

密级:_____



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

实用化激光电视中的共性技术研究

作者姓名: _____ 付 瀚 毅 _____

指导教师: _____ 刘伟奇 研究员 _____

_____ 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 _____

学位类别: _____ 理学博士 _____

学科专业: _____ 光学 _____

培养单位: _____ 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 _____

2014 年 5 月

Study on the Generic Technology of Practical Laser TV

By
Fu Han-yi

A Dissertation Submitted to
University of Chinese Academy of Sciences
In partial fulfillment of the requirement
For the degree of
Doctor of Science

Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,
Chinese Academy of Science, China

May, 2014

独 创 性 声 明

本人郑重声明：所提交的学位论文是本人在导师指导下独立进行研究工作所取得的成果。据我所知，除了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。对本人的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中作了明确的说明。本声明的法律结果由本人承担。

学位论文作者签名：付博敏 日期：20140608

学位论文使用授权书

本学位论文作者完全了解中国科学院大学及中国科学院长春光学精密机械与物理研究所有关保留、使用学位论文的规定，即：中国科学院大学及中国科学院长春光学精密机械与物理研究所有权保留并向国家有关部门或机构送交学位论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权中国科学院大学及中国科学院长春光学精密机械与物理研究所可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存、汇编本学位论文。

（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：付博敏
日 期：20140608

指导教师签名：刘 伟
日 期：20140608

学位论文作者毕业后去向：

工作单位：中国科学院长春光学精密机械与物理研究所 电话：0431-86176590

通讯地址：东南湖大路3888号 邮编：130033

实用化激光电视中共性技术研究

付瀚毅（光学）

导师：刘伟奇 研究员

摘 要

近年来人们对视频显示的画面要求不断提高，不仅追求画面的细腻，更为追求画面的艳丽，这就要求显示设备能呈现色彩更为丰富的图像，为了能让显示设备展现更多更饱和的色彩，广色域显示成为了未来一个重要的发展方向。激光显示技术作为新一代的显示技术，具有其它显示方式无法比拟的显著优点：色域宽广、颜色饱和度高、寿命长、无有害电磁射线辐射等。因此，激光显示技术受到了越来越多的关注。各种大屏幕激光电视、投影机等产品又如雨后春笋般蓬勃的发展起来，在 2013 年举办的全球规模最大的电子消费展 CES（Consumer Electronics Show）展会上，激光显示相关设备获得了“未来产品奖”，这也标志着激光显示作为“第四代显示技术”已经迈出了关键的一步。

然而，激光电视的这些特殊的优势恰恰带来了一些问题，如图像散斑现象严重、色彩失真、激光器体积大、散热不好等。只有解决了这些问题，才能使激光电视将其特有的优点呈现出来，具有实际应用的价值。

论文对激光显示中的共性技术进行了深入的研究。分析了散斑的产生原因，对几种抑制散斑的方法进行了对比，并提出了“随机微透镜阵列扰动”的方式抑制散斑，从理论上分析了此方法的可行性，同时在光学系统中加入了转动工程漫射体的结构，对屏幕上的散斑进行了测量，可将散斑对比度降低到 1.15%，使人眼分辨不出激光散斑，极大程度的提升了激光电视的观看效果。并与以往的方法进行了对比，从而证明了此种方法的优越性。

采用更小体积的半导体激光器和全固态激光器结合，利用光纤耦合技术将这 13 个激光器发出的激光最后转为一条光纤输出，形成 16.1W 的白光，作为激光

电视的激光光源，并与激光电视主体整合，实现了激光电视的小型化。针对激光电视的尺寸和所采用的爱普生型号为 L3C09W-85G00 的 LCD 面板，对投影光学系统进行了设计，在保证成像质量的前提下可以实现 1080P 的高清视频输出。

根据色度学理论，计算出激光电视色域与普通 NTSC 色域之间的转换矩阵，建立了“色域复现”的转换模型，并通过 DSP 和 FPGA 实现了高清实时“色域复现”，同时支持常见的视频输入接口。为激光电视在输入普通视频信号时与普通电视显示相同的色彩提供了解决方案。

对激光电视样机抑制散斑效果、色域复现误差、对比度和亮度均匀性进行了测试，验证了激光电视在抑制散斑、色域复现的能力，同时证明了激光电视的实用性。

关键词：激光显示；散斑抑制；色域复现；投影光学系统设计；FPGA

Study on the Generic Technology of Practical Laser TV

Fu Han-yi (Optics)

Directed by Prof. Liu Wei-qi

Abstract

In recent years, the demands of people on the visual, the pursuit of a more colorful picture are increasing, which requires the display device can render richer color images . In order to allow the display device to show more saturated and more colors, the wide color gamut displays has become an important direction of development. Laser display technology as the next generation of display technology has significant and incomparable advantages over other displays : wide color gamut , high color saturation, no harmful radiation and other electromagnetic radiation. Therefore, the laser display technology has been paid more and more attention. Big screen TV, projector and other laser products have sprung up again. In the world's largest consumer electronics show CES (Consumer Electronics Show) exhibition in 2013 , laser display related equipment received a " future product award ", it also marks the laser display as a " fourth-generation display technology " has taken a crucial step.

In another hand, these special advantages of laser TV also bring some problems, such as image speckle phenomenon, color distortion, high volume laser, low heat dissipation and so on. Only by resolving these problems, the unique advantages of laser TV and the value of practical application will be presented.

The common laser display technologies has been the object of intensive study in this paper. The cause of laser speckle has been analyzed, several methods of laser speckle reduction were compared, and proposed a way to reduce laser speckle using

rotating Engineered Diffusers. This paper theoretically analyzed the feasibility of this approach. While the rotating Engineered Diffusers is uploaded in the optical system, the laser speckles on the screen were measured, the speckle contrast may be reduced to 1.15%, people's eyes can not tell the laser speckles which greatly enhance the viewing level laser TV. Compared with the conventional method, this method of the rotating Engineered Diffusers is more efficient.

A smaller volume of semiconductor lasers and solid-state lasers are used and combined these 13 lasers into one fiber using fiber-coupled technology. This final fiber emits 16.1W "white" laser which is the laser light source of laser TV. And the light source is integrated in the main laser TV, so that we can achieve the miniaturization of laser TV. Consider the size of the laser TV and LCD panel(Epson L3C09W-85G00), the projection optical system has been designed to ensure the high image quality so that the laser TV can achieve 1080P HD video output.

According to the chromaticity theory, the transformation matrix between laser television gamut and ordinary NTSC color gamut is calculated, a "gamut recurrence" conversion model is established and realized by DSP and FPGA HD real-time "gamut recurrence". The laser TV also supports common video input interface. Provide a solution that laser TV can show the original NTSC gamut when the ordinary television video signal is input.

Speckles contrast, the gamut recurrence error, contrast and brightness homogeneity of laser TV are measured to verify the abilities of laser speckle reduction and color gamut recurrence, and proves the practical value of laser television.

Key words: laser display; speckle reduce; color gamut recurrent; projection optical system design; FPGA

目 录

摘 要.....	I
Abstract.....	III
目 录.....	V
第 1 章 绪论	1
1.1 概述.....	1
1.2 激光显示技术的特点	2
1.3 国内外发展分析	3
1.4 激光显示中的关键技术	6
1.5 论文的研究对象和主要工作	19
第 2 章 激光散斑的抑制方法	21
2.1 激光散斑现象描述	21
2.2 散斑起因的直观解释	22
2.3 激光散斑的统计学性质	24
2.4 随机漫射体抑制散斑理论基础	32
2.5 激光投影显示中散斑抑制	45
2.6 随机漫射体消散斑结构	57
2.7 本章小结	62
第 3 章 投影光学系统设计	63
3.1 光学系统概述	63
3.2 激光光源	63
3.3 照明光学系统	65

3.4 投影镜头的设计	67
3.5 投影光学系统的仿真	71
3.6 本章小结	73
第 4 章 激光电视的色域复现	75
4.1 色域复现的算法	75
4.2 荧光粉电视发光亮度的非线性关系	77
4.3 色域转换硬件实现	80
4.4 本章小结	89
第 5 章 激光电视样机评价	91
5.1 散斑检测	91
5.2 色域转换测试	100
5.3 对比度测试	108
5.4 亮度均匀性测试	111
5.5 本章小结	112
第 6 章 总结与展望	115
6.1 本文进行的主要工作	115
6.2 本文的创新之处	115
6.3 论文的不足之处与工作展望	116
参考文献.....	117
在学期间学术成果情况	127
指导教师及作者简介	129
致 谢.....	131

第1章 绪论

1.1 概述

自从信息显示技术出现以来,它一直在迅速的发展的。研究表明,人们各种感觉器官从外界获取的信息当中有三分之二都是通过眼睛来得到的,而图像显示是信息显示中的最重要的方式^[1-6]。人类从来没有停止对图像显示技术的更新换代。从最初的黑白 CRT (Cathode Ray Tube) 电视到彩色 CRT 电视,再到目前主流的平板显示(Flat Panel Display)技术,平板显示技术如今的发展现状是百家争鸣,液晶显示技术(Liquid Crystal Display)、等离子体显示技术(Plasma Display Panel)、有机电致发光显示技术(Organic Light Emitting Diode)、场致发射显示技术(Field Emission Display)、真空荧光显示技术(Vacuum Fluorescent Display)和发光二极管显示技术(Light Emitting Diode)都是现在平板显示的主流技术^[7-10]。大部分人也许都会觉得图像显示技术已经到达了它的顶峰,其实并不然,现有的显示技术对自然当中的色彩重现能力比较低,无法满足大色域显示的要求。目前我们常用的显示设备显色范围仅占人眼所能观察到的所有色彩的 31.8%,而剩余 68.2%的色彩是现有的显示技术所无法呈现出来的。正是因为这个原因,人们一直在不断的对显示技术进行探索,当国内很多厂商还在宣传平板显示电视的时候,一种新型的显示技术也在悄然的发展当中,这种显示技术就是激光显示(Laser Display),他有着其他显示方式无可比拟的色域优势,虽然激光显示还没有实现家用化,但是激光显示在户外展示、影院等领域已经崭露头角。激光大色域显示技术被业内称之为“人类视觉史上的革命”,具有划时代的意义,激光显示是显示领域当中的一个重要的发展方向,人们相信激光显示将成为未来显示技术的主流^[11-14]。

激光显示虽然已经有很多年的历史,但是近几年才蓬勃的发展起来。它是以红、绿、蓝(R、G、B)三色激光作为三基色的显示技术,可以最真实的展现我们生活当中丰富、艳丽的色彩,提供非常卓越的表现力。投影式和扫描式是目前

激光显示常用的两种模式，投影式激光显示系统主要包含三基色激光光源、光学引擎、光学系统和屏幕四个组成部分，光学引擎主要是指目前常用的 LCD、DLP 和 LCOS，它们分别以不同的方式对输入的激光进行调制，最终使输入的激光形成所需要的图像投影到屏幕上。扫描式可利用转镜、声光、电光等技术实现行扫描，转镜技术实现帧扫描，声光或电光技术进行信号调制，与传统电视的逐行逐点扫描模式相似，具有可投射非平面屏幕、大屏幕、特种屏幕以及光能利用率高等特点^[14-19]。

1.2 激光显示技术的特点

激光显示作为新一代的显示技术有着诸多的优点。这些优点是其他显示技术所不能达到的。色域空间大、色饱和度高、光源的寿命长及节能环保是激光显示技术的显著特点。

色域空间大。如图 1.1 所示，马蹄形的色域空间包含了我们人眼所能观察到的所有颜色，其中 NTSC 色域三角形内包含的颜色是目前主流的显示技术所能呈现出的颜色，它只占了人眼所能看到颜色的 32%。而由于激光光源的单色性好、色彩饱和度高，激光光源三基色都处在整个色域空间的边缘，这样激光三基色所围城的色域三角形就要大很多，也就是激光显示可能表现出更多的色彩。激光显示的色域是普通显示技术色域的两倍，这就可以给人们带来更强的视觉冲击。

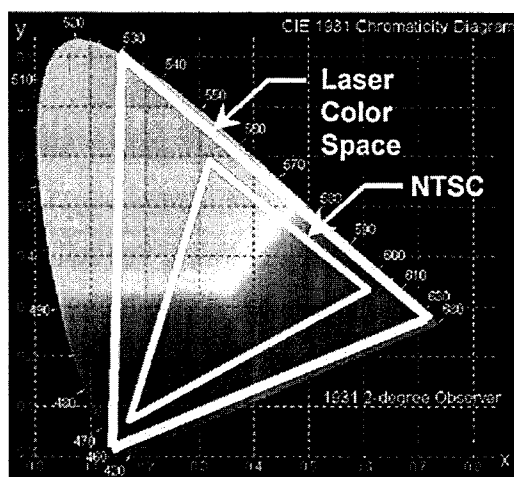


图 1.1 激光显示色域与普通 NTSC 色域对比图

画面的一致性好。画面一致性是最令液晶显示器使用者头痛的一个问题。光源的布置和使用时间的加长,会使液晶显示器的画面出现不一致的现象。这在LCD拼接显示屏当中也常常发生,在很多采用拼接方式大型的LCD屏上我们经常会看到“坏点”和不同拼接块亮度、颜色不一致的情况。而激光显示就不存在这个缺点,激光显示采用的是统一的光源进行投射,在光学系统的保证下一致性可以堪称完美^[19-22]。

可以进行“无缝”拼接。我们知道液晶显示器的边缘需要进行包边处理,这样在拼接的过程当中就会造成呈现的画面之间会有很大的缝隙,而激光显示由于主要采用投影的方式,可以把单个显示器的边缘的尺寸控制在很小的范围内,目前是0.4mm以内,同时可以采用边缘像素增亮技术使得在多个激光显示器拼接之后,我们几乎察觉不到各个显示器之间的缝隙,这样就极大的提高了观看效果。

长寿命。激光显示技术所采用的激光光源可以满足各种室内、户外及场馆的高端显示要求。激光器产生的是在可见光波段内单一波长的光,与以往显示光源的电光转化效率相比有显著地提升,传统大功率光源放热过高的弊病得以避免。激光显示器的使用寿命长,可长达10年至20年之久,相当于传统光源寿命的4至6倍,从长远的角度来看,使用成本明显低于现在主流的投影机,产品整体性价比明显高于传统产品。并且激光显示器可以保证3万小时工作后亮度和色调的衰减小于5%,这样优秀的性能并且维护简便,总体维护成本低。

1.3 国内外发展分析

激光电视最开始是在苏联科学院物理研究所诞生,诺贝尔奖金获得者Basov Nikolai Gennadievich带领学者们对激光显示进行了深入的探索。它将激光重复调制,然后扫描至屏幕,从而产生画面,这被业内看做是得到大屏幕显示的一种新方法。这台激光电视的投影面积达到了惊人的 12m^2 ,当时被人们称之为“巨型电视”。

1965年美国德克萨斯仪表公司宣布了第一台激光电视研制成功,在未来的10年,众多科研机构和私营企业对激光电视进行了很多有意义的研究,然而并不能真正的将激光电视产品化。主要有两个因素导致激光电视产品化的困难:一个原因是扫描装置技术难度大,不方便大量的生产;另外一个原因则是受制于激

光器，当时的激光器发光效率并不高、功耗大，这样就无法真正的形成产品，投入到实际应用中去^[23-24]。

从 20 世纪 90 年代开始，受微电子技术和新材料迅速发展的支持，激光电视在前进的道路上的步伐也逐渐加快。全国态激光技术的发展使三基色光源的发光效率较以前有很大的提高。社会的信息化需求，以及传媒业的发展需要也刺激了激光显示的更新进程^[25]。

21 世纪伊始，国际上相继推出了激光电视样机，他们分别采用不同的方式：德国的 LDT 公司、韩国的 Samsung 公司均采用采用点扫描式；日本的 Sony 公司采用线扫描式，Mitsubishi Group 采用 DLP 投影方式；中国科学院长春光学精密机械与物理研究所、深圳光峰光电公司和中视中科公司等采用 LCD 和 DLP 投影的方式。点扫描式和线扫描式由于存在很多的技术瓶颈，而且成本高、稳定性差，对于批量生产还有很长的路要走。对于目前来讲，更易于实现的还是采取投影的方式^[26-27]。

2013 年下半年，在全球规模最大的电子消费展 CES (Consumer Electronics Show)展会上, LG 推出了 100 英寸的大屏幕激光电视(100-inches Class Laser TV), 如图 1.2 所示，它实际上是一个投影仪，投影到 100 英寸的巨幅屏幕上。无独有偶，同在 2013 年下半年的 CES 展会上，我国环球华影公司也推出了一台 100 英寸的激光电视——“炫幕”，如图 1.3 所示，这台激光电视采用的是新型的激光显示方式——激光激发荧光粉(ALPD, Advance Laser Phosphor Display)。“炫幕”同时采用了国际领先的 DLP 成像、UST 投射和玄乌冷屏反射的仿生优化显示系统技术，对减少了眼睛和视力的刺激和伤害。这台“炫幕”激光电视还获得了 CES2013 “未来产品奖”，但是这两台激光电视的售价分别为 8999 美元和 128000 人民币，相信在技术成熟并被大众所认可后，价格会大幅下降。



图 1.2 韩国 LG 公司推出的 100 英寸激光投影电视

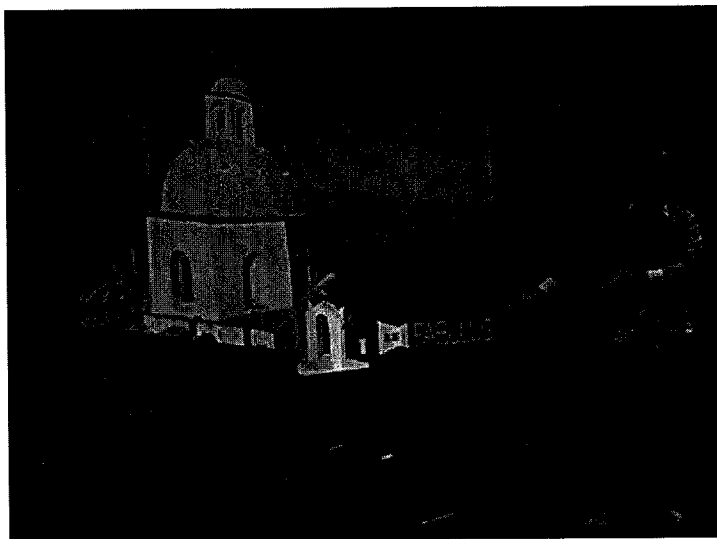


图 1.3 中国环球华影公司推出的 100 英寸激光电视——“炫幕”

从刚才的叙述我们可以看出,我国激光显示技术的研究水平与国际并驾齐驱,在某些关键技术方面处于国际领先水平。在国家“九五”计划和“十五”计划期间,中国科学院长春光学精密机械与物理研究所、光电研究院等相关研究院所在国家 863 计划和中科院知识创新工程等国家重大科学计划的不断支持下,对开发激光显示技术的相关共性技术研究获得了长足的进展,已初步建立了从材料的设计和生长、光学加工和镀膜、激光器件和透射式液晶光学引擎、直到整机集成的技术产业链,并成功研制出 60 英寸~200 英寸大屏幕激光显示样机,其中包括家用型激光电视和商用大屏幕激光电视,并且通过了由中国科学院与国家信息

产业部的联合成果鉴定，鉴定结论为：“总体水平与国际同步，单元技术和指标达到国际领先水平”。同时研究成果申报了多项国际、中国专利，单单中国的发明专利就有 49 项，实用新型专利 25 项以上。这些专利包含了激光显示当中关键技术的各个方面，所以在激光显示领域我国并不受制于国外的专利。而就在 2014 年初，在北京顺义建成了国内首个以激光电视为主导的“激光显示产业园”，为激光电视的产业化奠定了有利的基础。

1.4 激光显示中的关键技术

1.4.1 激光光源

说到激光显示就不得不提到激光光源。从 1960 年 7 月 8 日美国科学家 Maiman, Theodore Harold 发明了红宝石激光器以来，人类就从来没有停止对激光器的探索。1961 年生于伊朗的美国科学家 A.Javan 等人制成了氦氖激光器。1962 年 R.N 霍尔等人制成了砷化镓半导体激光器。在之后的一段时间激光器的种类就越来越多。按照工作物质的物态不同可以将激光器分为以下几类^[28-37]：

1.固体激光器（晶体或玻璃）：这类激光器所采用的的工作物质，是通过把能够产生受激辐射的金属离子掺杂进晶体或玻璃等基质中，从而构成发光中心而制成；

2.气体激光器：这类激光器所采用的的工作物质是气体，并且根据气体中真正产生受激发射作用的工作粒子的性质不同，可以进一步分化为原子气体激光器、离子气体激光器、分子气体激光器和准分子气体激光器等；

3.液体激光器：这类激光器所采用的的工作物质主要包括两类，一类是有机荧光染料溶液，另一类是含有稀土金属离子的无机化合物溶液，其中金属离子（如 Nd）起工作粒子作用，二无机化合物液体（如 SeOCl）则起基质作用；

4.半导体激光器，这类激光器是以一定的半导体材料作为工作物质而产生受激发射作用，它的工作原理是通过一定的激励方式，在半导体物质的能带之间或能带与杂质能级之间，借助激发非平衡载流子从而产生粒子束反转，进而产生光的受激发射作用；

5.自由电子激光器，这是一种特殊类型的新型激光器，工作物质为在空间周期变化磁场中高速运动的定向自由电子束，只要改变自由电子束的速度，就可产

生可调谐的相干电磁辐射，原则上其相干辐射谱可从 X 射线波段过渡到微波区域，因此具有很诱人的前景。

在激光显示领域，最开始采用的是半导体泵浦固体激光器（DPSSL），也称为全固态激光器，这种激光器经过倍频、混频和参量震动等技术可以获得可见光波段激光的输出，但是在 2000 年左右应用于激光显示的激光器体积较大，如图 1.4 所示是单个激光器，可以看出激光器和配套电源机器笨重，而要实现激光显示，需要 3 个这样的激光器，使得激光电视的体积也相应增大，很难进入普通家庭，并不适合产业化。随着激光器小型化和光纤耦合技术的发展，目前大多采用多个小型半导体激光器进行多光纤耦合输出，同时解决了体积大和亮度不足的问题^[38-40]。

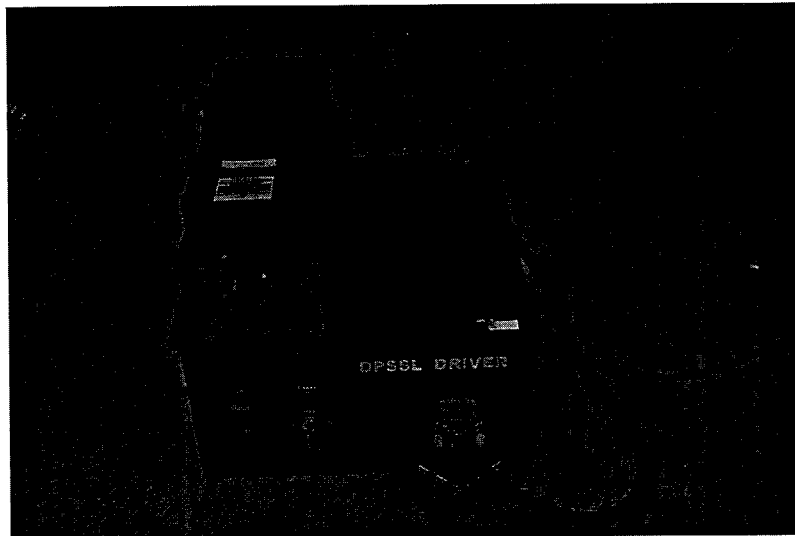


图 1.4 以往的单只半导体泵浦固体激光器

1.4.2 光学引擎

1.4.2.1 LCD 光学引擎

LCD 是 Liquid Crystal Display 的缩写，中文的解释是液晶显示。在投影显示的产业中，目前大多数液晶显示投影设备采用 3 片式 HTPS LCD 液晶板（简称 3LCD）的居多，HTPS 是 High-Temperature Poly Silicon 的缩写，中文解释是高穿透式高温多晶硅。目前 3LCD 投影设备的核心技术仍然被日本的 Epson 和 Sony 这两家公司所掌控，但是因为 Sony 不出售 3LCD 的相关技术，所以目前我们看

到的 3LCD 投影设备除了 Snoy 公司自己生产的之外全部是由 Epson 公司提供芯片^[41-46]。

说到 3LCD 投影设备，我们就不得不提到“开口率”这个概念。开口率是指除去每一个像素的配线部、晶体管部后，光线可以通过的面积和每一个像素整体的面积之间的比值。开口率与光的透过率是成正比的，随着开口率的提高，光的透过率也就提高了。在液晶投影设备的早期阶段，LCD 芯片的开口率并不高，随之而来的是“网格现象”。举一个较为形象的比喻，一款 XGA 分辨率的投影机的芯片中包含着 1024×768 共 768432 个像素点，这些像素点之间由引线等进行了分割。但是由于 LCD 芯片非常小，将单个像素点控制在 0.28mm 以内是很艰难的事情，原来一个 1024×768 像素点阵的 HTPS 便有 2592 条外部引线，引线等占据了芯片大约 50% 的面积，而正是这些引线造成了早期的 3LCD 投影机“网格现象”的发生^[47-49]。

随着技术的发展，目前 HTPS 采用了更为先进的细微加工技术，通过配线、元件部的优化设计和缩小 BM 部的面积来提高开口率，2009 年日本 Epson 公司、宣布开始量产两款新规格的 TFT 液晶面板，主要针对 3LCD 投影设备的使用。其中的一款是业内第一块 WUXGA (1920×1200) 分辨率的 LCD 面板，他的尺寸为 0.94 英寸 (2.4cm)，像素尺寸 10.5μm，开口率 68%。而另外一款面板的分辨率为 1280×800，0.95 英寸，像素尺寸为 16μm，开口率达到了 80%。这就解决了长期以来的“网格现象”，同时也保证了很高的光能利用率。

3LCD 投影机之所以拥有出众的色彩，和技术上的设计是分不开的。图 1.5 为 3LCD 示意图。它的工作原理是，首先由光源出射的三色激光通过分光分成红、绿、蓝三种光束，然后根据输入的视频信号分别被 3 块 HTPS 面板所调制，最后经棱镜合成，最终投影到屏幕上显示图像。HTPS 调制方法是其中每个像素上的液态晶体，都可被配置为开、关或部分关闭的状态来调整光线的透过率，从而控制每个像素上红、绿、蓝三基色相应的光强。最后得到屏幕上想要的色彩。从用户实际感受来看，3LCD 投影机的图像看上去会更清澈，噪点更少，色彩还原也更为精准。

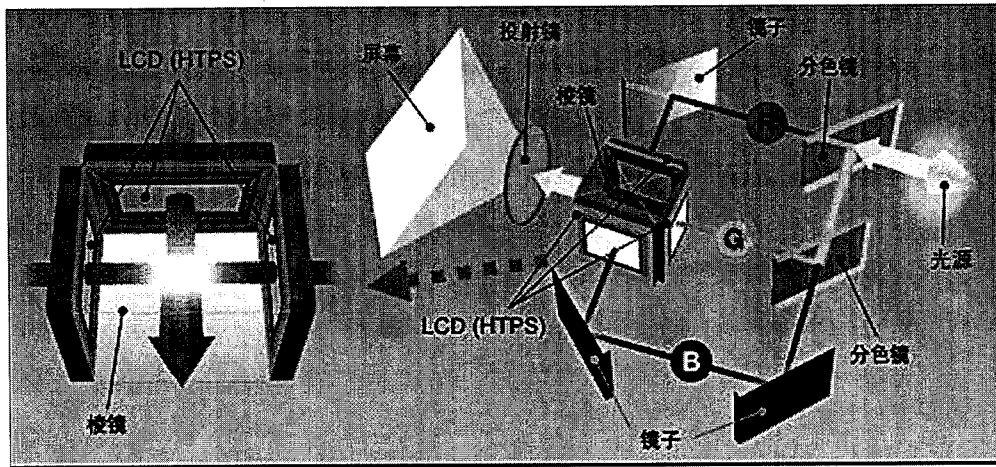


图 1.5 LCD 光学引擎光学系统示意图

1.4.2.2 DLP 光学引擎

DLP (Digital Light Proccession) 光学引擎是以 DMD (Digital Micromirror Device) 芯片为核心器件进行投影显示的一种技术。应用 DLP 进行投影光学系统如图 1.6 所示，首先光源经色轮将三色激光进行分光，然后通过“合成器”（如匀光棒）进行匀光，然后经过 DMD 对每个像素的光进行调制，最终将我们想要的图像经投影物镜投影到屏幕上^[50-53]。

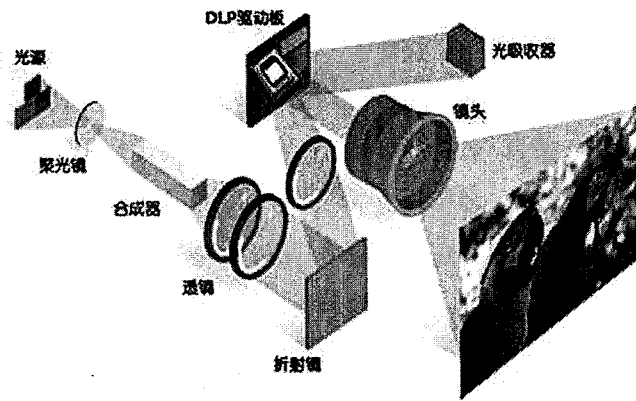


图 1.6 DLP 光学引擎光学系统示意图

DMD 芯片是有美国 TI (Texas Instrument, 德州仪器) 公司独家研发的。如

我们之前所介绍的，LCD 光学引擎是一种透射式的光学引擎，而 DMD 则不同，它是以反射的方式对光进行调制。在 DMD 芯片上有几十万个微反射镜，这些微反射镜是 DMD 芯片的工作单元，如图 1.7 所示，每一个微反射镜就控制一个像素点。下面我来看一下这些微反射镜的运作原理。

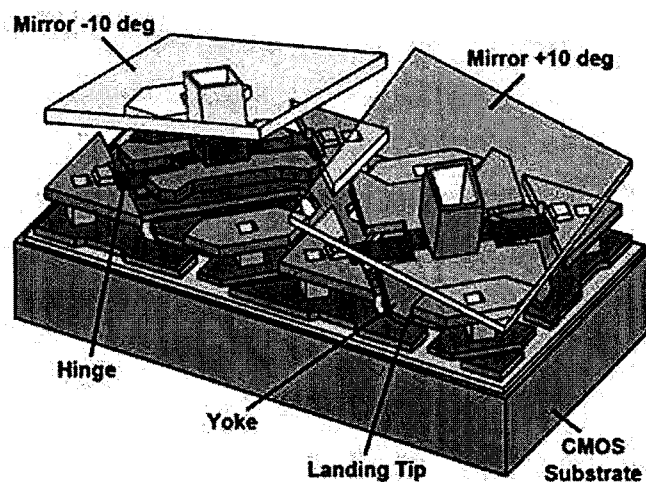


图 1.7 微反射镜结构

我们可以看到与 LCD 不同，DMD 上每个微反射镜都配备了复杂的机械结构，他们拥有独立的支撑架，并可以围绕铰接斜轴进行 $\pm 12^\circ$ 的偏转。对于这种微型机械，机械控制或是液压控制是无法满足其需要的，即便可以使用也会因为疲劳和磨损而失效。鉴于此，TI 的技术人员在微反射镜的一对对角安装了两个电极，这样就可以通过电压控制其偏转，从而获得了高精度的控制能力和无限的偏振寿命。由于微反射镜对光的调制是以反射的方式进行的，那么它的偏转能力就成为我们最为关注的，如图 1.8 所示这是一个偏转角度达 $\pm 12^\circ$ 的微反射镜的工作示意图，微反射镜在开启状态下（On State, $+12^\circ$ ），入射光线与微反射镜表面法线（即入射角）成 12° ，出射光线与表面法线（即反射角）也成 12° （两者相加即是 24° ），这时反射光全部进入投影镜头，亮度最大即为（255, 255, 255）；若微反射镜在关闭状态下（Off State, -12° ）状态，几乎没有光线进入投影镜头，这时亮度最低，即为（0, 0, 0）；当微反射镜处于这两种状态之间时，会有部分光线进入投影镜头，如此就实现了对光强的调制。

