

孙景群 编著

激光探测大气污染

科学出版社

激光探测大气污染

孙景群 编著

科学出版社

1992

(京)新登字 092 号

内 容 简 介

本书介绍用激光遥测对流层大气中气溶胶、烟云和污染气体浓度等的探测原理和观测实例,及其在大气污染监测和大气污染扩散规律研究中的应用

本书可供从事环境科学、大气物理、大气探测和激光应用等研究工作和技术工作的科技人员阅读,对于大专院校有关专业的教师、研究生和高年级学生,本书也有一定参考价值。

激 光 探 测 大 气 污 染

孙景群 编著

责任编辑 陆 纯

科 学 出 版 社 出 版

北京东黄城根北街16号

邮政编码: 100707

中 国 科 学 院 印 刷 厂 印 刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1992年1月第 一 版 开本: 787×1092 1/16

1992年1月第一次印刷 印张: 18 1/2

印数: 1-1000 字数: 428000

ISBN 7-03-002675-6/P·537

定价: 16.70元

序 言

激光是60年代初出现的一种新型光源,由于具有单色性好、相干性强、方向性高以及高亮度、大功率等特点,而广泛应用于各个领域。其中,激光探测大气污染的研究始于60年代中,其历史虽然不长,但在探测原理和探测技术方面都取得了长足的进步,并日益显示出其优越性。因此,这一新技术在大气环境科学中的应用已受到普遍重视,各国竞相开展激光探测大气污染的研究和实际应用。我国从1970年起就积极开展了一系列激光探测大气污染的研究,在激光探测气溶胶、烟云和污染气体浓度,及其应用于大气污染监测和大气污染扩散规律的研究等方面,都取得不少进展。可以预期,随着激光技术的迅速发展和探测原理的日臻完善,正在蓬勃兴起的激光探测大气污染,将在大气环境科学中日益发挥其独特作用。

激光探测大气污染的空间范围,可从低层大气直至高层大气。但目前人们普遍关心的,主要还是对流层下层大气污染的时空分布及其扩散规律。为篇幅所限,本书着重介绍对流层大气,特别是近地层大气中,大气污染的激光探测原理和观测实例,及其在大气污染扩散规律研究中的应用。

本书力求反映这一领域的国内外现状;不仅介绍作者等已发表和未发表的研究结果,同时广泛收集国内外的有关内容。全书共分六章,并且有附录。第一章深入浅出地介绍激光原理,以及常用于探测大气污染的各类激光器,这对许多未从事激光工作的读者将有所裨益。第二章介绍气溶胶和分子的散射和吸收效应,这是激光探测大气污染的物理基础。第三章至第五章分别介绍激光探测气溶胶、烟云和污染气体浓度的探测原理和观测实例。第六章介绍激光探测大气污染在大气污染扩散规律研究中的应用。书后的附录则列出干气溶胶和湿气溶胶光散射参量的理论计算结果,以供从事这方面工作的读者查用。

本书承蒙北京大学王国文、林祥芝、尹宏和秦瑜同志,成都气象学院田明远同志,国家气象局徐大海同志,国家海洋局杨明同志,中国环境科学研究院吴忠勇同志,中国科学院大气物理研究所马振骅、赵高祥、陶丽君、雷孝恩和石广玉同志等审阅,并提出了许多宝贵意见。张海福同志参加了气溶胶光散射参量的理论计算。在此,一并致以深切谢意。

由于作者经验和水平有限,缺点、错误在所难免,欢迎读者批评指正。

作 者

1990年12月于北京中关村

目 录

序 言

第一章 激光基础知识	(1)
第一节 激光的特性	(1)
一、单色性和相干性	(1)
二、方向性	(2)
三、高亮度和大功率	(2)
第二节 激光原理	(3)
一、辐射与吸收	(3)
二、光放大条件	(5)
三、光学谐振腔和光放大	(8)
四、阈值条件	(9)
第三节 固体激光器	(9)
一、红宝石激光器	(10)
二、Nd:YAG 激光器和钕玻璃激光器	(10)
三、调Q技术	(12)
第四节 气体激光器	(16)
一、He-Ne 激光器	(16)
二、CO ₂ 激光器和 N ₂ 激光器	(18)
三、Ar ⁺ 激光器	(20)
第五节 可调谐激光器	(21)
参考文献	(23)
第二章 气溶胶和分子的散射及吸收效应	(24)
第一节 大气污染概况	(24)
一、大气污染简况	(24)
二、大气污染气体的成分	(26)
三、大气气溶胶	(30)
第二节 大气气溶胶的光散射	(36)
一、光散射原理	(36)
二、大气气溶胶的光散射	(48)
第三节 大气分子的吸收光谱	(61)
一、分子光谱概述	(61)
二、大气分子的吸收光谱	(65)
参考文献	(70)
第三章 激光探测大气气溶胶	(74)
第一节 米散射激光雷达	(74)

