

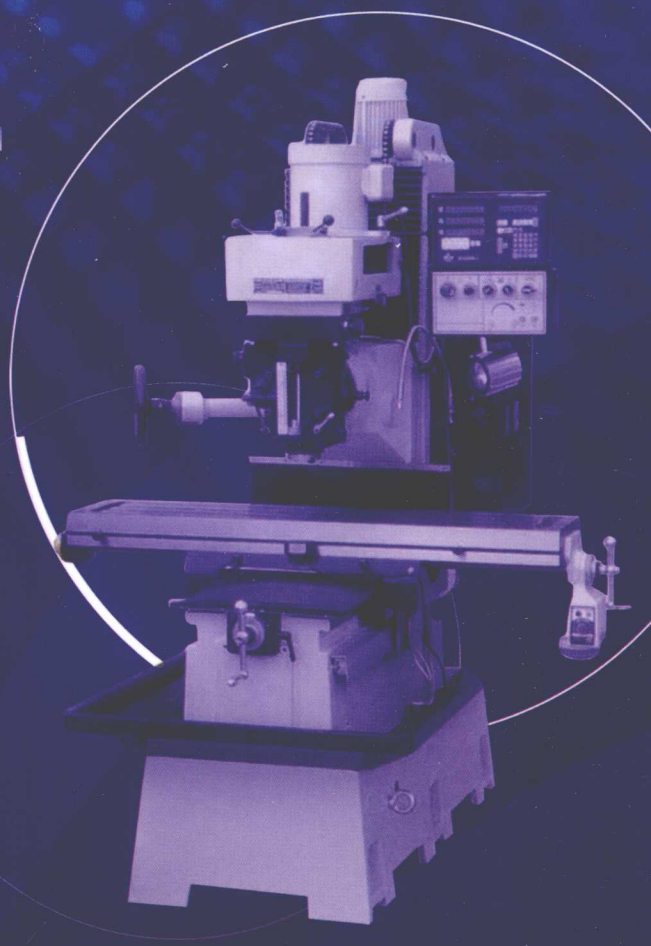
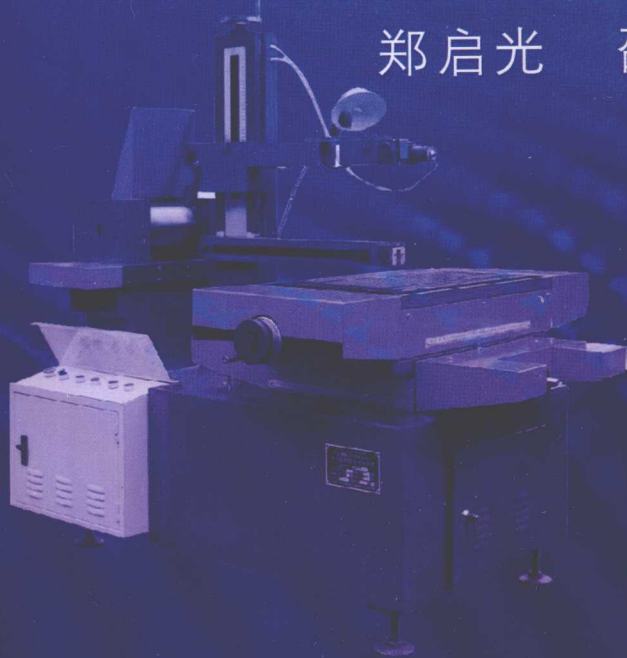


职业教育院校重点专业规划教材  
数控技术应用专业教学用书

# 激光加工工艺与设备

JI GUANG JIA GONG GONG YI YU SHE BEI

郑启光 邵丹 编著



机械工业出版社  
CHINA MACHINE PRESS

职业教育院校重点专业规划教材  
数控技术应用专业教学用书

# 激光加工工艺与设备

郑启光 邵丹 编著



机械工业出版社

本书是根据教育部制定的高职和高专课程的基本要求,紧紧围绕高等职业院校专业人才培养目标要求编写的。

本书共分11章,主要内容包括激光加工工艺与设备,具体如下:第1章激光加工技术基础;第2~8章激光加工工艺,其中第2章激光打孔与切割,第3章激光焊接,第4章激光表面热处理,第5章激光快速成形,第6章激光烧结合成陶瓷,第7章准分子激光微加工,第8章激光制备薄膜;为了突出激光加工的应用,在第9章较详细地介绍了激光在工业中的应用;第10章介绍了激光加工成套设备系统;为了引起学生对激光安全的重视,在最后的第11章讲述了激光安全。大部分章节均有习题。

本书适合作为高等职业院校激光专业的教材,也可作为相关专业本科生和相关工程技术人员的参考用书或培训教材。激光加工工艺与设备课程的参考学时数为30学时左右,其中第6章和第8章可作为教学参考内容。

## 图书在版编目(CIP)数据

激光加工工艺与设备/郑启光,邵丹编著. —北京:机械工业出版社, 2009.10

职业教育院校重点专业规划教材 数控技术应用专业教学用书  
ISBN 978-7-111-28452-9

I. 激… II. ①郑…②邵… III. ①激光加工—工艺—职业教育—教材  
②激光加工—设备—职业教育—教材 IV. TG665

中国版本图书馆CIP数据核字(2009)第179052号

机械工业出版社(北京市百万庄大街22号 邮政编码100037)

策划编辑:汪光灿 责任编辑:刘远星 版式设计:霍永明

封面设计:陈沛 责任校对:陈延翔 责任印制:洪汉军

三河市宏达印刷有限公司印刷

2010年1月第1版第1次印刷

184mm×260mm·14.75印张·360千字

0001—3000册

标准书号:ISBN 978-7-111-28452-9

定价:25.00元

凡购本书,如有缺页、倒页、脱页,由本社发行部调换

电话服务

网络服务

社服务中心:(010) 88361066

门户网:<http://www.cmpbook.com>

销售一部:(010) 68326294

教材网:<http://www.cmpedu.com>

销售二部:(010) 88379649

读者服务部:(010) 68993821

封面无防伪标均为盗版

# 前 言

先进制造技术是国内外优先发展的领域，激光加工技术是这个领域中的一个重要方向。随着激光技术的迅速发展，激光加工作为一种新工艺已经显示出了强大的竞争力，并在国内外尤其在国外得到了广泛的应用，取得了显著的经济效益。

然而，激光加工工艺在我国还未得到广泛的采用，与国外相比还有较大的差距。原因很多，其中之一是人们对其不十分了解，从事激光加工的工程技术人员还不够注意应用推广工作。因而需要一本较系统介绍激光加工工艺的书，以促进激光加工技术在我国更快更好地发展。