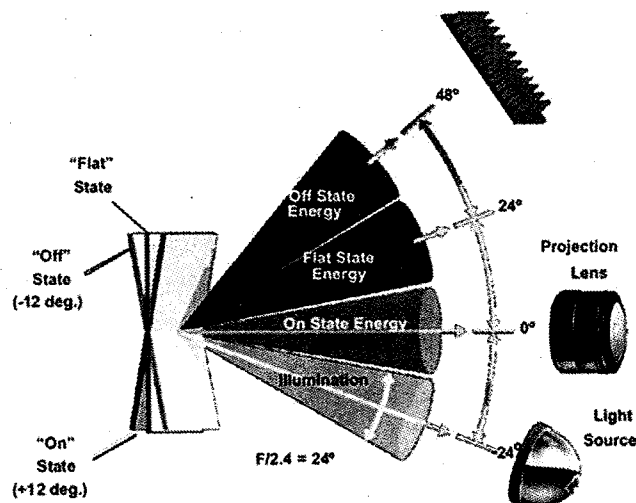


图 1.8 微反射镜工作示意图

目前大多数的 DLP 光学引擎都支持 1080P 的视频输出, 据报道 TI 公司已经研制出支持 4K 高清播放的 DMD 芯片。DLP 的一个显著的优势在于它可以轻松的实现很高的对比度, 市面上大多数 DLP 投影产品的对比度大都在 600:1~1000:1 之间, 高端机型甚至可以达到 2000:1 以上。

1.4.2.3 对比

从技术层面来说, 3LCD 投影机与单片式 DLP 投影机相比, 3LCD 投影机色彩饱和度更高, 色彩还原也更加精准。但是不足的是采用透射式的 3LCD 投影机的对比度目前很难做到很高, 而采用反射式的 DLP 技术则可以很容易的实现较高的对比度^[54-56]。

1.4.3 消散斑技术

在激光显示当中, 一个非常明显的弊病就是激光散斑的出现。在激光显示的屏幕上我们可以看到许多明暗相间的、颗粒状的“散斑”, 这严重的影响的激光显示的观看质量。学者们对如何抑制激光显示中的散斑进行了很多种尝试^[57-60]。

1.4.3.1 旋转光纤法

普通的激光投影光路图如图 1.9 所示, 我们可以看到, 由激光器发出的激光被耦合进入光纤, 激光在光纤内经过多次的全反射最终达到光纤的出射端口, 再

进入光学系统最终投影在屏幕上。不同的光线在光纤内经过不同的路线到达光纤的出射截面，所以散斑的图样脱离不开光纤的物理结构的关系，光纤形状的变化势必会影响光纤内部激光的传输路线，如果光纤的形状持续不断的变化将会使激光不停的扰动，最终影响到达屏幕时激光的位相变化，从而在屏幕上得到一种动态的散斑。这样在人眼积分时间内，得到很多不同的散斑图样，这些散斑相互叠加从而得到相对均匀的图像，当散斑对比度小于 4% 时，人眼就不太容易察觉到屏幕上的散斑了。所以加入一种转动机构，让光纤连续、无扭曲地旋转，屏幕上便可以得到“沸腾”的散斑，从而实现抑制散斑的目的^[61-63]。

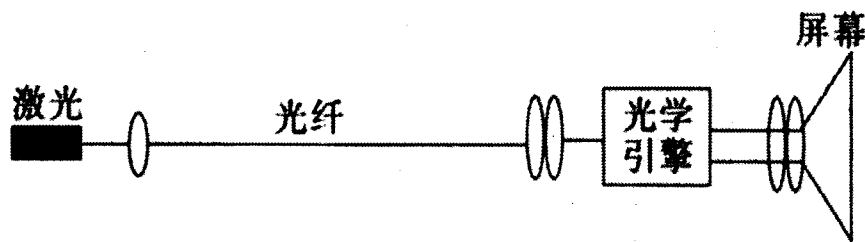


图 1.9 普通投影光学系统光路

图 1.10 为加入旋转光纤系统的光路，连接在激光器上的光纤首先固定在一块转盘的边缘，转盘的两侧分别固定光纤，使光纤不随意扰动。转盘由电机带动旋转。由光纤出射的激光通过光学引擎和投影镜头最终投影到屏幕上^[64-66]。

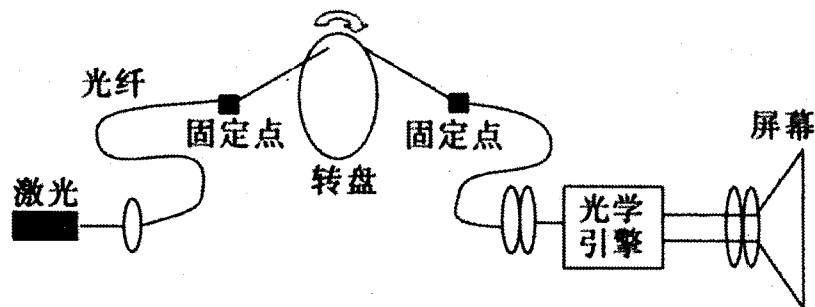


图 1.10 旋转光纤法光学系统光路

这种方法的优点是简单易行，成本低，而且不引入其他的光学元件，减少了光能损失。缺点是如果转盘的转速过快，会使光纤产生纠缠，甚至损害光纤。如果转盘的转速很慢，会影响消散斑的效果，达不到理想的目的。

1.4.3.2 控制激光谐振腔法

抑制散斑的另外一个方法是通过降低激光相干性，可以由控制激光器谐振腔的参数来实现这种效果。图 1.11 显示了一些通过控制谐振腔参数来抑制散斑的结果，这是由三星公司提出的。通过大量的实验得出：要想让散斑的对比度小于 25%，激光光源的相干长度不能大于 0.85cm，如果是半导体激光器的话，它的腔长不能大于 $5000\mu m$ ，而如果是半导体泵浦的全固态激光器(DPSS)，那么激光器相应的长度不能大于 50mm。正如我们之前所提到的，要想让人眼不易察觉到散斑，就要让散斑的对比度降低到 4%以下，那么只有当腔长非常短的时候才能实现该目的，这将会降低激光器的能量输出，并且还会引起单色特性下降等问题，所以不能完全依赖此方法来抑制散斑，需要其他方式来一起使用。同时这种适当降低光源相干性的方法，适用整帧投影激光显示系统，对于激光扫描显示系统并不适合，因为其要求激光投影到屏幕上很小的一点，对光源的相干性要求比较高 [67-69]。

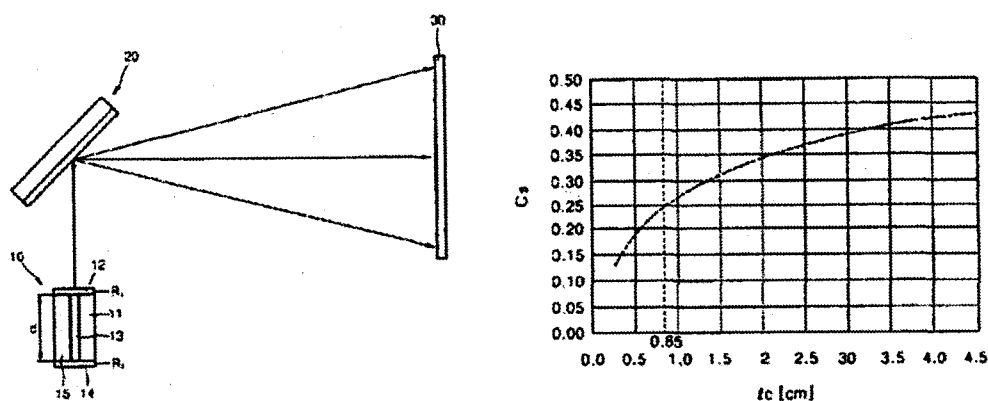


图 1.11 控制激光器谐振腔长度消散斑结果

1.4.3.3 震动屏幕法

消散斑的另外一种方法是通过震动屏幕来实施相位扰动。由于散斑是激光在空间当中某一位置也就是屏幕的相干叠加，可以通过不断变换屏幕的位置来使散斑随机化。这种屏幕并不是直接固定在电视上，而是通过屏幕四周的弹簧进行柔性连接，同时在屏幕的背面利用电动元件运动系统带动屏幕震动。图 1.12 为结构图，图 1.13 为样机图

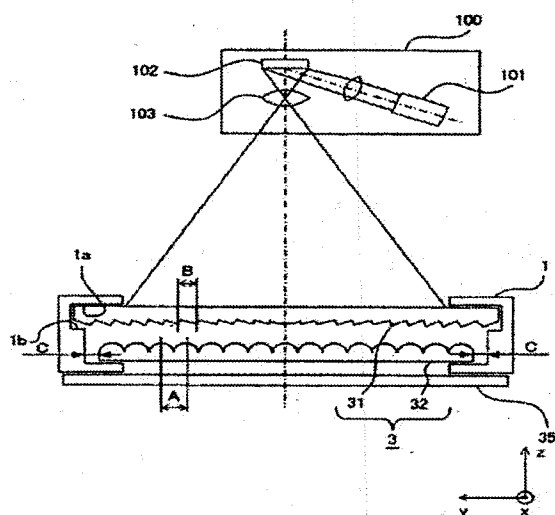


图 1.12 震动屏幕消散斑结构图

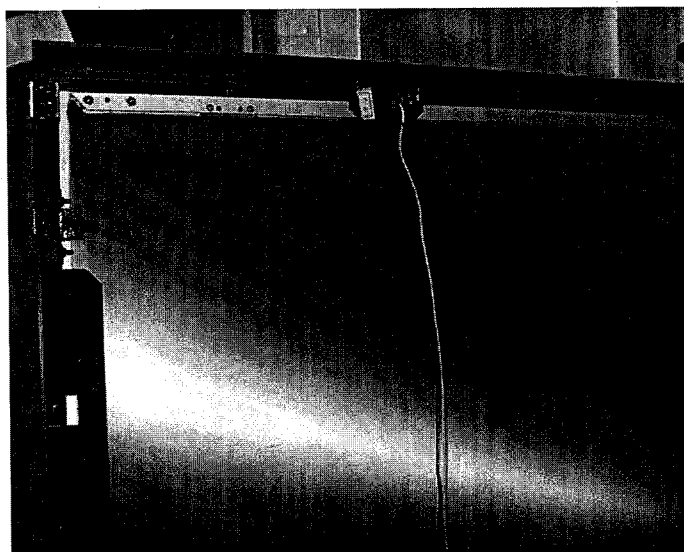


图 1.13 震动屏幕样机

这种方法使得原来静态的相位场散斑分布变为动态的分布，屏幕上的散斑不规则的扰动，从一定程度上减弱了激光散斑。

那么如果用震动屏幕这种方式来抑制散斑需要移动多大的距离不但关系到消除散斑的效果而且关系到是否可被日常应用所接受。为了完全的推掉散斑相关，屏幕必须移动眼睛在屏上一整个分辨单元的距离。对于我们日常看电视的习惯，也就是几乎垂直于屏幕进行观看，屏幕上眼睛的分辨单元的直径 d 可以表示为

$$d = 2z_e \tan(a/2)$$

其中 z_e 是从观察者到屏幕的距离， a 是眼睛的角分辨率，约为 4' 弧分。在离屏幕 3m 远处，相应的分辨单元大小为 3.5mm。对于一般较小的激光显示，屏幕必须移动 3.5mm 的某个倍数。如果我们想要把对比度降低到原来的十分之一，那么屏幕就需要移动 35cm，这是一个令观察者不大舒服的距离。所以用震动屏幕的方法去抑制散斑是可行的，但是对于实际应用来说并不理想^[70-72]。

1.4.3.4 多光纤分束法

光纤分束法是将光源出射的激光通过光纤耦合器件分成多束，因为原本一条光纤发出的激光被分成若干子路，激光在不同的子路中传播使产生不同的光程差，

超过了光源的相干长度，所以可以达到消干涉的目的。图 1.14 为多光纤分束法的结构图。由 11 发出的光在 12 处分成多束后作为光源，经过透镜投影到 15 液晶光阀上，最终投影到屏幕。

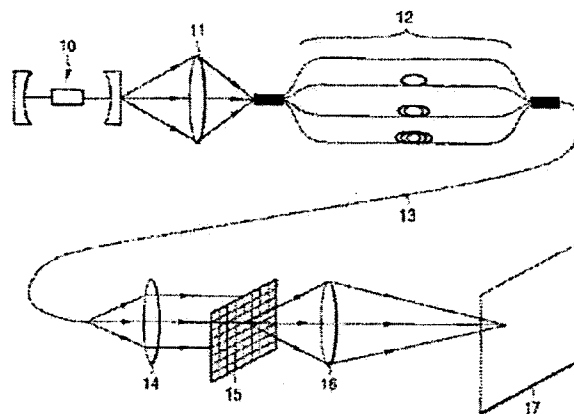


图 1.14 多光纤分束法结构图

1.4.3.5 超声光栅消散斑

我们把频率在 20kHz 以上的声波称为超声波，超声波是一种纵波。在盛有蒸馏水的液槽中放入可以激发超声波的压电晶体，超声波在蒸馏水中传播会引起液体周期性的压缩和膨胀，从而引起折射率的变化，类似一种等效的位相光栅。将液槽放入激光光路中，当激光通过“超声光栅”时，会引起激光位相的变化，从而达到消干涉的目的。图 1.15 为超声光栅法的原理图。

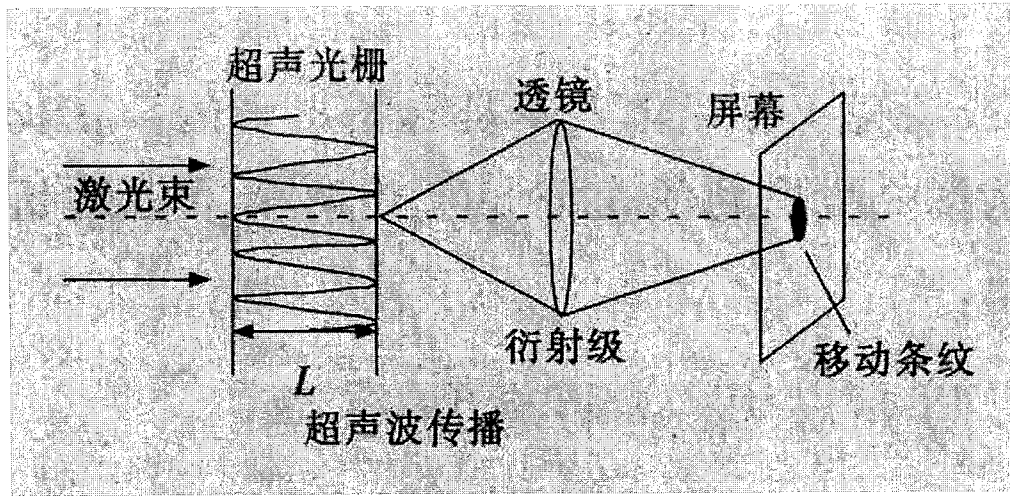


图 1.15 超声光栅法消散斑原理图

1.4.3.6 相位调制抑制散斑

相位元件抑制散斑的原理是，通过计算 Hadamard 矩阵设计出一种相位调制版，并加入激光光学系统，通过转动相位板对出射激光的相位进行调制，以达到抑制散斑的目的。这种方法抑制散斑的能力一般，而且制作成本相对较高。

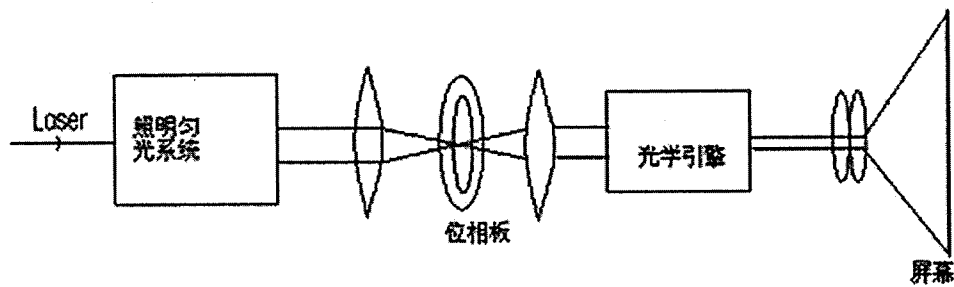


图 1.16 相位调制法光路图

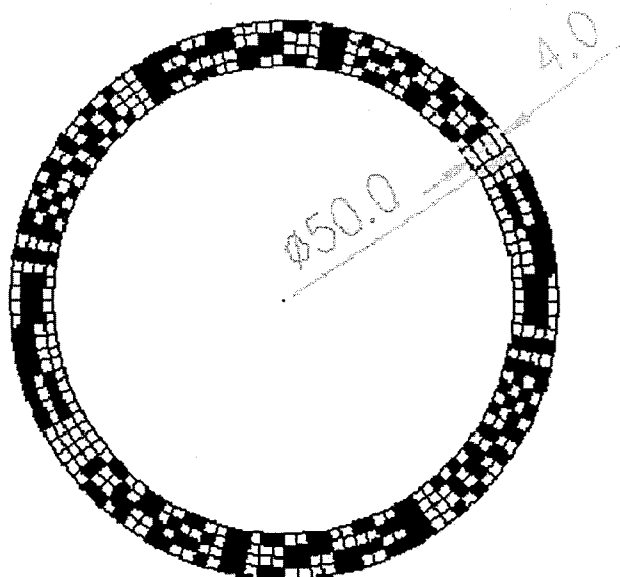


图 1.17 相位元件布局

1.4.3.7 波长的多样性抑制散斑

也有人提出通过波长多样性来抑制散斑,这个途径可以通过两种方式在投影显示中实现:一种是三基色的激光光源线宽足够宽,以致可以影响散斑的对比度;一种是对光源的线宽有意的扩展。

但是非常遗憾的是,即便对接近垂直照明角度和接近垂直观察角度,主要依靠面散射的屏幕并不对这种方式具有很高的灵敏度,如果要把抑制散斑到一个可观的程度,需要有很大的线宽。经过 Goodman 的分析,即便对一个表面标准差达 $250\mu\text{m}$ 的屏幕,当中心波长为 500nm 时,需要的带宽约为中心波长的 2%,也就是 10nm 才能使散斑的对比度降到 10%,而将散斑对比度降到 1% 是根本不可能的^[73-75]。

1.4.4 色域映射

由于目前所有的显示设备都是采用 NTSC 或 PAL 制式,相应的目前所有的摄像机摄取的视频、图像都只支持 NTSC 和 PAL 格式。那么如果采取激光显示的话,由于激光显示的色域要比普通的 NTCS 等制式的色域要大,所以在激光显

示当中就要加入色彩管理系统,那么我们目前所采用的色彩管理系统叫做“色域映射”。目前已经有很多学者对“色域映射”进行了研究,而研究的目的主要是对普通的电视信号进行“色域扩展”。所谓的“色域扩展”就是将原本适应 NTSC 色域的电视信号通过某种转换方式让其适应大色域的激光显示,使激光电视大色域的特点得以充分发挥。目前所提出的“色域扩展”方法主要可以归结为两种:查表法和色域转换法^[76-90]。

查表法是指将色域空间的转换匹配过程通过一个三维的表来实现,通过查找对应颜色所需要的三基色的亮度,最终达到色域扩展的目的^[91-95]。

色域转换法,是通过 NTSC 色域和激光电视中的色域之间的关系,构建一个转换矩阵,输入的电视信号经过转换矩阵转换后得到相应的颜色^[96-103]。

这两种方法都可以达到“色域扩展”的目的,也是我们目前比较常用的方法。而如果在某种需要让激光电视显示与 NTSC 相同的色彩的情况,则没有相应的办法。

1.5 论文的研究对象和主要工作

1.5.1 研究对象

随着激光显示技术的发展,激光电视势必会进入各家各户以及各种大型场馆,本文以 60 寸家用型激光电视为对象,对激光显示中的各项共性技术进行研究和讨论,提出相应的解决方案。

1.5.2 论文工作的主要内容

本文以 60 寸家用型激光电视为研究对象,对激光显示中散斑抑制、光学引擎的选择和光学系统的设计、色域复现及硬件实现等共性技术进行深入研究,提出了相应的解决方案。具体内容包括

- 1) 对激光显示中散斑的成因进行分析,从理论上讨论了运动工程漫射体抑制散斑的可行性,并在光学系统中加入了运动工程漫射体元件,通过实践验证了运动工程漫射体出色的抑制散斑的能力;
- 2) 针对高清显示选择了适当的光学引擎,对光学系统进行了设计,并应用到激光电视中;
- 3) 对激光显示中的色域复现进行了理论分析,提出了一种色域复现方案,

并通过电路进行实现，解决了在一些需要复原普通显示色彩时激光电视色彩显示失真的问题；

- 4) 对激光显示中抑制散斑的效果进行了评价，解决了菲涅耳屏幕各方向亮度不一致而导致散斑测试误差的问题，并与普通抑制散斑结构的散斑抑制效果进行了对比；
- 5) 对激光电视色域复现结果进行了测试，验证了激光电视接收号时可以精确的复现普通电视的色彩，说明了色域复现方法的可行性，；
- 6) 对激光电视其他性能指标进行了测试。

第2章 激光散斑的抑制方法

2.1 激光散斑现象描述

激光是人类的一项重要科学发现,20世纪60年代初期连续波激光器初登市场,随着科学的发展我们对激光有了越来越多的认识和理解。当我们使用激光仪器的时候人们注意到了一个非常奇怪的现象。当激光从诸如纸或者实验室的墙上反射时,注视着激光光斑的观察者会看到对比度高而尺寸细微的亮晶晶的颗粒的图像。而且,尽管形成这种光斑的出射光是相对均匀的,由其反射光测得的光强却在空间显现同样细微尺寸的涨落,这种颗粒结构后来称为“散斑”^[104-107]。

科学家们很快断定这种光强涨落的原因是由于光斑所处的反射表面是粗糙的,并且这种粗糙是“随机的”。事实上,在我们所生活的世界中,如果以光的波长的尺度来衡量,我们生活中大多数的表面都可以认定是粗糙的(显然的例外是镜子)。那么一个粗糙的散射面上的多种多样的微小面积提供了随机相位的单元,对观察到的总场造成影响,这些单元相互干涉产生了不同的强度(场的振幅平方),这些强度的强弱取决于可能出现的一组随机相位。

在激光穿过静止的散射体时我们也可以观察到散斑,与之前照射到粗糙表面的基本原因是一样的:穿过散射体的不同光线的光程在波长的尺度上互不相同,悬浮颗粒将光散射时也可以观察到这种现象。因此,散斑现象在光学中是频频出现的;事实上,它是一个普遍存在的规律,而不是在某一特殊情况下才出现的个例。

在其他领域,只要辐射穿过波长尺度上是粗糙的物体或被它反射,散斑就会在其中带来很重要的影响。比较常见而又重要的例子包括频谱的微波波段的总和孔径雷达成像,以及面向临床应用的激光散斑血流成像。在其他许多领域和应用中,也出现了散斑现象的精确类似的现象。比如,几乎任何随机过程的样本函数的有限时间傅里叶(Fourier)变换的模的平方在频域中的涨落具有和散斑同样的

一阶统计。

2.2 散斑起因的直观解释

当一个激光光斑是由大量的具有独立相位的复分量（既有振幅又有相位的分量）相加而成时，光斑就会发生散斑现象。这些相位的复分量在复平面中可能有随机长度（振幅）和随机的方向（相位），亦或是振幅是相同的，相位是随机的。那么当所有的分量互相叠加时，他们就构成所谓的“随机移动”。叠加的和或大或小，取决于参与叠加的各个分量的相对相位，尤其是占优势的是相长还是相消干涉。所得结果的长度平方就是我们通常说的观察到的波的“强度”^[108-112]。

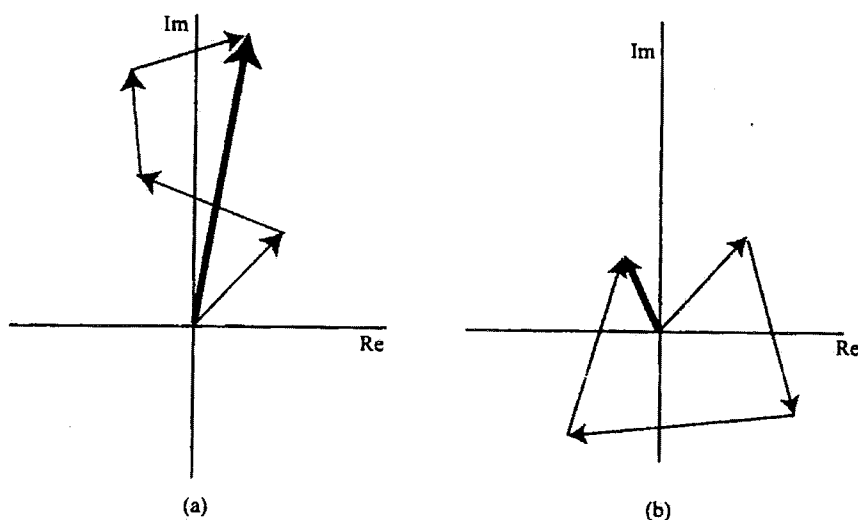


图 2.1 随机移动：(a) 主要是相长叠加；(b) 主要是相消叠加

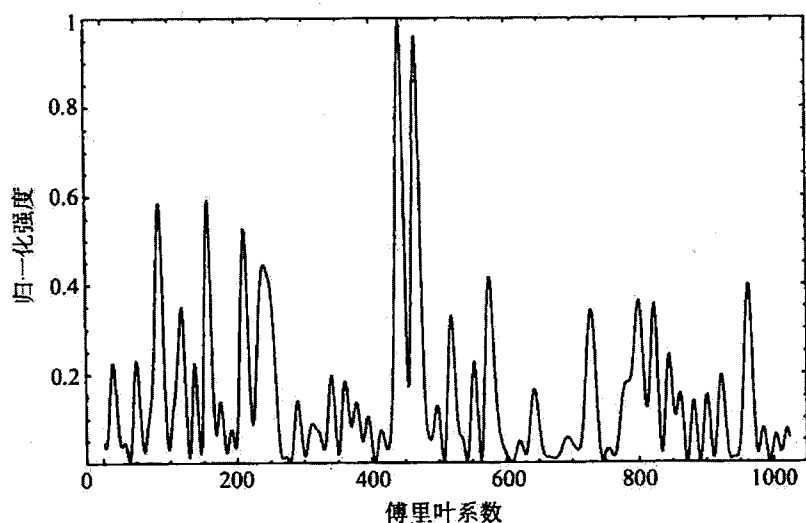


图 2.2 在一个长度为 1024 的随机相位序列的一维离散傅里叶变换大小的平方中观察到的散斑

图 2.1 展示了发生(a)合成长度长及(b)合成长度短的随机移动。如图 2.1 所示的两种情况中,合成后的长度和方向都是随机的,并也没有一个单一贡献在求和中占优势。最终的复数和用粗箭头表示。

单个独立贡献的复数本性,通常是因为他们是用来表示既有振幅又有相位的正弦信号分量的相幅矢量。在另外一些情况,实数值的信号分量可能在信号处理的过程中(如离散傅里叶变换)加了一个复数值的权重因子,从而得出一个对应的复数贡献(仍为相幅矢量)的和,图 2.2 表示一个共 1024 个复数序列的离散傅里叶变换大小的平方,每个复数有固定的长度,其独立的相位以均匀概率密度在 $(0, 2\pi)$ 区间上随机抽取,在离散点之间用了插值。所以,我们可以发现,许多不同的物理情况中都会出现散斑。

我们如果用一个镜头对激光照明的屏幕进行成像,那么在像平面会观察到无规则分布的、明暗相间的光斑结构,也就是激光散斑,这种散斑图也被称作弗朗和费型散斑图。

2.3 激光散斑的统计学性质

我们现在来讨论光学散斑图样的统计性质。我们指的是在空间和时间中一点的性质。对于激光散斑，它的强度时我们可以直接测量的，但是复振幅则不可以。换句话说，在光波波长范围内的探测器响应的是入射功率而不是电磁波的振幅。干涉测量术可以帮助我们测量振幅，但这只是一种间接的测量。我们指出散斑的原因是由多个相位随机的光波长的复振幅相加而成^[112-117]。

那么在这里激光的光强是非常重要的，我们先来给出这个量的简单定义，我们知道电磁扰动的坡印亭（Poynting）矢量的定义：

$$\vec{P} = \vec{\varepsilon} \times \vec{H} \quad (2-1)$$

其中 $\vec{\varepsilon}$ 是时变电场矢量， $\vec{H}$ 是时变磁场矢量， $\times$ 代表矢量的叉乘。电磁波场关于时间的平均强度，与坡印亭矢量对时间求平均的大小是正比关系：

$$I \propto \left\langle \vec{P} \right\rangle \quad (2-2)$$

其中 $\langle \dots \rangle$ 表示在无穷长时间内求平均。如果是在各向同性介质中的单色电磁平面波的情形：

$$\begin{aligned} \vec{\varepsilon} &= \text{Re} \left\{ \vec{E}_0 \exp[-j(2\pi\nu t - \vec{k} \cdot \vec{r})] \right\} \\ \vec{H} &= \text{Re} \left\{ \vec{H}_0 \exp[-j(2\pi\nu t - \vec{k} \cdot \vec{r})] \right\} \end{aligned} \quad (2-3)$$

其中 ν 是光波的频率， $\vec{k}$ 是波矢量（长度为 $2\pi/\lambda$ ，方向垂直于 $\vec{\varepsilon}$ 和 $\vec{H}$ ）。 $\vec{E}_0$ 表示电场复振幅矢量， $\vec{H}_0$ 表示磁场复振幅矢量。矢量 $\vec{k}$ 表示三维空间当中的某一个位置。坡印亭矢量对时间求平均的大小可以由下式表达

$$\left\langle \vec{P} \right\rangle = \frac{\vec{E}_0 \times \vec{E}_0^*}{2\eta} \quad (2-4)$$

其中，我们应用了 $\overline{H_0} = \overline{E_0} / 2\eta$ ， η 是介质的特征阻抗。

从(2-4)式，可以得到关于电磁波强度（对时间平均）的表达式，将一些不必要的常数移除后，表达式为：

$$I = |E_{0x}|^2 + |E_{0y}|^2 + |E_{0z}|^2 \quad (2-5)$$

其中 E_{0x}, E_{0y}, E_{0z} 是复矢量 $\overline{E_0}$ 在直角坐标系中的三个分量。

对旁轴波，即波传播时他的 k 矢量与 z 轴的张角很小，所以分量 $\overline{E_{0z}}$ 很小，这样就可以把 $\overline{E_{0z}}$ 略去。那么就剩下一个场的 x 分量和场的 y 分量两个复标量函数，他们的大小的平方之和就是强度的表达式。强度在一般情况下表示为：

$$I = \begin{cases} |A_x(t)|^2 + |A_y(t)|^2 & \text{非偏振光} \\ |A(t)|^2 & \text{偏振光} \end{cases} \quad (2-6)$$

