



李鹏生 编

新技术 在几何量计量中的应用

哈尔滨工业大学出版社

内 容 提 要

本书介绍了激光干涉、全息照相、光导纤维及图像测量等新技术在几何量计量中的应用，并对这些新技术产生的机理及其特点作了必要的说明。

本书为函授大学精密仪器专业教材，也可供各高等工科院校、电视大学、职工大学有关专业的师生和有关工程技术人员参考。

新技术在几何量计量中的应用

李 鹏 生 著

哈尔滨工业大学出版社出版
新华书店首都发行所发行
阿 城 市 印 刷 厂 印 刷

开本787×1092 1/16 印张13.125 字数273 000

1989年4月第1版 1989年4月第1次印刷

印数 1—3 000

ISBN 7-5603-0128-2/TH·11 定价2.60元



前 言

随着科学技术的发展,对几何量精密计量的要求越来越高;各种新技术在这一领域的应用也越来越广泛,并且发展很快。为适应这一迅速发展的需要;使读者对这方面的问题有一个比较全面的了解,本书对几种有关的新技术作了介绍。书中在阐述有关技术的物理本质和机理的同时,着重说明它们在实际应用中的一些实际问题及其解决方法,给读者提供了一个由浅入深的自学阶梯。书中的内容涉及到有关技术领域的最新进展,给有关的研究工作提供了有益的参考。

本书第一章介绍了激光的基本原理、激光器件、激光频率的稳定技术以及激光干涉仪的组建方法。第二章介绍了几何量计量中几种类型的激光干涉仪器,以及激光干涉测量中的一些具体问题和激光干涉仪的验收试验方法。第三章介绍了全息照相的基本原理、基本方法及其在几何量计量中的应用情况。第四章介绍了有关光导纤维的基本知识和基本原理,并说明了它在信息传递和计量仪器方面的应用。第五章介绍了图像识别的基本概念、图像信息获取的方法,以及图像测量在几何量计量中的应用。

本书是函授大学精密仪器专业教材,也可供普通高等工科院校、电视大学、职工大学的师生和有关工程技术人员参考。

本书由强锡富教授审阅,并得到哈尔滨工业大学函授部李兆金、赵宇明同志的大力协助,在此表示感谢。

恳请读者对书中的不妥之处批评指正。

编 者

1989年3月

目 录

第一章 激光干涉技术基础

§ 1-1 激光的基础知识	1
一、激光的特点	1
二、辐射的发射、吸收和放大	8
三、激光的产生	11
§ 1-2 激光器件	18
一、氦氖激光器	19
二、环形激光器	24
§ 1-3 激光稳频技术	29
一、频率的稳定度和再现性	29
二、频率不稳定的原因及稳频措施	30
三、兰姆下陷法稳频	31
四、塞曼效应法稳频	37
五、饱和吸收法稳频	38
§ 1-4 激光干涉仪的建立	39
一、激光干涉仪的工作方式及特点	39
二、用于激光干涉仪的光学元件及其特性	41
三、激光干涉仪的光学结构	47

第二章 激光干涉技术用于几何量计量

§ 2-1 激光干涉测量中的几个基本问题	53
一、干涉条纹的计数	53
二、空气折射率的确定	58
三、测量单位的换算和基准传递	63
四、工件的热膨胀系数和温度	65
§ 2-2 几种不同用途的激光干涉仪和装置	66
一、激光比长仪	66
二、激光螺距检查仪	69
三、激光量块标定装置	71
四、激光大量程角变干涉仪	72
五、激光双坐标干涉测量装置	73
六、迈克尔逊型拍双频激光干涉仪	74

七、撒拉斯顿型差拍双频激光干涉仪	76
八、用于行程测量的激光干涉仪	77
§ 2-3 激光干涉仪的测量误差	80
一、系统性测量误差	80
二、偶然性测量误差	85
三、测量误差的综合	85
§ 2-1 激光干涉仪的验收试验	86
一、激光的真空波长和频率	87
二、补偿器及其测量感受装置	88
三、激光干涉仪的比对	91
四、基本特性检验	92
五、光学元件的检验	94
第三章 全息照相测量技术	96
§ 3-1 全息照相的基本原理	96
一、全息照相原理的提出及其特点	96
二、全息照相的一般理论分析	100
三、全息图的类型	105
§ 3-2 全息照相干涉计量	113
一、全息干涉计量的基本概念	113
二、全息干涉计量的基本方法	114
三、制作全息图的实验技术	119
§ 3-3 全息照相技术在长度计量中的应用举例	125
一、圆柱孔的测量	125
二、表面粗糙度的测量	128
三、活塞热变形的测量	129
四、光学玻璃均匀性的检验	131
五、机床走刀架倾斜度的测量	133
六、非球面光学元件的测量	133
七、裂纹探测	137
§ 3-4 激光斑点干涉计量	139
一、利用斑点干涉测量表面粗糙度	139
二、利用激光散斑法测量圆柱内孔的质量	140
三、散斑相关位移测量	141
第四章 光导纤维测量技术	143
§ 4-1 光导纤维及其性质	143
一、光导纤维	143
二、光纤的传光特性	145
三、光纤的传像特性	151