本书是根据教育部关于高职高专教学基本要求，紧紧围绕着高等职业教育专业人才培养目标要求编写的，适合作为高等职业院校及成人高等教育机械类或相关专业的教学用书（参考学时为32~40学时），也可作为相关专业本科生和工程技术人员参考用书或培训教材。在本书编写过程中，结合我们多年的教学实践经验，从培养学生初步掌握激光加工技术入手，在内容取舍上，既保证基本知识内容，考虑整个激光加工工艺知识的系统化，又注重了所学知识在工程中的实际应用，突出了高等职业教育的特色。本书编写具有以下几个特点：

1. 本书紧紧围绕高等职业院校着重培养技能型人才的要求，在内容取舍上，着重偏重工艺与方法，尽量减少较深的理论与公式推导。
2. 为方便学生的实训，书中列举了激光加工实例与激光加工的典型工艺参数。
3. 本书加强了实用性，书中用较大篇幅介绍了激光加工的成套设备，使学生对激光加工工艺与设备有一个较完整的了解。

本书共分11章，由郑启光和邵丹主编。其中第1章、第2章、第3章（部分）、第4章、第7章、第8章、第9章（部分）由郑启光编写，第5章、第6章、第10章、第11章、第3章（部分）、第9章（部分）由邵丹编写。华中科技大学李再光教授对书稿进行了认真、细致的审阅，提出了许多宝贵意见，在此表示衷心的感谢。另外，武汉船舶职业技术学院周兰老师和崔西武老师对本书也提出了建设性意见，作者在此一并表示感谢。

在教材编写中，为了突出本书的特色，我们作了许多努力，但由于水平有限，书中难免存在不妥之处，恳请读者批评指正。

编 者

# 目 录

## 前言

<b>第 1 章 激光加工技术基础</b> .....	1
1.1 激光产生的机理 .....	1
1.2 激光束特性 .....	7
1.3 激光束的聚焦与传输特性 .....	12
1.4 激光窗口、透镜及反射镜材料 .....	20
1.5 激光束质量 .....	23
1.6 材料的吸收和反射特性 .....	23
习题 .....	29
<b>第 2 章 激光打孔与切割</b> .....	30
2.1 激光打孔 .....	30
2.2 激光切割 .....	36
2.3 三维激光烧蚀精密加工技术 .....	47
2.4 激光打标 .....	52
2.5 激光毛化(刻花)技术 .....	53
习题 .....	55
<b>第 3 章 激光焊接</b> .....	57
3.1 脉冲激光光斑焊接 .....	57
3.2 激光缝焊 .....	63
3.3 高功率激光深穿透焊接 .....	66
3.4 几种焊接方式 .....	77
3.5 几种典型激光焊接实例 .....	82
3.6 塑料的激光焊接 .....	98
习题 .....	103
<b>第 4 章 激光表面热处理</b> .....	104
4.1 激光表面淬火 .....	104
4.2 激光表面合金化与熔覆 .....	111
4.3 激光表面非晶化与微晶 .....	125
4.4 激光冲击强化 .....	127
4.5 激光清洗技术 .....	128
习题 .....	130
<b>第 5 章 激光快速成形</b> .....	131
5.1 激光快速成形工艺 .....	131
5.2 激光快速成形系统软件与设备 .....	145
5.3 激光快速成形制作零件(或模具) 的典型实例 .....	147
习题 .....	148
<b>第 6 章 激光烧结合成陶瓷</b> .....	149
6.1 激光烧结合成陶瓷工艺 .....	149
6.2 激光烧结陶瓷的应用 .....	153
习题 .....	161
<b>第 7 章 准分子激光微加工</b> .....	162
7.1 准分子激光与材料相互作用 .....	162
7.2 准分子微加工技术 .....	164
7.3 准分子激光表面处理 .....	165
习题 .....	171
<b>第 8 章 激光制备薄膜</b> .....	172
8.1 激光制膜原理与过程 .....	172
8.2 影响激光制膜的几种因素 .....	177
8.3 激光制膜工艺方法 .....	179
8.4 激光定域制膜 .....	181
8.5 脉冲激光制备薄膜实例 .....	184
习题 .....	189
<b>第 9 章 激光在工业中的应用</b> .....	190
9.1 脉冲激光加工在微电子技术中的应用 .....	190
9.2 激光在汽车工业中的应用 .....	200
9.3 激光在其他方面的应用 .....	204
习题 .....	206
<b>第 10 章 激光加工成套设备系统</b> .....	207
10.1 激光加工成套设备的组成 .....	207
10.2 激光加工成套设备 .....	211
10.3 激光加工生产线中的检测与监控 技术 .....	215
<b>第 11 章 激光安全</b> .....	223
11.1 激光安全标准 .....	223
11.2 安全极限 .....	223
11.3 激光安全培训 .....	225
<b>参考文献</b> .....	227

# 第 1 章 激光加工技术基础

激光与其他光源相比，具有单色性好、相干性好、方向性好和亮度高等特点。

1) 单色性好。普通光源发出的光均包含较宽的波长范围，即谱线宽度宽，如太阳光就包含所有可见光波长。而激光为单一波长，谱线宽度极窄，通常在数百纳米至几微米，与普通光源相比，谱线宽度窄了几个数量级。

2) 相干性好。普通光源发出的光属于非相干光，不产生干涉现象，而激光有很好的相干特性。激光束叠加在一起，其幅度是稳定的，在相当长时间内，可保持光波前后的相位关系不变，这是任何其他的光源所达不到的。

3) 方向性好。普通光源发射的光射向四方，谈不上有什么方向性，光束发散度大。而激光发散角小，一般为几个毫弧度，方向性好，如将激光束射向月球，则在月球表面的光斑直径不超过 2km，甚至更小。

4) 亮度高。所谓亮度，光学上给出的定义是，光源在单位面积上某一方向的单位立体角内发射的光功率。激光束能通过一个光学系统（如透镜）聚焦到一个很小的面积上，具有很高的亮度。例如一支输出功率为 1mW 的 He-Ne 激光器输出的激光，经过透镜聚焦后，其亮度比太阳的亮度高 10 万倍。

## 1.1 激光产生的机理

### 1.1.1 电磁辐射特性

#### 1. 光具有波动性

众所周知，光波是一种电磁波，激光也是一种电磁波，它既存在电场分量，又存在磁场分量，如图 1-1 所示。

光波满足一维波动方程，即

$$\frac{\partial^2 E}{\partial Z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1-1)$$

式中， $E$  是电场强度； $c$  是光速 ( $3 \times 10^8$  m/s)。

另一方面光波又遵循麦克斯韦方程，即

$$S = EH \quad (1-2)$$

$$S_{\text{平}} = \frac{1}{2} EH \quad (1-3)$$

式中， $S$  是单位面积的功率流； $H$  是磁场强度； $S_{\text{平}}$  是单位面积的平均功率流。

光在真空中的传播速度是  $3 \times 10^8$  m/s。

光波长和频率满足关系

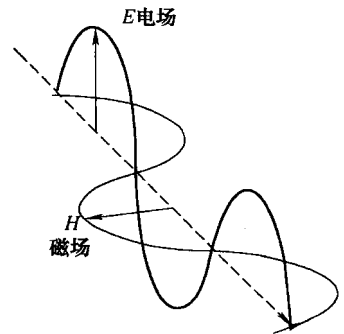


图 1-1 电磁场辐射的电场和磁场矢量

$$c = \lambda\nu \quad \text{或} \quad \lambda = \frac{c}{\nu}, \quad \nu = \frac{c}{\lambda} \quad (1-4)$$

