天津大学“211 工程”项目资助

激 光 测 量 技 术

孙长库
叶声华 编著

天 津 大 学 出 版 社

需要全本请访问 www.ertongbook.com

内 容 简 介

本书系统地介绍了激光测量的基本原理、方法及应用。主要内容包括激光的基本原理与技术、激光干涉测量技术、激光衍射测量技术、激光准直及多自由度测量技术、激光三维视觉测量技术、激光扫描测径技术、激光多普勒测速技术以及激光测距技术。书中融入了最新的科研成果，实用性强。

该书可作为高等学校“测控技术及仪器”、“光学仪器”等专业的本科生及研究生的专业课教材，也可作为从事精密测试技术及仪器的专业技术人员的参考书。

图书在版编目（CIP）数据

激光测量技术／孙长库，叶声华编著．—天津：天津大学出版社，2001.7
ISBN 7-5618-1408-9

Ⅰ.激… Ⅱ.①孙…②叶… Ⅲ.激光测距 Ⅳ.P225.2

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2001）第 033235 号

出版发行　天津大学出版社
出 版 人　杨风和
地　　址　天津市卫津路 92 号天津大学内（邮编：300072）
电　　话　发行部：022-27403647　邮购部：022-27402742
印　　刷　河北省昌黎县人民胶印厂
经　　销　全国各地新华书店
开　　本　787mm×1092mm　1／16
印　　张　11
字　　数　275 千
版　　次　2001 年 7 月第 1 版
印　　次　2001 年 7 月第 1 次
印　　数　1—4 000
定　　价　14.00 元

前　言

激光的全称为受激辐射光放大（Light amplification by stimulated emission of radiation）。1958年，美国物理学家肖洛（A. L. Schawlow）和汤斯（C. H. Townes）在《物理评论》（Phys. Rev. 1958，vol.112，1940）杂志发表了一篇题为‘红外与光学激光器’的论文，提出了研制以受激发射为主的光源，即研制激光器的可能性和条件的设想。此后，各国科学家纷纷提出各种实验方案，试图制成这种新光源。其中，美国休斯顿实验室的物理学家梅曼（T. H. Maiman）捷足先登，他采用掺铬的红宝石做发光材料，应用发光很高的脉冲氙灯泵浦，在1960年5月25日正式宣布制成新光源——红宝石激光器，开创了激光技术的先河。激光的问世引起了现代光学技术的巨大变革，因其具有高亮度及良好的方向性、单色性和相干性的优点，在现代工业、农业、医学、通信、国防等方面得到了广泛应用，特别在测试技术中发挥了前所未有的作用。

激光测量技术的发展与光电技术的发展是密切相关的，一些光电器件，如硅光电池、光电二极管、CCD固体摄像器件及位置敏感探测器（PSD）的发展，使得激光及光电测试技术、在线检测与控制技术、光纤传感技术及视觉检测技术更加普遍地发展与应用起来。

激光测量技术突出的优点是：它与自然基准——光波直接相联系，能实现高精度测量；很容易做到光电转换与计算机联机，实现测量数据自动分析与处理、自动显示与打印。

全书共分六章，第一章介绍了激光产生的原理、激光的特性及激光器各种单元技术；第二章介绍了激光干涉测量长度、角度的原理和各种干涉测量技术及应用；第三章介绍了激光衍射测量的原理、技术及应用；第四章介绍了激光准直原理、准直技术及多自由度测量方法和实例；第五章介绍激光视觉三维检测技术的原理、各种结构光传感器的数学模型及应用实例；第六章介绍了激光多普勒测速、激光扫描测径及激光测距的原理、技术和应用。

本书内容测重于激光的测量方法和实际应用，介绍了最新的科研成果，实用性很强，可作为高等学校‘测控技术及仪器’、‘光学工程’等专业的本科生及研究生的专业课教材，也可作为从事精密测试技术及仪器的专业技术人员的参考书。

郑义忠教授为本书提供了大量原始资料，并提出了许多宝贵意见；石红艳、尤强、邱宇、刘越、薛晓洁、王志雄等同志为本书作了许多工作，在此一并表示衷心的感谢。

由于作者水平有限，经验不足，书中缺点和错误在所难免，敬请读者和专家批评指正。

编者　2000.10

目　录

第一章　激光原理及技术 …… (1)
第一节　辐射理论概要 …… (1)
一、光量子学说及光的波粒二象性 …… (1)
二、原子能级、简并度及玻尔兹曼分布 …… (2)
三、光和物质的相互作用 …… (2)
第二节　激光产生的原理及条件 …… (3)
一、粒子数反转分布及泵浦过程 …… (3)
二、光的受激放大 …… (4)
三、谐振腔的共振作用与激光的形成 …… (4)
四、激光形成的基本条件及阈值条件 …… (4)
五、激光器的结构形式 …… (4)
六、激光器的分类及特点 …… (6)
第三节　激光的基本物理性质 …… (6)
一、激光的方向性 …… (6)
二、激光的高亮度 …… (7)
三、激光的单色性 …… (7)
四、激光的时间相干性和空间相干性 …… (8)
五、激光的纵模与横模 …… (10)
第四节　高斯光束 …… (12)
一、高斯光束的表达式 …… (12)
二、高斯光束的特性 …… (13)
三、高斯光束的变换 …… (15)
四、高斯光束的聚焦 …… (17)
五、高斯光束的准直 …… (18)
第五节　稳频技术 …… (19)
一、频率变化的原因 …… (20)
二、激光器的稳频方法 …… (20)
第六节　激光调制技术 …… (25)
一、光调制的基本概念 …… (25)
二、电光调制 …… (25)
三、声光调制 …… (28)
四、磁光调制 …… (31)
五、电源调制 …… (32)
六、干涉调制 …… (32)