四、光纤的物理和化学性质	153
§ 4-2 光纤制品及其一般应用技术	156
一、传光束	156
二、传像束	161
三、纤维板	162
四、光纤用于信息传递	164
五、光纤用于能量传输	165
§ 4-3 光纤在计量仪器方面的应用	169
一、光纤和计量	169
二、测距探头	171
三、工业用纤维镜	172
第五章 图像测量与识别技术	176
§ 5-1 基本概念	176
一、图像识别及其分类	176
二、图像识别系统的组成	177
三、图像识别的方法	178
四、文字识别	179
五、图像识别	180
§ 5-2 图像信息的获取	182
一、机械式图像信息传感器	182
二、飞点扫描式图像信息传感器	183
三、激光扫描器	184
四、电视摄像机图像信息传感器	186
五、光敏二极管矩阵图像信息传感器	188
六、电荷耦合图像信息传感器	188
§ 5-3 图像识别技术在计量和检测中的应用	191
一、位移的测量	191
二、线径的测量	192
三、印刷电路底板缺陷检查	194
四、彩色显像管极罩底板的自动外观检查	195
五、二极管芯片的自动外观检查	196
六、电话交换机转换开关接点的自动外观检查	198
七、自动位置检测	199

第一章 激光干涉技术基础

光波干涉原理早已为人们所熟知,干涉方法和干涉仪器也早已用于几何量计量中,但是激光干涉技术的出现却是60年代的事情。在激光出现之前,由于干涉仪所用的普通光源相干性差、亮度低,所以这时的干涉仪大多用于实验室中进行比较测量。激光技术的出现和发展,给干涉仪提供了理想的光源。激光与普通光源不同,它具有高亮度、很好的方向性、单色性和相干性等特点。激光的这些特点,使得激光干涉技术被广泛地用于几何量计量的各个领域。

本章主要介绍激光的基础知识、激光器件、激光的稳频技术,以及激光干涉仪器的组建方法。学习本章的重点在于掌握激光频率稳定的原理和建立激光干涉仪的方法。

§1-1 激光的基础知识

一、激光的特点

1. 激光的时间相干性

在光波的干涉中,符合干涉条件的两列或多列光波在干涉场相叠加,形成干涉条纹。干涉条纹的清晰程度取决于干涉场的光强分布,即取决于干涉条纹的对比度。影响干涉条纹对比度的因素很多,激光的单色性就是其中之一。严格意义上的单色光,应该只有单一的波长。但是由于原子辐射的性质,光波不可能达到这种严格的“单色”。因此,通常所说的单色光实际上是一种具有较窄波长范围的光。

在迈克尔逊干涉仪中(图1-1),光源 S 发射出波长为 λ 的单色光束(暂不考虑其宽度)。调整反射镜 M_2 的位置,使 M_2 的虚象 M_2' 和 M_1 组成楔形平板(图1-2),这个楔形平板所含介质为空气($n=1$)。当光波以垂

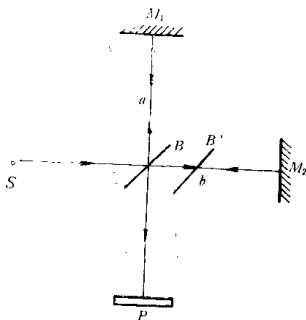


图1-1 迈克尔逊干涉仪

M_1, M_2 —反射镜 P —观察屏 B —分光镜
 B' —补偿镜

直于 M_1 的方向入射时，干涉条纹定位于 M_2' 的表面上，可以在 M_2' 上观察到一组相互平行的等间距干涉条纹。零级条纹 ($N=0$) 发生在 O 处，它所对应的光程差