式中,  $\lambda$  是光的波长;  $\nu$  是光波频率。

当光在介质中传播时, 其传播速度为

$$v = \frac{c}{n} \quad (1-5)$$

式中,  $v$  是光波在介质中的传播速度;  $n$  是介质的折射率。

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (1-6)$$

式中,  $\epsilon_r$  是介质的介电常数, 同时有

$$\frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r\mu_r}} \quad (1-7)$$

式中,  $\mu_r$  是磁导率。

## 2. 光具有粒子性

当人们发现某些光学现象 (例如光电效应、热辐射等) 与光的波动性相矛盾时, 并不能采用光的波动性来解释。光的微粒学说最早是牛顿在 1704 年提出的, 他认为光是由大量通过空间运动的微粒组成的。例如, 在人们的日常生活中, 物质在一定温度下能向四周辐射热量, 这种现象叫做“热辐射”。热辐射是物体发射光能的一种形式, 当温度不太高时, 发射红光, 随着温度的升高, 发光的颜色逐渐由红变成橙色、蓝色至紫色。太阳光、白炽灯、氙灯等的发光均属于热辐射。另一方面, 经典的电磁场理论并不能解释光电效应。光电效应是光照射到金属体上, 金属中的电子吸收光能, 从金属表面逸出来的现象。具有一定能量  $E$  的电子, 其能量与入射光的强度有关。

$$E = h\nu - P$$

式中,  $h$  是普朗克常数 ( $6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ );  $\nu$  是光波频率,  $\nu = c/\lambda$ ;  $P$  是与材料有关的常数。

按照经典的电磁场理论, 电子从光波阵面连续获得能量, 获得的能量大小应与光强有关, 而与光的频率无关。因此, 按照这种思路, 那么对于任何频率的光只要有足够的光强和足够的照射时间就会产生光电效应, 但这恰恰与光电效应的实验结果相矛盾。在光电效应实验中, 发现产生光电效应时有一个截止频率。对于高于这个截止频率的光照金属表面, 即使入射光强非常弱, 辐射时间非常短, 也能在金属表面逸出电子。因此, 采用电磁波理论不能很好地解释光电效应。

1926 年, 汉森伯格 (K. Heisenberg) 和薛定谔 (E. Schrodinger) 创立了量子理论。之后, 由波耳 (N. Bohr) 在分析普朗克常数时, 正式提出光既具有波动性, 同时又具有粒子性。如果光波具有一个周期  $T$ 、波长  $\lambda$ , 粒子能量为  $E$  和动量为  $p$ , 波耳认为可得到

$$h = ET = p\lambda \quad (1-8)$$

从式 (1-8) 中可以看出, 如果光的粒子性强, 那么光的波动性则弱。这就是说, 普朗克常数是由很强的粒子辐射转变到很强的波型辐射。由式 (1-8) 可以得到

$$\lambda = h/p \quad (1-9)$$

即得到所有具有动量的物质均具有一个波长, 这就是通常所说的物质波。由于普朗克常数很小, 故物质波的波长很短。例如, 地球的波长  $\lambda = [6.626 \times 10^{-34} / (5.976 \times 10^{34} \times 3 \times$

$10^4$ ) ]  $m = 3.7 \times 10^{-73}$  m, 其中地球质量  $m = 5.96 \times 10^{34}$  kg, 地球转动速度  $v = 3 \times 10^4$  m/s。

1905年, 爱因斯坦在普朗克的量子假设的基础上, 提出了光量子的学说, 于是建立了光量子的理论, 即光辐射是量子化的, 将光辐射称为光量子 (简称为光子)。按照光量子的理论, 认为光辐射是一种以光速运动的光子流, 光子 (也称电磁场量子) 和其他基本粒子一样, 具有能量、动量和质量等, 光的粒子属性 (例如具有能量、动量和质量等) 和光的波动属性 (频率、波长和偏振等) 密切联系, 光子的性质可归纳如下:

1) 光子能量  $E$  与光波频率  $\nu$  的关系为

$$E = h\nu \quad (1-10)$$

2) 光子具有运动质量  $m$ , 光子的静止质量为 0。

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad \text{或} \quad h\nu = mc^2 \quad (1-11)$$

3) 光子的动量  $p$  与单色平面波的波长  $\lambda$ 、波矢  $k$  的对应关系为

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \hbar k \quad (1-12)$$

式中,  $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ;  $n$  是光子运动方向 (平面波传播方向) 上的单位矢量。

4) 光子具有两种独立偏振状态, 对应于光波场的两个独立的偏振方向。

5) 光子具有自旋, 且自旋量子数为整数, 因此大量光子的集合服从波耳兹曼统计的规律。处于同一状态的光子数目是没有限制的, 这是光子与其他服从费米统计布的粒子 (如电子、质子和中子等) 的重要区别。

上述式 (1-10)、式 (1-11) 和式 (1-12) 后来为康普顿散射实验所证实, 并在现代量子电动力学中得到解释。表 1-1 列出了几种不同激光的光子性质。

表 1-1 几种不同激光的光子性质

激光器类型	$\lambda/\mu\text{m}$	$\nu/\text{Hz}$	$E_p/\text{eV}$	$E_p/\times 10^{-20}\text{J}$
Nd: YAG	1.06	$2.8 \times 10^5$	1.16	18.5
CO	5.4	$5.5 \times 10^{13}$	0.23	3.64
CO <sub>2</sub>	10.6	$2.8 \times 10^{13}$	0.12	1.85
准分子	0.248	$1.2 \times 10^{15}$	4.9	70.4
氩离子	0.488	$6.1 \times 10^{14}$	2.53	40.4
He-Ne	0.6328	$4.7 \times 10^{14}$	1.95	31.1
自由电子	$3 \times 10^{-3} \sim 8 \times 10^3$	$10^8 \sim 10^{11}$	$10^6$	$10^2 \sim 10^5$

表 1-1 中,  $\lambda$  为激光波长,  $\nu$  为激光频率,  $E_p$  为光子能量, 对于 CO<sub>2</sub> 激光, 由表中所列可知其光子能量为  $1.85 \times 10^{-20}$  J。那么对于一台 1kW CO<sub>2</sub> 激光器, 光子流量为  $[1000/(1.85 \times 10^{-20})]$  光子/秒 =  $5 \times 10^{22}$  光子/秒, 得到的光压力为  $6 \times 10^{-6}$  N/m<sup>2</sup>, 如果将激光束聚集到 0.1mm 光斑, 则光压为  $(4 \times 6 \times 10^{-6})/\pi (0.1 \times 10^{-3})^2 = 760$  N/m<sup>2</sup>。但在很多情况下, 光压是可以忽略的。