第七节　半导体激光器 …… (3)
一、半导体激光器的工作原理及结构 …… (3)
二、半导体激光器的基本特性 …… (4)
第二章　激光干涉测量技术 …… (7)
第一节　激光干涉测量长度和位移 …… (7)
一、干涉测长的基本原理 …… (7)
二、测量系统组成 …… (8)
三、干涉条纹对比度 …… (15)
四、激光干涉测长的应用 …… (16)
第二节　激光小角度干涉仪 …… (18)
第三节　激光外差干涉测量技术 …… (19)
一、塞曼(Zeeman)双频激光干涉仪 …… (19)
二、声光调制双频外差干涉仪 …… (23)
第四节　激光全息干涉测量技术 …… (25)
一、全息技术的基本原理 …… (25)
二、全息干涉测量技术 …… (28)
三、全息干涉测量技术的应用 …… (30)
第五节　激光散斑干涉测量技术 …… (34)
一、散斑的概念 …… (34)
二、散斑干涉测量技术 …… (35)
三、电子散斑干涉测量技术(ESPI) …… (36)
四、散斑干涉测量技术的应用 …… (37)
第六节　激光光纤干涉测量技术 …… (39)
一、光纤干涉仪的概念 …… (39)
二、光纤干涉仪的结构型式 …… (39)
三、光纤干涉仪的应用 …… (41)
第七节　激光多波长干涉测长技术 …… (44)
一、小数重合法 …… (45)
二、合成波长 …… (45)
三、3.39 μm 双线 He-Ne 干涉测长 …… (46)
四、半导体激光调频干涉测距 …… (49)
第三章　激光衍射测量技术 …… (52)
第一节　激光衍射测量原理 …… (52)
一、菲涅耳衍射和夫琅和费衍射 …… (52)
二、单缝衍射测量 …… (53)
三、圆孔衍射测量 …… (55)
第二节　激光衍射测量方法 …… (57)
一、间隙测量法 …… (57)
二、反射衍射测量法 …… (59)

需要全本请访问 www.ertongbook.com

三、分离间隙法…… (40)
四、互补测量法…… (42)
五、爱里斑测量法…… (43)
六、衍射频谱检测法…… (44)
第三节　激光衍射测量的应用 …… (47)
一、构成各种物理量的传感器 …… (47)
二、薄膜材料表面涂层厚度测量 …… (47)
三、全长剖面测量 …… (49)
四、位移和间隔的远离测量 …… (49)
五、振动的测量 …… (50)
六、直径和薄带宽度测量 …… (50)
七、红细胞激光衍射测量 …… (56)
第四章　激光准直及多自由度测量…… (57)
第一节　激光准直测量原理…… (57)
一、振幅（光强）测量法 …… (57)
二、干涉测量法 …… (59)
第二节　激光准直仪的组成…… (61)
一、激光器 …… (61)
二、光学准直扩束系统 …… (63)
三、光电探测器及处理电路 …… (64)
第三节　大气扰动及激光束漂移…… (68)
一、大气扰动 …… (68)
二、激光束漂移 …… (69)
第四节　激光准直测量的应用…… (71)
一、不直度的测量 …… (71)
二、不同轴度的测量 …… (71)
三、用激光准直仪制导镗内孔 …… (72)
第五节　激光多自由度测量技术…… (73)
一、两自由度测量系统 …… (74)
二、四自由度测量系统 …… (74)
三、五自由度和六自由度测量系统 …… (75)
四、磁光调制测量滚转角 …… (77)
第五章　激光视觉三维测量技术…… (79)
第一节　激光三角法测量原理…… (79)
第二节　激光视觉测量的基本原理…… (81)
一、摄像机理想透视变换模型 …… (82)
二、实际摄像机模型 …… (85)
三、点结构光视觉传感器数学模型 …… (87)
四、线结构光传感器数学模型 …… (88)

五、多线结构光传感器数学模型 …… (39)
第三节　激光视觉三维测量技术的应用 …… (40)
一、轿车白车身视觉测量系统 …… (40)
二、BGA 芯片管脚共面性激光视觉测量系统 …… (41)
三、无缝钢管直线度激光视觉测量系统 …… (43)
四、汽车车轮激光视觉定位系统 …… (43)
第六章　激光的其他测量技术 …… (46)
第一节　激光多普勒(Doppler)测速技术 …… (46)
一、多普勒测速原理 …… (46)
二、激光多普勒测速仪的组成 …… (48)
三、激光多普勒测速技术的应用 …… (51)
四、多普勒全场测速技术 …… (51)
第二节　激光扫描测径技术 …… (54)
一、转镜扫描测径 …… (54)
二、音叉扫描测径 …… (57)
三、扫描镜电流计测径 …… (59)
四、位相调制扫描测量技术 …… (60)
第三节　激光测距技术 …… (62)
一、激光相位测距 …… (62)
二、脉冲激光测距 …… (65)

