligned parallel to the y - z plane in Fig. 1b.

Methods

Set-up. Figure 1b presents the set-up of the fluorescence imaging system. The laser source was a Q-switched green laser pumped Ti:sapphire laser (Photonic Industries) with 778 nm centre wavelength, 10 kHz repetition rate and 20 ns pulse duration. The laser power was controlled by a half wave plate and a polarizing beamsplitter. The laser output was split into two beams, one travelling through a beam expander and entering the DOPC system and, during wavefront recording, serving as the reference beam for interferometry. During fluorescence excitation, this beam illuminated the SLM and became the phase conjugation beam. The other beam was modulated by an acousto-optic modulator (AOM). The frequency-shifted component travelled through a beam expander and illuminated the sample during wavefront recording. The sample was housed inside a water chamber with optical windows, and an ultrasound transducer was mounted on a three-axis translation stage such that the sound wave entered the sample from below. The phase conjugation beam was filtered by a bandpass filter before entering the water chamber for fluorescence excitation, and fluorescence emission was filtered by a long-pass filter before entering a camera (Andor iXon 3 888 CCD). In most DOPC experiments the camera was used to measure the fluorescence power by summing all of its pixels. There were two exceptions. First, in Supplementary Fig. S1d,e, a wide-field image of a single bead was taken through the clear portion of the sample while it was illuminated with the DOPC system. Second, for the PSF measurement, the fluorescence was recorded from the location of a single bead on the camera while scanning the bead with the ultrasound focus and performing DOPC at each position. The timing and synchronization layout are shown in Supplementary Fig. S6 and the details are discussed below.

Timing and synchronization. Supplementary Fig. S6 presents a diagram of the timing and synchronization. A delay generator (DG1, Stanford Research DG645) was used as the master clock for the system. It output a 10 MHz Transistor-transistor logic (TTL) pulse train to synchronize an arbitrary waveform generator (AWG, Tektronix AFG3252) and the other delay generator (DG2, Stanford Research DG535). DG1 sent out three 10 kHz pulse trains to trigger the Q-switched laser, the arbitrary waveform generator and DG2, which controlled the exposure of the CMOS camera. The AWG output a 20 ns single-cycle sinusoidal signal that changed sign with every pulse (Supplementary Fig. S7c) to drive the ultrasound transducer.

The ultrasound frequency was centred at 50,005,000 Hz (50 MHz + 5 kHz) and the pulse repetition rate was 10 kHz. The extra 5 kHz ensured that the residual interferences (aliasing) sampled by any two consecutive laser pulses were out of phase by exactly 180° and were therefore cancelled out by capturing an even number (that is, 100) of laser pulses. The AWG also output a continuous-wave 50,004,990 Hz sinusoidal signal to drive the AOM. The beating between the ultrasound transducer and the AOM was 10 Hz and the CMOS camera ran at 40 Hz, controlled by DG2. For every 25 ms, the CMOS camera allocated the first 10 ms to exposure and the remaining 15 ms to transferring the data to a computer. The driving signals for the ultrasound transducer and the AOM were amplified to 140–160 V_{p-p} and 30 V_{p-p}, respectively.

During the editorial process, a similar imaging approach was published²⁸.

Received 21 March 2012; accepted 16 July 2012;
published online 26 August 2012

References

1. Betzig, E. *et al.* Imaging intracellular fluorescent proteins at nanometer resolution. *Science* **313**, 1642–1645 (2006).
2. Planchon, T. A. *et al.* Rapid three-dimensional isotropic imaging of living cells using Bessel beam plane illumination. *Nature Methods* **8**, 417–U468 (2011).
3. Wilt, B. A. *et al.* Advances in light microscopy for neuroscience. *Annu. Rev. Neurosci.* **32**, 435–506 (2009).
4. Huisken, J., Swoger, J., Del Bene, F., Wittbrodt, J. & Stelzer, E. H. K. Optical sectioning deep inside live embryos by selective plane illumination microscopy. *Science* **305**, 1007–1009 (2004).
5. Theer, P. & Denk, W. On the fundamental imaging-depth limit in two-photon microscopy. *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, 3139–3149 (2006).
6. Theer, P., Hasan, M. T. & Denk, W. Two-photon imaging to a depth of 1000 μm in living brains by use of a Ti:Al₂O₃ regenerative amplifier. *Opt. Lett.* **28**, 1022–1024 (2003).
7. Tang, J., Germain, R. N. & Cui, M. Superpenetration optical microscopy by iterative multiphoton adaptive compensation technique. *Proc. Natl Acad. Sci.* **109**, 8434–8439 (2012).

浙江大学本科生毕业论文（设计）开题答辩记录表

学院：光电科学与工程学院

毕业届别：2022

学生姓名	黄路岭	学号	3180105524	专业	光电信息科学与工程
毕业论文（设计）题目	基于数字光学相位共轭的波面探测技术研究				
指导教师姓名	丁志华	职称	教授	所在单位	光电科学与工程学院
开题时间	2022.1.7		开题地点	教三338	
答辩组成员（签名）	刘智敏, 吴伟, 丁志华				

本科生毕业论文（设计）开题答辩记录：（要求在答辩陈述和回答问题等方面具体加以记录与评价）

1. 波前探测方法是之前就有的？改进地方在哪？

是的，研究中所涉及的 Heterodyne Holography 方法之前就有提出过。

- 改进在于：
- ① 将该技术与斯科老师之前文章的降噪技术结合，提高信噪比
 - ② 将该技术应用于数字光学相位共轭技术中（应用创新）
 - ③ 通过自己探索，结合偏振干涉技术等，在算法和硬件上对该波面探测系统进行改进

记录人（签名）：汪露

_____ 2022 年 1 月 7 日

答辩小组负责人（签名）：吴伟

_____ 年 _____ 月 _____ 日

毕业论文（设计）文献综述和开题报告考核

对文献综述、外文翻译和开题报告评语及成绩评定：

已经初步完成了文献综述和开题报告，对课题也有初步的理解。

成绩比例	文献综述 占（10%）	开题报告 占（15%）	外文翻译 占（5%）
分值	7	11	3

开题报告答辩小组负责人（签名）_____

年 月 日