假定光子运动速度为  $c$ , 光子在真空中的传播速度 ( $3 \times 10^8$  m/s) 是一个常数, 但光子是一个普通的粒子, 光子的速度是可改变的。例如, 光从一种介质传播到另一种介质时, 光



速是要发生改变的。这是因为光子在通过一种介质时，由于光子与物质分子相互作用而使光波波前运动变慢。

### 1.1.2 激光产生的必要条件

#### 1. 原子结构和能级

为了弄清爱因斯坦的三种辐射过程，必须了解原子结构和能级的物理含义。

物质是由分子和原子组成的，原子是由原子核和核外电子组成的，原子核带正电荷，占有几乎所有原子的质量，电子带负电荷，电子绕原子核旋转。

根据经典理论，电子绕核转动，会辐射出电磁波（光子），电子能量会逐渐减少，转动的半径也会越来越小，但显然与实际不符。

1916年，波耳将爱因斯坦的光子学说应用到卢瑟福的原子模型，并提出如下新的假设：

1) 原子中的电子可沿某些稳定的轨道旋转，而不辐射能量。按照这个假设，每个原子都有某些确定的稳定的轨道，并对应有确定的能量  $E$ ，这种稳定的轨道就称能级，这个条件也称定态条件。

2) 原子的核外电子不能任意自由分布，它绕原子核旋转的轨道是一定的。电子绕核旋转的动量不是连续的，而是量子化的，即电子的轨道角动量（或动量矩） $L$  要满足量子化条件

$$L = m\omega r^2 = nh/2\pi = n\hbar \tag{1-13}$$

式中， $\omega$  是电子绕核旋转的角频率； $r$  是电子离核的距离； $n$  是正整数，称为量子数。

3) 一个原子从一个较高（或较低）的特定状态跃迁到另一个能量较低（或较高）的特定状态（能级）时，伴随着发射（吸收）一个光子，这个光子的能量等于跃迁前后两个能量  $E_n$ 、 $E_{n'}$  之差，这个辐射光子的频率  $\nu_{nn'}$  由  $h\nu = E_n - E_{n'}$  决定，即

$$\nu_{nn'} = \frac{E_n - E_{n'}}{h} \tag{1-14}$$

式中， $h$  是普朗克常数，这个条件也称为辐射的频率条件。

当原子中的电子从某一个轨道跃迁到另一个轨道上时，电子的能量就要发生变化，这个能量变化就反映为整个原子能量的变化。由于电子运动的轨道是不连续的，因此，原子的能量也是不连续的，即定的值称为能级。能级也是量子化的，能级用图来表示，如图 1-2 所示。

图 1-2 中最下的一个能级称为“基态”，基态以上的能级称为“激发态”，如图中的  $E_2$ ， $E_3$ ， $\dots$ ， $E_{n-1}$ ， $E_n$ 。

#### 2. 光的辐射与吸收（爱因斯坦的辐射理论）

当原子从低能级跃迁到高能级时，就要从外界吸收能量；反之，从高能级跃迁到低能级时，就要释放能量。如果原子在跃迁过程中，能量是以光的形式释放出来的，则称为“辐射跃迁”。只有在原子两个能级之间满足跃迁选择定则时，才能实现辐射跃迁。当能量不是以光的形式释放出来，而是通过与外界碰撞等过程

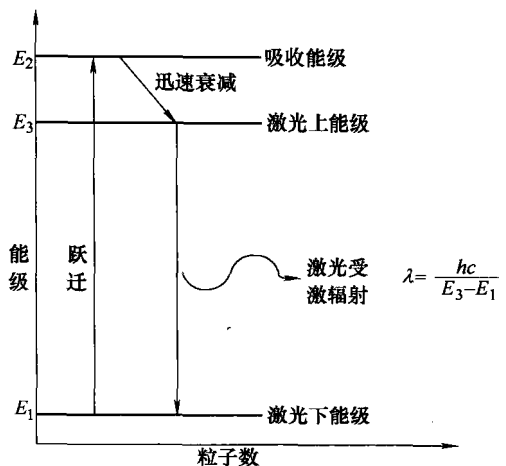


图 1-2 能级图

来进行能量交换（例如变成热能）时，即以热辐射形式释放能量，这时，从一个能级跃迁到另一个能级称为“无辐射跃迁”。

1917年，爱因斯坦从辐射与原子相互作用的量子观点出发，提出在光与物质相互作用中，包含原子的自发辐射、受激辐射和受激吸收三个跃迁过程。尽管爱因斯坦当时提出的辐射跃迁理论带有假设性质，但这一理论为激光器和近代的微波量子放大器的发明奠定了理论基础。

(1) 光的自发辐射 以二能级系统为例 ( $E_2 > E_1$ )，原子从能量较高的能级  $E_2$  自发地衰变到较低的能级  $E_1$  时，会发射出频率为  $\nu_{21}$  的光子，跃迁过程中原子释放的能量是两个能级的能量差 ( $E_2 - E_1$ )。如果这些能量是以电磁波（光子）形式释放出来的，则称为“自发辐射”，如图 1-3a 所示。

自发辐射的频率  $\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}$ ，式中， $h$  为普朗克常数。

自发辐射仅仅是原子衰变的两种过程之一，原子也可能以无辐射跃迁（释放热能）形式跃迁到低能级。

自发辐射可用自发辐射几率来描述，在一个粒子系统中，单位体积内，由  $E_2$  自发辐射跃迁到  $E_1$  的粒子数  $dN_{21}$  可用下式表示

$$dN_{21} = A_{21}N_2 dt \tag{1-15}$$

式中， $N_2$  是  $E_2$  能级上的粒子数， $A_{21}$  是自发辐射跃迁速率（也称爱因斯坦自发辐射系数）。

或写成

$$A_{21} = \frac{dN_{21}}{N_2 dt} \tag{1-16}$$

$$\frac{dN_{21}}{dt} = \frac{N_2}{\tau} \tag{1-17}$$

式中， $\tau$  是辐射衰减时间，或称上能级寿命。

于是

$$A_{21} = \frac{1}{\tau} \tag{1-18}$$

式 (1-18) 说明上能级寿命越短，自发辐射跃迁几率越大。

$$I(t) = I_0 e^{-A_{21}t} \tag{1-19}$$

式中， $I(t)$  是自发辐射光强； $I_0$  是  $t=0$  时的初始光强。式 (1-19) 说明自发辐射光强随时间的变化呈指数衰减。

(2) 光的受激辐射 当原子处于电磁场中，原子在受到频率恰好近似或等于两能级之差的电磁辐射（光子）作用时，这个人射光子将诱发原子从  $E_2$  能级跃迁到  $E_1$  能级，且跃迁释放的能量将以辐射光子形式释放出来，这个辐射的光子也将叠加于入射光子上。这就是