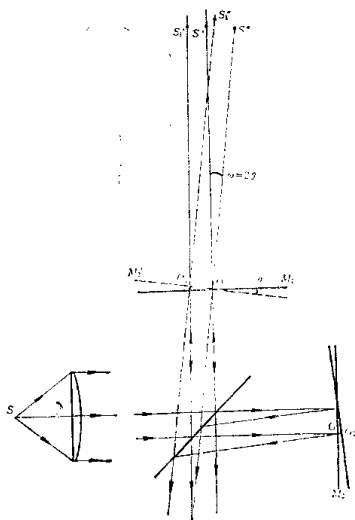


图1—2 干涉条纹的宽度

$$\delta_0 = S''O - S'O = 0$$

一级条纹 ($N=1$) 发生在 O_1 处，它所对应的光程差

$$\begin{aligned} \delta &= S_1''O_1 - S_1'O_1 \\ &= 2 \cdot OO_1 \cdot \sin \theta \\ &\approx OO_1 \cdot 2\theta \quad (\theta \text{ 很小}) \end{aligned}$$

$$\text{所以} \quad \delta = OO_1 \cdot \omega = \lambda \quad (\omega = 2\theta)$$

OO_1 即为条纹的宽度，记为 e ，则

$$e = OO_1 = \frac{\lambda}{\omega}$$

如果光源 S 发射出的光波由两列亮度相等的单色光波组成，其波长分别是 λ_1 和 λ_2 (暂不考虑其宽度)，那么这两列光波经过上述干涉系统后，各自在 M_2' 上形成一组干涉条纹，它们的间距分别是

$$e_1 = \frac{\lambda_1}{\omega}$$

和

$$e_2 = \frac{\lambda_2}{\omega}$$

设 $\lambda_2 > \lambda_1$, 则 $e_2 > e_1$ 。在零级条纹处, 两组条纹是重合的, 随着条纹级数的增加, 两组条纹逐渐“错开”。当干涉级数为 k 时, 两组条纹错开量为 Δx , 则

$$\Delta x = k(e_2 - e_1) = \frac{k}{\omega}(\lambda_2 - \lambda_1) \quad (1-1)$$

当错开量 Δx 等于第一组条纹的间距 e_1 时, 第二组条纹的第 k 级亮纹与第一组条纹的第 $(k+1)$ 级亮纹重合。而当 $\Delta x = e_1/2$ 时, 第二组的亮纹正好和第一组的暗纹相重合, 如果 λ_1 和 λ_2 相差甚小, 就看不到条纹, 此时两组条纹的错开量

$$\Delta x_1 = \frac{e_1}{2} = \frac{\lambda_1}{2\omega}$$

代入式 (1-1), 则有

$$k_1 = \frac{\lambda_1}{2(\lambda_2 - \lambda_1)} \quad (1-2)$$

k_1 就是条纹第一次消失的级数。同样可以得到第一次消失后, 再一次重合的级数 k_2 ,

即将 $\Delta x_2 = e_1 = \frac{\lambda_1}{\omega}$ 代入式 (1-1), 则有

$$k_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (1-3)$$

可见, $k_2 = 2k_1$ 。显然, 在干涉级数为 k_2 的整数倍时, 两组条纹都应重合; 而在干涉级数为 k_1 的奇数倍时, 两组条纹互相抵消, 对比度为零。

以上分析是在不考虑波长宽度的条件下进行的。但是, 包括激光在内的一切光束, 总不会是完全单色的, 都有一定的波长宽度 $\Delta\lambda$ 。因此, 可认为光源 S 所发射出的光束中, 最短的波长为 $(\lambda - \Delta\lambda/2)$, 最长的波长为 $(\lambda + \Delta\lambda/2)$, 在这一范围内每一波长的光在 M'_2 处所形成的干涉条纹均如上述。也就是说, 在光谱间隔 $\Delta\lambda$ 范围内, 各个波长将在 M'_2 处产生各自的一组干涉条纹, 它们的零级条纹在 O 处完全重合, 随着干涉级数的增加, 彼此逐渐互相错开。这种错开会使得条纹对比度逐步下降, 而到一定程度时使条纹消失。由式 (1-3) 可知, 当干涉级数

$$k = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (1-4)$$

时, 光谱间隔中最小和最大波长所产生的亮纹将再一次重合。可是, 由式 (1-2) 可知, 此时中间波长 λ 和极大波长 $(\lambda + \Delta\lambda/2)$ 所产生的条纹互相抵消。因此可以认为, 当干涉级数达到这个级别时, 在光谱范围内, 对于任一个波长, 总可以找到另一个与之相差 $\Delta\lambda/2$ 的波长, 满足式 (1-2) 的条件, 它们所产生的干涉条纹正好互相抵消。这时, 由于所有波长的干涉条纹都被抵消了, 对比度就下降为零。所以称式 (1-4) 中所给出的 k 为条纹的最高干涉级。