其中，在偏振的情况下，标量 A 对应于波场沿着偏振方向的复振幅。

上面的讨论中假定强度的定义是很窄的带宽（即带宽 $\Delta\nu$ 比中心频率 ν_0 小很多），那么相幅矢量振幅 A_x 和 A_y 是时间的函数，其变化发生在数量级 $1/\Delta\nu$ 的时间尺度上，这时，我们将瞬时强度表示为：

$$I(t) = \begin{cases} |A_x(t)|^2 + |A_y(t)|^2 & \text{非偏振光} \\ |A(t)|^2 & \text{偏振光} \end{cases} \quad (2-7)$$

我们得到了光强表达式，然后在正态散斑复振幅统计性质的基础上，推导光强的统计性质。我们用 $I(r)$ 来表示正态散斑的光强和 $\theta(r)$ 表示它的位相，并以

$A^{(R)}(r)$ 和 $A^{(I)}(r)$ 分别表示正态散斑的复振幅的实部和虚部，则可以有以下式：

$$\begin{aligned} A^{(R)}(r) &= \sqrt{I(r)} \cos \theta(r) \\ A^{(I)}(r) &= \sqrt{I(r)} \sin \theta(r) \end{aligned} \quad (2-8)$$

应用 2-1 式的变换关系，我们可以得到 $I(r)$ 和 $\theta(r)$ 的联合概率密度函数表达式

$$P_{I,\theta}(I, \theta) = P_{R,J}(\sqrt{I} \cos \theta, \sqrt{I} \sin \theta) \cdot |J| \quad (2-9)$$

其中 $|J|$ 是与随机变量变换对应之函数行列式的绝对值，它的值是：

$$J = \begin{vmatrix} \frac{\partial A^{(R)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(R)}}{\partial \theta} \\ \frac{\partial A^{(I)}}{\partial I} & \frac{\partial A^{(I)}}{\partial \theta} \end{vmatrix} \quad (2-10)$$

将 2-1 式代入可以得到：

$$|J| = \frac{1}{2} \quad (2-11)$$

进一步，根据 2-1 和 2-4，可将 2-2 进一步写成：

$$P_{I,\theta}(I(r), \theta(r)) = \frac{1}{4\pi\sigma^2(r)} \exp\left[-\frac{I(r)}{2\sigma^2(r)}\right] \quad (2-12)$$

公式(2-12)为正态激光散斑光强与位相的联合概率密度函数。利用联合概率密度与边缘概率密度的关系，光强的概率密度函数可以被我们很容易地求出：

$$P_I(I(r)) = \int_0^{2\pi} P_{I,\theta}(I(r), \theta(r)) d\theta(r) = \begin{cases} \frac{1}{2\sigma^2(r)} \exp\left[-\frac{I(r)}{2\sigma^2(r)}\right] & I(r) > 0 \\ 0 & I(r) < 0 \end{cases} \quad (2-13)$$

位相的概率密度函数

$$P_{\theta}(\theta(r)) = \int_0^{\infty} P_{I,\theta}(I(r), \theta(r)) dI(r) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} & -\pi \leq \theta < \pi \\ 0 & \text{其他情况} \end{cases} \quad (2-14)$$

从(2-13)和(2-14)两式我们可以看出，在给定的某一点 r 处的正态散斑位相 $\theta(r)$ 是随机变量，而且它在区间 $(-\pi, \pi)$ 上是均匀分布的，正态散斑光强是一个随机变量，并且它满足负指数分布。参考(2-12), (2-13)和(2-14)三式可以得到：

$$P_{I,\theta}(I(r), \theta(r)) = P_I(I(r)) \cdot P_{\theta}(\theta(r)) \quad (2-15)$$

也就是说在空间中某一点 r 处，正态散斑光强 $I(r)$ 与位相 $\theta(r)$ 是两个随机变量，它们彼此独立的。

正是由于正态散斑光强的概率密度函数满足负指数分布，因此在正态散斑场当中的某个点处出现弱光强的概率要更大一些。换句话说，在正态散斑场内，光的干涉效应当中更多的地方是相消干涉。在散斑场内任一点处的光振动都是大量独立光振动的叠加，这些光振动的相位在 $-\pi$ 到 π 内是随机的，对这些光振动当中的任意一个，存在很大的可能性与其振幅相同但是位相相差 π 的光振动。

下面我们来讨论两个独立的散斑图样叠加的概率密度分布函数，这种独立的散斑图样叠加可以在很多时候出现。我们来假设两个散斑图样是由光从一个粗糙表面的两个不交叠的部分反射造成，则所得到的每个散斑图样的强度是统计独立的，独立的散斑强度也可以由正交的偏振分量、不同的光波波长或不同照明角度产生。

假如某个探测器连续对两个独立的散斑图样积分，那么总的探测器响应和这两个强度图样之和成比例，因此，探测得到的总强度 I_s 可以表示为两个独立强度 I_1 和 I_2 之和：

$$I_s = I_1 + I_2 \quad (2-16)$$

设他们的强度分别服从负指数概率密度函数：

$$\begin{aligned} P_1(I_1) &= \frac{1}{I_1} \exp\left(\frac{-I_1}{I_1}\right) \\ P_2(I_2) &= \frac{1}{I_2} \exp\left(\frac{-I_2}{I_2}\right) \end{aligned} \quad (2-17)$$

根据概率论的结果：独立随机变量之和的概率密度是各分量的概率密度函数的卷积。根据卷积定理，和的特征函数是各个分量特征函数的积。如果 M_s , M_1 , M_2 分别是 I_s , I_1 , I_2 的特征函数，则

$$M_s = M_1 \cdot M_2 \quad (2-18)$$

而

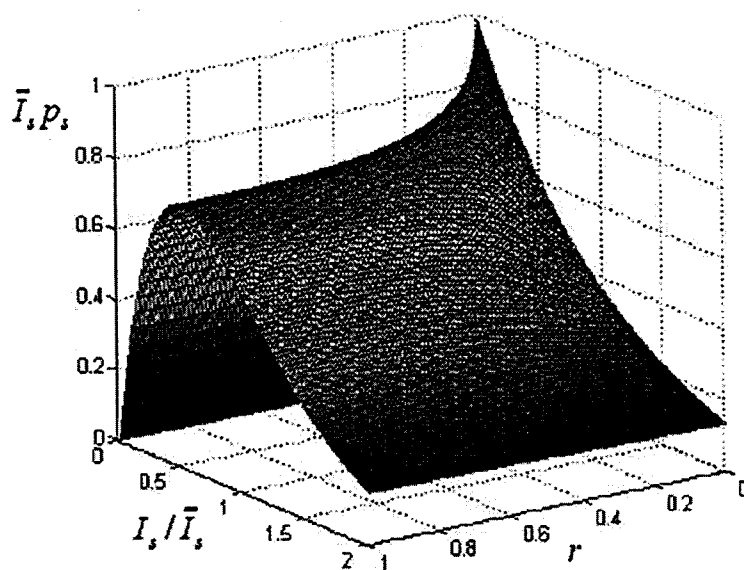
$$M_1 = \frac{1}{1 - j\omega I_1}, M_2 = \frac{1}{1 - j\omega I_2} \quad (2-19)$$

$$M_s = \frac{1}{1 - j\omega I_1} \cdot \frac{1}{1 - j\omega I_2} \quad (2-20)$$

对 2-20 式进行逆傅里叶变化得到：

$$p_s(I_s) \begin{cases} \frac{1}{\bar{I}_1 - \bar{I}_2} \left[\exp\left(-\frac{I_s}{\bar{I}_1}\right) - \exp\left(-\frac{I_s}{\bar{I}_2}\right) \right] & \bar{I}_1 > \bar{I}_2 \\ \frac{I_s}{\bar{I}} \exp\left(-\frac{I_s}{\bar{I}}\right) & \bar{I}_1 = \bar{I}_2 = \bar{I} \end{cases} \quad (2-21)$$

图 2.3 给出了 $r = \bar{I}_2 / \bar{I}_1$ 在 0 和 1 之间变化时两点独立散斑强度和概率密度函数：


 图 2.3 两个独立散斑的概率密度函数与 $I_s / \bar{I}_s$ 与 $r = \bar{I}_2 / \bar{I}_1$ 的关系

设参与叠加的 N 个正态散斑光强的均值确定, 分别记为 $\bar{I}_k, k=1, 2, \dots, N$, 则第 k 正态散斑光强 $\bar{I}_k$ 的概率密度函数可以写作:

$$P_{I_k}(I_k) = \begin{cases} \frac{1}{\bar{I}_k} \exp\left(-\frac{I_k}{\bar{I}_k}\right) & I_k \geq 0 \\ 0 & I_k < 0 \end{cases} \quad (2-22)$$

由于所有 $\bar{I}_k$ 之间是独立统计的, 它们的和的概率密度函数 $P_I(I)$ 应为各个 $P_{I_k}(I)$ 的 $(N-1)$ 重卷积, 即

$$P_I(I) = P_{I_1}(I) \otimes P_{I_2}(I) \otimes \dots \otimes P_{I_N}(I) \quad (2-23)$$

式中 $\otimes$ 代表卷积符号。这里考虑到合成散斑光强 $I(r)$ 的平稳性, 在其概率密度函数表达式中不再写出观察点坐标 r , 为了计算(2-23)式右端的 $(N-1)$ 重卷积, 可

从一重卷积入手计算，结果为：

(1) 如果 N 个 $\bar{I}_k$ 皆不等于零并且互相各不相同，则有：

$$P_I(I) = \begin{cases} \sum_{k=1}^N \frac{\bar{I}_k^{(N-2)}}{\prod_{m=1, m \neq k}^N (\bar{I}_k - \bar{I}_m)} \exp\left(-\frac{I}{\bar{I}_k}\right) & I \geq 0 \\ 0 & I < 0 \end{cases} \quad (2-24)$$

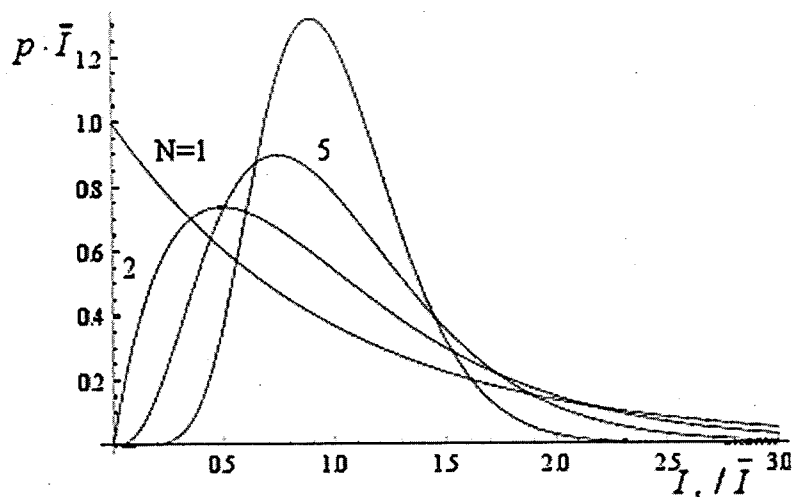
(2) 如果 N 个 $\bar{I}_k$ 都相同并且等于 I_0 ，则有：

$$P_I(I) = \begin{cases} \sum_{k=1}^N \frac{I^{(N-1)}}{\Gamma(N) I_0^N} \exp\left(-\frac{I}{I_0}\right) & I \geq 0 \\ 0 & I < 0 \end{cases} \quad (2-25)$$

式中 $\Gamma(\dots)$ 表示伽马函数，并有：

$$\Gamma(N) = (N-1)! \quad (N \text{ 为整数}) \quad (2-26)$$

如图 2.4 给出了不同的 N 值， N 个等强度的独立散斑图样在强度基础上相加后的概率密度函数。改变 N 时，和的平均强度保持不变。可以看到，概率密度函数从负指数形状 ($N=1$) 变为与类似高斯密度函数形状 ($N=10$)，这与中心极限定理是一致的。

图 2.4 N 个等强度的独立散斑图样之和的概率密度函数

在我们对散斑的测试当中，积分的散斑数 N 也称散斑自由度，可以是接收像素或孔径内的相关面积数目或者可以看作是一个探测时间间隔内的相关时间数目。在激光三维成像系统当中，如果孔径已经确定，一个像点对应的点扩散函数在目标表面散射场上覆盖的面积内包含许多相关面积，点扩散函数表示这些相关面积对像点散射贡献的加权系数，点扩散函数与孔径成反比关系，孔径越大，点扩散函数越小，包含的相关面积数就越少，反之亦然。当点扩散函数包含的相关面积有限时，像点的散斑为部分发展散斑，假设各相关面积贡献的幅度相等，散斑强度概率密度函数为

$$p_I(I) = 2\pi^2 \int_0^\infty \rho J_0^N \left(\frac{2\pi a \rho}{\sqrt{N}} \right) J_0(2\pi \sqrt{I} \rho) d\rho \quad (2-27)$$

下面我们假设目标表面点扩散函数覆盖面积远大于散射场的相关面积，积分强度以伽马分布的形式分布在每个像素当中。直径 D_{pixel} 的象元包含的散斑个数为 D_{pixel}^2 / A_c ， A_c 是散斑强度的相关面积，它可以表示为

$$\begin{aligned}
A_c &= \iint_{\infty} c_I(\Delta x_i, \Delta y_i) d\Delta x_i d\Delta y_i \\
&= \iint_{\infty} \frac{\Gamma_I(\Delta x_i, \Delta y_i) - \bar{I}}{\bar{I}^2} d\Delta x_i d\Delta y_i \\
&= \iint_{\infty} |\mu(\Delta x_i, \Delta y_i)|^2 d\Delta x_i d\Delta y_i
\end{aligned} \tag{2-28}$$

$N=1$ 服从负指数分布，那么我们就可以求得一个像素当中散斑的个数：

$$Q = \frac{D_{pixel}^2}{\pi(d/2)^2} \tag{2-29}$$

2.4 随机漫射体抑制散斑理论基础

我们先来设想一个不动的平面透明物，一个激光器发出的激光对它照明，并且在它与激光器之间有一个运动的漫射体紧靠着它，漫射体的表面相对于光波来说是粗糙的。图 2.5 表示其光路，图中(a)是一个普通的成像系统，其中不包含漫射体(b)是在成像系统当中加入了不断变化的漫射体，(c)是一个成像系统当中，包含一个不断变化的漫射体和一个静止的漫射体。我们来假设这个不断变化的漫射体运动速度为 v ，并且沿如图中箭头所示的 $\vec{\alpha}$ 方向转动。为了计算方便，我们假设这个光学系统的放大倍数等于 1。

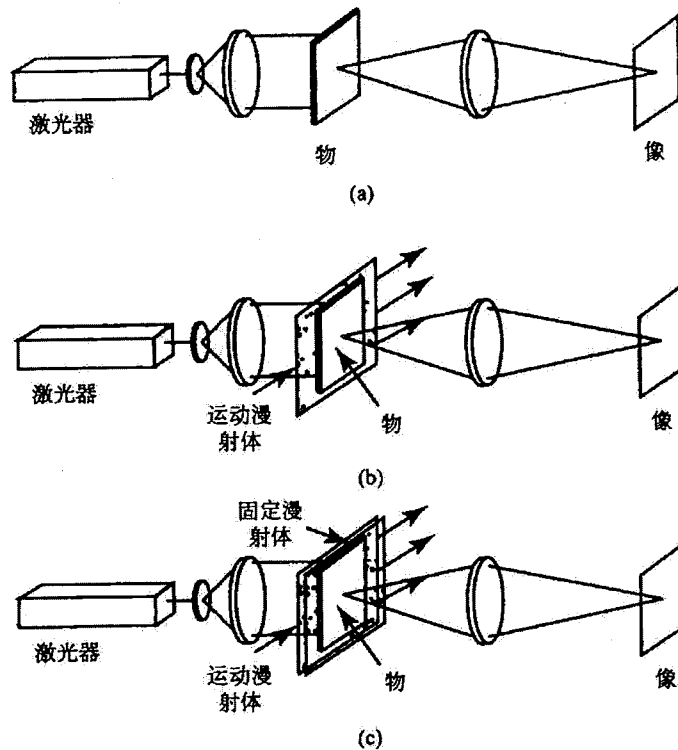


图 2.5 透明物的成像：(a) 没有运动漫射体，(b) 有运动的漫射体，(c) 既有运动漫射体又有固定漫射体

为了可以将注意力集中到散斑的性质上，我们假设透明物各个部位的透射都是均匀的，这样可以排除因透射不均匀而影响光强的分布。这个透明片的表面可以看做是理想的光滑的，或是以一个波长的尺度度量下式粗糙的。应该注意到，对一个光学光滑的物，不存在引入一个运动漫射的动机，因为不存在漫射体时也没有散斑。然而，如果物是光学粗糙的，那么散斑就会出现。引入第二个，也就是运动漫射体是为了通过时间平均减弱散斑。注意图 2.5(c)描述的情况完全等价于一个运动漫射体加一个光学粗糙的物。今后我们将称这种情况为“光学粗糙物”，尽管粗糙性可能来自于一个分开的固定漫射体。

随着漫射体的不断地运动，照射在物上的每个点的光的位相也在不断的变化，于是对像上给定的任一点，物上对此像点有贡献的区域产生的振幅随机移动也在不断变化，此时对这个像点的各个贡献相位以复杂的方式随时间变化。事实上，随着时间推移，产生了这种随机移动的很多个新的“作用”，结果使像中任一点

上的散斑强度随时间变化。在积分时间 T 内测量得到的强度只不过是在多个独立的散斑“作用”上的积分。还要注意，一个光学粗糙物加一个运动漫射体的情况等价于一个运动漫射体、一个固定漫射体加一个光滑物的串接。因此我们的分析相当普遍，足以涵盖所有这些情况。

我们来对感兴趣的光路进行分析，首先将像平面上的场用穿过复合物（即运动漫射体加粗糙的物透明片，或运动漫射体加固定漫射体再加光滑的无透明片）的场来表示，仍假设放大倍数为 1。

$$A(x, y; t) = \int_{-\infty}^{\infty} k(x + \alpha, y + \beta) a(\alpha, \beta; t) d\alpha d\beta \quad (2-30)$$

其中，由于运动漫射体的存在 A 和 a 是时变的， k 代表成像系统的振幅点扩展函数。为简单起见，我们假定物透明片有一个均匀的强度透射率，但是它的相位有两个独立部分：一个是由固定的物或固定的漫射体贡献（ ϕ_o ），一个是由运动漫射体贡献（ ϕ_d ），

$$a(\alpha, \beta; t) = a_0 \exp[j\phi_o(\alpha, \beta)] \exp[j\phi_d(\alpha - vt, \beta)] \quad (2-31)$$

其中， a_0 是一个常数，并假定漫射体在正 α 方向以速率 v 运动。

我们来求散斑一直成都的大小及其对漫射体运动的依赖关系，所用的方法是：求解像场 $A(x, y; t)$ 的归一化时间自相关函数，取这个量的平方的大小以得到归一化的强度自协方差函数，然后估算像平面内的时间自由度数 M ，它是漫射体运动的函数。由于在写出以上的物-像关系时已假设成像系统是空间不变的，因此在单个点的一对像坐标上就足以计算自协方差函数，我们取这个点为 $(x = 0, y = 0)$ 我们从像场的时间自相关函数的表示式出发：

$$\Gamma_A(\tau) = \overline{A(0, 0; t) A^*(0, 0; t - \tau)} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k(\alpha_1, \beta_1) k^*(\alpha_2, \beta_2) \times a(\alpha_1, \beta_1; t) a^*(\alpha_2, \beta_2; t - \tau) d\alpha_1 d\beta_1 d\alpha_2 d\beta_2 \quad (2-32)$$

积分号内的平均值可以重写为

$$\overline{a(\alpha_1, \beta_1; t) a^*(\alpha_2, \beta_2; t - \tau)} = |a_0|^2 \overline{\exp\{j[\phi_o(\alpha_1, \beta_1) - \phi_o(\alpha_2, \beta_2)]\} \exp\{j[\phi_d(\alpha_1 - vt, \beta_1) - \phi_o(\alpha_2 - vt + v\tau, \beta_2)]\}} \quad (2-33)$$

其中假设随机相位过程 ϕ_o 和 ϕ_d 是统计独立的。如果除此之外这些过程还是零均值高斯过程并且是统计平稳的，于是从这些平均值与特征函数的关系，我们有

$$\begin{aligned} \overline{\exp\{j[\phi_o(\alpha_1, \beta_1) - \phi_o(\alpha_2, \beta_2)]\}} &= \exp\{-\sigma_o^2[1 - \mu_o(\Delta\alpha, \Delta\beta)]\} \\ \overline{\exp\{j[\phi_d(\alpha_1 - vt, \beta_1) - \phi_o(\alpha_2 - vt + v\tau, \beta_2)]\}} &= \exp\{-\sigma_d^2[1 - \mu_d(\Delta\alpha - v\tau, \Delta\beta)]\} \end{aligned} \quad (2-34)$$

其中， $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ ， $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ ， σ_o^2 是 ϕ_o 的方差， σ_d^2 是 ϕ_d 的方差，而 μ_o 和 μ_d 是两个相位过程的归一化自相关函数。

回到(2-32)式，自相关函数可以简化为

$$\begin{aligned} \Gamma_A(\tau) &= |a_0|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K(\Delta\alpha, \Delta\beta) \exp\{-\sigma_o^2[1 - \mu_o(\Delta\alpha, \Delta\beta)]\} \\ &\quad \exp\{-\sigma_d^2[1 - \mu_d(\Delta\alpha - v\tau, \Delta\beta)]\} d\Delta\alpha d\Delta\beta \end{aligned} \quad (2-35)$$

其中，

$$K(\Delta\alpha, \Delta\beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} k(\alpha_1, \beta_1) k^*(\alpha_1 - \Delta\alpha, \beta_1 - \Delta\beta) d\alpha_1 d\beta_1 \quad (2-36)$$

是成像系统的振幅点扩展函数的确定性的自相关函数。

过程 $e_o^{j\phi}$ 和 $e_d^{j\phi}$ 具有非零的均值，当相位过程的方差不大时，这种均值可以很显著。这些均值代表透过率中的镜面分量。这些均值的作用是当相位相关函数 μ_o 和 μ_d 下降到零时，漫射体和物的相关函数还有非零的剩余值，

$$\begin{aligned}\exp\{-\sigma_o^2[1-\mu_o(\Delta\alpha, \Delta\beta)]\} &\rightarrow e^{-\sigma_o^2} && \text{当 } \mu_o \rightarrow 0 \\ \exp\{-\sigma_d^2[1-\mu_d(\Delta\alpha-v\tau, \Delta\beta)]\} &\rightarrow e^{-\sigma_d^2} && \text{当 } \mu_d \rightarrow 0\end{aligned}\quad (2-37)$$

于是, 如果我们想要求出场的自协方差函数, 即 $C_A = \Gamma_A - \overline{AA^*}$, 我们就从 Γ_A 的表示式中的被积函数减掉(2-37)式右边, 得到

$$\begin{aligned}C_A(\tau) &= |a_0|^2 \exp[-\sigma_o^2 + \sigma_d^2] \int_{-\infty}^{\infty} \int K(\Delta\alpha, \Delta\beta) \{ \exp[\sigma_o^2 \mu_o(\Delta\alpha, \Delta\beta)] - 1 \} \\ &\quad \times \{ \exp[\sigma_d^2 \mu_d(\Delta\alpha - v\tau, \Delta\beta)] - 1 \} d\Delta\alpha d\Delta\beta\end{aligned}\quad (2-38)$$

函数 K 的形式可以很容易求得。由于它是点扩展函数的自相关函数, 其傅里叶变换式透镜光瞳函数的平方值。当透镜的光瞳函数式瞳内为 1 瞳外为 0 时, K 的形式必定与点扩展函数 k 的形式完全一样。此外, 由于我们最终关系的是归一化自协方差函数, 我们可以忽略任何相乘的常数, 它在归一化中终归要消掉。因此, 在宽为 L 的方形光瞳的情况下, 我们有

$$K(\Delta\alpha, \Delta\beta) \propto \sin c\left(\frac{L\Delta\alpha}{\lambda z}\right) \sin c\left(\frac{L\Delta\beta}{\lambda z}\right) \quad (2-39)$$

其中 z 是从入射光瞳到物平面的距离; 而对一个直径为 D 的圆形光瞳:

$$K(\Delta\alpha, \Delta\beta) \propto 2 \frac{J_1\left(\frac{\pi Dr}{\lambda z}\right)}{\frac{\pi Dr}{\lambda z}} \quad (2-40)$$

其中, $r = \sqrt{\Delta\alpha^2 + \Delta\beta^2}$ 。被积函数中的第一项表示系统的点扩展函数的作用, 第二项是物的粗糙型的作用或换种说法是分开的固定漫射体的作用, 第三项表示运动漫射体的作用。注意, 一般地说, K 的宽度要比两个相关函数的宽度大得多, 因为我们考虑的是完全散射的散斑, 这种散斑在点扩展函数的面积内一定有许多个相位相关面积。

进一步的分析要求对相位的归一化自相关函数 μ_o 和 μ_d 的形式做一个假设，我们假设这些函数是高斯型的，

$$\begin{aligned}\mu_o(\Delta\alpha, \Delta\beta) &= \exp\left(-\frac{\Delta\alpha^2 + \Delta\beta^2}{r_o^2}\right) \\ \mu_d(\Delta\alpha, \Delta\beta) &= \exp\left(-\frac{\Delta\alpha^2 + \Delta\beta^2}{r_d^2}\right)\end{aligned}\quad (2-41)$$

得出

$$\begin{aligned}C_A(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int K(\Delta\alpha, \Delta\beta) \left\{ \exp\left[\sigma_o^2\left(-\frac{\Delta\alpha^2 + \Delta\beta^2}{r_o^2}\right)\right] - 1 \right\} \\ &\times \left\{ \exp\left[\sigma_d^2\left(-\frac{(\Delta\alpha - v\tau)^2 + \Delta\beta^2}{r_d^2}\right)\right] - 1 \right\} d\Delta\alpha d\Delta\beta\end{aligned}\quad (2-42)$$

场 A 的归一化自协方差函数由下式给出：

$$\mu_A(\tau) = C_A(\tau) / C_A(0) \quad (2-43)$$

我们将 C_A 的被积函数中的三个因子用他们的极大值归一化，并对 μ_A 的分子和分母进行同样的归一化以使 μ_A 不变。这样做似乎使事情复杂化，但却有助于对 C_A 表示式的解释。用 $\hat{C}_A$ 代表归一化后的 C_A ：

$$\begin{aligned} \hat{C}_A(\tau) = & \int_{-\infty}^{\infty} \int \frac{K(\Delta\alpha, \Delta\beta)}{K(0,0)} \left\{ \frac{\exp\left[\sigma_o^2 \left(-\frac{\Delta\alpha^2 + \Delta\beta^2}{r_o^2}\right)\right] - 1}{\exp(\sigma_o^2) - 1} \right\} \\ & \times \left\{ \frac{\exp\left[\sigma_d^2 \left(-\frac{(\Delta\alpha - v\tau)^2 + \Delta\beta^2}{r_d^2}\right)\right] - 1}{\exp(\sigma_d^2) - 1} \right\} d\Delta\alpha d\Delta\beta \end{aligned} \quad (2-44)$$

现在

$$\mu_A(\tau) = \hat{C}_A(\tau) / \hat{C}_A(0) \quad (2-45)$$

我们先考虑带括弧的各个因子的宽度，这对如何计算这些积分能得到一些想法。由于在圆对称的场合，相关半径 r_c 和相关面积 A_c 通过下式相联系：

$$r_c = \sqrt{A_c / \pi} \quad (2-46)$$

我们得到被积函数中第二个和第三个因子的相关半径为

$$\begin{aligned} r_{co} &= r_o \left[\frac{Ei(\sigma_o^2) - \varepsilon - \ln(\sigma_o^2)}{\exp(\sigma_o^2) - 1} \right]^{1/2} \\ r_{cd} &= r_d \left[\frac{Ei(\sigma_d^2) - \varepsilon - \ln(\sigma_d^2)}{\exp(\sigma_d^2) - 1} \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (2-47)$$

其中 $Ei(x)$ 表示指数积分， ε 是欧拉常数。

图 2.6 画出归一化相关半径（其中符号 x 代表 o 或 d ）与归一化的相位方差的关系曲线。由图我们可以决定 $\hat{C}_A$ 的被积函数中第二个因子和第三个因子的近似宽度。

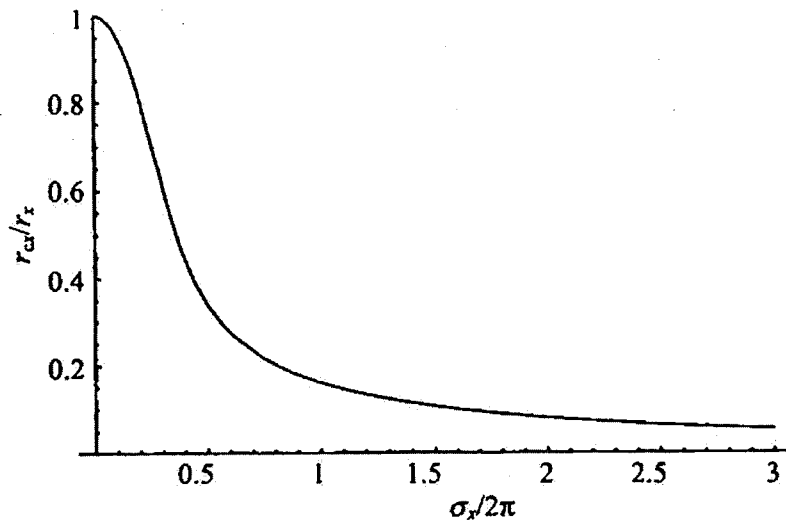


图 2.6 归一化相关半径与归一化的相位标准偏差的函数关系

对一个典型场合画出被积函数的三个因子的曲线，可以加深对问题的理解，我们一般是对完全散射的散斑有兴趣，这时 K 因子的宽度必须比两个带括弧的因子宽度大很多，才会使引起散斑随机移动中包含多个独立的相关面积的贡献。图 2.7 画出被积函数 $\hat{C}_A(\tau)$ 中的三个因子每一个沿 $\Delta\alpha$ 轴的典型形式。函数 $K(\Delta\alpha, 0)$ 比两个相关函数因子要宽得多。在这个例子中，我们假设了漫射体的相关函数比物的相关函数更窄（即物比漫射体更“光滑”），并且还画出了漫射体的相关函数向右移动了 $v\tau$ 。显然当 $v\tau > r_{cd} + r_{co}$ 时，两个相关函数的重叠明显地下降了，因而积分值会很小。与 $\hat{C}_A$ 分母相应的图不会有运动漫射体相关函数的移动。