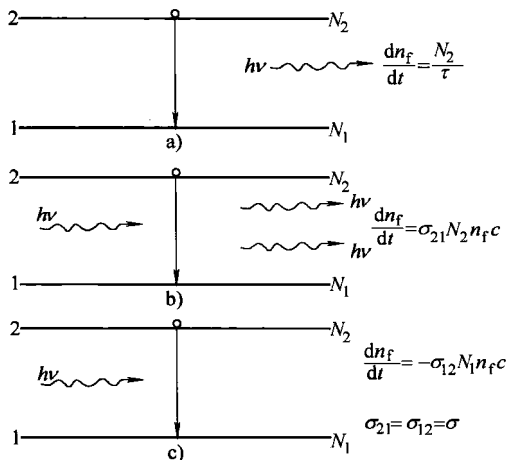


图 1-3 光的发射与吸收过程

a) 自发辐射 b) 受激辐射 c) 受激吸收

爱因斯坦的受辐射跃迁, 如图 1-3b 所示。

这里值得一提的是, 受激辐射跃迁与自发辐射跃迁有本质上的区别。在自发辐射情况下, 一个原子发射的光子与另一个原子发射的光子之间没有确定的位相关系, 彼此之间是不相干的, 而且所发射的光子方向是任意的、随机的。而在受激辐射情况下, 通过受激辐射诱发出来的光子与入射光子具有同频率、同相位、同偏振和相同传播方向。因此, 受激辐射的光是相干的。受激辐射从高能级  $E_2$  跃迁到低能级  $E_1$  的粒子数  $dN'_{21}$  为

$$dN'_{21} = B_{21} N_2 \rho_\nu dt \quad (1-20)$$

式中,  $B_{21}$  是爱因斯坦受激辐射系数;  $\rho_\nu$  是入射波单色辐射能量密度。

同样有

$$W_{21} = B_{21} \rho_\nu = \frac{dN'_{21}}{N_2 dt} \quad (1-21)$$

式中,  $W_{21}$  是受激辐射跃迁速率。从式 (1-21) 可清楚地看到, 受激辐射跃迁速率与入射波的能量密度  $\rho_\nu$  密切相关。而自发辐射对于同一种物质来说是一个常数。

如果设定入射波的光子通量为  $F$ , 则有

$$W_{21} = \sigma_{21} F \quad (1-22)$$

式中,  $\sigma_{21}$  是受激发射截面, 它只与受激辐射本身有关。

(3) 光的受激吸收 光的受激吸收是与受激辐射相反的过程。受激吸收是处于低能级  $E_1$  的原子受到能量恰好为两能级能量之差 ( $E_2 - E_1$ ) 的光子照射, 原子吸收入射光子从  $E_1$  跃迁到高能级  $E_2$  上, 这种跃迁称为受激吸收过程, 如图 1-3c 所示。

与受激辐射类似, 从低能级  $E_1$  跃迁到高能级  $E_2$  的原子数  $dN_{12}$  为

$$dN_{12} = B_{12} \rho_\nu N_1 dt \quad (1-23)$$

式中,  $B_{12}$  为受激吸收系数。

这时受激吸收跃迁速率  $W_{12}$  为

$$W_{12} = B_{12} \rho_\nu = \frac{dN_{12}}{N_1 dt} \quad (1-24)$$

显然, 受激吸收跃迁速率与入射波辐射能量密度  $\rho_\nu$  成正比。

同样,

$$W_{12} = \sigma_{12} F \quad (1-25)$$

式中,  $\sigma_{12}$  是受激吸收辐射截面。爱因斯坦的受激辐射截面与受激吸收截面相等。

$$\sigma_{21} = \sigma_{12} = \sigma \quad (1-26)$$

式中,  $\sigma$  统称为跃迁截面。

### 3. 激光产生的必要条件

(1) 黑体辐射, 普朗克公式 实验证明, 对于一个物体来说, 它在热辐射过程中在一定时间内发出的辐射能量以及按波长分布均与它的温度有关。前面已提到, 温度不太高的热辐射呈红颜色, 温度高呈白色, 温度更高则呈蓝紫色。辐射的波长随着物体温度的升高由长波长向短波长改变。

一个物体在单位面积的表面发射的波长在  $\lambda \sim \lambda + d\lambda$  范围辐射的能量为

$$dE_\lambda = \varepsilon(\lambda, T) d\lambda \quad (1-27)$$

式中,  $\varepsilon(\lambda, T)$  是一个物体的辐射本领, 对于不同的物体其辐射本领是不同的。

当辐射能射到物体表面时，一部分能量被吸收，另一部分能量则从物体表面上反射，如果被辐射的物体是透明的，则还会有一部分能量被透射。被吸收的能量与入射辐射总能量之比称为该物体的吸收系数，以  $\alpha(\lambda, T)$  表示。被反射的能量与入射辐射总能量之比称为该物理的反射系数，以  $R(\lambda, T)$  表示，对于不同物体表面，入射辐射的吸收系数和反射系数是不同的。

对于一个不透明物体（尤其是表面状态不同，例如表面粗糙度不同时）来说，其吸收系数和反射系数之和为 1，即

$$\alpha(\lambda, T) + R(\lambda, T) = 1 \quad (1-28)$$

如果有这样一个物体，在任何温度下对任何波长的辐射都能全部吸收，吸收系数等于 1，那么，这个物体称绝对黑体。

黑体辐射的能量与温度的 4 次方成正比，且温度越高，辐射的波长越短。

普朗克通过黑体辐射实验得出了一个计算黑体辐射能量密度的公式为

$$\rho_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1-29)$$

式中， $\nu$  是辐射频率； $h$  是普朗克常数； $T$  是绝对温度。

(2) 激光产生的必要条件 当外来辐射作用物体（原子）时，受激吸收和受激辐射将同时起作用。作用的结果是入射光被衰减或得到放大，衰减还是放大完全取决于两种过程哪一种占主导地位。如果受激吸收超过受激辐射，则光的衰减大于增益，则总的效果是光被衰减；反之，若受激辐射占主导地位，则光得到放大。

在物质处于热平衡状态时，各能级上的原子数服从波耳兹曼的统计分布规律，即

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}} \quad (E_2 > E_1) \quad (1-30)$$

在热平衡状态时，原子总是处于最小能量的能级上，故处于高能级的粒子数  $N_2$  总是小于处于低能级上的粒子数  $N_1$ ，即有  $N_1 > N_2$ ，故受激吸收过程超过受激辐射过程。只有在  $N_2 > N_1$  时，受激辐射过程才会超过受激吸收过程。因而要产生激光，其中一个必要条件是要获得受激辐射光，则必须使介质处于粒子数反转分布状态，即需要高能级粒子数大于低能级粒子数，因此  $N_2 - N_1 > 0$  或  $\Delta N_{21} > 0$ 。