一、工作原理和光学系统	(74)
二、电子系统	(76)
第二节 光雷达方程	(79)
一、大气回波的光雷达方程	(79)
二、漫反射平面回波的光雷达方程	(81)
三、光雷达方程参数	(83)
第三节 激光探测气溶胶光散射参量	(85)
一、多仰角法	(85)
二、求解光雷达方程法	(87)
三、两种方法探测实例的分析比较	(95)
第四节 激光探测气溶胶物理参量	(98)
一、探测气溶胶浓度	(98)
二、探测气溶胶尺度谱分布	(101)
三、探测气溶胶光学折射率	(107)
参考文献	(114)
第四章 激光探测烟云	(118)
第一节 激光探测烟云形态和不均匀结构	(118)
一、探测烟云形态	(118)
二、探测烟云不均匀结构	(125)
三、探测烟云透过率	(128)
第二节 激光探测烟云相对浓度	(132)
一、探测原理	(133)
二、观测实例	(136)
第三节 激光探测人造烟云浓度	(140)
一、探测原理	(141)
二、观测实例	(146)
参考文献	(149)
第五章 激光探测污染气体浓度	(153)
第一节 距离分辨微分吸收原理	(153)
一、污染气体分子的吸收光谱	(153)
二、探测原理	(160)
三、观测实例	(170)
第二节 长程微分吸收原理	(175)
一、探测原理	(175)
二、观测实例	(180)
第三节 喇曼散射原理	(183)
一、喇曼散射	(184)
二、探测原理	(188)
三、观测实例	(193)
参考文献	(195)
第六章 大气污染扩散规律的研究	(202)

第一节 激光探测大气污染物的分布	(202)
一、探测大气气溶胶的分布	(202)
二、探测大气污染物的扩散	(210)
第二节 激光探测大气扩散参数	(215)
一、大气扩散参数	(215)
二、探测大气扩散参数	(220)
第三节 激光探测烟云抬升高度	(228)
一、烟气抬升高度	(228)
二、探测烟云抬升高度	(232)
参考文献	(235)
附录 气溶胶光散射参量的理论计算结果	(240)
一、干气溶胶满足修正伽马谱分布时的光散射参量	(240)
二、干气溶胶满足 Junge 谱分布时的光散射参量	(245)
三、双层球模式湿气溶胶的光散射参量	(266)
四、等效光学折射率模式湿气溶胶的光散射参量	(273)
五、常数光学折射率模式湿气溶胶的光散射参量	(280)
参考文献	(287)

第一章 激光基础知识

激光探测大气污染的各种探测原理,与激光的特点和各类激光器的特性密切相关。然而,可能有部分读者对激光原理不太熟悉,所以先简要介绍有关的激光基础知识,以便读者在阅读此后各章时有所裨益。读者若需对激光原理作深入了解,则可查阅有关激光原理的大量专著^[1-10]。

第一节 激光的特性

激光,作为一种新型光源,具有与普通光源不同的一些特性。如激光具有单色性好,相干性强,方向性高,以及高亮度、大功率等特点。

一、单色性和相干性

首先,普通光源辐射的光,其单色性较差,即光辐射能量分布在一个相当宽的波长范围内。即使诸如氢、氖等元素辐射的单色光,其谱线宽度亦较宽。但激光具有较好的单色性,其谱线宽度可比普通单色光的相应值小好几个数量级。单色光的单色性,除由谱线宽度表征外,还可根据干涉法用单色光测量物体长度时的最大可测长度表征。若单色光的中心波长为 λ ,谱线宽度为 $\Delta\lambda$,当从同一发光点所辐射两束光的光程差达到一定距离,使波长为 $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$ 的两列波呈相互减弱,而波长为 $\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$ 的两列波却恰好相互加强时,便使干涉现象遭到破坏。可观测到干涉现象的最大光程差,称为相干长度 ΔL ,为最大可测长度的两倍,并可表示为

$$\Delta L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1.1)$$

普通单色光源和稳频 He-Ne (氦-氖) 激光器所辐射单色光的谱线宽度,以及根据式(1.1)计算的相干长度,均列于表 1.1^[2]。表 1.1 表明,稳频 He-Ne 激光的相干长度可达几十公里,约比普通单色光的相应值提高了 5 个数量级。由此可见,激光具有较理想的单

表 1.1 室温条件下,普通单色光源和稳频 He-Ne 激光器
所辐射单色光的谱线宽度 $\Delta\lambda$ 和相干长度 ΔL

光源	原子量	λ (埃)	$\Delta\lambda$ (埃)	ΔL (厘米)
氢 灯	4	5 876	4.5×10^{-2}	8
氖 灯	20	5 852	1.8×10^{-2}	19
氪 灯	89	5 570	9.5×10^{-3}	33
He-Ne 激光器		6 328	$\sim 10^{-7}$	$\sim 4 \times 10^6$