第一章　激光原理及技术

第一节　辐射理论概要

一、光量子学说及光的波粒二象性

1. 金属中的光电效应

光入射到金属后释放电子，从经典电磁理论分析，光是电磁波，会对金属中的电子产生作用，但不能解释以下实验结果：

1）每种金属都有一个确定的截止频率 ν_0。当入射光的频率低于 ν_0 时，不论光多么强，时间多么长，都不能从金属中释放电子；

2）对截止频率高于 ν_0 的入射光，从金属中释放电子的最大动能与入射光的强度无关，只与频率有关，频率越高，动能越大；

3）对截止频率高于 ν_0 的入射光，即使非常弱，一旦照射也能释放出电子，滞后时间不超过 10^{-8} s。

以上现象称为金属中的光电效应。

2. 光量子学说

根据普朗克假说：物体吸收或释放能量时，能量的变化是非连续的，只是某一最小能量 ε 的整数倍（$\varepsilon = h\nu$），这个最小能量单位称为量子，h 是普朗克常量（$h = 6.63\times10^{-34}$ J·s）。

1905 年，爱因斯坦在金属光电效应的实验事实面前，在普朗克量子假说的基础上提出了光量子学说。他认为光的能量是不连续的，光是由一粒粒运动着的光子组成的，每个光子都具有确定的能量，它只能作为一个整体被吸收或产生，每个光子的能量与频率 ν 成正比，即 $E = h\nu$。

光入射金属后被自由电子捕获，$h\nu$ 被电子吸收，一部分转化为光电子的动能，另一部分消耗在电子离开金属表面所需逸出功 W_0（$W_0 = h\nu_0$），离开金属表面的最大动能

$$E_{max} = h\nu - W_0 = h(\nu - \nu_0) \tag{1-1}$$

式（1-1）叫爱因斯坦光电效应方程。当 $\nu = \nu_0$ 时，$E_{max} = 0$。当 $\nu < \nu_0$ 时，不能产生光电效应。

爱因斯坦光电效应方程解释了：光入射后金属逸出电子的最大动能只与光的入射频率有关，而与入射光强无关；存在截止频率。

爱因斯坦的光量子学说确立了光的粒子性，奠定了近代物理学基础，使人们正确地认识了光的波粒二象性，即光具有粒子的动能和动量——粒子性，亦有电磁波的波长和频率——波动性。两者的关系通过普朗克常量 h 联系起来。

光子的动能表示为

$$E = h\nu$$

光子的动量表示为

$$p = h / \lambda$$

式中 λ 为光波的波长。

二、原子能级、简并度及玻尔兹曼分布

1. 原子能级

玻尔理论的基本假设如下。

1)原子内的电子并非沿着任意的轨道运动,而是沿着具有一定半径或一定能级的轨道运动。在一定轨道上运动的电子被称为处在定态,电子处在定态的原子并不辐射能量。原子内电子可以有许多定态,其中能量最低的叫基态,其他的叫激发态。

2)原子内的电子可由某一定态跃迁到另一定态,这一过程要吸收和放出辐射能。频率由 $h\nu = E_2 - E_1$ 决定;若 $E_2 > E_1$,E_2 为始态,放出辐射能;E_2 为终态,吸收辐射能。

3)对于原子内的电子可能存在的定态有一限制,即电子的轨道运动的角动量 P_ϕ 必须等于 $h / 2\pi$ 整数倍,即

$$P_\phi = n \frac{h}{2\pi} \qquad n = 1,2,3$$

上式就是玻尔的量化条件,n 叫主量子数。不同的量子数代表不同的能级,表示电子在不同的壳层上运动。

2. 简并度

处于一定电子态的原子对应某一能级,反过来,某一能级并不一定只对应一个电子态,往往有若干个不同的电子运动状态具有同一能级,即电子可以有两个或两个以上的不同运动状态具有相同的能级,这样的能级叫简并能级。同一能级所对应的不同电子运动状态的数目,叫简并度。

3. 玻尔兹曼分布

由大量粒子所组成的系统由于热运动和相互碰撞,在热平衡状态下粒子数按能级的分布服从玻尔兹曼定律:

$$N_i \propto g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \qquad (1\text{-}2)$$

g_i 为 E_i 能级的简并度。

分别处在 E_m 和 E_n 能级上的粒子数 N_m 和 N_n 满足

$$\frac{N_m / g_m}{N_n / g_n} = e^{-\frac{E_m - E_n}{kT}} \qquad (1\text{-}3)$$

关系,式中,K 是常数,T 是温度。

当 $T > 0$,$E_m > E_n$ 时,总有 $\frac{N_m}{g_m} < \frac{N_n}{g_n}$,即处于高能级的粒子数总要小于处于低能级的粒子数,如图 1-1 所示。这是热平衡状态下的一般规律。