另一方面，要产生激光还必须使增益大于损耗。这也就是为什么在设计实际激光器时，需要有一个光学谐振的缘故，因为只有受激辐射光在谐振内来回反射才可以得到光的振荡放大。

## 1.2 激光束特性

### 1.2.1 激光波长

自从 1960 年第一台红宝石激光器发明以来，激光波长范围从远红外光到可见光，从可见光到紫外光，从紫外光到 X 射线激光，一直到纳米级波长范围，但真正适合于激光材料加工的激光波长为数也不是很多。

激光波长取决于光的受激辐射，而且激光波长还会因为谱线加宽而扩展，在气体激光器中，由于 Doppler 效应，使谱线常呈现非均匀展宽，谱线的展宽通常按高斯型曲线改变，在

固体激光器中，谱线展宽按均匀展宽，且按洛仑兹型曲线改变，当固体激光工作物质有缺陷时，也会出现非均匀展宽，激光的频谱宽度取决于材料的类型。在气体激光器中，由于气体中的原子运动引起的多普勒效应，使得气体的激光频谱宽度比较窄。为了得到单色频谱激光，可以进行选频，例如在激光器中，可采用光栅选频方法，当然在激光材料加工中，这个问题并不十分突出。但是激光材料加工更希望短波长激光，这也是准分子激光和飞秒激光加工大有前途的原因所在。

### 1.2.2 激光的相干性

激光束与普通光源相比，具有很好的相干性，包括时间相干性和空间相干性。

#### 1. 时间相干性

如图 1-4a 所示为迈克耳逊干涉仪的光路，表示出了光束的时间相干性。当光束产生相干时，有一个相干时间  $\tau_c$ ， $\tau_c \propto \frac{1}{\Delta\nu}$  ( $\Delta\nu$  为谱线宽度)，则其光束的纵向相干长度为

$$L_1 = c\tau_c \propto \frac{1}{\Delta\nu}$$

$c$  为光速。对于普通光源来说，它的相干时间近似为  $10^{-10}$  s，故其时间相干长度仅为 3cm。对于一台激光器， $\Delta\nu$  近似为 500Hz，相干时间为  $2 \times 10^{-3}$  s，则激光束的时间相干长度能达到  $6 \times 10^7$  cm；如果对激光器进行锁模， $\tau_c$  可压缩到  $10^{-9}$  s，则此时锁模激光束的时间相干长度为  $c\tau_c = 3 \times 10^{10} \times 10^{-9}$  cm = 30cm。

#### 2. 空间相干性

如图 1-4b 所示， $S$  为光源， $S_1$  和  $S_2$  为

两窄缝， $D$  为  $S$  至缝  $S_1$  和  $S_2$  间的垂直距离， $S\tilde{S} = l$ ， $D \gg d$ ，空间相干长度  $l = \frac{\lambda D}{2d}$ ， $\lambda$  为波长。对于由点源伸长的扩展源，要得到好的相干性，必须使  $l \ll \frac{\lambda D}{d}$ ，即  $d \ll \frac{\lambda D}{l}$  或  $d \ll \frac{\lambda}{\theta}$  (这里  $\theta \approx \frac{l}{D}$ )。

由此可看出，空间相干长度与  $\theta$  有关。对于普通光源，为了得到空间相干光，必须通过针孔；而激光束具有很好的空间相干性，图 1-5 所示为一台红宝石激光器的空间相干性，从图 1-5 中可清楚地看到激光束具有较好的空间。

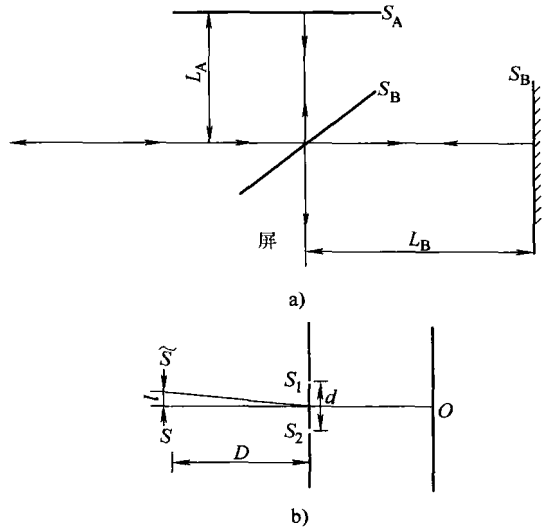


图 1-4 相干性

a) 迈克耳逊干涉仪的光路 b) 杨氏双缝实验光路图

注：缝宽为 0.00075cm，双缝之间的距离为 0.0054cm，可通过此双缝实验观察到双缝干涉图。点对应于理论计算值，假定平面波穿过双缝。

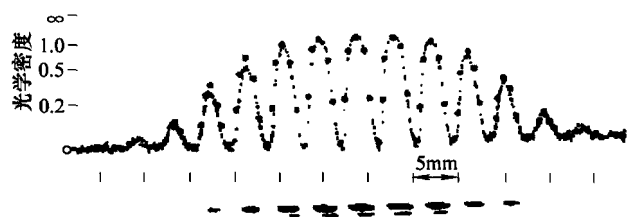


图 1-5 红宝石激光器的空间相干性

### 1.2.3 激光束输出模式

按照经典电磁场理论,电磁场的运动规律由麦克斯韦方程决定,单色平面波导是麦克斯韦方程的一种特解,它表示为

$$E(r, t) = E_0 e^{i2\pi\nu t - i\kappa r} \quad (1-31)$$

式中,  $E_0$  是光波电磁场的振幅矢量;  $\nu$  是单色平面波的频率,  $r$  是空间坐标矢量,  $\kappa$  是波矢。而麦克斯韦方程的通解可表示为一系列单色平面波的线性叠加,在自由空间具有任意波矢  $\kappa$  的单色平面波都可以存在,但在一个有边界条件限制的空间(例如激光谐振腔)内,只能存在一系列独立的具有特定波矢  $\kappa$  的单色平面驻波,这种能够存在于腔内的驻波(以特定波矢  $\kappa$  为标志)称为光电磁波的模式。一种模式就代表电磁波运动的一种类型,或者说代表一种光子状态,它具有一定能量、动量和光波模体积。不同模式以不同  $\kappa$  来区分,且同一波矢  $\kappa$  也具有不同偏振方向。