色性,这是普通单色光所无法比拟的。

其次,普通光源辐射的光,是由不同频率和不同相位的不连续光波混合而成,为非相干光。激光则是由相同频率和相同相位的光波所组成,为相干光。

光波的相干性包括空间相干性和时间相干性。空间相干性是指具有一定尺度的光源,由不同发光点所辐射单色光产生干涉现象的特性,即它们相位间的相关特性。普通光源因不同发光点相互独立,不同发光点所辐射光波之间很难存在恒定的相位差。激光则不然,由于激光光束在其截面上各发光点具有相同相位,因此激光具有较强的空间相干性。

时间相干性是指光源某发光点,不同时刻所辐射单色光产生干涉现象的特性。也就是光源某发光点辐射的单色光,以某种方式分成两束光,经由不同路径先后到达空间同一点时,两束光产生干涉现象的特性。如前所述,由于单色光具有谱线宽度,所以当两光束的光程差超过相干长度时,就不再产生干涉现象。光传播相干长度所需时间 Δt ,称为相干时间,并可表示为

$$t = \frac{\Delta L}{c} \quad (1.2)$$

式中 c 为光速。由于激光的相干长度比普通单色光的相应值约大 5 个数量级,所以激光的相干时间比单色光的相应值约长 5 个数量级,因此激光具有较高的时间相干性。

二、方向性

激光为定向辐射,其平面发散角可从几毫弧度至十几毫弧度,具有很高的准直性。如再经发射望远镜发射出去,其平面发散角一般可控制在十分之几毫弧度至几毫弧度以内。激光的这一特点使发射到大气中的激光光束,在 10 公里远处的光斑直径仅扩展至几米至几十米。而普通光源则向整个空间辐射,如要获得平行光束,则需将光源置于反射镜或透射镜的焦点上。然而,由于光源具有一定尺度,只能将光源的部分能量转换为准直光束。对光束的平行度要求愈高,被利用的光源能量也愈少。因此,激光具有较高的准直性,不仅可获得极强的发光亮度和较远的探测距离,而且也大大提高了探测大气污染的空间分辨率。

三、高亮度和大功率

激光还具有高亮度和大功率的特点。如脉冲固体激光器输出的激光能量约几焦耳,激光脉宽约几十纳秒,因此峰值功率可高达几十兆瓦。加上激光的准直性强,这种光能在空间和时间上的高度集中,将产生极强的发光亮度。例如,红宝石激光器每平方厘米输出的峰值功率为 100 兆瓦,平面发散角为 1 毫弧度,则激光亮度可达 10^{14} 瓦/(厘米²·球面度)¹⁾,这比炭弧灯的亮度大 10^{11} 倍,比超高压汞灯的亮度大 10^{10} 倍,甚至比高压脉冲氙灯的亮度也大 10^9 倍。激光的这一特点,大大提高了大气污染的探测灵敏度,扩大了激光探测的空间范围。

1) 激光的波长范围可从紫外至红外波段,因此统一采用辐射度量单位。

第二节 激 光 原 理

激光的形成过程因激光器的不同而异,但它们的基本物理过程却是相同的。因此,本节将撇开不同激光器的具体情况,着重介绍普遍的激光物理过程。

一、辐 射 与 吸 收

辐射和吸收是光与物质相互作用的一对相反的物理过程。当原子在高能级 E_j 与低能级 E_i 之间发生跃迁时,辐射或吸收的光子频率均满足玻尔频率条件,

$$h\nu_{ji} = E_j - E_i \quad (1.3)$$

式中 ν_{ji} 为波数,习惯上表示频率。 $h = 6.626176 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒,为普朗克常量。

处于高能级 E_j 的原子向低能级 E_i 跃迁时,发射频率为 ν_{ji} , 能量为 $e = h\nu_{ji} = E_j - E_i$ 的光子。反之,处于低能级 E_i 的原子,从外界吸收频率为 ν_{ji} , 能量为 e 的光子后,可激发到高能级 E_j 。

在热平衡条件下,位于能级 E_j 和 E_i 的原子数 N_j 和 N_i , 满足玻耳兹曼分布,

$$\frac{N_j}{g_j} = \frac{N_i}{g_i} \exp\left(-\frac{E_j - E_i}{kT}\right) \quad (1.4)$$

式中 $k = 1.380662 \times 10^{-23}$ 焦耳/K, 为玻耳兹曼常量。 T 为绝对温度。 g_j 和 g_i 分别为能级 E_j 和 E_i 的简并度,即该能级所具有各量子态的数目。式中由于 $E_j > E_i$, $T > 0$, 故有 $\frac{N_j}{g_j} < \frac{N_i}{g_i}$ 。所以在热平衡条件下,处于高能级的原子数,小于处于低能级的原子数与简并度