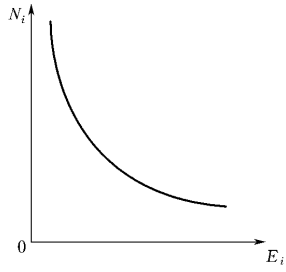


图 1-1 热平衡状态下粒子数分布规律

三、光和物质的相互作用

光与物质的相互作用有三种不同的基本过程:自发辐射、受激辐射和受激吸收。包含大量

原子的系统中，三种过程总是同时存在。在普通光源中，自发辐射是主要的，在激光器工作过程中，受激辐射起主要作用。

1. 自发辐射

处于高能级 E_2 的原子是不稳定的，即使没有外界作用，也将自发地跃迁到低能级 E_1，发射一个频率为 ν、能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子。大量处于高能级的原子，它们各自独立地发射一列列频率相同的光波，各光波之间没有固定的相位关系、偏振方向与传播方向。

2. 受激辐射

处于高能级 E_2 的原子，受能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的外来光子作用而跃迁到低能级 E_1，并发射一个与外来一样的光子。受激辐射的光与入射光具有相同的频率、位相、偏振方向和传播方向。

3. 受激吸收

处于低能级 E_1 的原子受到能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子作用时，吸收这一光子而跃迁到高能级 E_2 的过程。

第二节　激光产生的原理及条件

一、粒子数反转分布及泵浦过程

1. 粒子数反转

当光通过介质时，若入射光的频率与原子系统的两个能级共振，必然同时存在受激辐射和吸收两种过程。要使介质对光产生放大作用，必须使受激辐射超过受激吸收，而两者的几率分别与上能级粒子数密度 N_2 和下能级粒子数密度 N_1 成正比。根据玻尔兹曼分布规律，在热平衡状态下，高能级粒子数小于低能级粒子数，因而，必须使粒子数分布达到反转状态，即

$$N_2 > \frac{g_2}{g_1} N_1 \tag{1-4}$$

粒子数反转分布状态是介质对光产生放大作用的条件及产生激光的前提。

2. 泵浦

在热平衡状态下，根据玻尔兹曼定律 $N_2 < (g_2/g_1)N_1$，在室温下绝大多数粒子处在基态。把粒子从基态激发到高能级，使在某两个能级之间实现粒子数反转的过程称为泵浦。实现泵浦的方法有很多，通常采用以下几种。

(1) 光泵浦　外来光照射介质，处于基态 E_0 的粒子吸收外来光子而跃迁到高能级 E_2，结果在 E_0 和 E_2 两能级之间实现粒子数反转，见图 1-2。固体激光器常采用光泵浦方法，如红宝石激光器。

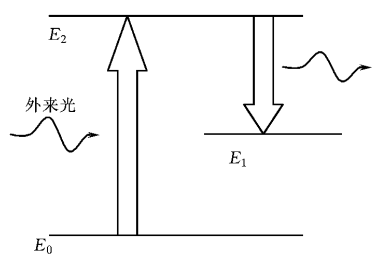


图 1-2　光泵浦粒子数反转示意图

(2) 电泵浦　利用气体放电实现泵浦过程（气体激光器），如 He-Ne 激光器。

(3)化学反应　利用化学反应释放能量实现泵浦过程(化学激光器)。

二、光的受激放大

(1)增益介质　介质通过泵浦过程造成粒子数反转分布,光在此介质中受激辐射超过受激吸收及自发辐射,介质对光具有放大作用,这样的介质称增益介质。

(2)受激放大　光通过增益介质是以指数规律增强的,表达式为

$$I(Z) = I_0 e^{GZ} \tag{1-5}$$

式中,G 为介质的增益系数,$G>0$;Z 为增益介质的长度。一般情况下,G 和 Z 大小是有限的,所以光能量虽有放大仍不能形成激光。

三、谐振腔的共振作用与激光的形成

在增益介质的两端放置由反射镜构成的谐振腔,光在腔内增益介质中往返传播,每经过一次得到一次放大,因此,谐振腔的存在尤如大大增长了增益介质,使其得到极度放大,从而形成很亮的激光输出。

另外,谐振腔对光的模式有选择作用,即对光的频率、相位、偏振及传播方向有严格的选择,所以激光还有单色性、相干性及方向性均好的特点。

四、激光形成的基本条件及阈值条件

要形成激光,首先必须利用激励能源,即泵浦。泵浦可激活介质内部的一种粒子,使其在某些能级间实现粒子数反转分布,这是形成激光的前提条件。同时,还必须有使光产生放大作用的增益介质和使光产生共振作用的谐振腔。泵浦、增益介质和谐振腔是激光产生的三要素;但这还不够,还必须满足阈值条件。这是形成激光的决定性条件,即光在谐振腔内来回一次所获得的增益必须等于或大于它所遭受的各种损耗之和。这些损耗主要指腔内的光学元件的吸收损耗、散射损耗、衍射损耗以及工作物质不均匀和吸收所引起的损耗。

五、激光器的结构形式

以测量中常用的 He-Ne 激光器为例来介绍激光器的结构形式。He-Ne 激光器的结构形式虽然很多,但主要由激光管、电源和光学元件等组成。激光管是激光器的核心,对激光束的性能好坏起重要作用。激光管由放电管、电极和光学谐振腔组成。放电管中所充的氦氖混合气体作为增益介质,在适当条件下,对光具有放大作用。谐振腔由两块反射率很高的反射镜所构成。根据不同的使用要求,激光器的结构一般有:内腔式、外腔式和半内腔式(半外腔式)三种形式。