和条纹最高干涉级相对应的最大光程差称为相干长度，其值应为

$$l = h\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1-5)$$

图1-3描述了这种因光源有一定光谱宽度，随着干涉级数增加对比度下降的情形。

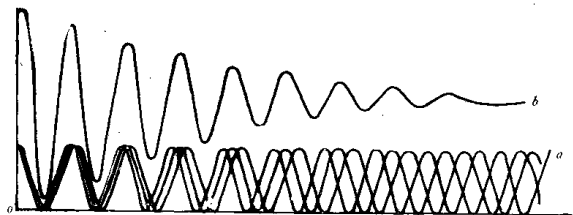


图1-3 光源光谱宽度对于干涉条纹对比度的影响

a—各谱线光强分布曲线 b—合成光强度分布曲线

从式(1-5)可以看出，光谱线的波长 λ 一定时，其波长范围 $\Delta\lambda$ 越窄，相干长度 l 也越长。

光通过相干长度所需的时间称为相干时间，记为 τ ，即

$$\tau = \frac{l}{c}$$

将式(1-5)代入得

$$c\tau = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

又因为 $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\gamma/\gamma$ ， $\lambda\gamma = c$ (c 是光速， γ 是光的频率)，所以有

$$\tau \cdot \Delta\gamma = 1 \quad (1-6)$$

上式表示，光谱线的频率宽度 $\Delta\gamma$ 越窄，相干时间 τ 则越长。

例如用镉红光作光源时，如果其波长 $\lambda = 6438\text{\AA}$ ，光谱宽度 $\Delta\lambda = 0.013\text{\AA}$ ，就可以由式(1-5)算出其相干长度

$$l = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \approx 300\text{mm}$$

在普通光源中，它是一种比较好的光源。但与激光相比，则相差甚远。一个单模稳频氦氖激光器发出波长 $\lambda = 6328\text{\AA}$ 的激光，其光谱宽度 $\Delta\lambda < 10^{-7}\text{\AA}$ ，则可由式(1-5)得到

$$l = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} > 1 \times 10^4 \text{\AA} = 40\text{km}$$

可见利用氦氖激光器作光源时，其相干长度可达几十公里。

由以上分析可知,在迈克尔逊干涉仪中,如果到达 M_2' 处的两束光的程差是 δ ,则该两束光是由同一光源 S 在不同时刻 t_1 和 t_2 先后发出的。若光程差 δ 小于相干长度 l ,则说明 $|t_2 - t_1| < \tau$,这两列波是相干的。所以,在迈克尔逊干涉仪中,由同一光源在相干时间 τ 内不同时刻发出的光,经过不同路径到达 M_2' 时,将产生干涉。光的这种相干性,就称为时间相干性。光源的谱线宽度 $\Delta\lambda$ 越窄,相干长度 l 就越长,其时间相干性就越好。由于激光的光谱宽度 $\Delta\lambda$ 比普通光源窄得多,所以它的相干长度 l 比普通光源长得多,其时间相干性比普通光源好得多。

2. 激光的空间相干性

影响干涉条纹对比度的另一个重要因素,是光源尺寸的大小。前面的分析是在假设光源尺寸无限小的条件下进行的,这对尺寸足够小的光源是适合的。当所用光源有一定大小时,则应考虑光源尺寸大小对干涉条纹的影响。在同一时间内,由光源不同点发出的光波的相干性,称为空间相干性。

图1-4为杨氏双缝干涉实验装置,设作为光源的狭缝 S 很窄(暂不考虑 S 的宽度),由 S 发出的光束经过两个足够窄的狭缝 S_1 和 S_2 之后,可以在 B 屏上观察到干涉条纹,干涉条纹的方向与狭缝 S_1 、 S_2 的方向一致;它们都是垂直于纸面的。干涉条纹在