因子 $\frac{g_i}{g_j}$ 的乘积。

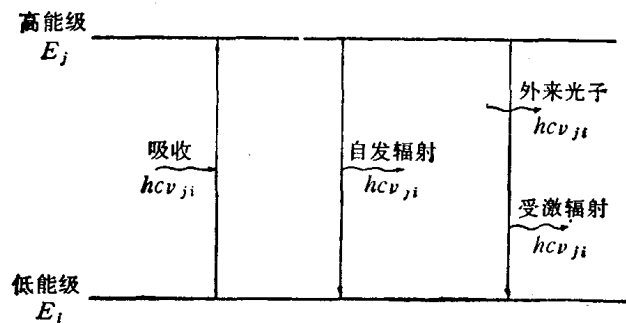


图1.1 辐射和吸收过程的能级跃迁示意图

若处于高能级的原子,在无外来因素的作用下,自发地向低能级跃迁的发光过程,称为自发辐射(即荧光)。由于大量跃迁原子辐射的光子彼此独立,相位各不相同,频率范围较宽,因而只产生非相干光。若处于高能级的原子向低能级跃迁时,所释放的能量转换为热能而不是光能,则称为无辐射跃迁。若处于高能级的原子,在满足玻尔频率条件的外来光子激励下,向低能级跃迁的发光过程,称为受激辐射。受激辐射具有与外来光子相同的

频率、相位、偏振和传播方向,因此受激辐射为相干光。若处于低能级的原子,吸收了一定频率外来光子而跃迁到高能级的过程,称为受激吸收,简称吸收。外来光子的频率满足玻尔频率条件,但其相位、偏振和传播方向则不受限制。

光的辐射与吸收之间,存在以下关系。

在 dt 时间内,由高能级 E_j 自发辐射跃迁至低能级 E_i 的原子数 dN_{ji}^0 ,可表示为

$$dN_{ji}^0 = A_{ji} N_j dt \quad (1.5)$$

式中 A_{ji} 为自发辐射跃迁几率,单位为 秒^{-1} 。 A_{ji} 与原子位于能级 E_j 的平均寿命 τ_j 之间,有倒数关系:

$$\tau_j = \frac{1}{A_{ji}} \quad (1.6)$$

在 dt 时间内,由高能级 E_j 受激辐射跃迁至低能级 E_i 的原子数 dN_{ji}^2 ,可表示为

$$dN_{ji}^2 = W_{ji} N_j dt \quad (1.7)$$

式中 W_{ji} 为受激辐射跃迁几率,单位为 秒^{-1} ,并可表示为

$$W_{ji} = B_{ji} u(\nu_{ji}) \quad (1.8)$$

式中 B_{ji} 是由原子体系所决定的系数,单位为 $\text{厘米}^3/(\text{焦耳} \cdot \text{秒})$ 。 $u(\nu_{ji})$ 表示频率为 ν_{ji} 的外来光子辐射能密度,单位为 $\text{焦耳}/\text{厘米}^3$ 。

在 dt 时间内,因吸收了频率为 ν_{ji} 的外来光子,由低能级 E_i 跃迁至高能级 E_j 的原子数 dN_{ij}^2 ,可表示为

$$dN_{ij}^2 = W_{ij} N_i dt \quad (1.9)$$

式中 W_{ij} 为吸收跃迁几率,单位为 秒^{-1} ,并可表示为

$$W_{ij} = B_{ij} u(\nu_{ji}) \quad (1.10)$$

式中 B_{ij} 是由原子体系所决定的系数,单位为 $\text{厘米}^3/(\text{焦耳} \cdot \text{秒})$ 。

辐射能密度 $u(\nu_{ji})$ 遵循黑体辐射能密度的表达式:

$$u(\nu_{ji}) = \frac{8\pi h \nu_{ji}^3}{\exp\left(\frac{hc\nu_{ji}}{kT}\right) - 1} \quad (1.11)$$

在热平衡条件下, dt 时间内吸收的光子数,等于自发辐射光子数和受激辐射光子数之和,并可表示为

$$dN_{ij}^2 = dN_{ji}^0 + dN_{ji}^2 \quad (1.12)$$

将式(1.5),式(1.7)和式(1.9),代入上式,可得:

$$W_{ij} N_i = A_{ji} N_j + W_{ji} N_j \quad (1.13)$$

再将 W_{ji} 的表达式(1.8)和 W_{ij} 的表达式(1.10),代入上式,可推得辐射能密度的表达式:

$$u(\nu_{ji}) = \frac{A_{ji}}{B_{ij} \frac{N_i}{N_j} - B_{ji}} \quad (1.14)$$

于是,利用式(1.3)和式(1.4),上式可化为

$$u(\nu_{ji}) = \frac{A_{ji}}{B_{ij} \frac{g_i}{g_j} \exp\left(\frac{hc\nu_{ji}}{kT}\right) - B_{ji}} \quad (1.15)$$