1. 内腔式

内腔式结构又称全腔式结构,其放电管和谐振腔固定在一起,如图 1-3(a)所示。激光管的放电管通常用玻璃制成,其中心是一细长毛细管 T,它是放电的主要区域,与外壳的玻璃管(放电管)L 同轴,放电管的阳极 A 一般是用钨棒或金属小圆筒(钼或镍筒)制成,阴极 K 为一金属圆筒,一般用'阴极溅射'较小的材料如钼、铝或钽等制成,谐振腔的两个反射镜 M_1 和 M_2 固定在放电管外壳的两个端面上。内腔式激光器的结构简单,使用时不需要调整谐振腔,比较方便。在反射镜和放电管之间设有光学元件(如窗片或透镜),光的损耗小,能获得较大的

需要全本请访问 www.ertongbook.com

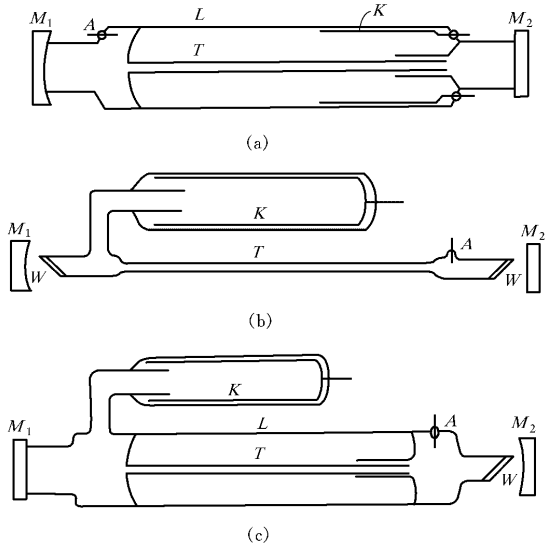


图 1-3　He-Ne 激光管的结构形式

(a) 内腔式；(b) 外腔式；(c)半内腔式

输出功率。但内腔式激光器的热稳定性差，因为激光器在工作过程中，大量电能消耗易引起放电管热变形，使两端反射镜的位置关系（平行关系和间距）发生变化，导致输出激光频率稳定性和方向稳定性均较差。

2. 外腔式

外腔式结构又称全外腔式结构，即放电管与谐振腔完全分开，如图 1-3 (b)所示。谐振腔的反射镜上有调整装置可以随时进行调整，以保证反射镜的光轴与放电管轴线重合。放电管的两端按一定角度贴有布儒斯特窗片（一般是熔融石英材料），它既可以封闭放电管，又可以减少光的损失，还可使激光器输出偏振度较好的线偏振光。谐振腔与放电管分离，可以减少放电管的热变形对谐振腔的影响。谐振腔可以调整，能够长期保持激光器的稳定输出。在谐振腔内可以插入光学元件，便于进行激光器性能研究等。外腔式激光器的缺点是谐振腔的两反射镜易失调，并且调整也比较困难，所以使用不方便，还由于窗片与轴线的夹角不准确，窗片光学质量的不完善，导致了反射、散射和吸收等光学损耗，使激光器的输出功率有所降低。

3. 半外腔式

半外腔式结构也可称做半内腔式结构，其谐振腔中的一块反射镜与放电管固定在一起，而另一块反射镜与放电管分开，如图 1-3 (c)所示。在放电管的一端按内腔式胶合一反射镜，而另一端则按外腔式胶合一块布儒斯特窗片。使用时仅需调整外面的一块反射镜即可，这就比较容易把谐振腔调整好，工作比较方便。由于半外腔式激光器有一反射镜可以更换，它能够同外腔式激光器一样进行各种实验；同时，半外腔式激光器有一块布儒斯特窗片，因此，输出激光的偏振面稳定。

六、激光器的分类及特点

激光器按其工作物质可分为以下几类。

1. 固体激光器

有红宝石、钕玻璃、掺钕钇铝石榴石(YAG)激光器等。其特点是功率大,多模输出,可用于产品零件的加工等领域。

2. 气体激光器

有原子(如 He-Ne)、分子(如 CO_2)、离子(如 Ar^+)激光器。其特点是种类多,波长分布区域宽,应用广,频率稳定性好,是很好的相干光源,可实现最大功率连续输出,结构简单,造价低,转换效率高。可广泛应用在计量及测试领域,特别是 He-Ne 激光器($\lambda_0 = 0.632\ 8\ \mu m$,$\Delta\nu / \nu = 10^{-9} \sim 10^{-12}$)得到了广泛应用。

3. 半导体激光器

其特点是超小型,质量轻,成本低,可批量生产,能量转换效率高(>30%),波长范围广(0.5~30 μm),寿命长(>百万小时),功率小(一般在 1~100 mw),发散角大,单色性差,易于调制,改变驱动电流,可将输出光调制到吉赫兹。可用于通信光源、测距、激光光盘、唱片、印刷术、办公自动化等方面。