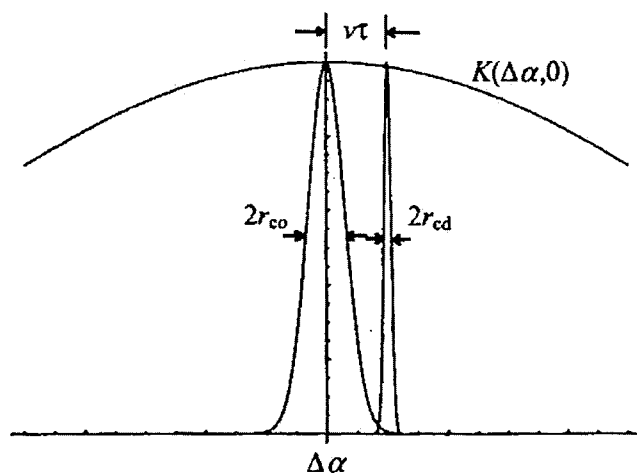


图 2.7 分子的被积函数中的三个因子的图示

为了得到进一步的结果，我们必须讨论一些特殊情况。首先我们考察一个光滑的物和一个运动漫射体的例子。然后再看一个粗糙表面和一个运动漫射体的例子。

首先考虑一个光滑的物和一个单个运动漫射体的情况（图 2.5(b)），这时 $\sigma_o^2 \rightarrow 0$ ，(2-44)式中的第二个因子变成 1，给出

$$\mu_A(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K(\Delta\alpha, \Delta\beta) \left\{ \exp \left[\sigma_d^2 \exp \left(-\frac{(\Delta\alpha - v\tau)^2 + \Delta\beta^2}{r_d^2} \right) \right] - 1 \right\} d\Delta\alpha d\Delta\beta}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K(\Delta\alpha, \Delta\beta) \left\{ \exp \left[\sigma_d^2 \exp \left(-\frac{\Delta\alpha^2 + \Delta\beta^2}{r_d^2} \right) \right] - 1 \right\} d\Delta\alpha d\Delta\beta} \quad (2-48)$$

托成像系统的光瞳是圆形，因子 $K(\Delta\alpha, \Delta\beta)$ 的宽度近似为 $\lambda z / D$ ，而漫射体的相关函数在 $\Delta\alpha$ 方向的宽度近似为 $2r_c$ ，它通常比 K 的宽度小得多。上式可以看做函数 K 和比它窄很多的漫射体自相关函数的归一化的确定性交叉相关函数，既然如此，这个积分应该给出一个非常接近 K 的近似。即下式是很好的近似

$$\text{对圆光瞳, } \mu_A(\tau) \approx \frac{K(v\tau, 0)}{K(0, 0)} = 2 \frac{J_1\left(\frac{\pi D v \tau}{\lambda z}\right)}{\frac{\pi D v \tau}{\lambda z}} \quad (2-49)$$

$$\text{对方光瞳, } \mu_A(\tau) \approx \frac{K(v\tau, 0)}{K(0, 0)} = \sin c\left(\frac{L v \tau}{\lambda z}\right) \quad (2-50)$$

每种情况下的散斑强度的相关时间由下式求出:

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |\mu_A(\tau)|^2 d\tau \quad (2-51)$$

在上述两种情况下

$$\text{圆光瞳, } \tau_c = \frac{8\lambda z}{3\pi^2 v D} \quad (2-52)$$

$$\text{方光瞳, } \tau_c = \frac{\lambda z}{v L} \quad (2-53)$$

现在我们已做好准备, 来讨论感兴趣的主要问题: 漫射体必须运动多远, 才能将散斑对比度减弱某一事先规定的大小? 这个距离如何依赖于光学系统和漫射体的性质? 要回答这些问题, 我们必须用适于对散斑进行时间积分的

$$M = \left[\frac{\left(\int_{-\infty}^{\infty} P_T(\tau) d\tau \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} K_T(\tau) |\mu(\tau)|^2 d\tau} \right] \quad (2-54)$$

用这个式子及(2-49)式和(2-50)式, 并对变量作微小改变, 我们有

$$M = \left[2 \int_0^1 (1-x) \frac{J_1^2\left(\pi \frac{vT}{\lambda z/D} x\right)}{\left(\pi \frac{vT}{\lambda z/D} x\right)^2} dx \right]^{-1} \quad \text{圆光瞳}$$

$$M = \left[2 \int_0^1 (1-x) \sin^2\left(\frac{vT}{\lambda z/L} x\right) dx \right]^{-1} \quad \text{方光瞳} \quad (2-55)$$

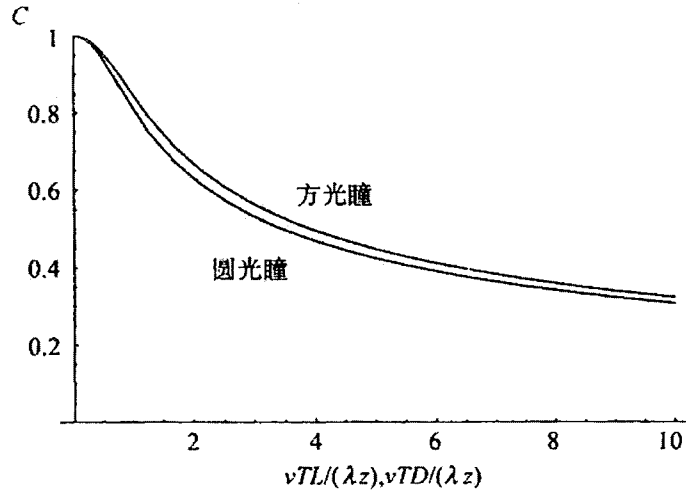


图 2.8 对比度与漫射体运动距离 (vT) 和物空间内近似的像分辨尺寸比值的关系

图 2.8 给出了在圆光瞳和方光瞳两种情况下，散斑对比度 $C = \sqrt{1/M}$ 与归一化的运动距离的关系。可以看出，在这两种情况下，关键参数都是漫射体运动的距离 vT 与物上的像分辨元胞的近似的线大小(圆光瞳为 $\lambda z/D$ ，方光瞳为 $\lambda z/L$)之比。 C 的渐进行为可以求得。随着 T 增大到足够大，我们求得，在 $|\mu_A|^2$ 的值可观的区间上 $1 - \frac{\tau_c}{T} \approx 1$ ，于是

$$M \approx \left[\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |\mu_A(\tau)|^2 d\tau \right]^{-1} = T / \tau_c \quad (2-56)$$

由此，当 T/τ_c 很大时，对比度 C 的渐近行为为

$$C \approx \sqrt{\frac{\tau_c}{T}} \approx \begin{cases} \sqrt{\frac{\lambda z / D}{vT}} & \text{圆光瞳} \\ \sqrt{\frac{\lambda z / L}{vT}} & \text{方光瞳} \end{cases} \quad (2-57)$$

本小节的结果可概括如下：当一个运动的漫射体反之在一个光滑透明的物邻

近时,散斑的对比度随着曝光期间漫射体运动所经过的物上的分辨宽度的数目的平方根之增加而降低。这样来减小散斑相当慢,要求在曝光时间内漫射体有较大的运动。在接下来的讨论中,我们将看到,如果物本身在光学上是粗糙的,或者紧邻光滑的物在引进第二个固定的漫射体,抑制对比度所需的运动就大为减小。

我们可以从(2-44)式出发,来研究一个运动的漫射体加一个粗糙的物,或换言之,串接的一个运动漫射体、一个固定漫射体加一个光滑的物。为了分析起来简单,我们在此假设粗糙的物其实是一个光滑的物前面加一个固定的漫射体,它前面再加一个运动的漫射体。此外,我们还假设两个漫射体的统计性质相似,因此 $\sigma_d^2 = \sigma_o^2$ 且 $r_d = r_o$ 。由于漫射体的相关函数的宽度比 K 的宽度窄得多,我们可以用 $K(0,0)$ 来代替 $K(\Delta\alpha, \Delta\beta)$,这时 C_A 的表示式变为:

$$C_A(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \left\{ \exp \left[\sigma_o^2 \exp \left(-\frac{\Delta\alpha^2 + \Delta\beta^2}{r_o^2} \right) \right] - 1 \right\} \times \left\{ \exp \left[\sigma_o^2 \exp \left(-\frac{(\Delta\alpha - v\tau)^2 + \Delta\beta^2}{r_o^2} \right) \right] - 1 \right\} d\Delta\alpha d\Delta\beta \quad (2-58)$$

图 2.9 对两个漫射体的任何一个给出的相位的标准偏差的三个不同的值,画出了相应的 $\mu_A(\tau)$ 对 $v\tau/r_o$ 的曲线。正如所料,随着相位标准偏差的增大,时间相关变窄。

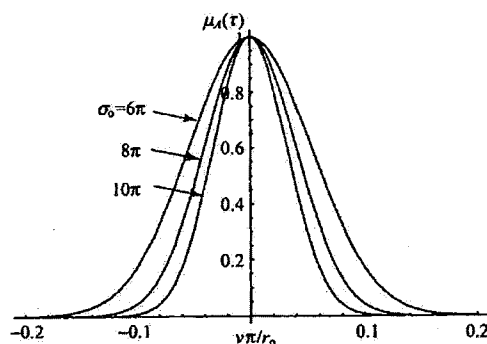


图 2.9 σ_0 三个不同的值下 μ_A 与 $v\tau/r_o$ 的关系

对时间积分后的散斑的对比度由下式给出：

$$C = \sqrt{\frac{1}{M}} = \sqrt{\frac{2}{T} \int_0^T \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) |\mu_A(\tau)|^2 d\tau} \quad (2-59)$$

它可以通过数值积分求出，图 2.10 画出了它对 vT/r_o 的函数关系。如果我们从(2-46)式计算归一化的漫射体相关半径 r_c/r_o ，我们发现当 $\sigma_o = 6\pi$ ， 8π 和 10π 时，它们分别近似等于 0.05，0.04 和 0.03。一个相位相关半径 r_o 的运动实际上相当于分别为大约 19, 25 和 31 个漫射体相关半径 r_c 的运动。

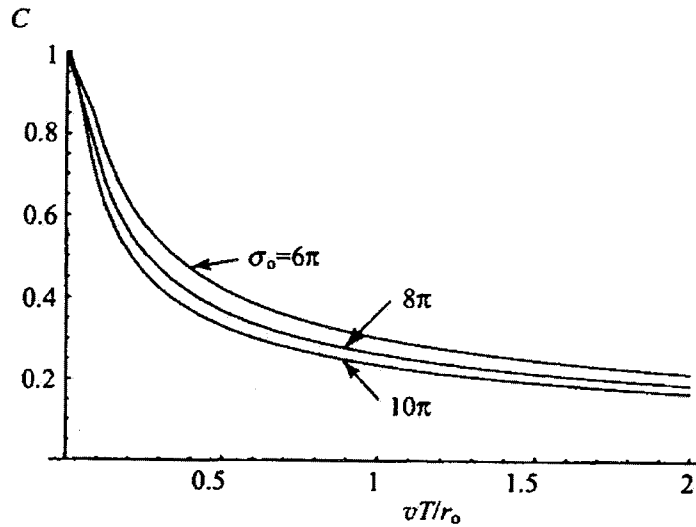


图 2.10 对漫射体的相位标准差的三个不同的值，对比度与漫射体运动的归一化距离的关系

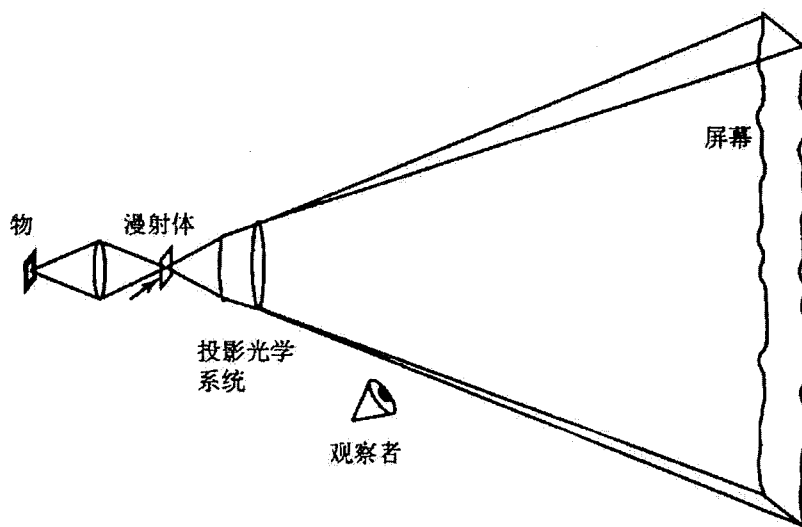
从对两个等同的漫射体（一个固定一个运动）的讨论的处的主要结论是：用时间积分来抑制散斑对比度，一直程度取决于运动了多少个漫射体相关元胞的数目，而不是物的分辨单元的数目。由于 $r_c \ll \lambda z/D$ ，对于给定的运动大小 vT ，用两个漫射体对散斑的抑制要比只用一个漫射体大得多。然而，得到这种对散斑的额外抑制是有代价的，通过两个等同的漫射体的光的角发散近似等于通过一个漫射体的两倍。因此，存在两个漫射体时，一个具有有限孔径的光学成像系统收

集到的来自物的光较少。于是散斑抑制与像的亮度之间有一个折衷权衡。在某些情况下,这种折衷是可以接受的,在另一些情况下则不可行,取决于光源的强度、探测器的敏感度、以及成像系统光路的灵活性。

注意,如果串接的两个漫射体造成的角发散程度与成像透镜的角接收范围相匹配,以致很少甚至没有光损失,那么用两个漫射体来抑制散斑将要求运动漫射体运动的距离至少与单个漫射体时所要求的这么多,这时用两个漫射体的优势就消失了。

2.5 激光投影显示中散斑抑制

现在我们转而注意用变化的漫射体来抑制散斑。考虑图 2.11 的光路,在所示的情况下,物(比如 LCD 光学引擎产生一整帧)被成像在一个变化的漫射体上。假设漫射体是薄的(意为不引起图像失真),但是每个像素上都加了一个随机相位。这种漫射体可以根据一个用光刻方法确定的团在玻璃上刻蚀而成。他们可以用一个线性传感器前后移动或者转动。为简单计,我们假设要投影的整帧像是全白的,没有灰阶信息,以将注意力集中在散斑上而不是被投影像的结构上。此外我们假设所有的场都是线偏振的(因为在 LCD 光学引擎的情况下)。



2.11 运动漫射体抑制散斑的简化光路图

当漫射体变化（如运动时），每个漫射体像素的随机相位在变化。透射的图像然后投影到粗糙的屏幕上，该屏幕反射的光被观察者的眼睛截取。我们考虑两种不同的条件：①将漫射体设计成使它投射的光均匀地填满投影镜头，但是并不溢出；②漫射体溢出投影镜头，结果一些光丢失了。如果漫射体没有溢出投影镜头，那么镜头只是将漫射体的带有随机相位的各个元胞成像到屏幕上，而不在每个元胞中引进强度涨落。若果漫射体溢出了投影镜头，那么投影仪的每个分辨元胞都要发生一次漫射体散射振幅的随机移动，结果对投射到屏幕上的每个投影镜头的分辨元胞，都产生一个独立的瑞利分布的振幅和均匀分布的相位。

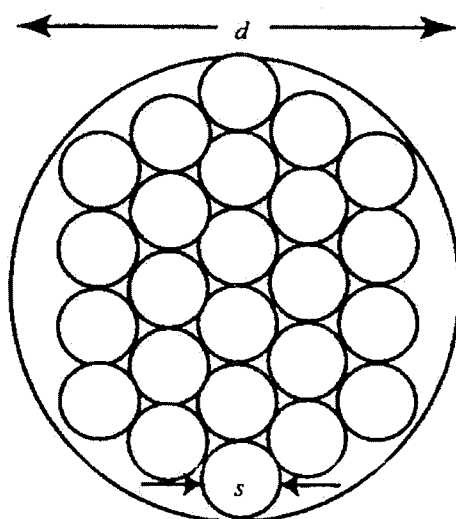


图 2.12 屏幕上投影镜头分辨单元(s)和人眼分辨单元(d)

图 2.12 是我们作近似分析的几何基础。为了使漫射体的运动对抑制散斑有效，投影仪镜头在屏幕上的分辨率应该比眼睛更高。直径 d 的大圆是眼睛在屏幕上的分辨单元，它对应于将光贡献到视网膜上一个点的面积。直径为 s 较小的圆是投影镜头在屏幕上的分辨单元。在眼睛的一个分辨单元内有

$$K = \left(\frac{d}{s} \right)^2 \quad (2-60)$$

个投影镜头的分辨单元。

我们假设投影镜头的每个分辨单元有两种入射情况：当漫射体刚好充满投影镜头时，入射的是一个随机相位；而若漫射体溢出投影镜头，则是关于振幅的随机移动。屏幕当然是光学粗糙的，因此，投影仪镜头在屏幕上的每个分辨单元都在视网膜上对应于这个提定的眼睛分辨单元的点产生一个独立的散斑场。随着漫射体的运动 K 个不同的散斑场共享改变他们的相对相位（投影镜头刚好填满）或者同时改变振幅和相位（投影镜头溢出时）。

我们假设，当漫射体变化时，它给出的漫射体相位图样与钱一个漫射体相位图样统计独立。如果漫射体是在运动，那么要给出统计独立性，它必须运动一段眼睛分辨单元所张的线距离。入射到视网膜上 (x, y) 点的总的积分强度是

$$I(x, y) = \sum_{m=1}^M I_m(x, y) \quad (2-61)$$

其中每个 $I_m(x, y)$ 是由一个独立的漫射体相位图样产生的。如果测量时间为 T ，而漫射体呈现一个独立的相位实现所需的时间为 τ ，则 $M = T / \tau$ 。

要求出所产生的散斑对比度，必须进行两种不同的平均。一个是在漫射体的相位图样的系综求平均，这时我们假设漫射体的每个投影元胞或者一个随机相位，它在 $(-\pi, \pi)$ 区间上均匀分布（投影镜头刚好充满的情况）。第二个是在粗糙屏幕的系综求平均，这时我们假设，在漫射体不存在时，每个投影仪镜头分辨元胞在视网膜上给出通常的与完全散射的散斑相应的复平面上的随机移动。由于屏不运动，与屏相联系的散斑振幅在漫射体不存在时不变，对比度表示式的理论推导如下。

单个眼睛分辨单元在时间上积分 M 个不同的统计独立的强度图案，每一个是随机相位漫射体的一个实现。因此，在观察者视网膜上一个点看到的总强度是

$$I = \sum_{m=1}^M I_m \quad (2-62)$$

一个这种图样是落在一个眼睛分辨单元内的， K 个投影镜头分辨单元产生的 K 个不同场的和的平方值：

$$I_m = \left| \sum_{k=1}^K A_k B_k^{(m)} \right|^2 = \sum_{k=1}^K \sum_{l=1}^K A_k A_l^* B_k^{(m)} B_l^{(m)*} \quad (2-63)$$

其中， $B_k^{(m)}$ 表示由一个投影镜头分辨单元在第 m 个实现其间投影到屏上的场，如果场 $B_k^{(m)}$ 是单位值并且随机的， A_k 就是在那一个投影镜头分辨单元内的，由屏投影到视网膜上的随机散斑场。因此，对时间集成的总强度为：

$$I = \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K \sum_{l=1}^K A_k A_l^* B_k^{(m)} B_l^{(m)*} \quad (2-64)$$

我们首先计算平均强度 $\bar{I}$ 。为此要求用两步做平均 L 第一步对被成像的漫射体求统计平均，然后对屏求统计平均。以 A_k 的知识为条件的平均强度来表示 $E[I|A]$ 是：

$$E[I|A] = \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K \sum_{l=1}^K A_k A_l^* \overline{B_k^{(m)} B_l^{(m)*}} \quad (2-65)$$

在 $\overline{B_k^{(m)}}$ 的假设下，如果 $k \neq l$ ， $\overline{B_k^{(m)} B_l^{(m)*}} = 0$ ，因而只有 $k = l$ 的 k 项在平均后仍然存在，得到：

$$E[I|A] = \sum_{m=1}^M \sum_{k=1}^K |A_k|^2 \overline{|B|}^2 = M J_B \sum_{k=1}^K |A_k|^2 \quad (2-66)$$

其中 $J_B = \overline{|B|}^2$ 。 B 的上标 (m) 和下标 k 都已不再需要了，由于假设所有的 $B_k^{(m)}$ 有同样的平均强度（即平均的照明强度不随时间变化，而且在屏上整个眼睛分辨单元内是均匀的）。现在我们对所有 A_k 求统计平均来去除 A 已知的条件。所有 $|A_k|^2$ 有童演的平均值，我们用 J_A 表示，得到

$$\bar{I} = MKJ_A J_B \quad (2-67)$$

为求观察到的散斑的对比度，我们必须求观察到的强度的标准偏差，这一次要求我们求 I 的二阶矩。首先仍对所有的 B 求平均值，

$$E[I^2|A] = \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \sum_{k=1}^K \sum_{l=1}^K \sum_{p=1}^K \sum_{q=1}^K A_k A_l^* A_p A_q^* \overline{B_k^{(m)} B_l^{(m)*} B_p^{(m)} B_q^{(m)*}} \quad (2-68)$$

现在我们假设当 $m \neq n$ 时，分别有上标 (m) 和 (n) 的 B 是独立的（因为漫射体变化了），这时，我们收集 M 项 $m=n$ 和 $M^2 - M$ 项 $m \neq n$ ，

$$\begin{aligned} E[I^2|A] &= M \sum_{k=1}^K \sum_{l=1}^K \sum_{p=1}^K \sum_{q=1}^K A_k A_l^* A_p A_q^* \overline{B_k^{(m)} B_l^{(m)*} B_p^{(m)} B_q^{(m)*}} \\ &+ (M^2 - M) \sum_{k=1}^K \sum_{l=1}^K \sum_{p=1}^K \sum_{q=1}^K A_k A_l^* A_p A_q^* \overline{B_k^{(m)} B_l^{(m)*} B_p^{(m)} B_q^{(m)*}} \end{aligned} \quad (2-69)$$

我们将此式的两行称为“行1”和“行2”。首先集中于行1，在三种条件下会产生非零平均值： $k=l=p=q$ （ K 项）， $k=l, p=q, k \neq p$ （ $K^2 - K$ 项），及 $k=q, l=p, k \neq l$ （ $K^2 - K$ 项），用这些结果，行1可以简化为：

$$\text{行1} = M \sum_{k=1}^K |A_k|^4 \overline{|B|^4} + 2M \sum_{k=1}^K \sum_{p=1, p \neq k}^K |A_k|^4 |A_p|^4 \left(\overline{|B|^2} \right)^2 \quad (2-70)$$

漫射体不溢出投影镜头的情况：

$$\text{行2} = (M^2 - M) \sum_{k=1}^K \sum_{p=1}^K |A_k|^2 |A_p|^2 \left(\overline{|B|^2} \right)^2 \quad (2-71)$$

现在我们对于 A 的统计求平均。我们有

$$\text{行1} = MK \overline{|A|^4} \overline{|B|^4} + 2M (K^2 - K) \left(\overline{|A|^2} \right)^2 \left(\overline{|B|^2} \right)^2 \quad (2-72)$$

$$= MK \overline{|A|^4} \overline{|B|^4} + 2M (K^2 - K) J_A^2 J_B^2 \quad (2-73)$$

$$\begin{aligned}
 \text{行}2 &= (M^2 - M)K\overline{|A|^4}\left(\overline{|B|^2}\right)^2 + (M^2 - M)(K^2 - K)\left(\overline{|A|^2}\right)^2\left(\overline{|B|^2}\right)^2 \\
 &= (M^2 - M)K\overline{|A|^4}J_B^2 + (M^2 - M)(K^2 - K)J_A^2J_B^2
 \end{aligned} \quad (2-74)$$

因此，我们的结论是

$$\begin{aligned}
 \overline{I^2} &= MK\overline{|A|^4}\overline{|B|^4} + 2M(K^2 - K)J_A^2J_B^2 + (M^2 - M)K\overline{|A|^4}J_B^2 \\
 &+ (M^2 - M)(K^2 - K)J_A^2J_B^2 - M^2K^2J_A^2J_B^2
 \end{aligned} \quad (2-75)$$

最后，我们注意到量 A 是屏的系综对观察到的散斑的贡献，对粗糙表面，它将有完全散射散斑的统计。在这个情况下，我们有 A 的强度的二阶矩是一阶矩平方的两倍，其结果是 $\overline{|A|^4} = 2J_A^2$ ，并且

$$\begin{aligned}
 \sigma_I^2 &= 2MKJ_A^2\overline{|B|^4} + 2M(K^2 - K)J_A^2J_B^2 + 2(M^2 - M)K^2J_A^2J_B^2 \\
 &+ (M^2 - M)(K^2 - K)J_A^2J_B^2 - M^2K^2J_A^2J_B^2
 \end{aligned} \quad (2-76)$$

我们现在可以考虑两个有趣的情况：漫射体刚好充满投影光学系统，和漫射体充溢投影光学系统。

漫射体刚好充满投影光学系统

在这个情况下，相位漫射体作为一个纯粹的相位函数而成像到投影光学系统上，其结果为

$$B_k^{(m)} = e^{j\phi_k^{(m)}} \quad (2-77)$$

对这种 B ，我们有 $\overline{|B|^4} = 1$ ， $\left(\overline{|B|^2}\right)^2 = J_B^2 = 1$ 及 $J_B = 1$ 。因此

$$\left(\overline{I}\right)^2 = M^2K^2J_A^2 \quad (2-78)$$

及

$$\begin{aligned}\sigma_I^2 &= 2MKJ_A^2 + 2M(K^2 - K)J_A^2 + 2(M^2 - M)K^2J_A^2 \\ &+ (M^2 - M)(K^2 - K)J_A^2 - M^2K^2J_A^2 = KM(M + K - 1)J_A^2\end{aligned}\quad (2-79)$$

散斑对比度由下式给出

$$C = \frac{\sigma_I}{I} = \sqrt{\frac{M + K - 1}{KM}} \quad (2-80)$$

对于漫射体充溢投影光学系统的情况，漫射体在屏上光学系统每一个分辨单元上产生了一个完全散射的场。对这种统计，我们有 $\overline{|B|^4} = 2J_B^2$ 。这时， I 的平均值的平方及方差是

$$(\bar{I})^2 = M^2 K^2 J_A^2 J_B^2 \quad (2-81)$$

及

$$\begin{aligned}\sigma_I^2 &= 4MKJ_A^2 J_B^2 + 2M(K^2 - K)J_A^2 J_B^2 + 2(M^2 - M)K^2 J_A^2 J_B^2 \\ &+ (M^2 - M)(K^2 - K)J_A^2 J_B^2 - M^2 K^2 J_A^2 J_B^2 = KM(M + K + 1)J_A^2 J_B^2\end{aligned}\quad (2-82)$$

在这个情况下，散斑对比度由下式给出：

$$C = \sqrt{\frac{M + K + 1}{MK}} \quad (2-83)$$

漫射体溢出投影镜头的情况，如刚才所证明的，散斑对比度可以用(2-80)式表示，其中 M 仍是平均的独立漫射体实现的数目。 K 是屏幕上处于单个眼睛分辨单元内的投影镜头分辨单元的数目。注意 M 和 K 永不可能小于 1。

应该探讨几个具体例子来看这个结果是否在物理上有意义。首先考虑上面提过的 $K=1$ 情况。这时，在眼睛的分辨单元里只有一个投影仪分辨单元。对比度变为

$$C = \sqrt{\frac{M}{M}} = 1 \quad (2-84)$$

因此，这是通过变化的漫射体未能抑制散斑，这与物理直观一致，因为改变对视网膜上的给定点做贡献的一个投影仪分辨单元的相位，并不会改变强度统计。

下面考虑 M 固定当 K 变得非常大时会发生什么情况。这时对比度变为

$$C = \sqrt{\frac{K}{MK}} = \sqrt{\frac{1}{M}} \quad (2-85)$$

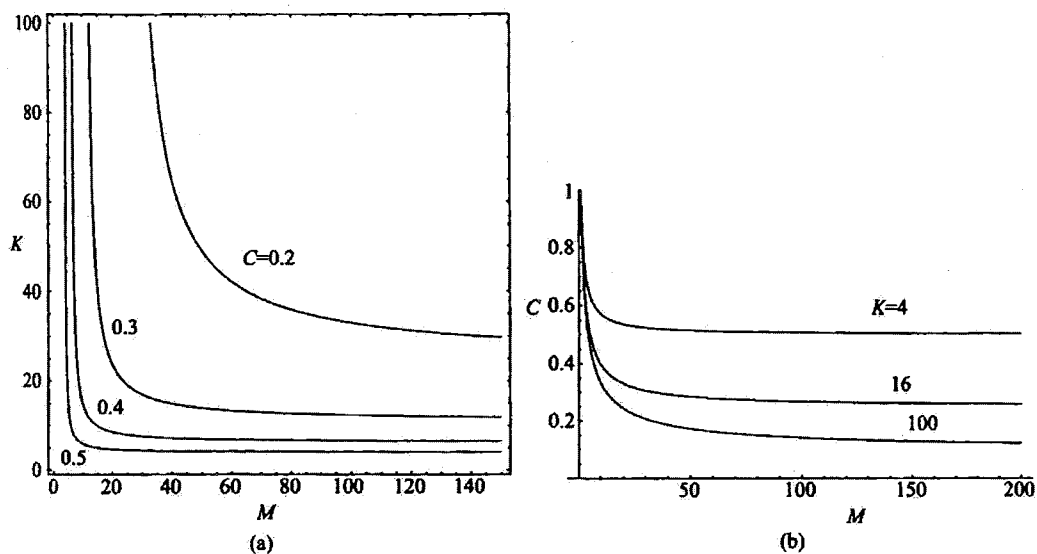
因此对于大的 K ，对比度下降，这个对 M 个不同的时间相关元胞积分时人们预期的结果一样。这也有很好的物理意义。

最后，考虑 K 有限而 $M \rightarrow \infty$ 的情况，即在优先的上求很长的时间平均，结果变为

$$C = \sqrt{\frac{M}{MK}} = \sqrt{\frac{1}{K}} \quad (2-86)$$

这个结果可能有点出乎意料。它说的是，对于在一个眼睛分辨单元里有有限个投影镜头分辨单元的情况，对比度并不随着求平均时间的增加趋于零。相反它随着积分时间的增加趋于一个渐进值 $\sqrt{1/K}$ 。这个效应已在试验中观察到。

图 2.13(a)画出了从(2-80)式得到的等散斑对比度线。图 6.15(b)画出了对于不同的 K 值，对比度 C 与 M 的关系曲线。 M 大时的 C 渐进行为很明显。


 图 2.13 (a)散斑对比度等值线; (b)对不同的 K 值, 对比度和 M 的函数关系

漫射体溢出投影镜头的情况, 这时如之前所证明的, 散斑对比度如(2-83)式。在 K 很大的极限情况, 对比度作为 M 的函数仍然有如下行为

$$C \approx \sqrt{\frac{1}{M}} \quad (2-87)$$

对于固定并有限的 K 值, 在 M 大的极限情况, 对比度和前面一样趋于渐近值,

$$C \approx \sqrt{\frac{1}{K}} \quad (2-88)$$

溢出情况的主要不同在于投影仪分辨元胞的尺寸与眼睛分辨元胞的尺寸相同时发生的事情, 这时

$$C = \sqrt{\frac{M+2}{M}} = \sqrt{1 + \frac{2}{M}} \quad (2-89)$$

对于 $M=1$ (只有一个漫射体实现), 散斑对比度是 $\sqrt{3}$, 它比 1 大, 这时间

题的双重随机本性的结果：由于涨落的照明强度投射到屏幕上，而屏幕自己也引入涨落。随着 M 增大，对比度渐近的趋于 1。

K 和 M 平面中的等对比度线，以及 K 值固定时对比度与 M 的关系曲线，与图 2.13 中所画的没有明显差别，就不重复画了。

当眼睛在屏上的点扩展函数内有多个分辨元胞时，能够求出参数 K 的近似表示式。参数 K 由下式精确给出：

$$K = \left[\frac{1}{A_e^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} P_e(\Delta x, \Delta y) |\mu_p(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \right]^{-1} \quad (2-90)$$