比较辐射能密度的表达式(1.11)和(1.15),可得关系式

$$g_i B_{i,j} = g_j B_{j,i} \quad (1.16)$$

$$A_{j,i} = 8\pi h\nu_{ji}^3 B_{j,i} \quad (1.17)$$

式(1.16)表明,系数 $B_{i,j}$ 等于系数 $B_{j,i}$ 与简并度因子 $\frac{g_j}{g_i}$ 的乘积。

二、光放大条件

产生激光的必要条件,即形成光放大的必要条件,为粒子数反转分布。

可形成粒子数反转分布的物质称为激活物质,由基质和激活物质组成激光工作物质。当激活物质在外来能源的激励下,原子或分子等粒子从低能级 E_i 激发到高能级 E_j ,这时自发辐射将作为引起受激辐射的外来光子,但要形成光放大过程,受激辐射跃迁速率需大于吸收跃迁速率。

由式(1.7)和式(1.9),并利用式(1.8),式(1.10)和式(1.16),可得受激辐射跃迁速率与吸收跃迁速率之差的表达式:

$$\frac{dN_{j,i}}{dt} - \frac{dN_{i,j}}{dt} = W_{ji} \left(N_j - \frac{g_j}{g_i} N_i \right) \quad (1.18)$$

于是,形成光放大的条件为

$$N_j - \frac{g_j}{g_i} N_i > 0 \quad (1.19)$$

上式表明,只有当激活物质处于高能级的粒子数 N_j 大于处于低能级的粒子数 N_i 与简并度因子 $\frac{g_j}{g_i}$ 的乘积,才能使受激辐射跃迁速率大于吸收跃迁速率,实现光放大过程。这时粒

子数的分布,与热平衡条件下粒子数的玻耳兹曼分布相反,即位于高能级的粒子数,大于位于低能级的粒子数与简并度因子的乘积,这种粒子数的分布称为粒子数反转分布。因此,粒子数反转分布是产生激光的必要条件。

现以典型的三能级系统激活物质和四能级系统激活物质为例,说明实现粒子数反转分布的物理过程。

图 1.2 为三能级系统激活物质的能级示意图。图中 E_1 为基态,即受激辐射的终态,称为激光下能级。 E_3 为由一系列能级组成的宽带能级。 E_2 为亚稳态,称为激光上能级。为清晰起见,在图 1.2 中只标出了主要的跃迁过程。当激活物质在外来能源激励下,处于基态 E_1 的粒子被抽运到高能级 E_3 。由于能级 E_3 为宽带,因此处于基态的粒子可大量吸收频率范围较宽的外来光子能量而跃迁到高能级 E_3 ,因而有较高的吸收效率。处于高能级 E_3 的粒子通过无辐射跃迁,迅速转移到能量与之相差不大的 E_2 能级。由于 E_2 为亚稳态,因此粒子处于亚稳态 E_2 的寿命,远大于粒子处于能级 E_3 的寿命。这就保证有足够的时间,使基态 E_1 抽运至宽带能级 E_3 上的粒子,迁移并停留在带宽极窄的亚稳态 E_2 上。若外来激励能源的功率密度足够大,就能使处于亚稳态 E_2 的粒子数,大于处于基态 E_1 的粒子数,实现处于亚稳态 E_2 和基态 E_1 的粒子数呈反转分布。

处于不同能级的粒子数随时间的变化,可表示为

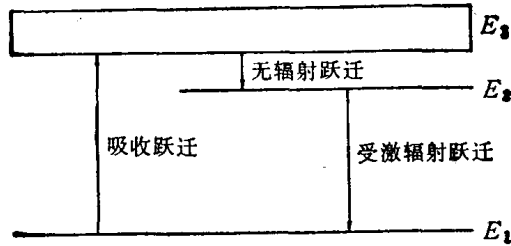


图1.2 三能级系统激活物质的能级分布

$$\frac{dN_3}{dt} = W_{13}N_1 - (W_{31} + A_{31} + S_{32})N_3 \quad (1.20)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 - (W_{21} + A_{21})N_2 + S_{32}N_3 \quad (1.21)$$

式中 N_1, N_2 和 N_3 分别表示处于能级 E_1, E_2 和 E_3 的粒子数。 W_{21} 和 W_{31} 分别表示从能级 E_2 和 E_3 跃迁到能级 E_1 的受激辐射跃迁几率, W_{12} 和 W_{13} 分别表示从能级 E_1 跃迁到能级 E_2 和 E_3 的吸收跃迁几率。 A_{21} 和 A_{31} 分别表示从能级 E_2 和 E_3 跃迁到能级 E_1 的自发辐射跃迁几率。 S_{32} 表示从能级 E_3 跃迁到能级 E_2 的无辐射跃迁几率。