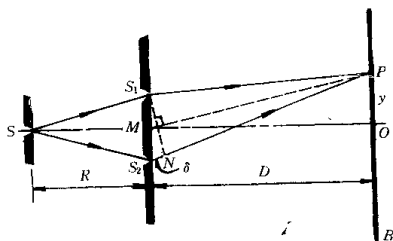


图1-4 杨氏双缝干涉

S —光源

B —屏幕

屏 B 上的分布,即屏 B 上各处的亮暗情况,取决于光束由 S 经 S_1 和 S_2 分成两束后到达 B 上各处的光程差。现取屏 B 上任意一点 P 来研究,到达 P 点的两束光的光程差

$$\delta = \frac{d}{D} \cdot y \quad (D \gg d, y)$$

式中, $d = S_1S_2$ 。当光程差 δ 为 $\lambda/2$ 的偶数倍时, P 处出现亮条纹;当 δ 为 $\lambda/2$ 的奇数倍时,则出现暗条纹,即

$$\left. \begin{aligned} \delta = \frac{d}{D} y = k\lambda, & \text{亮条纹} \\ \delta = \frac{d}{D} y = (k + \frac{1}{2})\lambda, & \text{暗条纹} \end{aligned} \right\} \quad (1-7)$$

式中, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, 是干涉条纹的级。

由式(1-7)可以算出条纹的间距

$$\begin{aligned} e &= y_{k+1} - y_k \\ &= \frac{D}{d} (k+1) \lambda - \frac{D}{d} k \lambda = \frac{D}{d} \lambda \end{aligned}$$

可见条纹间距与条纹的级数 k 无关,这说明干涉条纹是等距排列的。

当光源有一定的大小时,设狭缝 S 的宽度为 $2b$,如图1-5所示。如果 $2b$ 足够小,则干涉条纹是清晰的,但当 $2b$ 增加到一定程度时,有可能观察不到干涉条纹。为了说

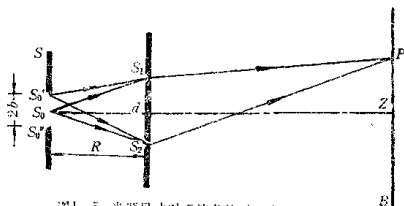


图1-5 光源尺寸对干涉条纹对比度的影响

明这一现象的产生,我们研究光源狭缝 S 上的两点 S_0 和 S'_0 。由于普通光源上不同点之间没有固定的相位关系,所以光源不同点发出的光束之间不会产生干涉条纹。因此 S_0 和 S'_0 所发出的光束之间不发生干涉,而只能各自形成一组干涉条纹,且两组条纹在屏 B 上进行简单的叠加。

由 S_0 发出的光束经 S_1 和 S_2 到达 P 点的光程差

$$\delta_0 = S_2P - S_1P$$

而由 S'_0 发出的光束经 S_1 和 S_2 到达 P 点的光程差

$$\delta'_0 = (S'_0S_2 - S'_0S_1) + (S_2P - S_1P) = S'_0S_2 - S'_0S_1 + \delta_0$$

由图1-5可知

$$\overline{S'_0S_2}^2 = R^2 + \left(\frac{d}{2} + b\right)^2$$

$$\overline{S'_0S_1}^2 = R^2 + \left(\frac{d}{2} - b\right)^2$$

两式相减得

$$\overline{S'_0S_2}^2 - \overline{S'_0S_1}^2 = 2bd$$

$$\begin{aligned} \overline{S'_0S_2}^2 - \overline{S'_0S_1}^2 &= (S'_0S_2 + S'_0S_1)(S'_0S_2 - S'_0S_1) \\ &\approx 2R(S'_0S_2 - S'_0S_1) \end{aligned}$$

则可以得到

$$S_0'S_2 - S_0'S_1 = \frac{bd}{R}$$

即

$$\delta_0' = \delta_0 + \frac{bd}{R} \quad (1-8)$$

P 处的亮暗程度,由两组干涉条纹在该处的叠加来确定。如果 $\delta_0 = k\lambda$,则 S_0 在 P 处形成亮条纹。而 S_0' 在 P 处所形成干涉条纹的亮暗程度则取决于光程差 δ_0' ,当 δ_0 、 d 和 R 一定时,即取决于 S_0 和 S_0' 的间距 b 。可见, S_0 和 S_0' 在屏 B 上的干涉条纹的合成结果是与 b 有关的。