其中 μ_p 是从投影镜头到达屏幕的光振幅的归一化相关函数， P_e 是在屏幕上的眼睛的强度点扩展函数的自相关函数， A_e 是点扩展函数 p_e 下的面积。虽然由于眼睛的点扩展函数的具体形式，要从此式得到 K 的一个精确表示式相当困难，但是当投影镜头的点扩展函数的直径比眼睛点扩展函数的直径窄很多时，能够找到一个合适的结果。对很窄的 μ_p ， $P_e(\Delta x, \Delta y)$ 可以换成 $P_e(0, 0)$ ，给出

$$K \approx \left[\frac{P_e(0, 0)}{A_e^2} \int \int_{-\infty}^{\infty} |\mu_p(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \right]^{-1} \quad (2-91)$$

计算自相关函数 $P_e(\Delta x, \Delta y)$ 在原点的值，得到

$$P_e(0, 0) = \int \int_{-\infty}^{\infty} p_e^2(x, y) dx dy \quad (2-92)$$

并注意

$$A_e = \int \int_{-\infty}^{\infty} p_e(x, y) dx dy \quad (2-93)$$

因此

$$K \approx \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_e^2(x, y) dx dy}{\left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_e(x, y) dx dy \right)^2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |\mu_p(\Delta x, \Delta y)|^2 d\Delta x d\Delta y \right) \right]^{-1} \quad (2-94)$$

求眼睛的强度点扩展函数需要费一些力。我们的出发点是一个瞳孔为 3mm 的眼睛的线扩展函数模型，Westheimer 对这个模型与实验数据作了拟合。他的线扩展函数模型

$$L_e(\alpha) = 0.47e^{-3.3\alpha^2} + 0.53e^{-0.93|\alpha|} \quad (2-95)$$

其中 α 是以弧分为单位的视角。注意眼睛不是衍射置限的。要从线扩展函数求圆型对称系统的点扩展函数是光学中的经典问题，求解途径如下：首先求线扩展函数的傅里叶变换 $L_e(v)$ ，这时它是

$$L_e(v) = 0.46 \exp(-3v^2) + \frac{1}{0.88 + 40v^2} \quad (2-96)$$

由于线扩展函数是二维点扩展函数延某个方向的投影，傅里叶分析的投影切片定理隐含着 p_e 的二维傅里叶变换的径向剖面是

$$P_e(\rho) = L_e(\rho) = 0.46 \exp(-3\rho^2) + \frac{1}{0.88 + 40\rho^2} \quad (2-97)$$

其中 $\rho = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ ，其量纲为每弧分的周数。这个函数的二维逆傅里叶变换给出眼睛的点扩展函数，求出为

$$\tilde{p}_e(s) = 0.48 \exp(-3.3s^2) + 0.16 K_0(0.93s) \quad (2-98)$$

其中 $K_0(\cdot)$ 是 0 阶第二类修正的 Bessel 函数，量 s 是以弧分为单位的角半径。

取一个普通的空间来进行积分，我们选择用屏幕坐标来表示点扩展函数，考

考虑到从弧分到半径的转换，要求做代换 $s \rightarrow 3438r/z_e$ ，给出

$$p_e(r) = 0.48 \exp(3.9 \times 10^7 r^2 / z_e^2) + 0.16 K_0(32 \times 10^3 r / z_e) \quad (2-99)$$

$p_e(r)$ 下体积的平方等于 $1.88 \times 10^{-14} z_e^4$ 。下的体积等于 $3.18 \times 10^{-8} z_e^2$ 。

为了完成计算，我们必须求出 $|\mu_p(\Delta x, \Delta y)|^2$ 下的体积。在漫射光溢出投影镜头的情况下，这个量可以用 (5-91) 式来计算，假设投影镜头的出瞳是直径为 D 的圆，他到屏幕的距离为 z_p ，结果为

$$|\mu_p(r)|^2 = \left| 2 \frac{J_1\left(\frac{\pi D}{\lambda z_p} r\right)}{\frac{\pi D}{\lambda z_p} r} \right|^2 \quad (2-100)$$

其中 $r = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ 。一直这个函数下的体积为 $1.27 \lambda^2 z_p^2 / D^2$ 。最后求得

$$K \approx 4.7 \times 10^{-7} \frac{D^2 z_e^2}{\lambda^2 z_p^2} \quad (2-101)$$

注意当光被投影成为朝屏幕方向收敛的锥状光束时， $\tilde{D} = (z_e / z_p) D$ 是在眼睛所在的 z 平面上投影光学系统的直径，我们可以等价地将此结果表示为

$$K \approx 4.7 \times 10^{-7} \frac{\tilde{D}^2}{\lambda^2} \quad (2-102)$$

此结果只有当 $K \gg 1$ 时成立；随着 K 缩小，它必定渐近地趋于 1。

对于一个随机相位漫射体刚好充满或尚未充满投影光学系统的情况，我们假设漫射体的各个随机相位元胞放大投影到屏幕上（即我们略去了投影镜头有限孔径引起的衍射效应）。由于眼睛注视屏上的位置相对于相位元胞之间分隔线的格

子是随机的, 不难证明

$$|\mu_p(\Delta x, \Delta y)|^2 = \left(1 - \frac{|\Delta x|}{mb}\right)^2 \left(1 - \frac{|\Delta y|}{mb}\right)^2 \quad (2-103)$$

其中假设漫射体的相位元胞是方形的, 边长为 b , 投影系统的放大倍数用 m 表示。用 (2-94) 式和 (2-99) 式, 这个函数下的体积为 $0.44m^2b^2$ 。这个结果就给出适用于刚好充满或尚未充满的情况的 K 的表示式:

$$K \approx 1.3 \times 10^{-6} \frac{z_e^2}{m^2b^2} \quad (2-104)$$

这个结果仍然只在眼睛在屏幕上的脉冲响应内有许多投影相位元胞才成立。

2.6 随机漫射体消散斑结构

一般的漫射体由磨砂玻璃, 彩色玻璃或者全息元件制造, 在整个通光孔径里面由一个可重复均匀的平面构成, 对发光区域内的亮度和形状只能进行有限的控制, 因此导致入射光的利用率很低。常用的漫射体技术主要包括棱镜玻璃积分棒、磨砂玻璃、乳色玻璃、全息漫射体与衍射漫射体。棱镜玻璃积分棒虽然有时用于高端系统, 但是它的性能并不突出, 价格也相对昂贵, 而且由于棱镜玻璃积分棒需要一定的尺寸, 占据了许多宝贵的空间。磨砂玻璃与乳色玻璃对于所有方向具有同等散射效果, 但只有有限的光控制能力。此外, 这些简单的漫射体光透过效率通常非常低。全息漫射体比这些漫射体更进一步, 能够产生简单的光分布图样, 但是全息漫射体对于光分布图样只有有限的光控制。通常只能产生圆形或椭圆的图样, 并且仅具有不一致的强度分布, 通常为高斯型, 这在我们激光投影显示中会造成投影光的不均匀, 这是人们所无法接受的。对于光束整形能力而言, 衍射元素理论上能够任意地改变入射光的形状。但是这些大多限于相干光源的单色应用。同时受到制造的限制, 衍射元件受限于窄的漫射角, 对输入光束的变化极其敏感, 目前还有熟知的零级光问题, 即与入射光束共线的一个亮点。该零级点对激光显示来说是无法接受的, 并且单波产工作的要求非常严格。

在激光显示中, 我们同时要考虑亮度的均匀性和光能的利用率, 所以我们考

虑用一种出射光亮度均匀的，并且有固定出射角度的漫射体。RPC Photonics 公司生产的工程漫射体（Engineered DiffusersTM）可以实现如上要求。

2.6.1 工程漫射体

工程漫射体（Engineered DiffusersTM）与磨砂玻璃、乳色玻璃和全息元件等随机漫射体有着很多的区别，工程漫射体对于每个散射中心（通常为微透镜单元）都进行控制。例如全息漫射体可以视为一组随机排列的透镜，但是通过全息曝光形成的类透镜效果只能通过静态方式进行控制，而无法单独操控每个微透镜单元，这也帮助解释了全息漫射体无法控制光的分布和轮廓。而工程漫反射体则由许多不同的，单独的可控微透镜单元组成，提供非常宽的兼容性，因此可以对整个发光分布区域和光束质量进行控制。另一方面，在工程漫射体中，每个微透镜单元形成漫射体，由其凹形纵断面和在阵列中的位置所确定。组成工程漫反射体的每一个微透镜单元都独立工作，根据不同的表面质量和位置进行分析。与此同时，在入射光的强度有振动或者在可见光和红外应用情况下，为了保证漫反射体的稳定性，微透镜根据概率分布函数随机分布。微透镜分布还移除了零级亮斑和出射光的衍射。通过这种方法，工程漫反射体同时保留了最出色的随机与确定性漫反射体的性能。从而实现高性能的光束整形功能。主要的微透镜阵列由 RPC Photonics 公司的激光刻蚀系统生产。此系统通过光栅扫描模式逐点曝光光刻胶层（如图 2.14）调整激光光束的强度可以改变光刻胶曝光程度。图 2.15 展示了两不同的工程漫射体在电子扫描显微镜下的图像。

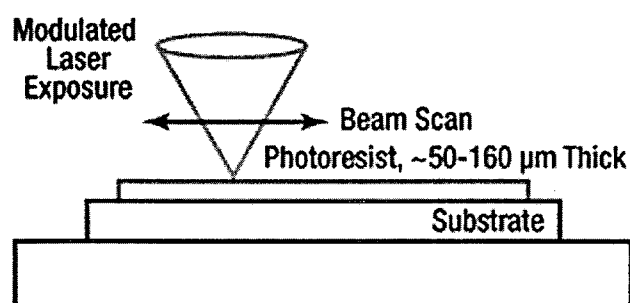


图 2.14 工程漫射体制作示意图

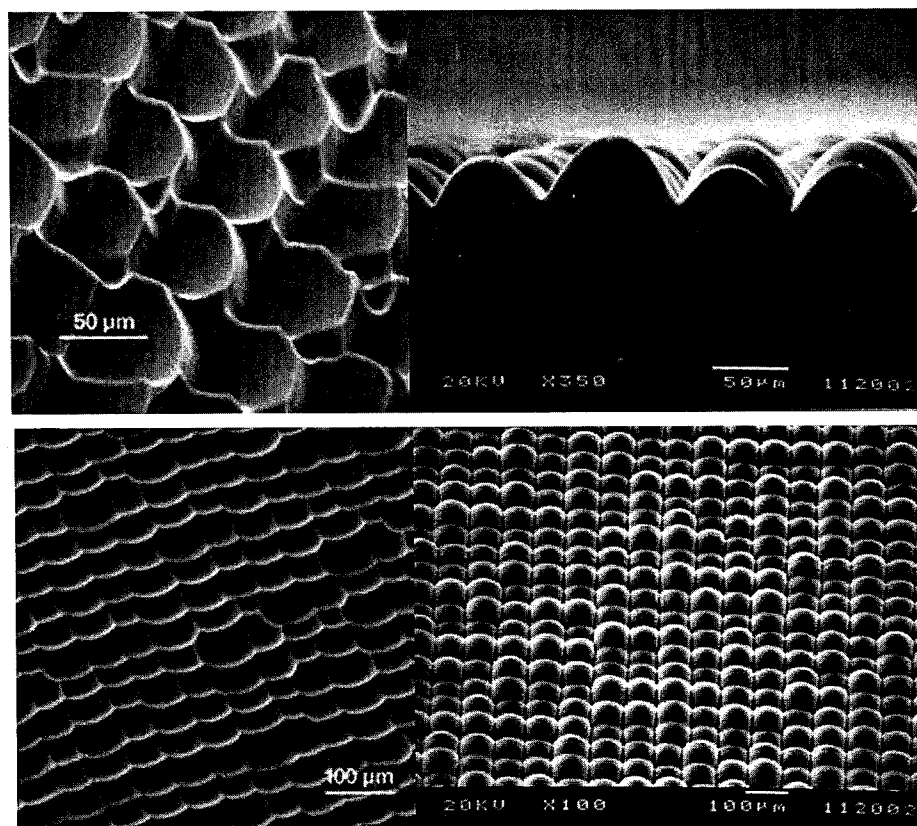


图 2.15 显微镜下工程漫射体的结构

图 2.16 为 LED 手电未经任何匀化直接照射和经过工程漫射体后的效果对比。经工程漫射体后发出的光是具有一定发散角的，并在屏幕上形成均匀的光斑。

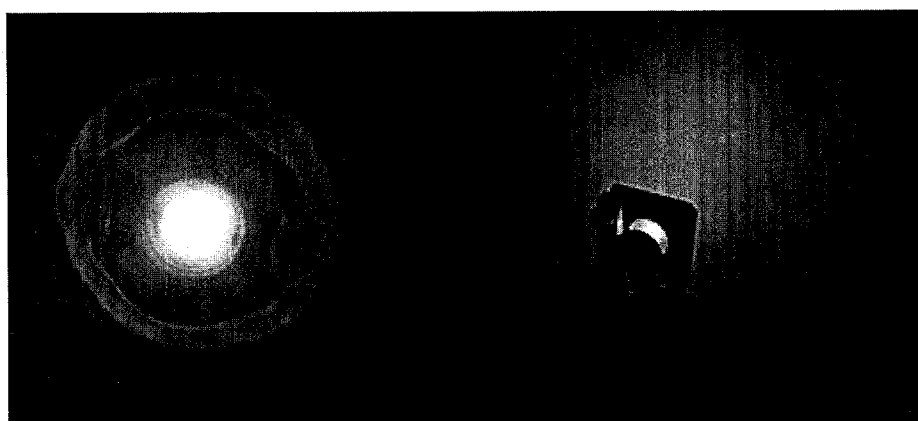


图 2.16 LED 手电未经任何匀化直接照射和经过工程漫射体后的效果对比

工程漫射体的另外一个特点是可以提供一个特定的发散角,如图 2.17 所示,图 2.18 为 LED 手电经工程漫射体后的亮度分布,其中右侧的红线为未经工程漫射体的亮度分布,黑色的为经过工程漫射体后工程漫射体的亮度分布,可见经过工程漫射体后其能量分布均匀的分布在一定的发散角内。

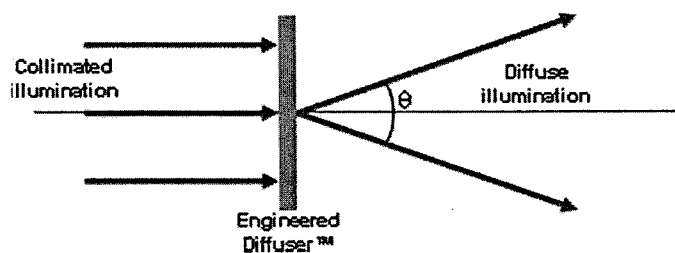


图 2.17 准直光束经工程漫射体后以一定角度出射

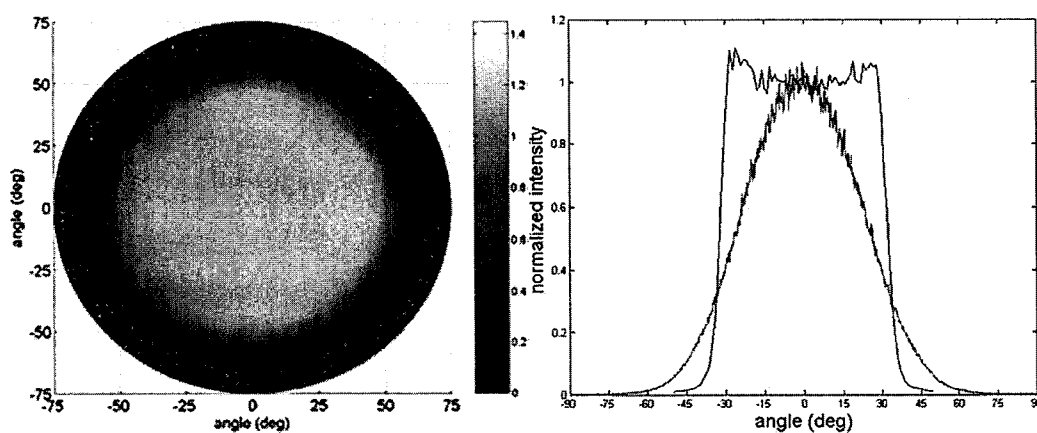


图 2.18 LED 手电亮度分布

可以看出与大多数其它漫射体相比,工程漫射体提供了先进的光束控制能力与更高的透射效率。工程漫射体的特性包括以特定的发散角传递光束,控制光的空间分布,并控制扩射光的强度轮廓。工程漫射体的透过率为 92%,我们对工程漫射体的后表面镀可见光范围的增透膜,可以进一步提高他的透过率,镀膜之后的工程漫射体的透过率可以达到 95%。所以这种随机漫射体不但可以控制出射光的发散角度,在透过率方面的性能指标也比较出色,这样光能利用率可以有很大的提高,这对于激光显示中抑制散斑的应用可以说是非常完美的。

2.6.2 转动工程漫射体的结构

由以上的理论分析可知,由一个固定的漫射体加上一个转动的漫射体可以很好的抑制散斑,但是即便是用工程漫射体这样的可控出射角的漫射体,由于两个叠加会极大的增加光束的发散角,这些光并不能被光学系统所收集,所以光能利用率很低,这样并不利于我们投影显示的实际应用。所以,为了同时权衡抑制散斑的效果和光能的利用率我们只用一个运动的漫射体来抑制散斑。后文我们可以看出这样的消散斑效果是足够的。

我们将半径为 35mm 的圆形工程漫射体固定在转动电机上,由电机带动工程漫射体转动,结构如图 2.19 所示。

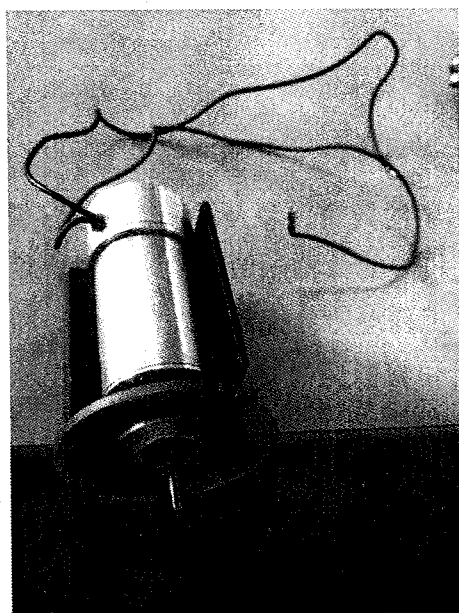


图 2.19 转动工程漫射体结构

根据我们之前的分析,为了实现抑制散斑的效果,我们要求在人眼的曝光时间内,要求有 M 幅完全不同的散斑图样,这样散斑的对比度可以降低为 $1/\sqrt{M}$ 。

我们将由于激光光纤输出的光束经过扩束后到达工程漫射体上的光斑为大小为一半径 4mm 的圆形光斑。而在被照处的光斑中心与工程漫射体转轴中心的半径为 30mm,那么在被照光斑中心处,周长约为 189mm。如果光斑在工程漫射体上运动 1/4 个光斑半径视为产生一种不同的散斑图案,那么当工程漫射体转动

一周我们可以得到 189 幅完全不同的散斑图像。电机为 7200 转/分钟，人眼的积分时间在 1/24 秒，这样在人眼的积分时间内，电机转动 5 圈，一共产生 189×5 幅不同的散斑图像，不过事实上散斑图像的数目比这还要多，在这里我们只是做一个粗略的估计。那么根据我们估计的散斑图像的数目，从理论上来计算，散斑的对比度可以降低到 $1/\sqrt{189 \times 5} = 0.0325$ ，也就是 3.25%，而根据以往的经验，当在正常的距离下观看激光电视，散斑降低到 4% 以下，人眼便不易分辨出散斑（如果距离近一些还是会观察到散斑现象），所以从我们的粗略估计上散斑的对比度已经降低到了一个人眼不易察觉的水平，在我们之后的测试中可以看出画面变得非常细腻，人眼完全观察不到散斑现象，而且散斑的对比度要比我们粗略估计的还要低。

2.7 本章小结

本章描述了激光显示中的散斑现象及成因，讨论了激光散斑的统计学性质，通过理论分析，得出了随机漫射体抑制散斑的可行性，并针对投影显示系统中的散斑进行了研究，提出了工程漫射体抑制散斑的结构，利用电机制成了转动工程漫射体，通过粗略的估计可将散斑对比度降低到 3.25%。

第3章 投影光学系统设计

3.1 光学系统概述

激光电视的光学系统是保证最终画面质量的极其重要的部分,本章主要从激光光源、照明系统、投影镜头几部分进行设计,对最终投影画面的像差、亮度均匀性等方面进行了分析。

3.2 激光光源

本次采用6个红光半导体激光器、1个绿光全固态激光器和6个蓝光半导体激光器,单个激光器出射的激光通过耦合镜组进入光纤,如图3.1所示,13条光纤再通过耦合,最终由一根光纤进行输出,耦合光纤如图3.2所示。以下是耦合后三基色激光主要技术指标:

红光: 波长 660nm, 输出功率 5.4W, 输出光不稳定性 0.7%

绿光: 波长 532nm, 输出功率 5.5W, 输出光不稳定性 1.1%。

蓝光: 波长 457nm, 输出功率 5.4W, 输出光不稳定性 1.3%

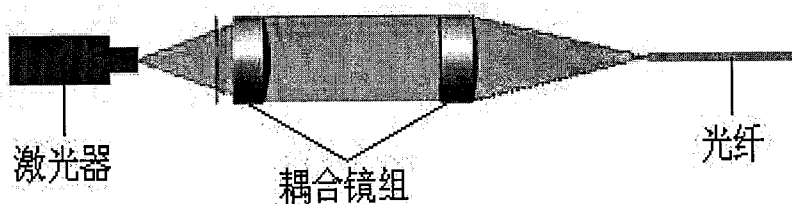


图 3.1 单个激光器与光纤耦合系统

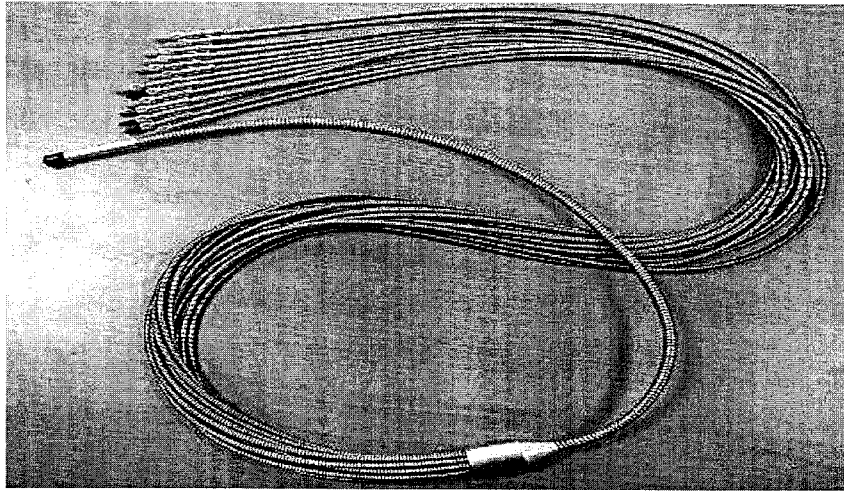


图 3.2 13 合 1 耦合光纤

然后将 13 个激光器和电源全部集成到激光电视的一块背板上,如图 3.2 所示,同时背板采用铝制材料,背面制成散热结构(图 3.3),有利于使激光器保持恒定温度,增强激光器的输出稳定性。

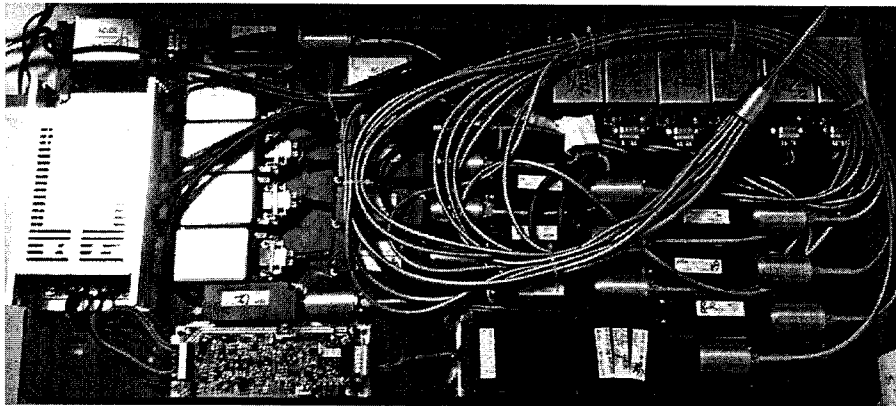


图 3.3 集成激光器的背板内部

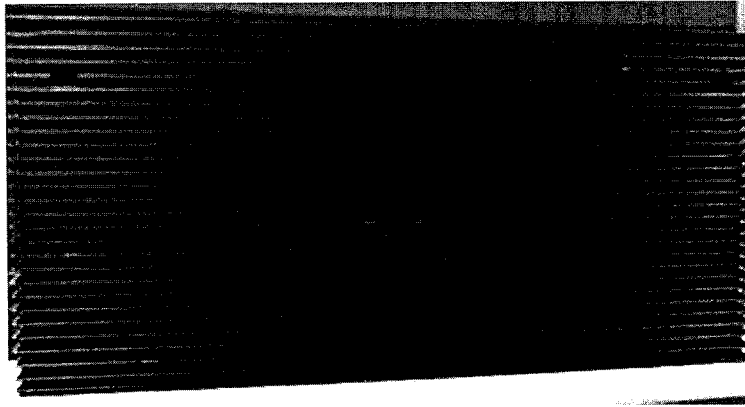


图 3.4 集成激光器的背板外部

整个激光光源系统尺寸为 $800\text{mm} \times 400\text{mm} \times 90\text{mm}$ ，体积较以往的激光光源有了显著地缩小，并且与激光电视集成，不需单独空间，是激光电视迈入普通家庭的关键一步。

3.3 照明光学系统

我们有了稳定高效的激光三基色输出，就要对从光纤出射的激光进行扩束整形，同时加入匀光和抑制散斑结构，根据光纤输出端 NA 角为 0.22，LCD 对角线长度为 24mm，对照明系统进行了设计。光学系统参数如表 3.1 所示：

表 3.1 照明光学系统参数

名称	面	半径(mm)	厚度(mm)	材料
透镜 1	前	Infinity	5	ZF6
	后	27.903	4	
透镜 2	前	Infinity	1.5	JGS3
	后	2.01	36.49	
透镜 3	前	109.31	6	ZF6
	后	-109.31	0.8	
透镜 4	前	52.720	6	ZF6
	后	372.6	34.2	

其中“透镜 2”为我们在第 2.6.2 节所提到的工程转动漫射体结构，其发散角为 $\pm 10^\circ$ ，由于工程漫射体表面为随机分布的微透镜阵列无法用 Light Tools 完全的模拟出来，所以此处我们用具有同样发散角的微透镜阵列来仿真，具体结构如图 3.5 所示。

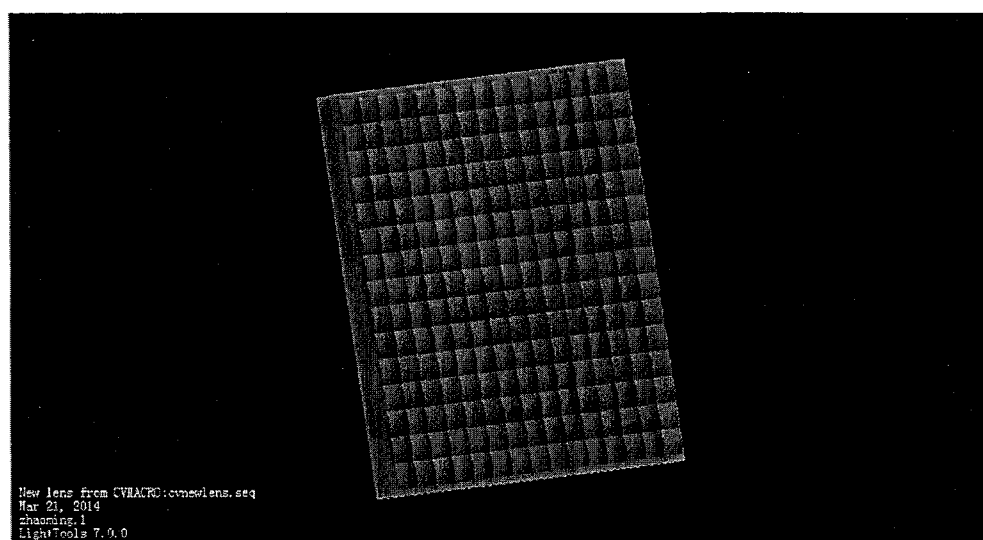


图 3.5 模拟工程漫射体结构

整个照明系统的 Light Tools 仿真图如图 3.6 所示。

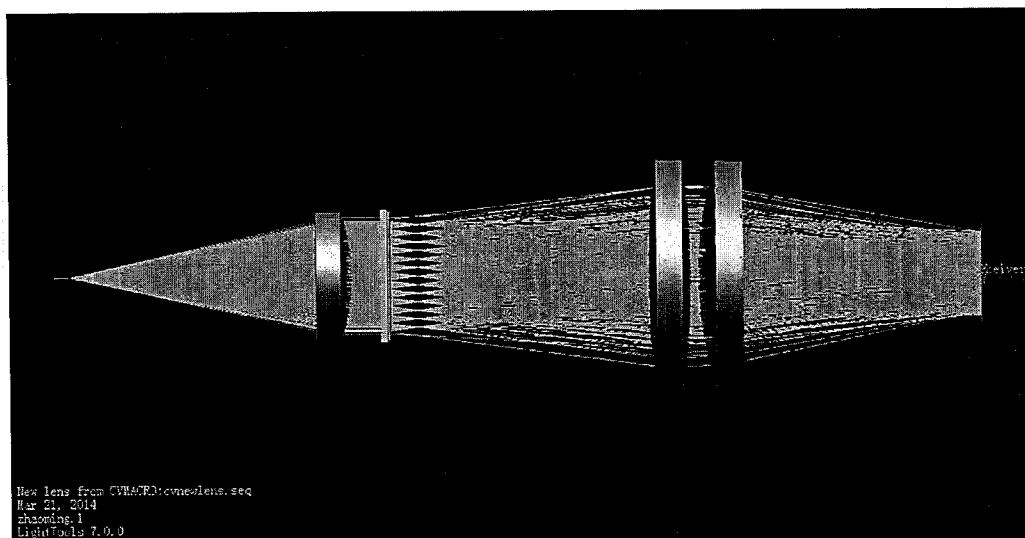


图 3.6 照明系统仿真图

照明光学系统将激光发出的光均匀照明在 LCD 面板上, 由 LCD 对激光进行调制输出。其中图 3.6 所示的为单路的结构示意图, 其他两路也与其相同, 最终组成了 3LCD 的光学引擎结构。