当这一系统在外来能源泵浦的作用下达达到平衡时, 有 $\frac{dN_3}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$ 。于是, 由式

(1.20)和式(1.21), 可推得:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\frac{W_{13}S_{32}}{W_{31} + A_{31} + S_{32}} + W_{12}}{W_{21} + A_{21}} \quad (1.22)$$

由于从能级 E_3 无辐射跃迁到能级 E_2 的无辐射跃迁几率 S_{32} , 远大于从能级 E_3 跃迁到能级 E_1 的受激辐射跃迁几率 W_{31} 和自发辐射跃迁几率 A_{31} , 即有 $S_{32} \gg W_{31} + A_{31}$ 。于是, 式(1.22)可简化为

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{W_{13} + W_{12}}{W_{21} + A_{21}} \quad (1.23)$$

若能级 E_1 的简并度 g_1 等于能级 E_2 的简并度 g_2 , 则由式(1.8), 式(1.10)和式(1.16), 可得 $W_{12} = W_{21}$ 。因此, 上式表明, 要达到粒子数反转分布 $\frac{N_2}{N_1} > 1$, 就要求 $\frac{W_{13}}{A_{21}} > 1$ 。根据式

(1.10), W_{13} 可表示为 $W_{13} = B_{13}u(\nu_{31})$ 。于是, 要达到粒子数反转分布, 外来光子的辐射能密度需满足:

$$u(\nu_{31}) > \frac{A_{21}}{B_{13}} \quad (1.24)$$

由上述不等式可知, 只有在足够大的外来激励能源的辐射能密度 $u(\nu_{31})$, 较小的自发辐射跃迁几率 A_{21} 时, 才较易实现粒子数反转分布。

三能级激活物质有明显缺点。由于在热平衡条件下, 粒子几乎都集中在基态, 这就需要有很强外来激励能源进行快速抽运, 才能实现处于亚稳态和基态的粒子数呈反转分布, 因而能量转换效率较低。为克服三能级激活物质的缺点, 可采用四能级激活物质。这种激活物质在基态上方有一附加能级, 并作为终态, 从而更容易实现处于亚稳态和终态的

粒子数呈反转分布,有较高的能量转换效率。

图 1.3 为四能级系统激活物质的能级示意图。图中 E_4 为宽带能级, E_3 为亚稳态,即激光上能级, E_2 为受激辐射跃迁的终态,即激光下能级, E_1 为基态。四能级系统激活物质的要求,与三能级系统激活物质的要求类似,但还需终态 E_2 与基态 E_1 间的能量差较小,跃迁几率较大。这有助于处于终态的粒子迅速跃迁到基态,使终态不断抽空,以利于实现处于亚稳态 E_3 和终态 E_2 的粒子数呈反转分布。此外,终态与基态间的能量差应远大于 kT , 以免在热平衡条件下终态占有较多的粒子数,从而降低实现粒子数反转分布的效率。由于四能级激活物质具有较高的能量转换效率,因此只要较小的光泵功率密度,就可实现粒子数反转分布。

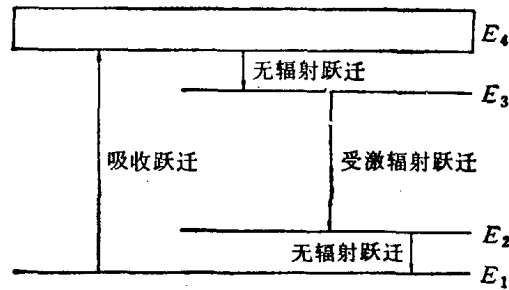


图1.3 四能级系统激活物质的能级分布

对于四能级激活物质,处于不同能级的粒子数随时间的变化,可近似表示为

$$\frac{dN_4}{dt} = W_{14}N_1 - S_{43}N_4 \quad (1.25)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = S_{43}N_4 - (A_{32} + W_{32})N_3 \quad (1.26)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = W_{12}N_1 + (A_{32} + W_{32})N_3 - S_{21}N_2 \quad (1.27)$$

式中 N_4 表示处于能级 E_4 的粒子数。 W_{14} 表示从能级 E_1 跃迁到能级 E_4 的吸收跃迁几率, W_{32} 和 A_{32} 分别表示从能级 E_3 跃迁到能级 E_2 的受激辐射跃迁几率和自发辐射跃迁几率。 S_{43} 表示从能级 E_4 跃迁到能级 E_3 的无辐射跃迁几率, S_{21} 表示从能级 E_2 跃迁到能级 E_1 的无辐射跃迁几率。其他各量意义同前。

当这一系统在外来能源泵浦作用下达到平衡时,有 $\frac{dN_4}{dt} = \frac{dN_3}{dt} = \frac{dN_2}{dt} = 0$ 。于是,由式(1.25)至式(1.27),可推得:

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{W_{14} \frac{S_{21}}{W_{12}}}{(A_{32} + W_{32}) \left(1 + \frac{W_{14}}{W_{12}}\right)} \quad (1.28)$$

由于从能级 E_1 跃迁到能量与之相差不大的能级 E_2 的跃迁几率 W_{12} , 远大于从能级 E_1 跃迁到能量与之相差较大的能级 E_4 的跃迁几率 W_{14} , 即有 $W_{12} \gg W_{14}$ 。于是,式(1.28)可简化为

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{W_{14} \frac{S_{21}}{W_{12}}}{A_{32} + W_{32}} \quad (1.29)$$

又因能级 E_1 与能级 E_2 间的跃迁几率 S_{21} 和 W_{12} 均较大, 因此处于能级 E_2 的粒子数主要由热平衡态决定。此时, 有关系式:

$$S_{21}N_1 = W_{12}N_2 \quad (1.30)$$

将式(1.4)代入上式, 可得:

$$\frac{S_{21}}{W_{12}} = \frac{g_1}{g_2} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (1.31)$$

再将式(1.10)和式(1.31), 代入式(1.29), 最后可推得:

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{B_{14}u(\nu_{41}) \frac{g_1}{g_2} \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)}{A_{32} + W_{32}} \quad (1.32)$$

上式表明, 当 $E_2 - E_1 \gg kT$ 时, $\exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right)$ 项较大, 因此不用很大的外来激励能源的

辐射能密度 $u(\nu_{41})$, 就能达到 $\frac{N_3}{N_2} > 1$, 即实现粒子数反转分布。

三、光学谐振腔和光放大

若激活物质实现粒子数反转分布, 就能形成光放大过程。不过, 使激活物质产生受激辐射的初始自发辐射, 其辐射方向是杂乱的, 因此为使受激辐射获得定向放大, 需采用光学谐振腔。光学谐振腔使受激辐射沿其光轴方向传播, 并通过来回振荡, 使受激辐射多次经过含有激活物质的激光工作物质, 形成链锁反应式的光放大过程。

由位于激光工作物质两端相互平行的两平面反射镜, 便构成了平面光学谐振腔, 其结构示于图1.4。图中一反射镜为全反射镜, 反射率接近100%, 另一反射镜为部分反射和部分透射镜, 以便最后输出激光。除平面光学谐振腔外, 还常采用多种形式的球面光学谐振腔等。

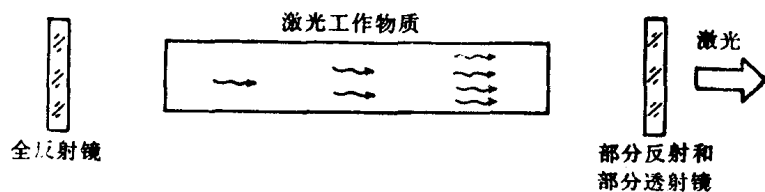


图1.4 平面光学谐振腔

当激活物质的反转粒子数达到一定阈值时, 在满足玻尔频率条件的外来光子作用下, 将产生受激辐射。其中, 一部分沿光学谐振腔光轴方向传播的受激辐射, 将在两反射镜之间来回反射, 并不断通过激光工作物质。于是, 满足光学谐振腔谐振条件的受激辐射, 将得到多次放大。至于那些偏离光学谐振腔光轴方向的受激辐射, 便很快从腔内逸出而被淘汰。由于光学谐振腔对光束传播方向有很强的选择性, 因此激光具有很高的方向性。

此外,光学谐振腔相当于一具法布里-珀罗干涉仪,光束在两反射镜之间多次反射并产生干涉,结果使激光具有很好的单色性。

四、阈值条件

若初始光强¹⁾为 I_0 的光束在平面光学谐振腔内来回振荡,而且不考虑光学谐振腔内的其他损耗时,放大后的光强 I 可表示为

$$I = I_0 (r_1 r_2 e^{-2\alpha l})^n \quad (1.33)$$

式中 r_1 和 r_2 分别为光学谐振腔两平面反射镜的反射率, l 为激光工作物质的长度, n 为受激辐射在光学谐振腔内往返振荡的次数。 α 为处于粒子数反转分布时激活物质的吸收系数,其值小于零,故称为负吸收系数,也可采用增益系数 $g = -\alpha$ 。由上式可获得产生激光时,增益系数 g 所满足的阈值条件为

$$r_1 r_2 e^{2gl} = 1 \quad (1.34)$$

即得:

$$g = \frac{\ln \frac{1}{r_1 r_2}}{2l} \quad (1.35)$$

此外,对应荧光谱线中心波长处的增益系数最大,并记作 g_0 。 g_0 与激活物质反转粒子数之间,有关系式^[9]:

$$g_0 = (N_m - \frac{g_m}{g_l} N_l) \frac{C A_{m_l} \lambda_0^2}{m^2 c \Delta \nu} \quad (1.36)$$