由式(1-8)可知,当 $b \approx 0$ 时, $\delta_0' \approx \delta_0$,此即前面所讨论的理想情况,可以在屏 B 上得到清晰的干涉条纹。当 b 增大时,两组条纹逐渐错开,合成后的对比度开始下降,但开始时还能分辨出条纹的明暗变化。直至 b 增大到使 $bd/R = \lambda/2$ (设此时 $b = (R/d)(\lambda/2) = b_0$),这两组干涉条纹刚好抵消,对比度下降为零。当 b 继续增大时,对于 S_0 和 S_0' 的两组条纹的合成来说,可以使条纹再一次变得清晰。但是,在 S_0 和 S_0' 之间还存在着大量的发光点,当 $b > b_0$ 时,总可以在 S_0 和 S_0' 之间找到一点,使该点在屏 B 上形成的一组条纹与新增加的发光点在屏 B 上形成的一组条纹相抵消。所以当 $b > b_0$ 时,屏 B 上总是保持对比度为零的状态,不再出现干涉条纹。由此可知,为了在屏上得到干涉条纹,必须对光源的大小有所限制,其条件是

$$2b > \frac{R}{d} \lambda \quad (1-9)$$

当采用激光作为光源时(如图1-6所示),因为光源上各点所发出的光束之间

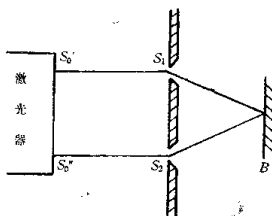


图1-6 光源的空间相干性

固定的相位关系,它们通过 S_1 和 S_2 之后可以在屏 B 上形成干涉条纹,因此不必加入限制光源尺寸的狭缝 S 。这时光源上各发光点所产生的光束以两种不同的方式在屏 B 上形

成干涉条纹并合成。第一种方式就是前面分析的那一种，为了得到这种干涉条纹，要求光源尺寸满足式(1-9)的条件。第二种方式则是用激光作为光源时所特有的，即光源上不同点发出的光束在屏 B 上所形成的干涉条纹。由于光源上各点到屏 B 的距离是固定的，其光程差是一定的，所以形成的干涉条纹也有固定的分布，而与光源的尺寸无关。可见用激光作为干涉装置的光源时，通过第一方式只是在屏 B 上形成具有一定照度的背景，而由第二方式在这一背景上形成干涉条纹。所以，激光光源的大小不受限制，激光的空间相干性比普通光源好得多。

除了很好的时间相干性和空间相干性之外，激光还具有很好的方向性和很高亮度。这些特点使激光成为近代干涉仪器的理想光源。

二、辐射的发射、吸收和放大

工作物质在光辐射作用下的受激发射，是产生激光的先决条件，为了说明激光形成过程，必须首先研究物质在辐射作用下的发射和吸收。辐射是能量传递的一种方式，这里所涉及的是位于或近于可见光范围的电磁辐射，即光辐射。这一范围内辐射的波长为 $0.3 \sim 3 \mu\text{m}$ ，而频率是 $10^{14} \sim 10^{15} \text{ Hz}$ 。这里所强调的是电磁辐射，而不管它是否可见。

当光辐射以光子的形式射入激光器的工作物质时，光子就和其中的原子、分子或离子（统称粒子）发生相互作用。其结果，光子可能被粒子吸收，而改变粒子系统的能量状态。粒子系统的能量状态与它的运动状态有关，对应于一定的运动状态存在着某一稳态，每一稳态对应一定的能量值，这些能量值称为系统的能级。系统能量最低的能级是基能级，其它任何能级都是激发级，也称为基态和激发态。从基能级开始，按能量增加的顺序将能级编号。各稳态之间可以发生跃迁，伴随着辐射能量的发射或吸收，把能量传递给其它系统或从其它系统获得能量。粒子吸收光能后，从低能级跃迁到高能级，称为光的受激吸收（或简称吸收）。处于高能级的粒子，可以不需任何外来的激发，就自发地从高能级跃迁到低能级，并放出光子，这个过程称为自发发射。处于高能级的粒子，也可以在入射光子作用下，从高能级跃迁到低能级，称为受激发射。对于大量粒子来说，同时存在自发发射、受激吸收和受激发射。

粒子能级的跃迁，并不是在任何两个能级间都可以进行的，而是必须遵守辐射跃迁选择定则。只有在两个能级之间符合选择定则时，这两个能级之间的光学跃迁才能顺利进行。两个不符合选择定则的状态之间不发生跃迁，或者跃迁的可能性很小。如果粒子的两个能级 E_2 和 E_1 满足辐射跃迁选择定则，则它吸收或发射的辐射频率 γ 应符合下列条件

$$h\gamma = E_2 - E_1 \quad (1-10)$$

式中， h 是普朗克常数（ $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ）。

1. 自发发射

在光的自发发射过程中，处于高能级的大量粒子，各自独立地自发发射出能量为 $\epsilon = h\gamma$ 的彼此无关的光子，即它们各自独立地自发发射出一列一列频率为 γ 的光波，这