3.4 投影镜头的设计

本次设计目标是 60 吋激光电视, 对角线长度为 1524mm, 像距约为 1000mm, 由此确定视场角半角为 37.3° , 由于激光电视采用普生型号为 L3C09W-85G00 的 LCD 面板, 其对角线长度约为 24mm, 所以设计 F 数为 4.0, 焦距为 15.8mm。由于放大率非常大, 所以采用物像颠倒的方式来设计, LCD 上像元尺寸为 $16\mu\text{m} \times 16\mu\text{m}$, 可以计算出传递函数至少要满足 $0.4@32\text{lp/mm}^{[118-121]}$ 。

根据如上指标选择适合的结构对光学系统进行优化设计, 设计的结构参数如图 3.5 所示。

Surface #	Surface Name	Surface Type	Y Radius	Thickness	Glass
Object		Sphere	Infinity	1000.0000	
1		Sphere	103.0649	10.0000	QK3_CHI
2		Sphere	558.9854	2.8781	
3		Sphere	51.1525	8.6343	ZK9_CHI
4		Sphere	16.3361	11.5124	
5		Sphere	79.6976	8.6343	ZK9_CHI
6		Sphere	13.1213	16.2325	
7		Sphere	52.6146	11.5124	QF3_CHI
8		Sphere	-24.0725	3.8279	
Stop		Sphere	Infinity	1.4391	
10		Sphere	56.6699	11.5124	ZK9_CHI
11		Sphere	-16.9463	1.5254	
12		Sphere	-14.0797	8.6343	ZF6_CHI
13		Sphere	27.6125	1.4391	
14		Sphere	39.5451	17.2686	QK3_CHI
15		Sphere	-21.4390	1.4391	
16		Sphere	38.1147	11.5124	K9_CHIN
17		Sphere	-129.7593	20.3920	
Image		Sphere	Infinity	0.0000	AIR
End Of Data					

图 3.7 投影镜头光学结构参数

投影镜头光学系统结构如图 3.8 所示

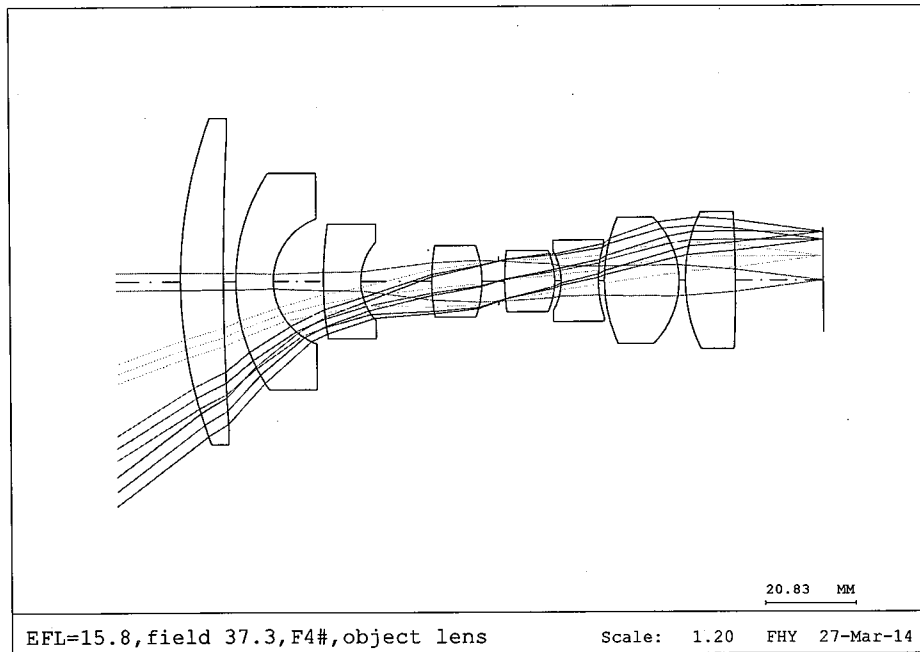


图 3.8 投影镜头光学结构

可以看出为了保证整个系统的畸变以及照度的均匀性,光学系统采用的是“像方远心”结构,同时这个光学系统周边视场没有渐晕,这也保证了轴外视场的亮度。投影光学系统的传递函数如图 3.9 所示。可以看出各个视场传递函数分布比较均匀,整体可以达到 $0.7@36\text{lp/mm}$,这是完全符合我们的设计要求的。

10:59:38

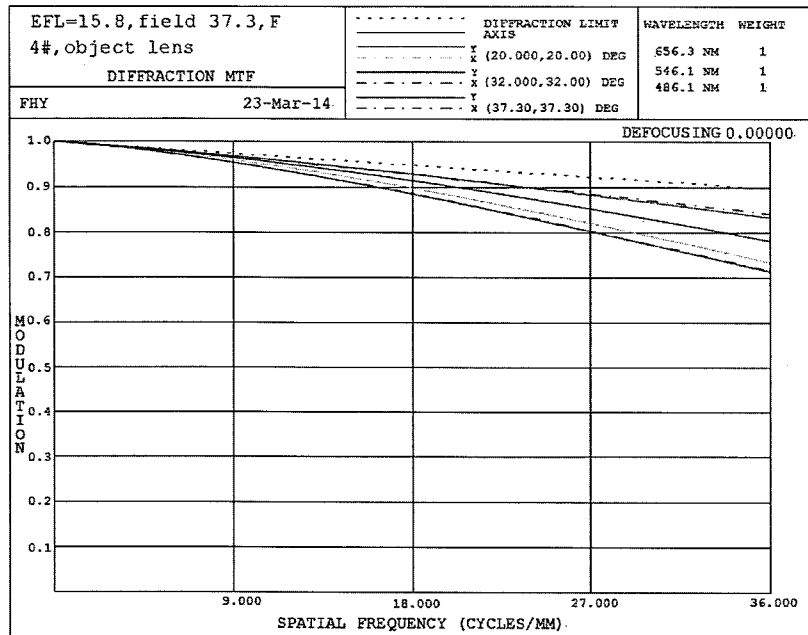


图 3.9 投影镜头传递函数

像差曲线及畸变网格如图 3.10 所示, 从像差曲线中可以看出各视场在像面上的弥散圆半径均小于 $16\mu\text{m}$, 小于 LCD 像元尺寸。并且像差校正较好, 轴上球差在 0.707 处为零。从畸变曲线图中可以看出畸变也校正的非常好, 虽然此投影镜头的视场非常大, 但是中心视场畸变仅为 0.06%, 边缘视场畸变也仅为 3.01%, 在畸变在人眼允许的误差之内, 可以很好的还原激光电视所呈现的画面。

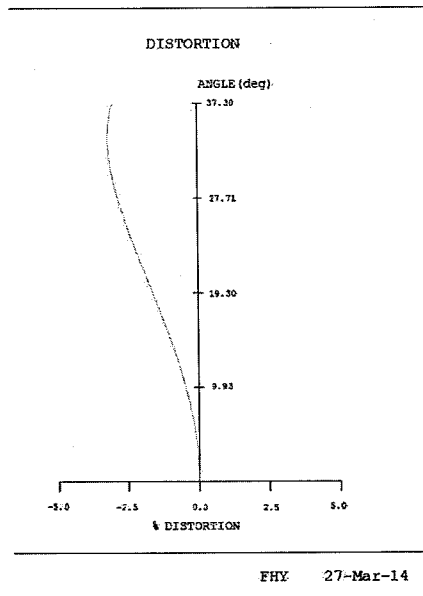
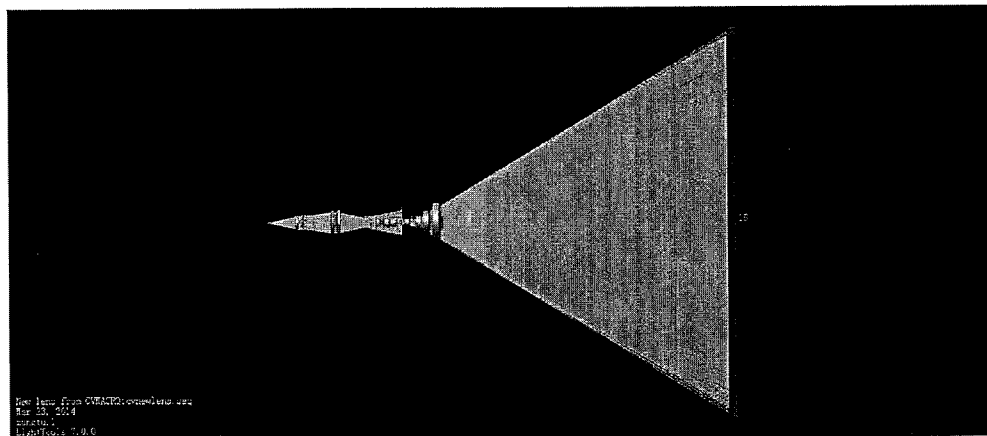


图 3.10 投影镜头畸变图

3.5 投影光学系统的仿真

通过对照明光学系统及投影镜头的设计,我们得到整个投影光学系统的结构,我们通过 Light Tools 对投影光学系统进行仿真分析。投影光学系统结构如图 3.11 所示。



3.11 投影光学系统结构图

通过 Light Tools 的仿真，按照激光电视屏幕的尺寸，对 1000 万条光线进行追迹，我们得到屏幕上照度分布如图 3.12 所示，可以看出屏幕上照度非常均匀，图 3.13 为照度分布曲线，照度均匀性约为 86.4%，由于我们只是用微透镜阵列进行仿真，实际上转动工程漫射体也起一定的匀光作用，所以激光电视实际的均匀性要高于 86.4%。

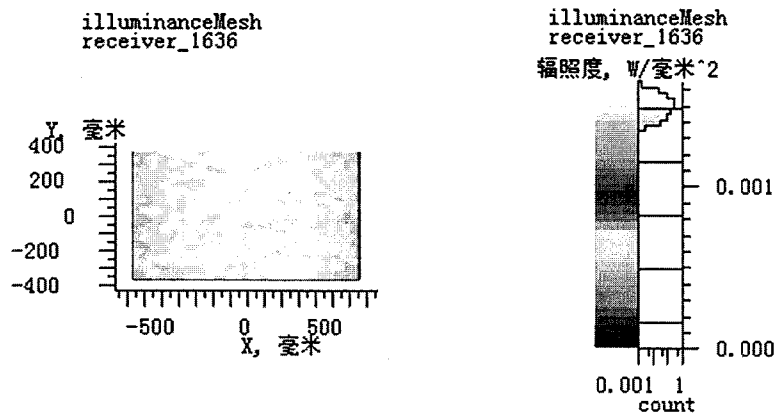


图 3.12 激光电视屏幕上照度分布图

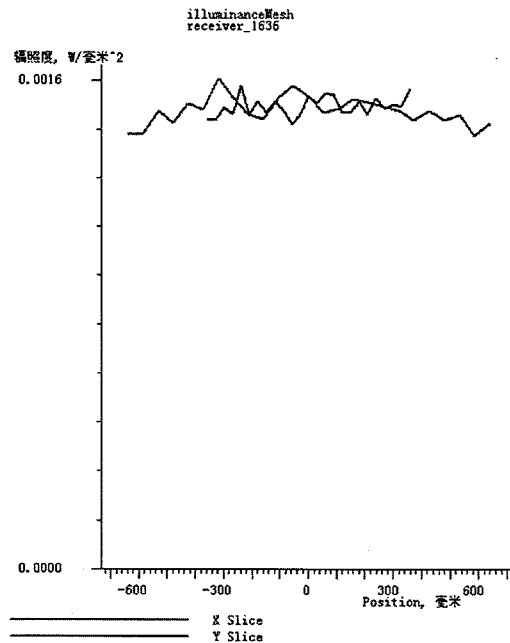


图 3.13 激光电视屏幕上照度分布曲线

至此我们完成了激光光源、照明系统和投影镜头的设计，这三个部分组成了激光电视光学系统。激光光源经分光后，分成红、绿、蓝三路分别经过各自的照明系统和 LCD 进行扩束和调制，最终由一合成棱镜对三色激光进行合束，再由投影镜头投影至激光电视的屏幕上。整个光学引擎的示意图如图 3.14 所示。设计的结构光学性能指标完全满足激光电视的实际应用。

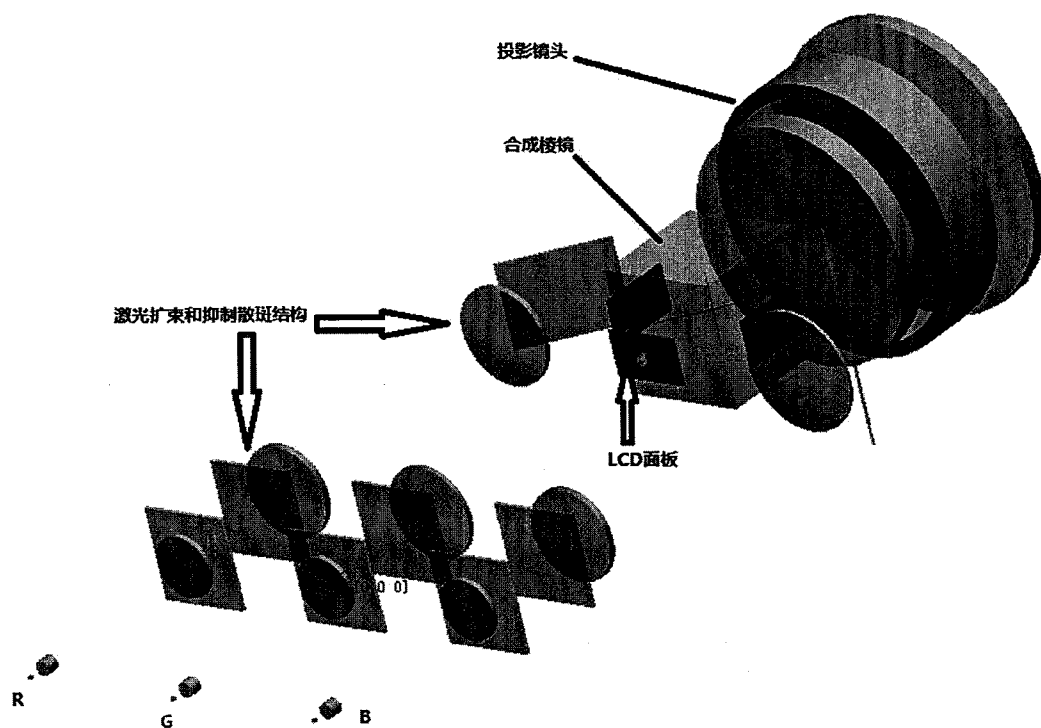


图 3.14 LCD 光学引擎示意图

3.6 本章小结

本章采用多个新型体积小巧的激光器，通过光纤耦合技术将多个激光器的激光进行耦合，最终由一条光纤输出“白光”作为激光电视的光源，并通过合理的结构安装在激光电视背部，在空间占用方面有了显著的减小。

针对 60 寸激光电视的结构，对照明光学系统和投影镜头进行了设计，光学系统的传递函数、畸变等各项指标满足激光电视的使用要求，在光学系统中加入了散斑抑制结构，通过 Light Tools 软件进行了仿真分析，得出整个系统的照度均

匀性满足实际需要，为激光电视提供了可靠的光学系统结构。

第4章 激光电视的色域复现

4.1 色域复现的算法

色彩复现首先要建立原有电视色度信号向激光电视色度信号转换的模型。要针对不同波长激光三基色,计算出相应转换矩阵,从而能够推导出相应的具体的转换关系,以适应不同情况下、不同系统之间的相互转换。

本文的三基色为 660nm 的红光, 532nm 的绿光和 457nm 的蓝光。普通彩色电视选择传统的荧光粉电视。

在 CIE1931-XYZ 系统中普通荧光粉电视如果要匹配原色(R)的 $(X), (Y), (Z)$ 数量是 $(X_{TVR}), (Y_{TVR}), (Z_{TVR})$, 要匹配原色(G)的 $(X), (Y), (Z)$ 数量是 $(X_{TVG}), (Y_{TVG}), (Z_{TVG})$, 要匹配原色(B)的 $(X), (Y), (Z)$ 数量是 $(X_{TVB}), (Y_{TVB}), (Z_{TVB})$ 。而匹配 $(R) + (G) + (B)$ 的混合色等于3组 $(X), (Y), (Z)$ 项的总和^[122-124]。我们可以依照格拉斯曼定律将某一混合色需要的三种颜色写成

$$\begin{aligned} X &= X_{TVR}R + X_{TVG}G + X_{TVB}B \\ Y &= Y_{TVR}R + Y_{TVG}G + Y_{TVB}B \\ Z &= Z_{TVR}R + Z_{TVG}G + Z_{TVB}B \end{aligned} \quad (4-1)$$

式中 $X_r, X_g, \dots, Z_b$ 称为转换系数,组成一个转换矩阵。另 $C = X + Y + Z$, 则转换系数可以写为

$$\begin{aligned} X_r &= C_r x_r, X_g = C_g x_g, X_b = C_b x_b; \\ Y_r &= C_r y_r, Y_g = C_g y_g, Y_b = C_b y_b; \\ Z_r &= C_r z_r, Z_g = C_g z_g, Z_b = C_b z_b; \end{aligned} \quad (4-2)$$

将式代入之前的转换方程有

$$\begin{aligned} X &= C_r x_r R + C_g x_g G + C_b x_b B, \\ Y &= C_r y_r R + C_g y_g G + C_b y_b B, \\ Z &= C_r z_r R + C_g z_g G + C_b z_b B. \end{aligned} \quad (4-3)$$

其中为 C_r, C_g, C_b 未知数，要求解此三个未知数，我们需要先列出式的逆方程

$$\begin{aligned} R &= \frac{y_g z_b - y_b z_g}{C_r \Delta'} X + \frac{x_b z_g - x_g z_b}{C_r \Delta'} Y + \frac{x_g y_b - x_b y_g}{C_r \Delta'} Z, \\ G &= \frac{y_b z_r - y_r z_b}{C_g \Delta'} X + \frac{x_r z_b - x_b z_r}{C_g \Delta'} Y + \frac{x_b y_r - x_r y_b}{C_g \Delta'} Z, \\ B &= \frac{y_r z_g - y_g z_r}{C_b \Delta'} X + \frac{x_g z_r - x_r z_g}{C_b \Delta'} Y + \frac{x_r y_g - x_g y_r}{C_b \Delta'} Z \end{aligned} \quad (4-4)$$

其中 Δ' 为式转换矩阵的行列式：

$$\Delta' = x_r(y_g z_b - y_b z_g) + x_g(y_b z_r - y_r z_b) + x_b(y_r z_g - y_g z_r) \quad (4-5)$$

将 Δ' 代入式，并选定一种参照白光，将参照白光的 X, Y, Z 三刺激值同时代入。并使 $R = G = B = 1$ ，进行归一化，我们可以求出 C_r, C_g, C_b 这三个未知数，最后将 C_r, C_g, C_b 代入式可以解出转换方程。写成矩阵形式为

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{TVR} & X_{TVG} & X_{TVB} \\ Y_{TVR} & Y_{TVG} & Y_{TVB} \\ Z_{TVR} & Z_{TVG} & Z_{TVB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix} \quad (4-6)$$

同样的，在 CIE1931-XYZ 系统激光电视三基色的红色的色度坐标用 $(X_{LR}), (Y_{LR}), (Z_{LR})$ 来表示，绿色的色度坐标用 $(X_{LG}), (Y_{LG}), (Z_{LG})$ 来表示，蓝色的色度坐标用 $(X_{LB}), (Y_{LB}), (Z_{LB})$ 来表示，那么我们可以得到激光电视某一颜色的表达式

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X_{LR} & X_{LG} & X_{LB} \\ Y_{LR} & Y_{LG} & Y_{LB} \\ Z_{LR} & Z_{LG} & Z_{LB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} R \\ G \\ B \end{pmatrix} \quad (4-7)$$

那么要让激光电视与荧光粉电视显示相同的色彩只要让两式相等。由此我们可以得出他们之间的转换矩阵

$$A = \begin{pmatrix} X_{TVR} & X_{TVG} & X_{TVB} \\ Y_{TVR} & Y_{TVG} & Y_{TVB} \\ Z_{TVR} & Z_{TVG} & Z_{TVB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{LR} & X_{LG} & X_{LB} \\ Y_{LR} & Y_{LG} & Y_{LB} \\ Z_{LR} & Z_{LG} & Z_{LB} \end{pmatrix}^{-1} \quad (4-8)$$

我们用 PR-715 彩色亮度计对荧光粉电视和激光电视的白色进行测量，测量结果表 4.1 所示。

表 4.1 荧光粉电视盒激光电视的白色色度坐标

	X	Y	Z
荧光粉电视	33.24	32.655	84.105
激光电视	72.18	77.25	220.57

将两组色度坐标带入式(4-5)，这样我们就获得了激光电视和荧光粉电视之间的色域转换矩阵。经计算，色域复现的转换矩阵如下。

$$A = \begin{pmatrix} 0.4700 & 0.4200 & 0.0000 \\ 0.2400 & 0.5000 & 0.2650 \\ 0.0600 & 0.1700 & 0.5291 \end{pmatrix} \quad (4-9)$$

4.2 荧光粉电视发光亮度的非线性关系

因为在传统的电视制式中，以荧光粉作为三基色，荧光粉的发光亮度与激励电信号为非线性关系即：

$$B = kE^\gamma \quad (4-10)$$

其中 B 为屏幕亮度, E 为激励电信号, γ 为非线性系数, k 比例为常数。

因此在摄像机输出的视频信号中, 对 RGB 信号进行了 γ 的预补偿。而在激光显示中, 电信号对激光强度的控制满足线性关系: $B_L = kE$ 。因此, 对激光显示来说, 首选要对现有的 PAL 制信号中的三基色 RGB 信号进行反 γ 校正。

假设由摄像机摄取的图像的原始值为 L_{org} , 在摄像机输出时将 L_{org} 进行“预补偿”, 修正公式如下:

$$L_m = L_{org}^{(1/\gamma)} \quad (4-11)$$

其中 L_m 为摄像机输出的图像亮度信号。

同样信号在输出给荧光粉电视时, 由于荧光粉电视亮度的 γ 特性抵消了 $L_{org}^{(1/\gamma)}$ 中的 $1/\gamma$, 所以 CRT 显示亮度为线性变化, 但对激光显示则会出现亮度的非线性畸变, 导致色度偏差。图 4.1 为经过“反校正”后激励电信号与输出亮度的关系。

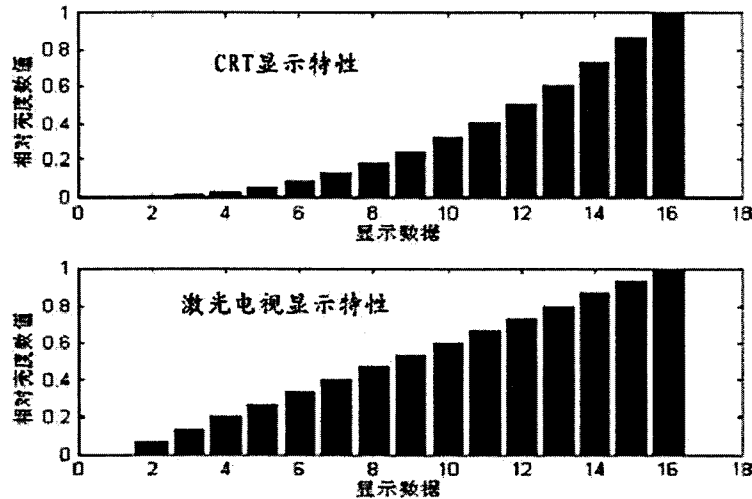


图 4.1 经过“反校正”后激励电信号与输出亮度的关系

此外,人眼的视觉的明度与物理上的亮度之间是非线性的关系,这种关系用明度值 V 和亮度 Y 之间的关系来描述。所谓亮度是在设定的同一光照条件下,在某一方向上,物体表面的亮度与完全反射漫射体的亮度之比。而明度值是从普遍人眼的感官特性而定义的,它的定义方式是,将在纯黑和纯白之间根据人眼的特性而均匀的划分不同的明度值。 V 与 Y 之间的关系是1933年由孟塞尔等人根据大量的实验最终确定的,它们之间的关系可以用孟塞尔明度函数来表示:

$$Y = 1.2219V - 0.23111V^2 + 0.23951V^3 - 0.021009V^4 + 0.0008404V^5 \quad (4-12)$$

可以看出这是一个五次多项式,那么 V 与 Y 之间的关系曲线见图4.2

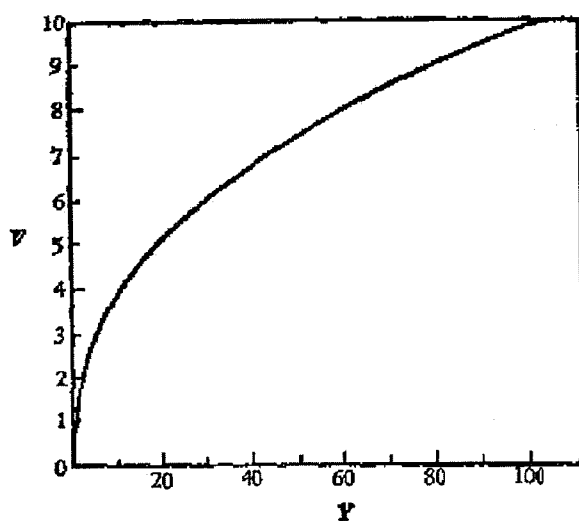


图4.2 孟塞尔明度值 V 与亮度 Y 之间关系曲线

其中 $V \in [0,10]$, $Y \in [0,100]$, Y 是百分数。从观察者的感官角度来讲,孟塞尔明度标尺是十分均匀的,而且这个函数对于不同的显示器有着同样的转换关系。所谓的 γ 反校正,实际上是对亮度函数曲线进行函数拟合。通过各种不同的逼近方式得到与人眼亮度函数误差较小的拟合曲线。由于本文主要针对系统搭建和算

法上的实时处理。对于拟合精度没有过多的研究，采用的是比较简单的荧光粉 γ 校正理论公式，进行反校正的插入式线性拟合方式。

4.3 色域转换硬件实现

在建立了色域变换和虚拟扩展的理论模型后，更重要的研究内容是如何通过电子学系统来实现在视频显示中对每一个像素的实时颜色变换。这涉及到软件和硬件两个方面：软件方面在保证转换精度的前提下，优化理论模型；硬件方面采用高速图像处理芯片，结合优化算法和硬件设计。

颜色变换硬件系统就是要实时完成 HDMI 高清视频信号的实时颜色变换处理。整个系统采用了 Silicon Image 公司的 SiI9135 HDMI 接受芯片将高清视频信号实时转化为 RGB 三基色的图像格式，经过在 Xilinx 公司的高端 FPGA 产品 Virtex-5 中嵌入的实时“色域复现”的矩阵处理，将变换后的 RGB 信号经过 Silicon Image 公司的 SiI9134 HDMI 发送芯片转换为 HDMI 格式的高清视频信号，从而完成了整个高清视频信号的实时色域复现过程^[124-127]。

整个颜色变换系统的结构框图见图 4.3：

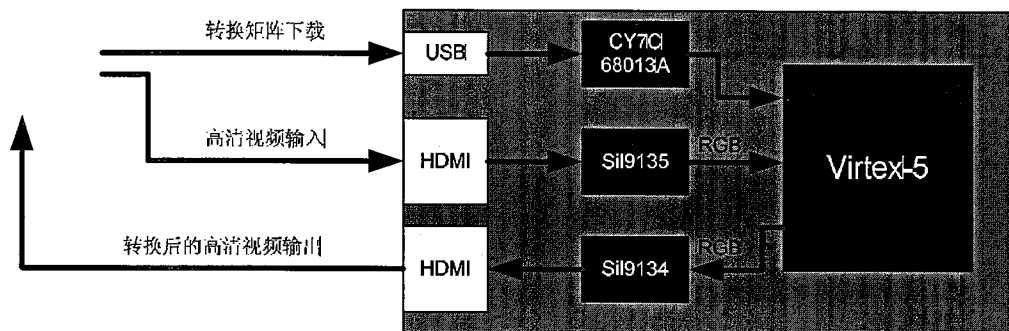


图 4.3 色域复现系统的结构框图

图 4.4 为色域复现电路板

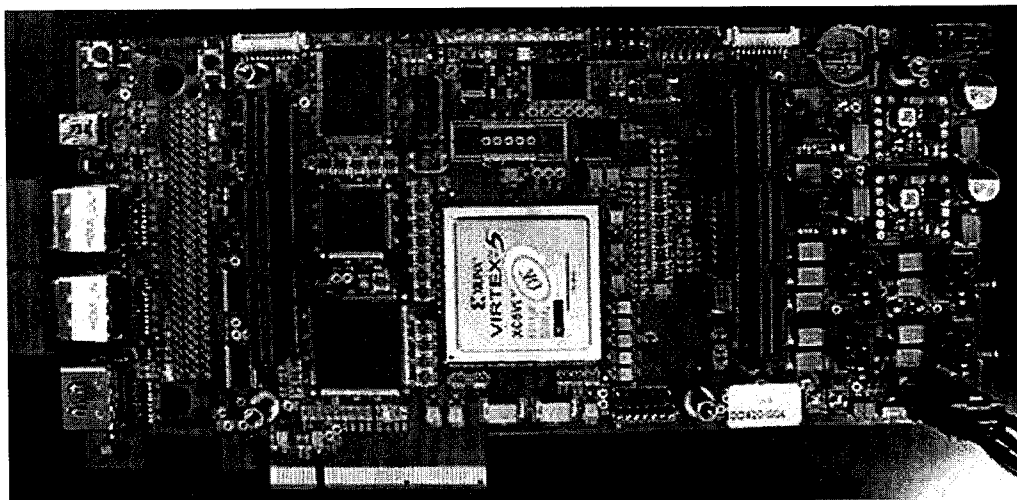


图 4.4 色域复现电路板

4.3.1 高清视频信号的采集

SiI9135 HDMI 接收器是 Silicon Image 公司的第二代 HDMI v1.3 接收器。它可以接收 12 位 1080p@60Hz 的视频信号。在向后兼容 DVI 1.0 的同时,允许 HDMI 系统与既存的 DVI 1.0 主机互联,比如高清机顶盒和 PC 机。内置的特殊的音视频处理使它与上一代消费类电子的适应性得到增强。

SiI9135 具有以下几种特点:

1. 双路输入, 兼容 HDMI 1.3a, HDMI 1.3 和 DVI 1.0。
2. 集成 25-225MHz 的 TMDS 核心。
3. 支持多种标准和高清视频格式。
4. 支持所有高端音频格式。
5. 内置 DHCP 解码引擎, 支持加密音视频内容。
6. 灵活的功耗管理。

SiI9135 的内部结构框图如图 4.5:

2. 内置 25-225MHz TMDS 核心，支持 1080p 分辨率；
3. 灵活的视频接口；
4. 高端音频接口；
5. DDC 连接的 I2C 主机接口，简化了电路板的布局并降低了成本；
6. 集成 HDCP 解码引擎，支持加密的音视频内容的发送；
7. 通过即插即用检测，支持监视器的检测；
8. 灵活的电源管理。