4. 液体激光器

如有机染料激光器等。其特点是输出的激光波长在很广范围内连续可调(0.34~1.2 μm)。可用在光化学、光生物学、激光医学等方面。

5. 化学激光器

有 HF、碘原子激光器等。其特点是可将化学能直接转换为激光能,不需外加激光源,输出的波长丰富,从紫外到红外,高功率、高能量输出,最有希望获得最大功率,适合于无电源的野外作业。

6. 其他激光器

有 X 射线、薄膜、光纤激光器等。

第三节 激光的基本物理性质

一、激光的方向性

光源发出光束的方向性通常用发散角来描述。发散角定义为:光源发光面所发出光线中,两光线之间的最大夹角,一般用 2θ 表示,单位为 rad。如图 1-4(a)中,日光灯发出光线 OA 和 OE 之间夹角最大,为 180°,所以日光灯的发散角 $2\theta = 180°$;而激光器则不同,它的发光面仅仅是一个端面上的一个圆光斑,发出光束的发散角 2θ 可小于 10^{-3} rad,如图 1-4(b)。发散角亦可用光束所占的空间立体角 $\Delta\Omega = \pi\theta^2$ 来描述,如图 1-4(c)所示。一般来说,激光器的发散角都接近该激光器的出射孔径所决定的衍射极限,即 $2\theta \approx \lambda / d$,式中,$\lambda$ 是激光波长,d 是出射孔径。对一氦氖激光器,若 $\lambda = 0.63\ \mu m$,$d = 3$ mm,则发散角 $2\theta \approx 2 \times 10^{-4}$ rad。

不同类型激光器所发激光的方向性差别很大,这与增益介质的类型及均匀性、谐振腔的类型及腔长、激励方式和激光器的工作状态有关。气体激光器的增益介质有良好的均匀性,且腔

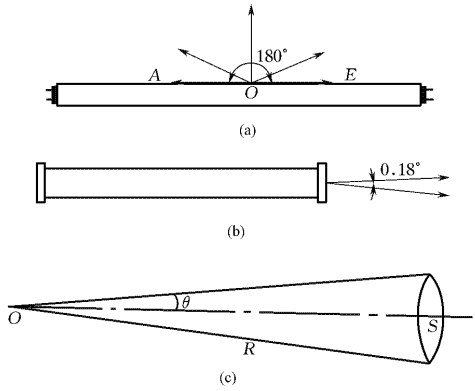


图 1-4　常见光源的发散角

(a)日光灯管上每一点向 180°内发光；(b)激光器定向发光；(c)空间立体角

长大，方向性最好，其发散角 $2\theta = 10^{-3} \sim 10^{-6}\,\mathrm{rad}$，接近衍射极限，是普通光源中方向性很好的弧光的 $10^{-5} \sim 10^{-7}$ 倍，是当前最好探照灯系统的 1/1 000。固体激光器的方向性较差，一般为 $10^{-2}\,\mathrm{rad}$ 量级。半导体激光器的方向性最差，一般在 $(5 \sim 10) \times 10^{-2}\,\mathrm{rad}$，且两个方向的发散角不一样。

激光的方向性对其聚焦性能有重要影响。当一束发散角为 2θ 的单色光被焦距为 f 的透镜聚焦时，焦平面上光斑直径 $D = f \cdot 2\theta \approx f\lambda / d$。

二、激光的高亮度

亮度为单位面积的光源在单位时间内向着其法线方向上的单位立体角范围内辐射的能量，可表示为

$$B = \frac{\Delta E}{\Delta S \Delta \Omega \Delta t} \quad (\mathrm{W/(cm^2\,sr)}) \tag{1-6}$$

由上式可见，光源发光立体角 $\Delta\Omega$ 越小，发光时间 Δt 越短，亮度越高。

一般激光器 $\Delta\Omega$ 大约为 $\pi \times 10^{-6}\,\mathrm{sr}$，其发光亮度比普通光源大百万倍。目前的超短脉冲激光器能产生短至 4.6 fs 的超短脉冲，光功率密度可高达 $10^{20}\ \mathrm{W/cm^2}$，其亮度就更高了。

总之，正是由于激光能量在空间和时间上的高度集中，才使得激光具有普通光源所达不到的高亮度。

三、激光的单色性

单色性是指光强按频率（波长）的分布状况。由于激光本身是一种受激辐射，再加上谐振腔的选模作用，所以激光发出的是单一频率的光。但是，激发态总有一定的能级宽度，以及受温度、振动、泵浦电源的波动的影响，造成谐振腔腔长的变化和谱线频率的改变，光谱线总有一定的能级宽度。所以，激光单色性的好坏可以用频谱分布的宽度（线宽）来描述。

在图 1-5 中，曲线 $f(\nu)$ 表示一条光谱线内光的相对强度按频率 ν 分布的情况。$f(\nu)$ 称为

光谱线的线型函数，不同的光谱线可以有不同形式的 $f(\nu)$。设 ν_0 为光谱线的中心频率，当 $\nu=\nu_0$ 时，$f(\nu)$ 的极大值为 $f_{max}(\nu)$。通常以 $f(\nu)=\frac{1}{2}f_{max}(\nu)$ 时对应的两个频率 ν_2 和 ν_1 之差的绝对值作为光谱线的频率宽度 $\Delta\nu$，简称线宽，即

$$\Delta\nu=\nu_2-\nu_1 \tag{1-7}$$

由式 $\Delta\nu=-\frac{c}{\lambda^2}\Delta\lambda$ 可知，与频率宽度相对应，光谱线也有一定的波长宽度 $\Delta\lambda$。