些光波之间没有固定的相位关系，可以有不同的偏振方向，沿所有可能方向传播。对于某一粒子，它究竟高能级停留多长时间，什么时候发生自发发射，完全是偶然的。但对大量粒子来说，它是服从统计规律的。单位时间内，在能级 n 的一个粒子自发地跃迁到较低能级 m 的几率，称为自发跃迁率，或自发跃迁系数，记为 A_{nm} 。如果在某一系统中，高能级 E_2 上的粒子数为 N_2 ，在 dt 时间内自发跃迁到低能级的粒子数为 dN_{21} ，则该系统粒子从 E_2 到 E_1 的自发发射系数

$$A_{21} = \frac{dN_{21}}{N_2 dt} \quad (1-11)$$

设在 $t=0$ 时， E_2 有 N_{20} 个粒子，经过时间 t 以后，由于自发发射 E_2 上的粒子数减少到 N_2 。若从 t 再经过一段时间 dt ，即从 t 到 $t+dt$ 这段时间内自发发射的粒子数

$$dN_{21} = A_{21} N_2 dt$$

显然， dN_{21} 就是这段时间内能级 E_2 上粒子的减少数，即

$$dN_{21} = -dN_2$$

$$\text{则} \quad \frac{dN_2}{N_2} = -A_{21} dt$$

两边积分，得

$$N_2 = N_{20} e^{-A_{21}t}$$

$$\text{令} \quad \tau = \frac{1}{A_{21}}$$

$$\text{则} \quad N_2 = N_{20} e^{-(t/\tau)} \quad (1-12)$$

由式(1-12)可知，在某一能级粒子的自发发射过程中，该能级的粒子数随时间的增加按指数规律减少，减少的快慢取决于数值 τ 的大小， τ 是自发发射系数 A_{21} 的倒数。自发发射系数越大，即 τ 值越小，则单位时间内离开 E_2 能级的粒子数越多，粒子在该能级停留的时间越短，所以又把 τ 称为该能级的平均寿命。

2. 受激吸收

在光的受激吸收过程中，处于低能级 E_m 的粒子受到光能量恰好等于 $\epsilon = h\nu$ 的光子的照射时，粒子会与该入射光发生作用，吸收这种光子，而跃迁到符合选择定则的较高能级 E_n 上去。在单位时间内，能级 E_m 上的粒子有多少能够吸收光子而跃迁到能级 E_n 上去，这一方面取决于表征两个能级特性的参数——受激吸收系数 B_{mn} ，另一方面也取决于入射光辐射的能量密度 U_ν ，则总的受激吸收跃迁几率 P_{mn} 应该是两者之积，即

$$P_{mn} = U_\nu B_{mn} \quad (1-13)$$

设粒子的能级 E_2 和 E_1 符合选择定则， N_1 为低能级 E_1 上的粒子数。如果入射光的频率 ν 满足式(1-10)的要求，则 E_1 上的部分粒子要吸收入射光子而跃迁到 E_2 上去。而在时间 dt 内，这种受激吸收跃迁的粒子数 dN_{12} 应满足下列关系。

$$dN_{12} = P_{12} N_1 \cdot dt$$

考虑到式(1-13)，则有

$$dN_{12} = U_{\gamma} B_{12} A_{12} dt \quad (1-14)$$

$$\text{或} \quad P_{12} = U_{\gamma} B_{12} = \frac{dN_{12}}{N_1 dt} \quad (1-15)$$

受激吸收系数 B_{12} 和自发发射系数 A_{21} 都是表征粒子系统特性的参数。对于某一特定的粒子系统来说，在两个具体能级之间，这两项系数都是常数。

3. 受激发射

在光的受激发射过程中，处于高能级 E_2 的粒子受到光能量恰好等于 $\varepsilon = h\nu$ 的光子照射时，粒子会与该入射光发生作用，而跃迁到符合选择定则的较低能级 E_1 上去，同时发射出一个与入射光子完全一样的光子。这也就是说，受激发射的光与入射光具有相同的频率。对于相应的能级 E_2 和 E_1 ，由式(1-10)可知，该频率