在谐振腔纵向的光子状态(或在纵向的稳定光场分布)称为纵向的光波模(简称纵模),在腔横向的光子状态或者说在横向的稳定光场分布称横模。

在激光谐振腔内,激光场是一个稳定的驻波场,垂直于激光传播方向的光场分布称为横模,通常讲的光束的质量,主要是看输出光束的横模( $TEM_{mn}$ , 这里  $m$ 、 $n$  分别代表两个正交方向的节点数)分量,也就是看  $m$ 、 $n$  的大小。

对于一台圆柱形的固体激光器或放电管内径为圆形的气体激光器,激光束的横向光场分布函数为

$$E_{mn}(r, \varphi) = C_{mn} \left[ \frac{\sqrt{2}}{W(z)} r \right]^m \cdot L_n^m \left[ \frac{2}{W^2(z)} r^2 \right] \cdot \exp \left[ -\frac{r^2}{W^2(z)} \right] \cdot \cos(m\varphi) \quad (1-32)$$

式中,  $r$  是径向坐标半径;  $\varphi$  是相位角;  $C_{mn}$  是归一化因子;  $L_n^m$  是关联拉盖尔多项式;  $W(z)$  是束腰  $W_0(z=0)$  处光斑的半径。当  $m$ 、 $n$  均为零时,即为基模高斯光束,其光强分布为

$$E_{00}(r, \varphi) = A_{00} \cdot \exp \left[ -\frac{r^2}{W^2(z)} \right] \quad (1-33)$$

在激光材料加工中,光斑半径是一个重要参数,如何得到光斑半径大小,可以通过下式计算得到

$$W(z) = W_0 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda Z}{\pi W_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1-34)$$

式中,  $W(z)$  是距激光束腰的距离为  $z$  处的光斑半径;  $W_0$  是高斯光束的束腰半径。从式(1-34)可看出,随着  $z$  的增大,激光束的光斑尺寸越大。

### 1.2.4 激光束的形状与发散

激光束的空间形状是由激光器的谐振腔决定的,且在给定边界条件下,通过解波动方程来决定谐振腔内的电磁场分布,在圆形对称腔中具有简单的横向电磁场的空间形状。正如前述,腔内的横向电磁场分布称为腔内横模,用  $TEM_{mn}$  表示(见图1-6和图1-7),整数表示在每两个互相垂直的方向通过光束模图的零点(暗区),第一位整数表示沿径向穿过光斑的零点(暗区),第二位整数表示沿圆周方向的零点的一半。用星号表示的模图是两个模相对中心的轴旋转  $90^\circ$  后的线性叠加。 $TEM_{00}$  表示基模,  $TEM_{01}$ 、 $TEM_{02}$  和  $TEM_{10}$ 、 $TEM_{11}^*$ 、 $TEM_{20}$  表示低阶模,  $TEM_{03}$ 、 $TEM_{04}$  和  $TEM_{30}$ 、 $TEM_{33}$ 、 $TEM_{21}$  等均表示高阶横模。图1-8所示为激光器的谐振腔,图1-9所示为高斯光束经透镜后的传播,图1-10所示为基模高斯光束

的光强分布。

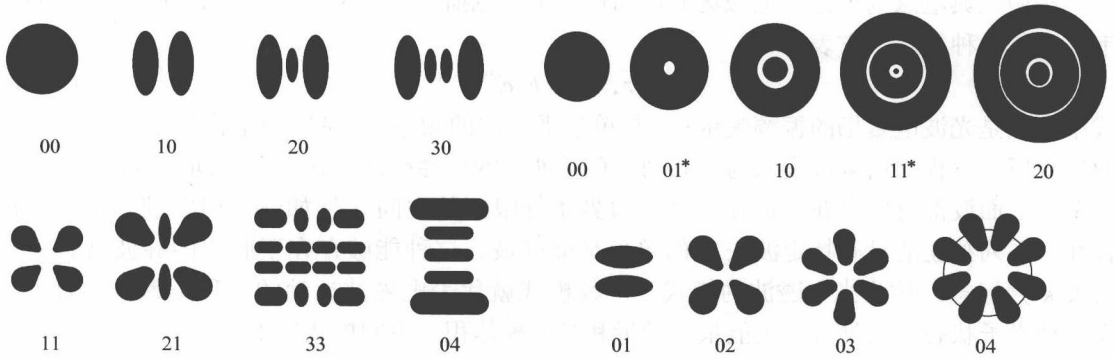


图 1-6 矩形对称系统中的横模图

图 1-7 圆形对称系统中的横模图

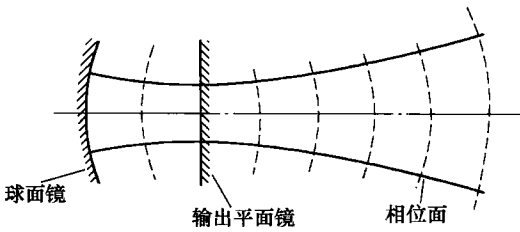


图 1-8 激光器的谐振腔

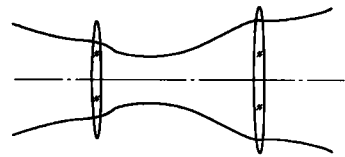


图 1-9 高斯光束通过一组凸透镜后其束腰增加

当谐振腔以基模振荡时，其输出光束的波前近似为平面，如果采用合适谐振腔参数，光束发散较小，根据式(1-33)可知，基模高斯光束的光强  $I(r)$  为

$$I(r) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{2r^2}{W^2}\right)$$

式中， $W$  是光束半径； $r$  是径向坐标； $I_0$  是初始光强。在激光谐振腔内，激光束通常按高斯光束传播，在激光束聚焦后也是如此。

大多数激光器输出均为高阶模。为了得到基模或是低阶模输出，需要采取选模技术，目前通常的选模方法均是基于增加腔内衍射损耗，例如采取多折腔增加腔长，以增加腔内衍射损耗；还可以减少激光器的放电管直径，或者在腔内加小孔光闸，其目的也是增加腔内的衍射损耗。基模高斯光束的衍射损耗很大，能达到衍射极限。故基模光束的发散角小，基模在腔内的模体积最小。从增加激光泵浦效率考虑，腔内的模体积应尽可能充满整个激光介质，即在长管激光器中， $TEM_{00}$ （基模）输出占主导地位，而在高阶模激光振荡中，基模只占激光功率的较小部分，故高阶模输出功率大，但高阶模的发散也厉害。

激光束（高斯光束）的发散及光强分布如图 1-11 所示。图 1-11b 中， $z=0$ ， $W=W_0$ ； $|z|>0$ ， $W>W_0$ 。

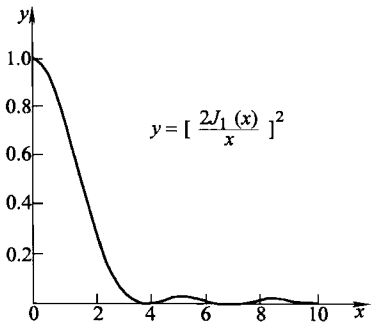


图 1-10 基模光束光强按贝塞尔函数曲线分布

发散角是光束能量发散程度的衡量，也是光束方向性的度量，其大小由高斯光束的光斑尺寸随  $z$  的变化决定

$$2\theta = 2 \frac{dW(z)}{dz} \quad (1-35)$$

式中， $\theta$  是光束发散角（半角）； $W(z)$  是高斯光束半径； $z$  是沿  $z$  轴传播的距离。当  $z=0$  时， $2\theta=0$ ；