式中 N_m 和 N_l 分别为处于激光上能级和激光下能级的粒子数, g_m 和 g_l 分别为激光上能级和激光下能级的简并度, A_{m_l} 为激光上能级至激光下能级的自发辐射跃迁几率。 C 为常数, m 为激光工作物质的光学折射率。 λ_0 和 $\Delta \nu$ 分别为荧光谱线的中心波长和谱线宽度。

于是,由式(1.35)和式(1.36),可获得荧光谱线中心波长处,激活物质反转粒子数的阈值条件:

$$N_m - \frac{g_m}{g_l} N_l = \frac{m^2 c \Delta \nu \ln \frac{1}{r_1 r_2}}{2 C A_{m_l} \lambda_0^2 l} \quad (1.37)$$

上式表明,当激活物质实现粒子数反转分布时,并不一定都能形成光放大而产生激光。只有当反转粒子数满足上述阈值条件时,才能产生激光。

第三节 固体激光器

本节主要介绍红宝石激光器、Nd:YAG(掺钕钇铝石榴石)激光器和钕玻璃激光器,这些都是常用于激光探测大气污染的固体激光器。

1) “光强”系指光出射度,考虑到多数文献中的习惯用法,本书采用光强这个词。

一、红宝石激光器

红宝石激光器的工作物质为红宝石,它以氧化铝(Al_2O_3)晶体为基质,晶体内掺有重量比约为0.05%的铬离子(Cr^{3+}),铬离子为激活物质,其平均数浓度约为 1.58×10^{19} 厘米 $^{-3}$ 。红宝石呈圆柱棒状,两端面精磨抛光且相互平行,置于平面光学谐振腔内。用脉冲氙灯作激励光源,并通过聚光器将氙灯光汇聚在红宝石棒上,以提高激光器的能量转换效率。

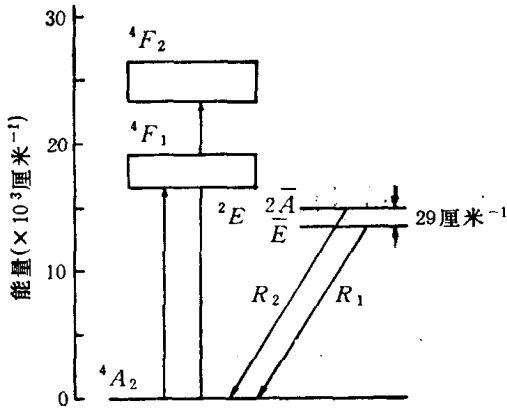


图1.5 红宝石中铬离子的能级分布

4A_2 虽由能量差为 0.38 厘米 $^{-1}$ 的两个子能级组成,但因能量差太小,无法构成四能级激光器,基态的简并度为4。

红宝石在氙灯照射下,铬离子吸收了谱带较宽的大量外来光子,由基态 4A_2 跃迁到 4F_1 和 4F_2 高能级。由于粒子处于 4F_1 和 4F_2 能级的平均寿命很短,仅为 10^{-9} 秒左右,因此大部分粒子经无辐射跃迁到达能级相近的亚稳态 2E 。亚稳态的平均寿命较长,约为 3×10^{-3} 秒,所以可累积大量粒子。若光泵功率密度足够大,便可使处于亚稳态 2E 和基态 4A_2 的粒子数呈反转分布,并通过光学谐振腔的作用,最后输出激光。

由亚稳态 2E 的两个子能级跃迁至基态 4A_2 ,虽可产生 R_1 和 R_2 两根辐射光谱线,但红宝石激光器通常只产生 R_1 光谱线。因为在室温热平衡条件下,能级 E 比能级 $2A$ 具有更多的粒子数,而且 R_1 线的辐射跃迁几率又大于 R_2 线的相应值,从而使 R_1 线较易达到阈值而形成光振荡。 R_1 线一旦起振,处于能级 $2A$ 的粒子便迅速转移到能级 E ,进而抑制了 R_2 线的起振。因此,处于亚稳态 2E 的粒子,大多通过 R_1 线的受激辐射回到基态。

红宝石激光器以脉冲方式工作。由于红宝石激光器为三能级系统,因此能量转换效率较低,一般约为0.3%。不过,由于红宝石具有导热性好,能承受较大的外来辐射能密度,以及工作性能较为稳定等特点,因而有着广泛的应用。红宝石激光器在整个光泵抽运期间,约输出几十至上百个脉宽为微秒量级的脉冲激光,持续时间较长,输出总能量约几焦耳至十几焦耳,平均输出功率仅几万瓦左右。

二、Nd:YAG激光器和钕玻璃激光器

Nd:YAG激光器的工作物质,由钕铝石榴石($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)晶体掺入氧化钕(Nd_2O_3)组