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

并且可以证明，受激发射的光与入射的光有相同的偏振方向和传播方向，即它们是相干的。

在单位时间内，能级 E_2 上的粒子受激跃迁到较低能级 E_1 上的数量在 E_2 能级总粒子数中所占的比例，用 P_{21} 来表示。 P_{21} 称为受激发射跃迁几率，它不仅与表征相应能级特性的参数——受激发射系数 B_{21} 有关，同样也与入射光辐射的能量密度 U_{γ} 有关，且等于两者之积，即

$$P_{21} = U_{\gamma} B_{21} \quad (1-16)$$

设粒子的能级 E_2 和 E_1 符合辐射跃迁选择定则， N_2 为高能级 E_2 上的粒子数。如果入射光的频率 ν 满足式(1-10)的要求，则能级 E_2 上的部分粒子将要发射出光子，并跃迁到低能级 E_1 上去。在时间 dt 内，从 E_2 受激发射回到低能级 E_1 的粒子数 dN_{21} 应满足关系

$$dN_{21} = P_{21} N_2 dt$$

考虑到式(1-16)，则有

$$dN_{21} = B_{21} U_{\gamma} N_2 dt \quad (1-17)$$

或者也可以写成

$$P_{21} = B_{21} U_{\gamma} = \frac{dN_{21}}{N_2 dt}$$

受激发射系数 B_{21} 和系数 A_{21} 、 B_{12} 一样，都是表征粒子系统特性的常数。

4. 光和介质的相互作用

在某一介质中，只要在高能级 E_2 上存在有一定数量的粒子，就有自发发射。而这种自发发射的光子对另外的粒子就是外来光子，会引起它的受激发射（当然也有受激吸收）。由于受激发射与辐射场的辐射能量密度 U_{γ} 有关，而自发发射与其无关，所以只要频率 ν 处单色能量密度足够大，总可以使受激发射大大超过自发发射，而占绝对优势。

若某一介质中含有能级为 E_2 和 E_1 的粒子，且 E_2 、 E_1 满足式(1-10)的要求。当有频率为 ν 的光通过该介质时，在介质中将同时发生受激吸收和受激发射过程，前者使

入射光减弱,后者使入射光加强。设在 dt 时间内,受激吸收的光子数为 dN_{12} ,受激发射的光子数为 dN_{21} ,则由式(1-14)和式(1-17)可得

$$\frac{dN_{21}}{dN_{12}} = \frac{B_{21}N_2}{B_{12}N_1}$$

对于一个能级只存在一种粒子运动状态的情况(实际上可能存在几种运动状态,即粒子的几种运动状态都具有相同的内部能量值,但这并不影响所得到的分析结果),根据爱因斯坦关系有 $B_{21} = B_{12}$,则可得

$$\frac{dN_{21}}{dN_{12}} = \frac{N_2}{N_1}$$

在通常的热平衡条件下,介质中高能级粒子数总是少于低能级粒子数,而在室温下粒子几乎全部处于基态,所以一般情况下总是

$$\frac{dN_{21}}{dN_{12}} = \frac{N_2}{N_1} < 1$$

即受激发射的光子数 dN_{21} 少于受激吸收的光子数 dN_{12} 。只有打破了介质中的热平衡,使粒子数分布满足

$$\frac{N_2}{N_1} > 1 \quad (1-18)$$

介质中的受激发射才能强于受激吸收,介质才能对光有增益作用。通常将式(1-18)所描述的状态称为粒子数反转分布状态,或简称“粒子数反转”。

由以上可以看出,要获得激光,就要创造条件使工作介质处于粒子数反转的分布状态。为此,首先就要选择比较容易实现粒子数反转分布的介质,这种介质又称为激光工作物质或激活介质。激活介质的种类很多,固体介质如红宝石、钕玻璃等,液体介质如氨气、二氧化碳等,另外也有液体介质。为了使激活介质工作,还必须利用外界强大的能源,将介质中处于低能级的粒子激发到高能级。因此,所有激光器都有外界激励源。固体激光器通常用光激发,通过光能将粒子从低能级激发到高能级,就象水泵将水从低处打到高处一样,故常称为光泵。各种气体激光器通常用电激发,它是利用气体放电,使被加速的电子同工作物质中的粒子碰撞,电子将能量转交给粒子,粒子则从低能级跃迁到高能级。除光激发和电激发外,还有热激发、化学激发和核激发等。

三、激光的产生

1. 光学谐振腔的共振作用

由以上分析可知,获得激光的首要条件是选择适当的介质(激活介质),并在外界能源作用下实现粒子数反转分布。在粒子数反转分布的介质中,光和介质的相互作用使受激发射大于受激吸收,光场被加强,即光被放大了。这种放大作用,是产生激光的另一个重要条件。但这还不够,还要依靠光学谐振腔的共振作用,使这种放大作用长时间存在下去。所以,一般所说的激光器,与其说是激光放大器,不如说是激光振荡器。

设有一激活介质,处于粒子数反转分布状态(图1-7),即处于高能级的粒子数(用黑点