SiI9134 的内部结构框图如图 4.6:

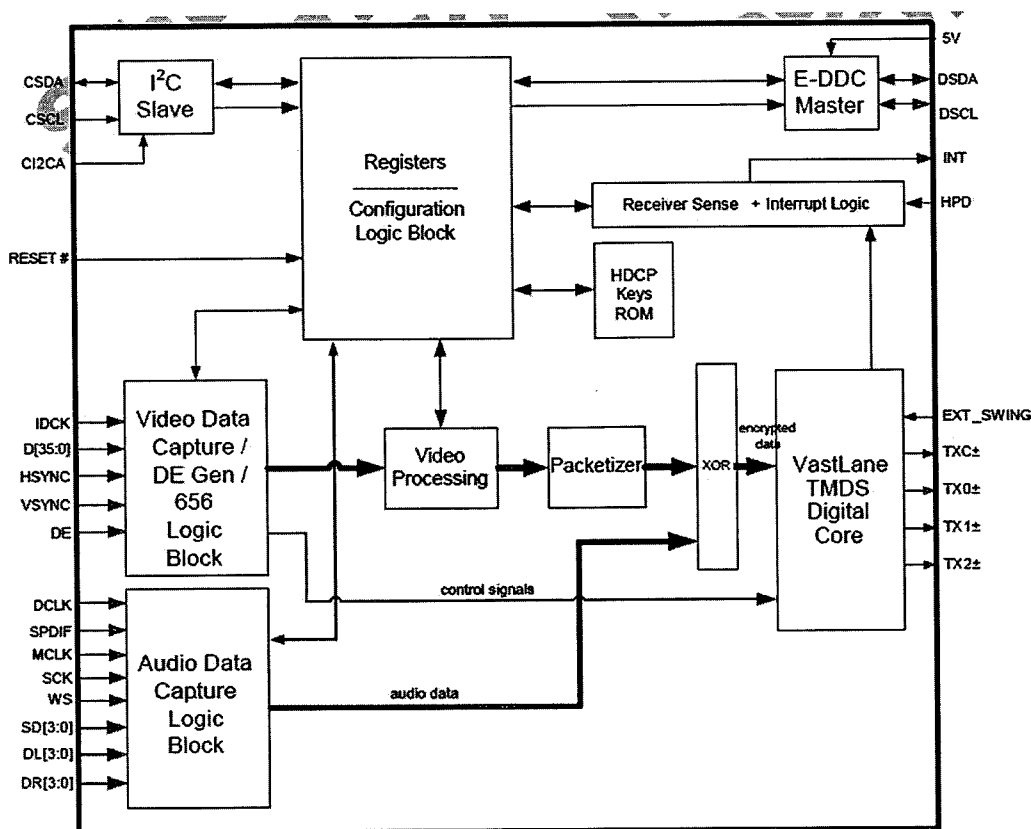


图 4.6 SiI9134 内部结构框图

4.3.3 图像色域复现算法

色域复现系统的核心算法就是将 RGB 格式的图像信号进行矩阵运算，转换矩阵如我们之前求出：

$$A = \begin{pmatrix} 0.4700 & 0.4200 & 0.0000 \\ 0.2400 & 0.5000 & 0.2650 \\ 0.0600 & 0.1700 & 0.5291 \end{pmatrix}$$

为了便于转换矩阵参数的调整,采用上位机将转换矩阵下载到 FPGA 的方式来完成转换矩阵的配置。同时由于转换矩阵的系数都是浮点数这一特性, FPGA 内部的整数乘法器是无法直接完成浮点乘法运算的,所以在上位机中还需要对转换矩阵的系数进行适当的放大,将浮点系数转换为整数的形式,在放大的同时,还需要将放大的倍数保存下来,与其他转换后的整数形式的系数一同下载到 FPGA 中,供 FPGA 进行矩阵乘法运算的时候使用。

4.3.4 USB2.0 接口

Cypress 生产的 EZ-USB FX2 是世界上第一款集成了 USB2.0 接口的为控制器。通过集成 USB2.0 收发器, SIE (串行接口引擎, Serial Interface Engine), 增强的 8051 微控制器以及可编程的外部接口于一个单片中, Cypress 为用户获取产品快速上市建立了一个真正的高效解决方案。

虽然在小到 56 脚 SSOP 封装内仍然使用低成本的 8051 微控制器,但是由于 FX2 独特的体系结构,使数据传输速度可以达到 USB2.0 允许的最大带宽——每秒 56Mbytes。因为组合了 USB2.0 收发器, FX2 比 USB 2.0 SIE 和使用外部收发器实现更经济,提供了更小封装尺寸的解决方案。由于有 EZ-USB FX2, Cypress 灵巧的 SIE 可以在硬件中处理 USB 1.1 和 2.0 协议,将嵌入式控制器从特殊的应用功能中解脱出来,并且可以减少为确保 USB 兼容性所花费的开发时间。GPIF (通用可编程接口) 提供了一种容易而且无缝地与流行的接口进行连接的方法。CY7C68013 的内部结构框图如图 4.7:

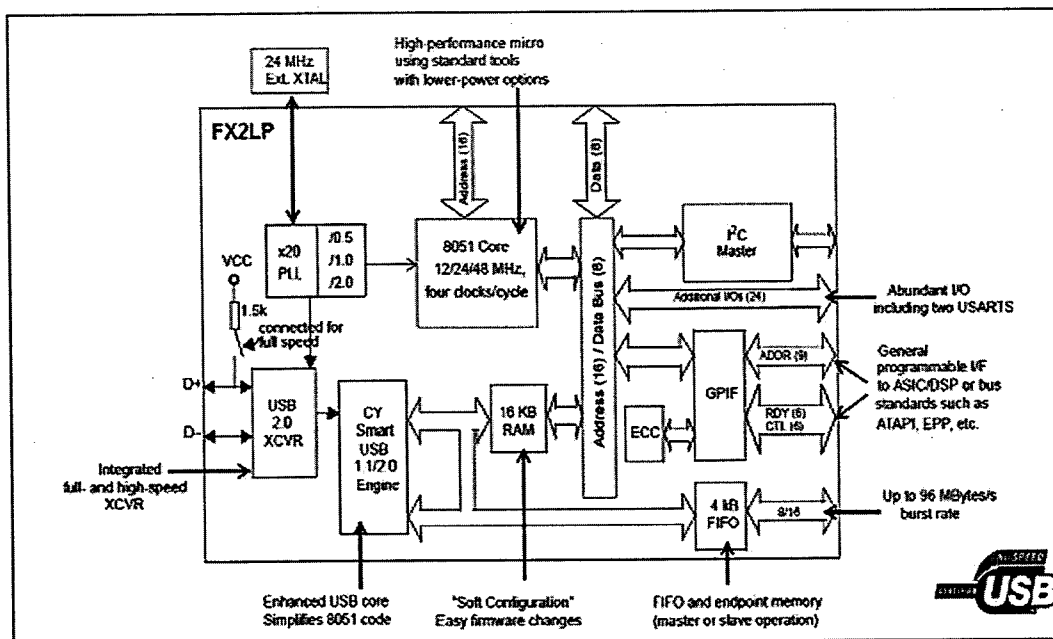


图 4.7 CY7C68013 的内部结构框图

4.3.5 上位机软件的设计

上位机的软件通过 GUI 界面获取用户输入的矩阵系数，由于这些系数都是浮点数，所以首先要确定浮点数转换为整数的放大倍数，然后将矩阵系数都转化为整数。当上述处理结束以后，就可以将配置参数通过 USB 接口下载到 FPGA 中，供 FPGA 内部的转换逻辑使用。

上位机软件的核心处理就是放大倍数的确定，下面就是确定放大倍数的方法：从用户输入的矩阵系数中取得最大的，去大于它的最小整数，记作 Adj。考虑到 RGB 颜色分量的值是 8 位的，为了尽可能将用户输入的矩阵系数放大到最大，故而采用 $(0x400000/Adj)$ 作为放大参数，可以保证在乘法器工作过程中不会发生溢出，而计算精度也能够得到保证，最终的转换结果的误差会小于 1。GUI 界面如图 4.8 所示

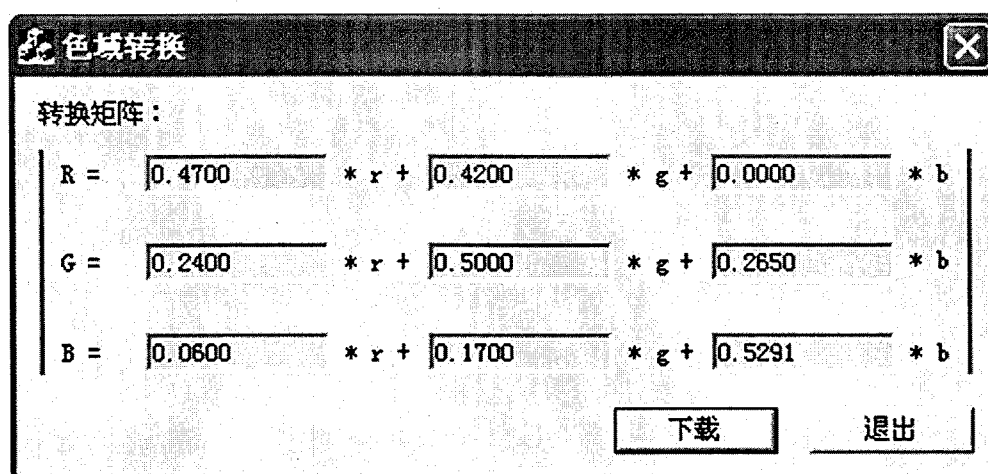


图 4.8 上位机 GUI 界面

程序流程图如图 4.9:

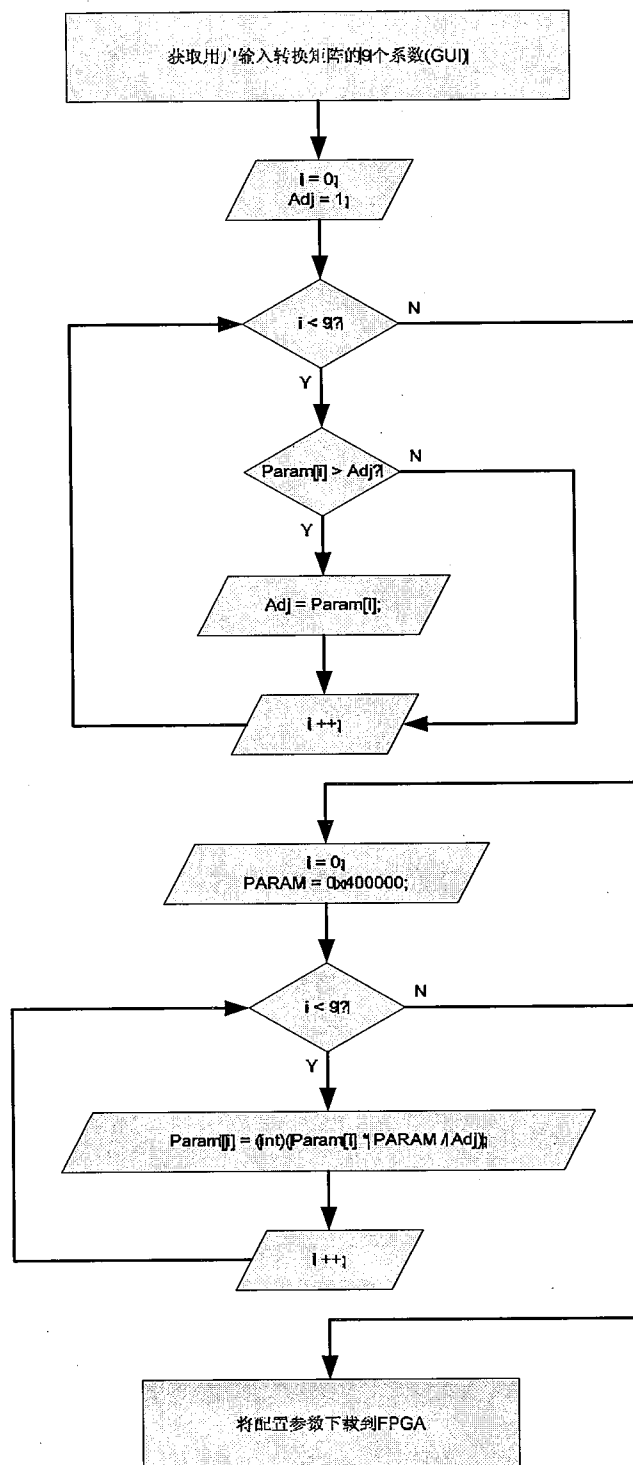


图 4.9 程序流程图

4.3.5 FPGA 内部的算法设计

FPGA 内部对从 SiI9135 输入的 RGB 信号进行乘法运算,通过应用 FPGA 内部的硬件乘法器,可以达成对高清视频信号的实时颜色转换。因为 FPGA 内部采用的乘数均为上位机放大过的系数,所以在对乘法器输出进行累加之后,还要利用上位机传来的缩放因子来进行缩小处理,以期达到正确的转换结果。转换后的 RGB 信号由 FPGA 输出到 SiI9134,并最终转化为 HDMI 标准的信号输出。

因为 RGB 三基色的处理完全一致,所以下面仅采用 R 通道的处理方式作为示例加以描述。

1. 输入的 RGB 三种颜色分量分别与变换矩阵的系数 R_r , R_g , R_b 相乘,这个过程使用 3 个 FPGA 内部的乘法器;
2. 三个乘法器的输出进行加法运算;
3. 加法运算的结果与放缩因子进行乘法运算,将加法运算的结果调整到正确的数值;(这个处理是针对上位机的放大处理的一个逆过程,根据放大的倍数进行相应的缩小)。

FPGA 内部处理流程如图 4.10 所示:

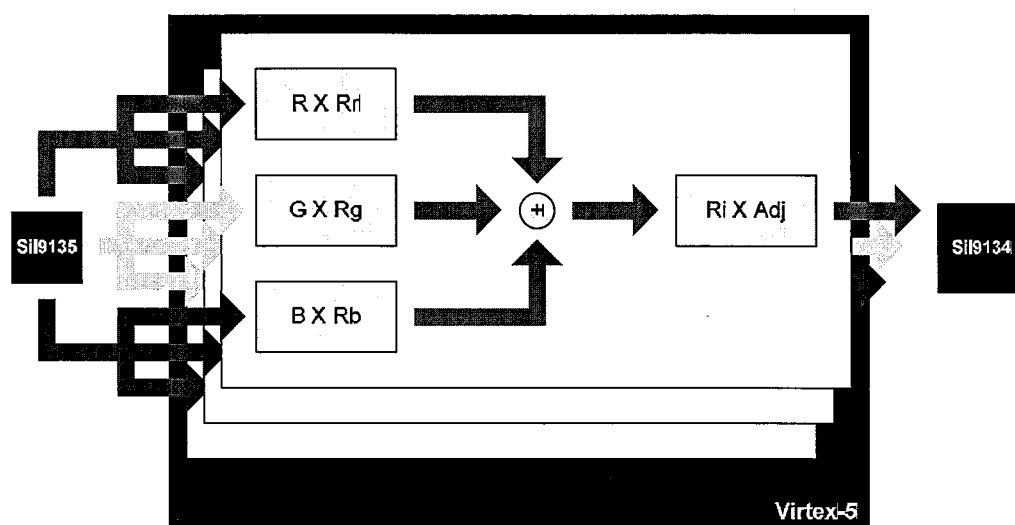


图 4.10 FPGA 内部处理流程如图 (对于 G 通道, 所对应的变换矩阵的系数为 G_r , G_g , G_b ; 对于 B 通道, 所对应的变换矩阵的系数为 B_r , B_g , B_b)

4.4 本章小结

本章我们通过色度学理论计算了整个色域复现的数学计算方法，得出了色域复现的转换矩阵。通过硬件对色域复现进行具体实现，可以对高清视频进行转换并精确的输出。使激光电视在需要显示普通 NTSC 的色域时，可以对视频信号进行转换，并完成高清视频的输出。

第5章 激光电视样机评价

5.1 散斑检测

用肉眼虽然能观察到激光电视的杂散斑,但不能量化的考察激光电视杂散斑的效果,为此,我们制作了一套杂散斑的检测设备,对杂散斑进行量化测量。由激光电视输出图像,并用相机对激光电视输出的图像进行采集,并传入计算机,通过计算机对输入的图像进行分析并得出屏幕的亮度分布,从而直观的呈现杂散斑的效果图。并对屏幕的亮度进行分析,得到每个像素的亮度值的方差,从而量化得出亮度的波动情况,来表达杂散斑的效果。

这里要提到的是背投电视屏幕的特点,背投电视的屏幕在某一视角的亮度并不是均匀的,如图 5.1 和图 5.2,这会影响到杂散斑的计算。图 5.3 为背投电视屏幕的结构图,可以看出图像由光学系统投影到屏幕上,背投屏幕主要由三种光学微结构组成:菲涅耳透镜(如图 5.4)、双凸透镜、黑条纹,这是一种经典的菲涅耳黑条纹屏幕。菲涅耳透镜将背投引擎的投影光变成平行光,双凸透镜完成投影光在水平方向和垂直方向上的光能散射分布,黑条纹通过吸收背景光提高屏幕显示的对比度。从理论上讲,投影光能在通过光学型背投影屏幕时,光能的损失仅仅是在投影光能在入射面的反射和屏幕材料的吸收^[128-129]。

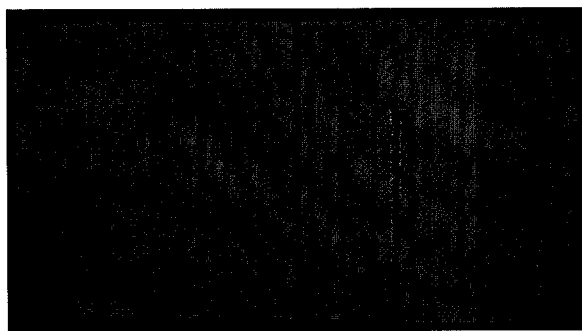


图 5.1 激光电视各视角亮度不均匀的现象

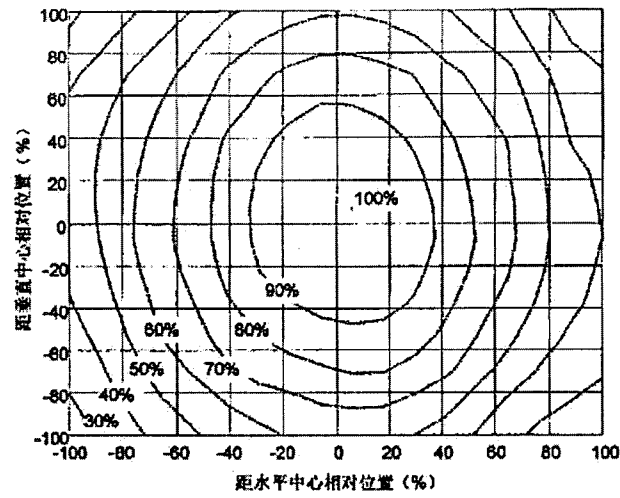


图 5.2 屏幕距中心位置的不同而导致亮度的变化

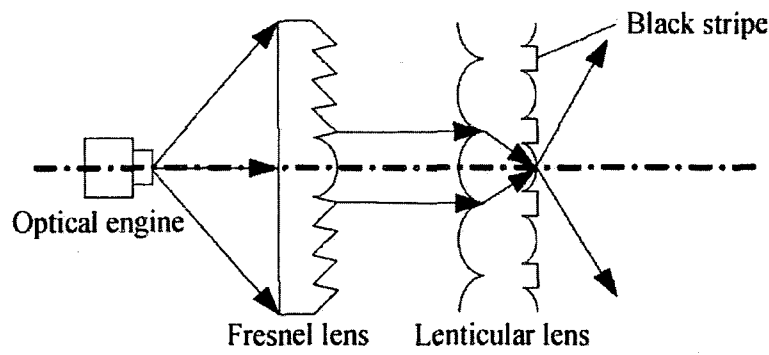


图 5.3 菲涅耳屏幕示意图

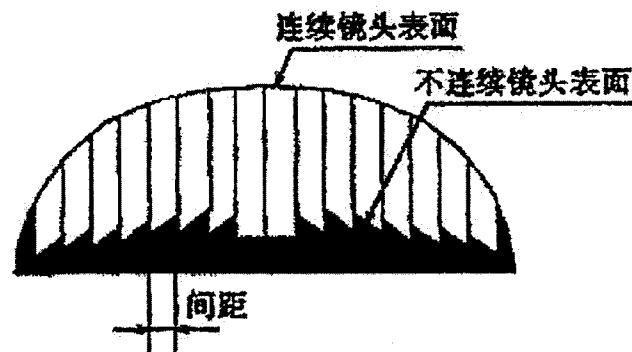


图 5.4 菲涅耳透镜示意图

增益是屏幕透射光线亮度与入射光线光亮度的比值,是一个背投屏幕的基本参数。增益体现了屏幕表面透射光在不同角度下的分布情况。而背投屏幕标注的增益值则是屏幕上各点投射光线光亮度与入射光线光亮度的最大比值,因此,屏幕的增益值越大,就意味着越多的光能量集中在近轴区域。

屏幕的增益曲线可以是对称分布,也可以是不对称分布。对于菲涅耳黑条屏幕,由于屏幕的双凸透镜沿数值方向上的散射只是依赖于掺杂在双凸透镜中的散射粒子的光学作用,所以竖直方向上的散射角偏小。因此,在绘制背投屏幕的增益曲线时,需要提供水平和竖直两个方向上的光线分布情况。

图 5.3 中光学系统出射的光投影到菲涅耳透镜的背面,经过菲涅耳透镜和双凸透镜后由双凸透镜前表面出射。假设光学系统的光能输出为 φ_E , 屏幕面积为 S , 屏幕上各点的增益系数是一个随着角度变化的函数,可以用 $G_s(\alpha)$ 来表达。所以,当背投屏幕上全屏为白色图像时,得到亮度的计算公式(由于屏幕上个点的增益系数依赖于该点的角度,因此图像亮度也与角度有关)

$$L_{white}(\alpha) = \frac{\varphi_E}{S} \times \frac{G_s(\alpha)}{\pi} \quad (5-1)$$

对全部角度求和就会得到背投屏幕所有透射光的总和。

为了使整个屏幕的散斑计算更加精确,对60背投电视的菲涅耳屏幕加以测量。测试所用的背投屏幕是由日本PS 公司生产的60英寸黑色栅状屏幕,测试环境要求在暗室进行,环境温度为20℃。使用的投影仪进行光能输出,测试当中使用了Photo Research公司出品的PR-715彩色亮度计。首先,用照度计在距离屏幕中央0°~60°范围内每间隔10°测量一组屏前和屏后的亮度值对比,测量结果如表5.1所示:

表 5.1 出射前后亮度测量值(单位: cd/m²)

角度值		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°
水平方向	出射前	47.3	46.5	46.45	41.74	40.0	37.9	34.3
	出射后	208.2	187.4	175.2	132.5	102.8	39.5	18.2
垂直方向	出射前	47.3	49.92	39.5	32	27.1	21.3	11.1
	出射后	208.2	102.1	21.2	7.5	3.2	2.0	0.9

根据结果计算出屏幕水平方向和垂直方向各个角度处的增益值, 如表5.2所示。

表 5.2 背投屏幕增益值

角度值	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°
水平方向增益	4.399	4.026	3.771	3.174	2.566	1.041	0.530
垂直方向增益	4.399	2.045	0.537	0.225	0.118	0.094	0.081

由此绘制出该背投屏幕的增益曲线, 如图 5.5。

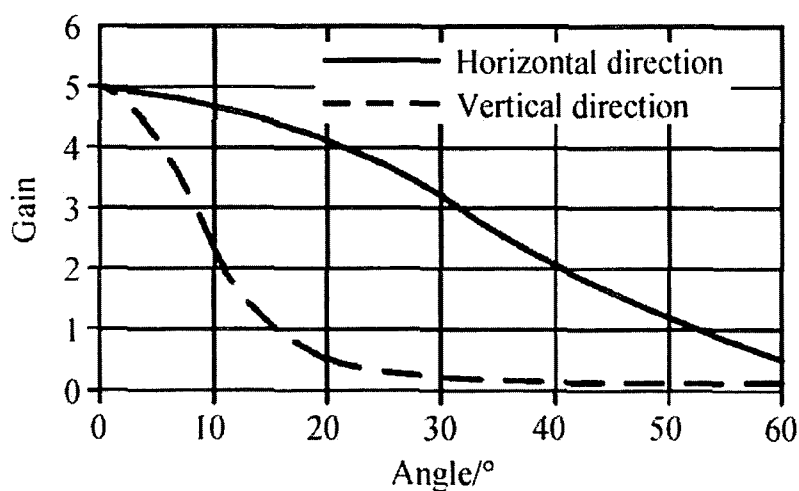


图 5.5 背投屏幕的增益曲线

根据这个增益曲线我们可以将屏幕的亮度均匀化, 从而消除由屏幕结构而

产生的亮度不均匀而造成的测试误差。

由于红、绿、蓝三基色的激光中两个或三个同时输出时，两个波长之间并不产生干涉现象，但是它们在一定区域内的光强会在屏幕上进行叠加，由一种波长产生的散斑的“暗点”有可能被另一种波长产生的散斑的“亮点”补充，从而削弱实际散斑的效果。所以要考察散斑的实际分布，我们只将单色的激光投影到屏幕上，这里我们用绿色激光进行测试^[130]。

测试步骤为：

1. 将电脑连接激光电视，并输出一幅单一绿色的画面；
2. 用相机对屏幕上的杂散斑图像进行拍摄；
3. 然后用 Matlab 描绘杂散斑光强分布图，程序如下：

表 5.3 Matlab 画散斑分布图程序

<code>I=imread(**.jpg);</code>	<code>%%%%读取散斑图像</code>
<code>I=rgb2gray(I);</code>	<code>%%%%将散斑图像转为灰度图像;</code>
<code>I=double(I);</code>	<code>%%%%将 I 转为 double 格式</code>
<code>mesh(I)</code>	<code>%%%%绘制强度直方图</code>

4. 计算散斑对比度，程序如下：

表 5.4 Matlab 画散斑分布图程序

<code>I=imread(**.jpg);</code>	<code>%%%%读取散斑图像</code>
<code>I=rgb2gray(I);</code>	<code>%%%%将散斑图像转为灰度图像;</code>
<code>I=double(I);</code>	<code>%%%%将 I 转为 double 格式</code>
<code>C=std(I)/mean(I)</code>	<code>%%%%计算散斑对比度。</code>

为了考察用工程漫射体抑制散斑的效果，我们首先对未加入任何抑制散斑结构的激光电视进行测试，然后对加入转动匀光棒的激光电视进行测试，最后对加入转动工程漫射体的激光电视进行散斑评价。

我们对未加入任何抑制散斑结构的散斑图样进行测试，拍摄图像如图所示，我们可以看到，未加入任何抑制散斑结构的激光电视呈现的画面散斑严重且极为

不均匀，令人难以接受。

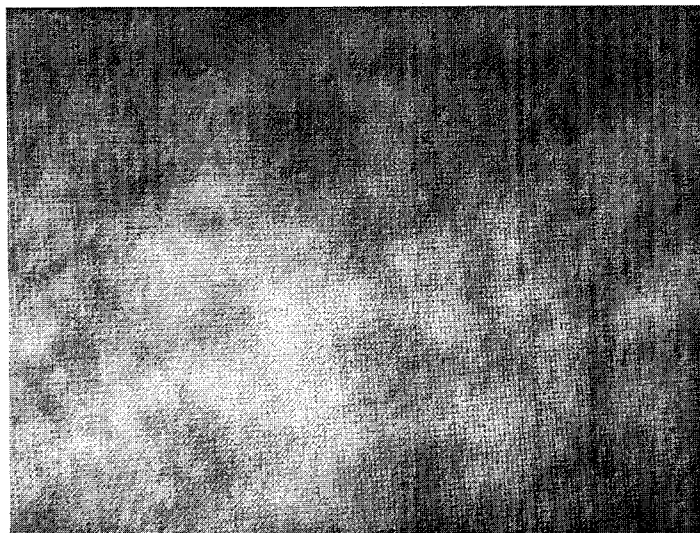


图 5.6 未经任何抑制散斑结构散斑图像

经 Matlab 计算光强分布图如图所示，散斑对比度为：17.46%，可以看出散斑对比度很高，通过人眼可以清楚的看出散斑效果。

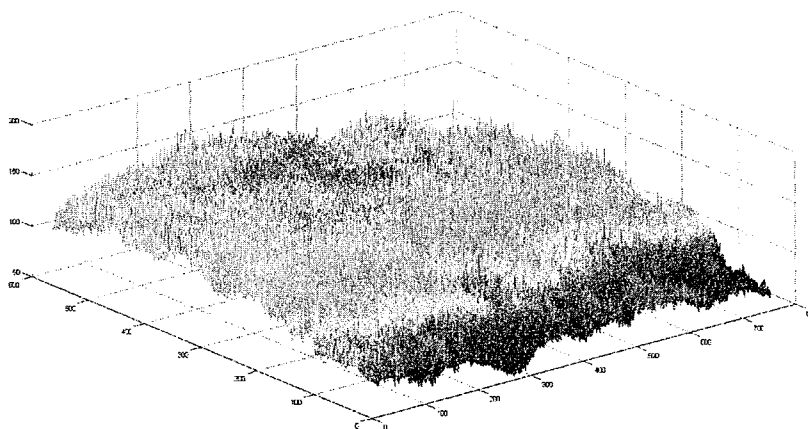


图 5.7 未经任何抑制散斑结构得到的光强分布

下面我们将光学系统中加入转动匀光棒，如图 5.8 所示。我们来考察加入转动匀光棒后抑制散斑的效果。图 5.9 为拍摄的散斑图像。



图 5.8 转动匀光棒结构

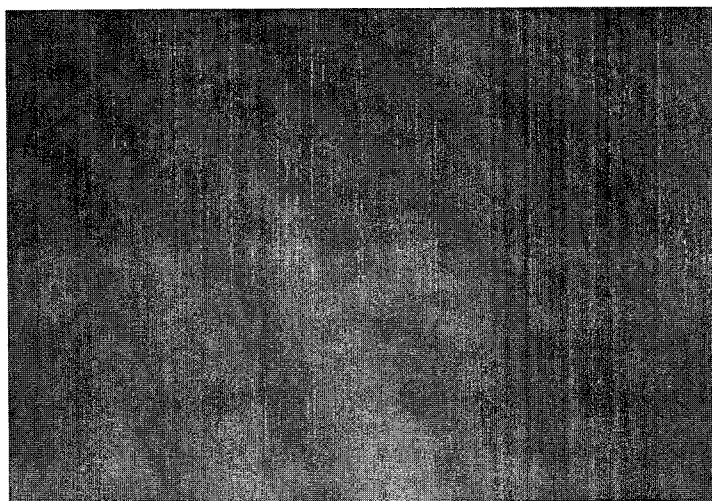


图 5.9 加入转动匀光棒后的散斑图像

经 Matlab 计算光强分布图如图 5.10 所示，经计算散斑对比度为 5.42%：

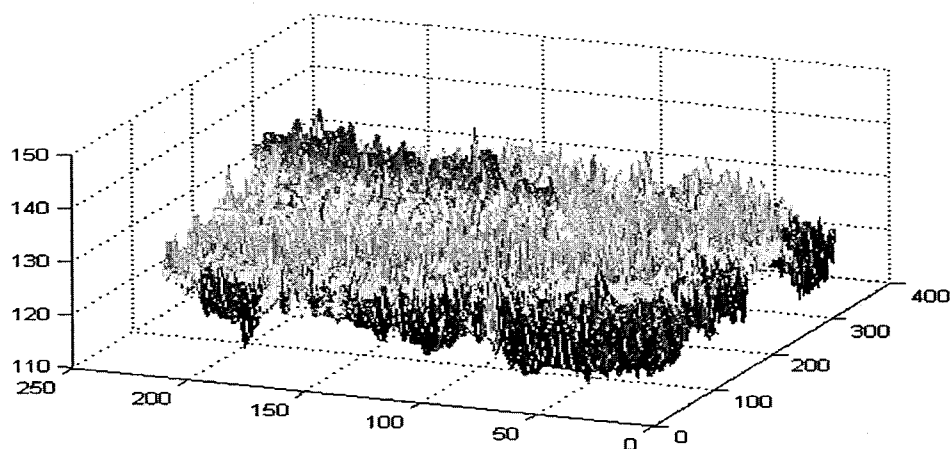


图 5.10 加入转动匀光棒后的散斑图像

下面我们将光学系统中加入转动的工程漫射体，并用 $1/80$ 秒的曝光时间来对散斑进行拍摄，这个曝光时间要比人眼的响应时间短很多，这样可以看出相对静态的散斑效果，散斑图像如图 5.11 所示。