一般地说，线宽 $\Delta\lambda$ 越窄，光的单色性越好。普通光源中，单色性最好的同位素 ^{86}Kr 放电灯在低温下发出波长 $\lambda=0.605\ 7\ \mu m$ 的光，在 1960 年第十一届国际计量大会上被确定为长度基准，其谱线宽度和波长的比值 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\approx7.76\times10^{-7}$。而一台一般单模稳频氦氖激光器，其发出的 $\lambda=0.632\ 8\ \mu m$ 谱线的线宽与波长的比值可达 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\approx10^{-11}$。目前被正式选作长度基准之一的甲烷吸收稳频氦氖激光器的输出谱线为 $0.3\ 392\ 231\ 397\ \mu m$，其 $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=10^{-13}$。

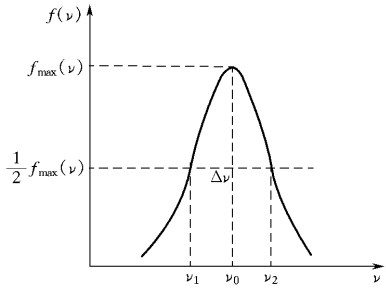


图 1-5　激光强度按频率分布曲线

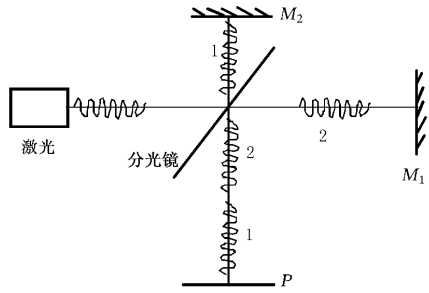


图 1-6　迈克尔逊干涉仪

四、激光的时间相干性和空间相干性

1. 激光的时间相干性

激光的时间相干性指在同一空间点上，由同一光源分割出来的两光波之间位相差与时间无关的性质，即光波的时间延续性。可以理解为，同一光源发出的两列光波经不同的路径，在相隔一定时间 τ_c 后在空间某点会合，尚能发生干涉，τ_c 称为相干时间。

在迈克尔逊干涉仪中，见图 1-6，激光器发出的激光被分光镜分成光束 1 和光束 2，它们经过不同路径被反射镜 M_1 和 M_2 反射后，在分光镜处重新相遇。当反射镜 M_2 每移动 $\frac{\lambda}{2}$ 时，观察屏 P 处两束光干涉后的光强度 I 将亮暗交替变化一次，若光强亮暗交替变化 K 次，则反射镜 M_2 移动引起的光程差 $\Delta L=K\lambda$。当两光路光程差小于光振动波列本身的长度 L 时，在观察点 P 处还有一部分干涉，可看到干涉条纹。当光程差大于振动波列本身的长度 L 时，两列波完全不相干，则看不到干涉条纹。我们把两波列间允许的最大光程差称为光源的相干长度，记作 L_c，它等于光振动的波列本身的长度。设振动波列在观察屏 P 处的延续时间为 Δt，则

$$L_c=c\Delta t=\frac{c}{\Delta\nu}=\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \tag{1-8}$$

因

$$\tau_c=L_c/c=\lambda^2/c\Delta\lambda,\ \Delta\lambda/\lambda=\Delta\nu/\nu,\ \lambda\nu=c$$

所以

$$\tau_c \Delta\nu = 1 \tag{1-9}$$

可以看出，光谱线宽度 $\Delta\lambda$ 和 $\Delta\nu$ 越窄，光的相干长度 L_c 和相干时间 τ_c 越长，光的时间相干性越好。所以激光的时间相干性比普通光源所发出的光好得多。

例如，用 ^{86}Kr 灯作光源的干涉仪，理论上其相干长度 $L_c = 77$ cm，这与其他非受激发射的普通光源相比已是最长的了，但利用稳频氦氖激光器（$\lambda = 0.632\,8\ \mu m$）作光源，若其频率稳定度为 10^{-11}，干涉仪的相干长度可达 6×10^6 m。

2. 激光的空间相干性

空间相干性是指同一时间，由空间不同点发出的光波的相干性。在杨氏狭缝干涉实验中（见图 1-7），若光源为理想光源（点光源），则在观察屏上将观察到等距排列的亮暗相间的条纹。但实际的光源 S 总有一定的宽度，设为 $2b$。下面分两种情况讨论。