当  $z = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$  ( $\lambda$  为光束波长) 时， $2\theta = \frac{\sqrt{2}\lambda}{\pi W_0}$ 。当  $z = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$  时，则有

$$2\theta = \frac{2\lambda}{\pi W_0} \quad (1-36)$$

式 (1-36) 为高斯光束远场发散角的表达式。当  $z=0 \sim \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$  时，光束发散角大约为远场发散角的  $1/\sqrt{2}$  倍，通常称这个范围为高斯光束的准直距离。与普通光源相比，激光束的发散角很小，一般在  $0.1 \sim 10\text{mrad}$ 。例如大多数红外激光器输出光束的发散角均小于  $10\text{mrad}$ ，仅半导体激光器的发散角达  $100\text{mrad}$ ，尽管如此，激光束的发散角比普通光源的发散角要小  $10^5 \sim 10^6$  数量级。与普通光源相比，激光是一种方向性极好的光源。激光束的方向性好也是激光束作为加工热源的重要原因之一。

激光束的发散可通过合适的光学系统压缩。图 1-12 所示为两种常用的光束准直系统，这里采用发散透镜的目的是减少激光束在会聚处的空气击穿和使光学系统设计更紧凑，得到高强度光束。

当焦距  $f$  与透镜数匹配时，光束可充满两个透镜区域，这时输出光束的发散角  $\theta_1$ 、 $\theta_2$  与入射光束的发散有如下的关系

$$\theta_2 = \frac{\theta_1 D_1}{D_2}$$

式中， $D_1$  和  $D_2$  是透镜 1 和 2 的直径，如果  $D_2/D_1 = 10$ ，这意味着光束的发散压缩 10 倍。

### 1.2.5 激光束的亮度

激光束的另一个显著特点是亮度高，只要用一块聚焦透镜就可将激光束的绝大部分（大于 99%）能量聚焦在激光焦点上。而普通光源只能聚焦万分之一的能量。

光源亮度是描述发光表面特性的一个物理量，光源亮度 ( $B$ ) 被定义为立体角内单位面积上的辐射功率 ( $P$ )，则光源亮度为

$$B = \frac{P}{\pi^2 A^2 \theta^2}$$

对于接近衍射极限的光束， $\theta = \lambda/(\pi A)$ ， $A$  为辐射半径，则

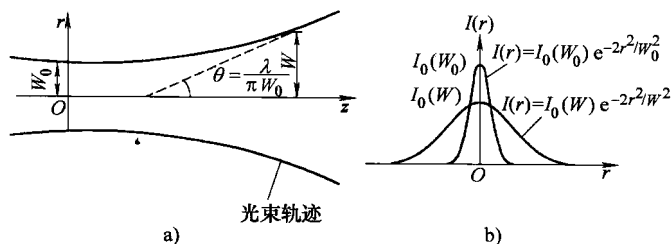


图 1-11 高斯光束的发散及光强分布

a) 高斯光束的光斑尺寸与距离的关系 b) 高斯光束的光强分布

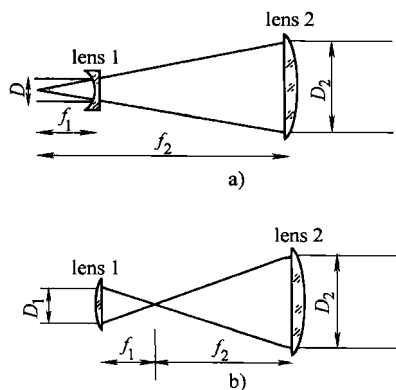


图 1-12 光束准直系统

a) 发散系统 b) 会聚系统



$$B \approx \frac{P}{\lambda^2}$$

对于激光这种特殊的辐射光束，其光谱辐射亮度  $B_\nu = B/\Delta\nu$ ，这里  $\Delta\nu$  是激光线宽（单位为 Hz）。由于激光线宽  $\Delta\nu$  极窄，故激光亮度极高。

表 1-2 列出了普通光源和激光源的亮度。

表 1-2 普通光源和激光源的亮度

光源	光源亮度/ $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$	光谱辐射亮度/ $\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$
1kW 弧灯	$10^3$	$10^{-10}$
10W Ar <sup>+</sup> 激光器	$4 \times 10^9$	1
100W CW CO <sub>2</sub> 激光器	$10^8$	10
1J 钕玻璃激光器, 10ns 脉冲	$10^{16}$	$10^3$

### 1.2.6 激光束偏振

光的受激辐射不仅可以产生一系列不同波长的相干光，而且这些受激辐射相干光还有它们各自的电场矢量，即这些相干光束是偏振的。早期激光器的谐振腔中，在腔内并没有折叠，大多数输出自由偏振光。在这种情况下，光束的偏振面随时间发生改变，例如激光切割质量将受到影响。为了改善光束的偏振状态，近年来，在激光切割和焊接中越来越多地采用平面偏振或圆偏振光。

图 1-13 和图 1-14 所示几种激光偏振模式是由两个平面偏振 TEM<sub>01</sub> 模叠加而成的。

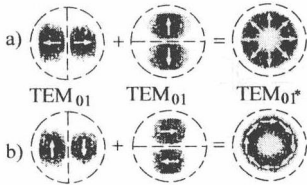


图 1-13 具有平面偏振的 TEM<sub>01</sub> 模

a) 径向偏振 b) 角向偏振



图 1-14 用角向偏振变换成径向偏振的变换图解

## 1.3 激光束的聚焦与传输特性

### 1.3.1 激光束聚焦

在激光材料加工中，最重要的参数是激光强度（或功率密度）。如果考虑让激光束通过一个光学系统传播，则光强将沿光路改变。随光程的增加，光强变弱；随光束的会聚，光强增强。当光功率密度不变时，光强仍会因光的吸收等损耗因素而发生改变，这种变化还随光束的衍射和聚焦而发生。对于激光热加工，激光焦点附近的光强分布是非常重要的。

激光束的聚焦形式可分为两类：一类是激光束的透射式聚焦（见图 1-15）；另一类是激光束的反射式聚焦（见图 1-16）。激光束经过一个单透镜聚焦后的衍射极限光斑尺寸，光束的每一个独立部分经过透镜后能成像为一个点辐射源的新的波前，并出现夫琅和费衍射，透镜能将入射光束聚集在一个焦平面上，在焦平面中心集中了 86% 入射光束的光