图 5.11 加入转动工程漫射体后用 $1/80$ 秒的曝光时间拍摄的散斑图像

经 Matlab 计算光强分布图如图 5.12 所示，经计算散斑对比度为 2.89%:

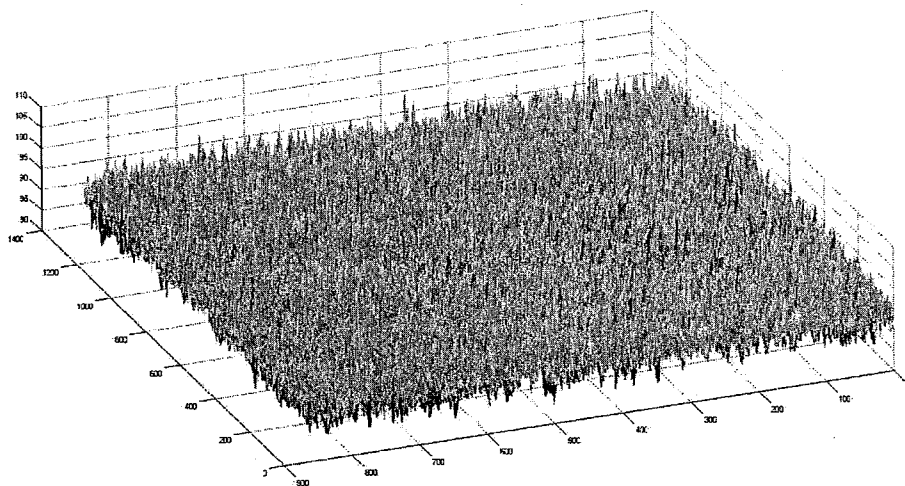


图 5.12 加入转动工程漫射体后用 1/80 秒的曝光时间拍摄的光强分布

可以看出加入工程漫射体后光强分布变得“平整”，同时散斑对比度降低到很低的水平。接下来我们用人眼的响应时间 1/24 秒的曝光时间来对散斑进行拍摄，从而考察实际应用当中也就是我们人眼所观察到的散斑的对比度，散斑图像如图 5.13 所示，可以看出由于拍摄曝光时间的增加，图像的亮度也有所增加，整体画面也相对均匀。

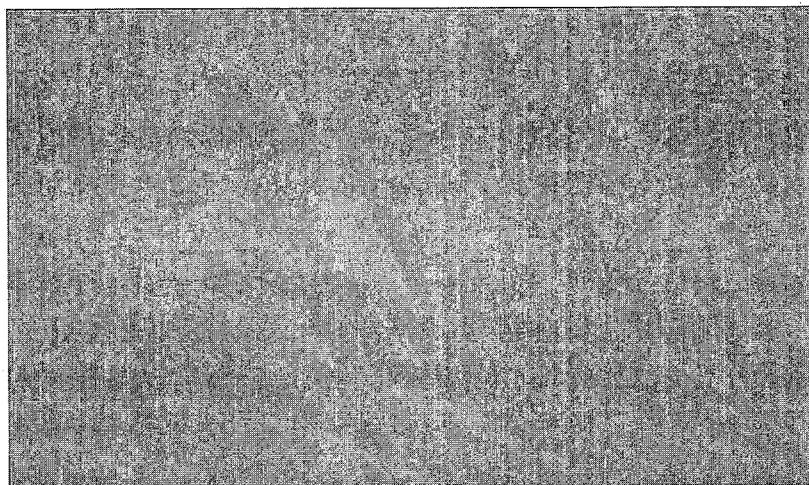


图 5.13 加入转动工程漫射体后用 1/24 秒的曝光时间拍摄的散斑图像

经 Matlab 计算光强分布图如图 5.14 所示，经计算散斑对比度为 1.15%：

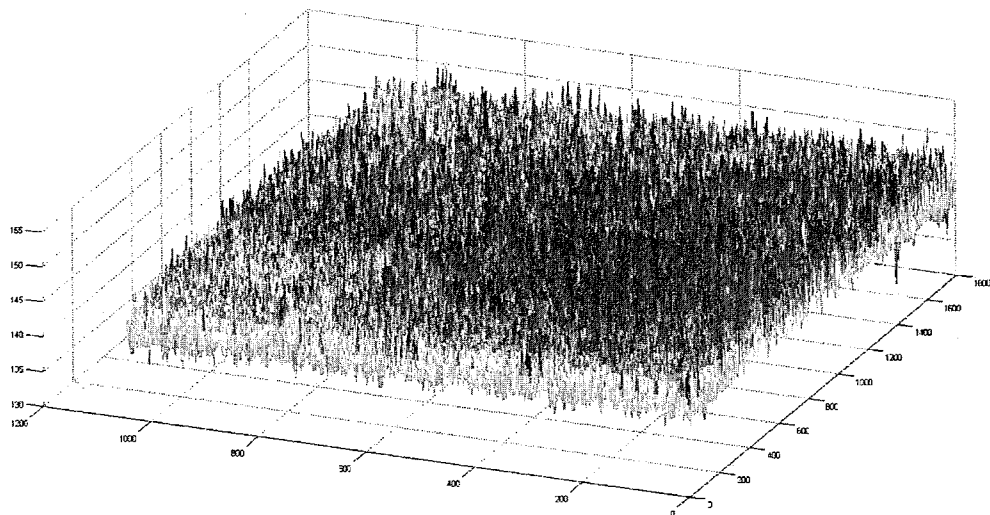


图 5.14 加入转动工程漫射体后用 1/24 秒的曝光时间拍摄的光强分布

所以加入转动工程漫射体后散斑的对比度有极大的降低，并且通过对 1/80 秒曝光时间和 1/24 秒的曝光时间下两幅强度分布图的对比我们可以看出：如果在相差这短时间内，在激光电视的屏幕上并没有形成很多幅不同的散斑图像，而是相对静态的散斑图样，那么随着积分时间的增加，光强强点会更强，光强弱点会更弱，这样散斑对比度会更大。但是实验的事实证明，散斑对比度有了显著地降低，同时通过两个数据我们可以发现，积分时间后者是前者的 3 倍，而散斑对比度也下降到接近原来的 1/3。由此我们可以推断在 3 倍的时间内，屏幕上产生了 3 倍的不同的散斑图像，从而使散斑对比度降低。这也是对我们之前的理论分析的肯定。转动工程漫射体的结构真正的降低到人眼无法分辨的水平，解决了长期以来激光散斑对激光电视成像质量的影响，与此同时由于转动工程漫射体结构小巧，不会占用整个光学系统很大的空间，且运行稳定、无风险，这也给今后激光电视的小型化带来了福音。

5.2 色域转换测试

根据之前的理论分析,我们首先要测得荧光粉电视三基色和激光电视三基色在 CIE1931-XYZ 系统下的坐标。荧光粉电视三基色和激光电视三基色在 CIE1931-XYZ 系统下的坐标如表 5.5 所示,色域三角形如图 5.15 所示:

表 5.5 荧光粉电视三基色和激光电视三基色的坐标

颜色		CIE1931-XYZ 系统			CIE1964-xy 系统	
		X	Y	Z	x	y
荧光粉电视	红	5.4520	3.1770	0.4285	0.5993	0.3510
	绿	8.6550	17.7600	4.1970	0.2831	0.5791
	蓝	7.8160	3.6870	39.1100	0.1539	0.0749
激光电视	红	9.5960	4.5050	1.0360	0.6341	0.2977
	绿	4.2620	13.6400	1.8980	0.2158	0.6875
	蓝	3.7250	0.7087	18.6800	0.1611	0.0309

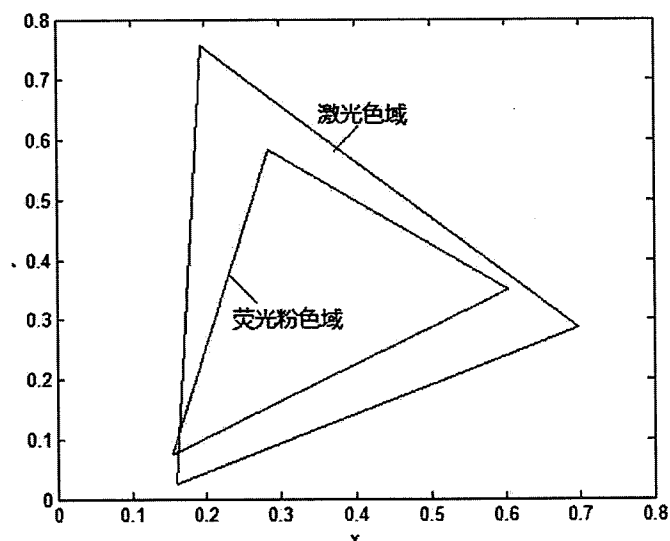


图 5.15 荧光粉电视色域三角形(红色)与转换前激光电视色域三角形(蓝色)

通过之前的计算可得出转换矩阵:

$$A = \begin{pmatrix} 0.4700 & 0.4200 & 0.0000 \\ 0.2400 & 0.5000 & 0.2650 \\ 0.0600 & 0.1700 & 0.5291 \end{pmatrix}$$

以上即为激光电视的三基色（波长为红光 660nm,绿光 532nm,蓝光 457nm）与荧光粉电视三基色的转换矩阵。

利用课题组研制的 60 寸激光电视进行测试，实验现场如图 5.16。



图 5.16 试验现场

用 Photo Research 公司生产的 PR-715 色度计（图 5.17）对激光电视和荧光粉电视显示的颜色进行测量。



图 5.17 PR-715 色度计

将普通电视信号经过色域转换系统进行转换输入到激光电视中，用色度计测得转换后的激光电视三基色。在 CIE1964 系统下的坐标为：

R: (0.5983 0.3170)

G: (0.2887 0.6277)

B: (0.1655 0.0683)

激光电视转换后三基色色域三角形与荧光粉电视三基色色域三角形对比见图 5.18。

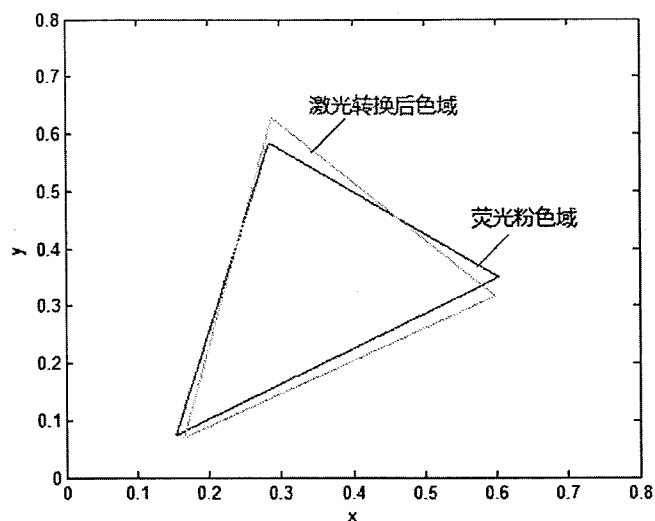


图 5.18 荧光粉电视色域三角形与转换后激光电视色域三角形

从图 5.18 可以看出，激光三基色所形成的色域没有全部包含荧光粉三基色色域，主要是因为蓝色激光的波长偏短，这会给颜色转换带来一定误差。

图 5.19 中激光电视转换后三基色色域几乎与荧光粉电视三基色色域重合，用计算机连接激光电视和荧光粉电视，输入不同 RGB 值颜色的色块图像，并用色度计分别对每种色块在荧光粉电视上和经色域转换后的激光电视上显示的色度坐标进行测量，并进行对比，具体数据见表 5.6。

表 5.6 不同颜色在荧光粉电视和转换后的激光电视色度坐标对比

项目	荧光粉电视		激光电视 经转换后		转换误差（%）
	色坐标（CIE1964）		色坐标（CIE1964）		
RGB	x	y	x	y	
255/0/0	0.6034	0.3499	0.5983	0.3170	4.77
0/255/0	0.2857	0.5847	0.2887	0.6277	6.62
0/0/255	0.1539	0.0728	0.1655	0.0683	7.31
128/128/0	0.3759	0.5232	0.3817	0.5052	2.94
128/0/128	0.1823	0.0955	0.1688	0.1061	8.34
0/128/128	0.1862	0.2035	0.2013	0.2052	5.51
128/128/128	0.2012	0.1786	0.1823	0.1744	7.20
255/255/0	0.3629	0.5290	0.3911	0.5563	6.12
255/0/255	0.2145	0.1113	0.1926	0.1203	9.80
0/255/255	0.1943	0.2296	0.1828	0.2412	5.43
255/255/255	0.2216	0.2177	0.2406	0.1985	8.70

图 5.19 为红色在未经色域转换的激光电视上显示的效果, 图 5.20、图 5.21 分别为红色在荧光粉电视和经过色域变换后在激光电视上显示的效果, 可以看出激光电视在转换之前颜色饱和度很高, 与荧光粉电视有很大的差别, 而转换之后的激光电视和荧光粉电视显示的红色, 两者在视觉上是几乎相同的, 转换误差在视觉允许的范围之内。



图 5.19 色域转换前的红色在激光电视上的显示效果

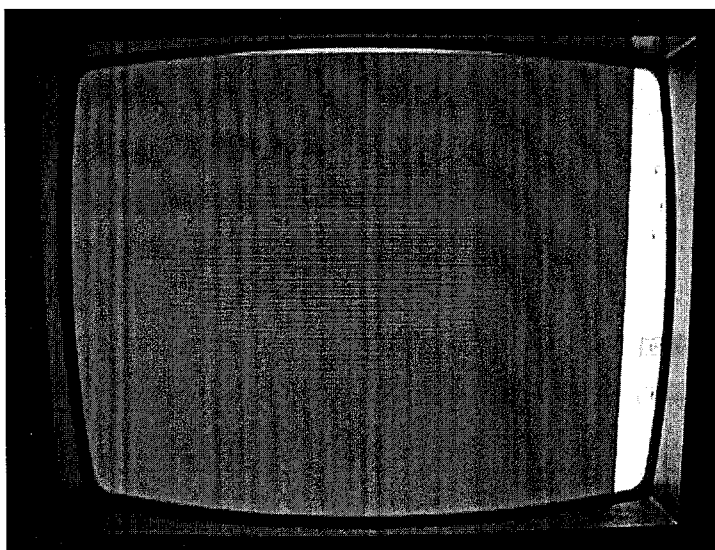


图 5.20 红色在荧光粉电视上的显示效果

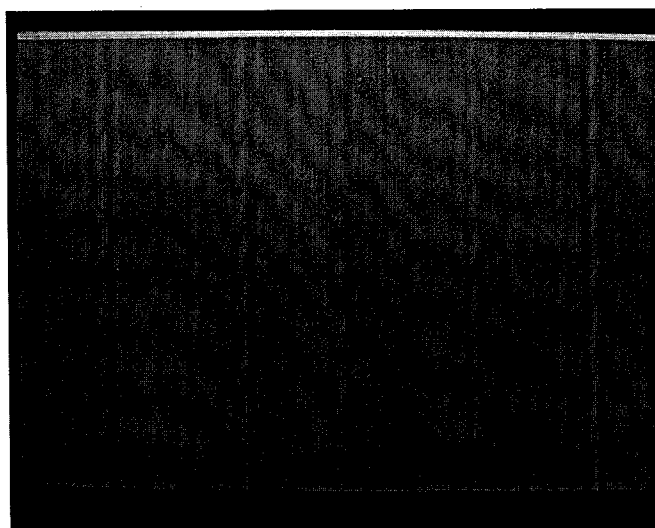


图 5.21 经过色域转换后的红色在激光电视上的显示效果

由于我们采用的是爱普生公司生产的 LCD 芯片，可以支持 1080P 的高清播放。同时为激光电视集成了多种视频输入端口：VGA、Video、S-Video、分量 Y Pb Pr 和 HDMI 接口。图 5.22 为激光电视经色域转换系统转换后播放高清视频的效果，可以看出激光电视完美的实现了高清视频信号的实时转换与播放。

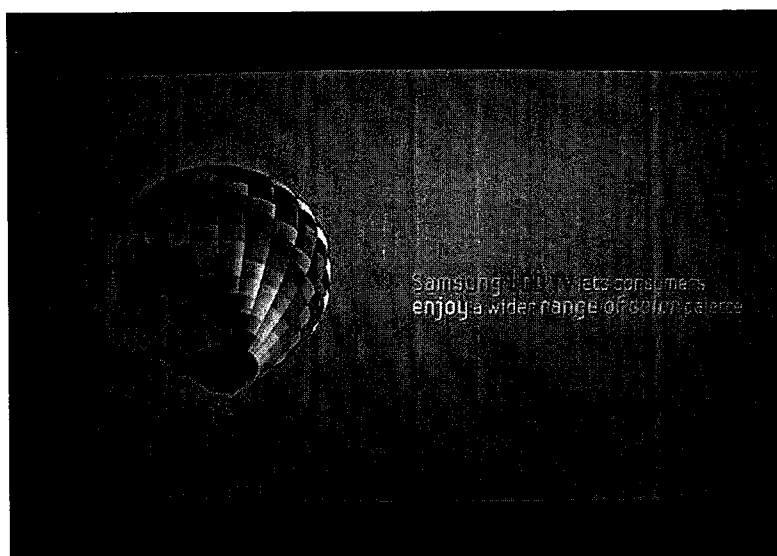


图 5.22 60 寸激光电视播放样片的显示效果

5.3 对比度测试

电视的对比度是电视的极其重要的一个指标，它关系着电视的细节表现能力。在激光投影电视中，对比度主要受光学引擎所控制。

对比度测试方法：

目前比较常用的测试对比度方法主要有两种：其中一种称为 ANSI 对比度测试方法，采用 8 块白色色块和 8 块黑色色块，并且黑白相间，如图 5.23 所示。

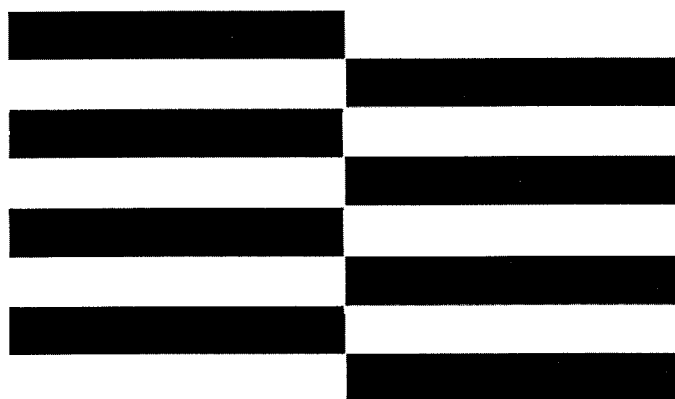


图 5.23 ANSI 标准测试图

8 块白色区域亮度的平均值和 8 块黑色区域亮度的平均值的比值即为 ANSI 对比度^[98]。计算公式为

$$\eta = \frac{\sum_{i=1}^8 L_{wi} / 8}{\sum_{i=1}^8 L_{bi} / 8} : 1 \quad (5-3)$$

其中，

$$\sum_{i=1}^8 L_{wi} / 8 \quad \text{—— 8 块白色区域平均亮度值,}$$

$$\frac{\sum_{i=1}^8 L_{bi}}{8} \quad \text{——8 块黑色区域平均亮度值。}$$

另外一种对比度测试方法为全白/全黑测试法，即电视屏幕全白时的亮度值与屏幕全黑时的亮度值的比值^[99]。计算公式为：

$$\eta = \frac{L_w}{L_b} : 1 \quad (5-4)$$

其中，

L_w ——屏幕全白时的亮度，

L_b ——屏幕全黑时的亮度。

两种测量方法得到的对比度差异大，但是相对可靠性来说 ANSI 对比度测试方法比较可信，因为 ANSI 对比度测试是在屏幕同时输出白色和黑色时进行对比度测试，能体现出激光电视实际的对比度性能。

激光电视的对比度测试设备连接如图 5.24 所示。由于进行对比度测试时需要让红、绿、蓝三色激光器同时以最大功率输出，所以并不能加入色域复现系统，否则会改变激光经过 LCD 时的透过率，这样得出的对比度是不准确的，所以我们可以看出未加入色域复现时的“白色”与普通显示器的白色有一定偏差，不过这对我们进行对比度测试没有任何影响。

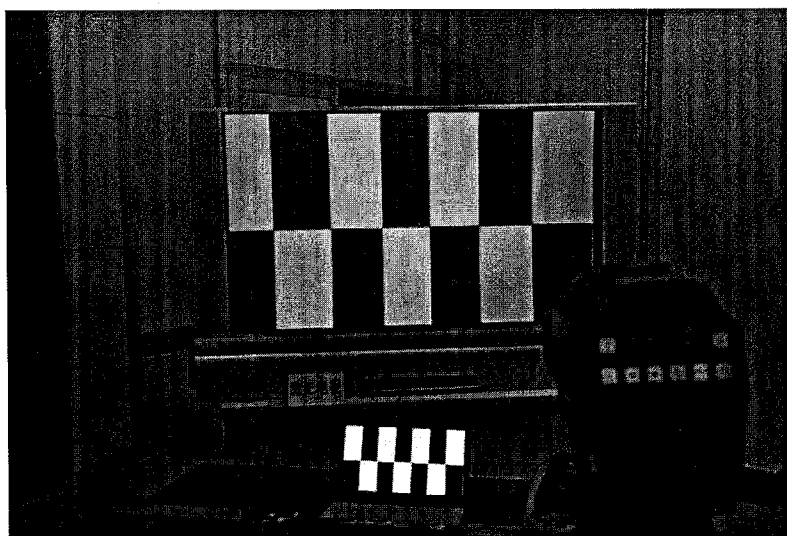


图 5.24 对比度测试现场

用笔记本电脑与激光电视连接，并输入 ANSI 对比度测试图，用彩色亮度计对各个黑白色块的亮度进行测量，测量时应注意要将彩色亮度计垂直于色块进行测量，否则由于屏幕造成的误差会引入对比度的测量，使测量结果不准确。

对比度测试结果

通过彩色亮度计瞄准激光电视上的黑白色块，测试这各块图像的亮度值，记录测试结果，结果如表 5.7 所示。

表 5.7 对比度测试结果

区域	亮度值(cd/m ²)	区域	亮度值(cd/m ²)
W1	201.25	B1	0.42
W2	200.52	B2	0.41
W3	199.86	B3	0.43
W4	200.58	B4	0.43
W5	200.44	B5	0.42
W6	200.82	B6	0.41
W7	199.71	B7	0.42
W8	200.18	B8	0.43

根据式(5-3)计算对比度值:

$$\eta=200.42/0.42=476:1$$

可以看出激光电视的对比度较目前 DLP 的投影仪来说并不算高,这是因为对比度主要受光学引擎影响,光学引擎控制着光的开/关。激光电视内部的 LCD 液晶光阀如我们在第一章提到的,在对比度方面的表现并不算出色。不过对比度并不影响激光电视的其他性能。

5.4 亮度均匀性测试

亮度均匀性也是考察电视性能的一项重要指标,我们采用如下方法进行测试:首先用笔记本电脑连接激光电视,并输出一幅“九宫格”的图像,如下图所示^[131-134]。

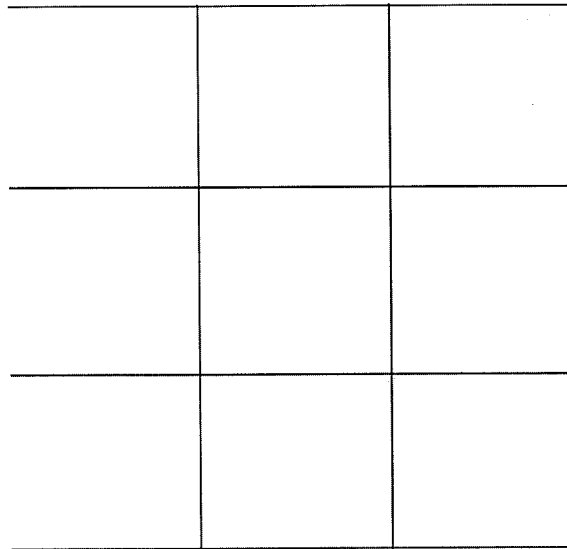


图 5.25 亮度均匀性测试图

用彩色亮度计对激光电视九个区域进行测试,亮度均匀性 S 由下式给出:

$$S = \frac{L_1 + L_2 + \dots + L_8}{L_0} \quad (5-5)$$

其中 L_0 为中心区域的亮度， $L_1 \sim L_8$ 为周边区域的亮度。

激光电视的亮度均匀性测试设备连接如图 5.26 所示

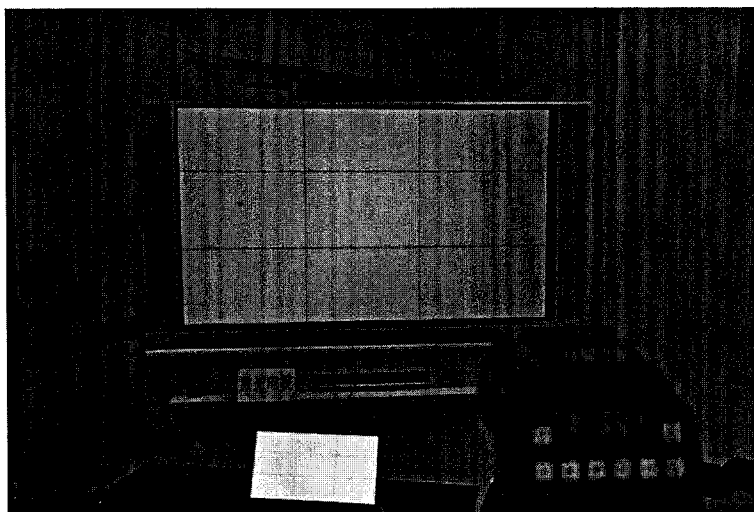


图 5.26 亮度均匀性测试设备连接图

测试结果如表 5.8 所示

表 5.8 亮度均匀性测试数据

区域	L_1	L_2	L_3	L_4	L_5	L_6	L_7	L_8	L_0
亮度值 (cd/m ²)	202.22	201.82	202.04	201.56	201.88	201.98	201.56	201.23	208.85

根据(5-5)式求得亮度均匀度为 $S=96.61\%$ 。可见激光电视的亮度均匀性是非常好的，这与光学系统的设计是分不开的。

5.5 本章小结

本章对激光电视的散斑抑制能力进行了测试，通过与转动匀光棒法进行对比，说明了转动工程漫射体出色的散斑抑制能力，可将散斑对比度降低到 1.15%，达到了人眼无法分辨的水平。对色域复现的误差进行了测试，误差均在人眼的分辨

范围之内,实现了很好的色域复现效果。同时测试了激光电视的对比度和均匀性,两项指标满足实际应用的需要。

第6章 总结与展望

6.1 本文进行的主要工作

本文通过对 60 寸家用型激光电视的研制,从散斑抑制、色域复现、光学系统的设计等方面对激光显示当中重要的共性技术进行了深入的研究,并提出了相应问题的解决方案。

对激光显示中散斑的成因进行分析,从理论上讨论了运动工程漫射体抑制散斑的可行性,并在光学系统中加入了运动工程漫射体元件,通过实践验证了运动工程漫射体出色的抑制散斑的能力。

针对高清显示选择了适当的光学引擎,对光学系统进行了设计,并应用到激光电视中。

对激光显示中的色域复现进行了理论分析,提出了一种色域复现方案,并通过电路进行实现,解决了在一些需要复原普通显示色彩时激光电视色彩显示失真的问题。

对激光显示中抑制散斑的效果进行了评价,解决了菲涅耳屏幕各方向亮度不一致而导致散斑测试误差的问题,并与普通抑制散斑结构的散斑抑制效果进行了对比。

对激光电视色域复现结果进行了测试,验证了激光电视接收号时可以精确的复现普通电视的色彩,说明了色域复现方法的可行性。

对激光电视其他性能指标进行了测试。

6.2 本文的创新之处

通过对多种抑制散斑方式的研究,分析了各种方式的不足。对散斑的产生机理进行研究,提出了运动工程漫射体抑制是散斑的可行性,并进行了散斑的测试,验证了这种抑制散斑方法较以往方法的优越性;

用新型的体积小巧的半导体激光器和全固态激光器,通过光纤耦合获得稳定激光输出。并将所有激光器与电源集成在一块背板上,在体积上较以往的激光电视有显著地缩小,更适合实用化应用;

针对所选用的 LCD 面板以及工程漫射体抑制散斑结构,对照明光学系统、投影镜头进行了光学系统设计与仿真,光学系统各种像差在所要求的范围之内,仿真结果也满足实际应用需要;

提出了“色域复现”技术,建立了相应的理论模型,计算了色域复现的转换矩阵,并通过硬件对激光电视进行了实时高清的色域复现。色域复现误差在 10% 以内,经过实验证明在人眼允许的误差范围之内。切实有效的解决了激光电视显示 NTSC 色域的实际需要。

6.3 论文的不足之处与工作展望

本文的研究工作还有一些可以进一步完善的地方。在抑制散斑方面,由于各种因素的限制,本文并没有对更多的抑制散斑的方法进行实验并分析进,只根据本课题组以及其他学者的以往研究进行了比较,但是结果是可信的;光学系统方面,可以采用非球面和折反式结构对整个光学系统进行薄型化设计,从而减小激光电视的厚度;色域复现方面,由于我们所采用的蓝光波长并没有完全覆盖原有 NTSC 色域的部分,所以在转换过程中造成了一定误差,在后续的工作中可以用能够覆盖 NTSC 色域波长的蓝光进行色域复现。

以上的不足是以后的工作中可以进行弥补的,随着研究的深入和工作的进一步推进,相信激光电视可以更加的完美。如今各方面技术飞速发展,学者们一定会研制出一种体积更小、功率更高、功耗更低的激光器,也一定会出现一种适合激光显示的背投屏幕,使激光电视的体积、功耗、亮度和均匀性等各个方面有更大的突破。如今激光显示已经势不可挡,不久的将来也一定会成为主流的显示技术,成为名符其实的“第四代显示技术”。