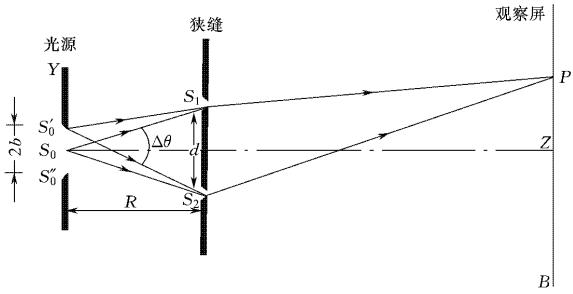


图 1-7　Young's 双缝干涉实验示意图

1）当两狭缝 S_1 和 S_2 的间距一定时，研究光源宽度对干涉条纹的影响。有限宽度的光源，我们可以看做是点光源的集合。若光源发出波长为 λ 的单色光，光源 S'_0 到 S''_0 范围内的每个点光源经狭缝 S_2 和 S_1 后各产生一组相同的余弦亮暗干涉条纹，只不过是在垂直条纹方向上相互错开以致相互重迭。迭加的结果是合成条纹对比度下降。实验表明，当光源宽度足够大时，干涉条纹消失。经推导可以证明，当满足条件 $bd/R < \lambda/2$ 时，在观察屏 P 上亮暗条纹是相互错开的，能观察到干涉条纹。换言之，当 $2b \geqslant \lambda R/d$ 时，条纹模糊，不再产生干涉。光源的临界宽度

$$b_c = \lambda R/d = \lambda/\Delta\theta \tag{1-10}$$

式中，R 为光源到狭缝屏的距离，d 为狭缝 S_2 和 S_1 间的距离。两个狭缝 S_1 和 S_2 对光源中心 S_0 的张角 $\angle S_1 S_0 S_2 = \Delta\theta$。

2）当光源宽度 $2b$ 一定时，研究两狭缝之间距离对干涉条纹的影响。两狭缝之间的距离 d 越小，干涉条纹越清晰，随 d 增大，干涉条纹对比度下降，直至条纹消失。最大的允许距离

$$d_c = \lambda R/2b = \lambda/\Delta\varphi \tag{1-11}$$

式中，$\Delta\varphi$ 为光源对两狭缝连线中心的张角，d_c 又称为横向相干长度。

所以，空间相干性可以认为是研究来自空间任意两点的光束能够产生干涉的条件和干涉程度。表 1-1 列出光源宽度、空间相干性和条纹对比度之间的关系。

表 1-1　光源宽度、空间相干性和条纹对比度之间的关系

光源宽度 $2b$	两针孔间距离 d	空间相干性	条纹对比度 V
点光源	无限大	完全相干	1
b	$d \leqslant d_c$	部分相干	$0<V<1$
b	$d>d_c$	非相干	0
$b>b_c$	无限小	非相干	0

如果用单模激光器作光源，使激光束直接照射在 S_1 和 S_2 上，由于这种激光光束在其截面不同点上有确定的位相关系，因此可产生干涉条纹，即单模激光光束的空间相干性很好。如尺寸为 100 μm 的矩形汞弧灯光源，当针孔屏距光源 500 mm 放置时，其横向相干长度大约为 0.25 mm，而激光器的横向相干长度可达 100 mm 以上。

五、激光的纵模与横模

1. 激光的纵模

光波也是一种电磁波，每种光都是具有一定频率的电磁振荡。当谐振腔满足稳定条件时，在谐振腔内就构成一种稳定的电磁振荡。如图 1-8 所示，假设有一平行平面腔，对于沿轴线方向传播的光束，由于两平面镜反射而形成干涉，其干涉条件即谐振条件（或驻波条件）为

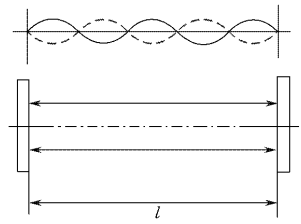


图 1-8　谐振腔中的驻波

$$nl = q\frac{\lambda}{2} \tag{1-12}$$

式中，n 为激光介质的折射率，l 为谐振腔长度，λ 为谐振波长，q 为正整数。也就是说，谐振腔的光学长度等于半波长的整数倍的那些光波，将形成稳定的振荡，因为这些光波在多次反射中相位完全相同而得到最有效的加强。式（1-12）写成频率形式为

$$\nu_q = \frac{c}{2nl}q \tag{1-13}$$

式中，c 为真空中的光速。由于 q 可以取任意正整数，所以原则上谐振腔内有无限多个谐振频率。每一种谐振频率的振荡代表一种振荡方式，称为一个“模式”。对于上述沿轴向传播的振动，称为“轴向模式”，简称“轴模”或“纵模”。

由式（1-13）可知，任意相邻两纵模间的频率间隔

$$\Delta\nu = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2nl} \tag{1-14}$$

可见，纵模的频率间隔与谐振腔的光学长度成反比，与纵模的模序数 q 无关，在频谱上呈现为等间隔的分立谱线，见图 1-9（a）。这些频率称为谐振频率，因此也称谐振腔的纵模为谐振模。

上述一系列的分立频率只是谐振腔允许的谐振频率。但每一种激活介质都有一个特定的光谱曲线（或增益曲线）。又由于谐振腔存在着透射、衍射和散射等各种损耗，所以只有那些落在增益曲线范围内，并且增益大于损耗的那些频率才能形成激光。可见，激光器输出激光的频率并不是无限多个，而是由激活介质的光谱特性和谐振腔频率特性共同决定的。对于如图 1-9（b）所示的情况，落在增益曲线范围内，并且增益大于损耗（即达到阈值条件）的只有 ν_{q-2}、

需要全本请访问 www.ertongbook.com