

激光技术物理

范安辅 徐天华 编著

激光技术物理

范安辅 徐天华 编著



四川大学出版社

四川
1994
社

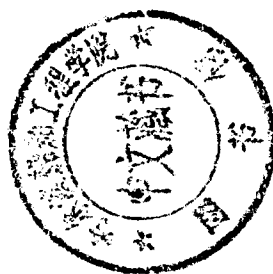
TN241

358655

F 07

激光技术物理

范安辅 徐天华 编著



四川大学出版社

(川)新登字014号

责任编辑: 杨守智

封面设计: 冯先洁

版式设计: 杨守智

内 容 提 要

本书系统地阐述激光技术的物理问题。全书分十章, 包括激光的基本概念, 光学谐振腔的稳定性, 光学谐振腔的模式, 高斯光束, 光和物质的相互作用, 激光振荡理论, 固体激光器, 气体和液体激光器, 半导体激光器及其它, 激光束控制技术等。章末有习题, 书末有附录。

该书物理概念清晰, 数学推导严谨, 行文流畅, 强调基础与技术相结合, 理论与应用相结合, 选材新颖, 取舍适当, 并反映了激光前沿的一些研究成果。

本书可作为大学物理类、电子类、光学和激光等有关专业的教材或参考书, 也可供高等学校教师、科研人员、工程技术人员和研究生参考。

激 光 技 术 物 理

范安辅 徐天华 编著

四川大学出版社出版发行 (四川大学校内)

四川省新华书店经销

成都市郫县犀浦印刷厂印刷

开本787×1092

1/16

印张: 21.5 字数: 480千字

1992年6月第一版

1992年6月第一次印刷

印数: 0001—2000册

ISBN7-5614-0491-3/O·64

定价7.00元

前 言

本书是作者多年来在从事激光方面的教学和研究的基礎上編著而成。作者特別注意物理概念的清晰闡述和理論的系統性，嚴謹性；同時強調基礎與技術相結合，理論與應用相結合，並注意激光前沿研究的成果。

為了面向廣大讀者，作者力求使本書自成系統，在內容上注意選材和取舍，使讀者在參考其它著作的情況下，即可順利閱讀和使用本書。一些較為困難或複雜的數學推導，均可在附錄中找到根據。

全書共分十章。每章末均附有若干習題，其中一部分是正文的補充，大部分是提供訓練基本運算能力用的。同時還編選了一些聯繫實際問題的題目。

作者希望本書能成為高等院校中與激光有關的專業的教材或有利的教學參考書，同時也希望有益於在激光領域工作的科研人員和工程技術人員。

在作者成書的過程中，得到了四川大學和西南技術物理研究所的支持，在此表示衷心感謝。四川大學課程建設委員會、教務處、光電系和物理系等單位都曾先後對本書的寫作和出版給予了各種支持；中國科學院力學研究所流體力學和氣流激光專家、博士生導師高智教授曾提出了不少建設性的意見；劉大敏同志在繪制插圖方面給予了大力協助，在此，一併表示感謝。在本書寫作中參考了很多文獻資料，作者在這裡對引文作者表示感謝。

由於作者學識有限，加之在成書過程中教學和科研工作繁忙，缺點和不足之處在所難免。懇請使用本書的高等院校師生、激光界同行和廣大讀者不吝指出，作者定會“聞過則喜”。

范安輔 謹識
徐天華

1991年11月

目 录

前 言

第一章 激光的基本概念	(1)
§ 1.1 黑体辐射理论·模的概念	(1)
§ 1.2 光的吸收和发射的三个过程	(5)
§ 1.3 光的放大	(9)
§ 1.4 泵浦过程	(11)
§ 1.5 光学谐振腔的特点和作用	(13)
§ 1.6 光学谐振腔的损耗	(14)
§ 1.7 光学谐振腔的Q值	(19)
§ 1.8 激光器的基本结构和激光的特性	(20)
习 题	(24)
第二章 光学谐振腔的稳定性	(28)
§ 2.1 光线传播的矩阵描述	(28)
§ 2.2 光学元件的光线变换矩阵	(29)
§ 2.3 谐振腔中光线的往返矩阵	(32)
§ 2.4 谐振腔的稳定条件	(35)
§ 2.5 稳区图	(38)
§ 2.6 谐振腔的特征光束	(41)
§ 2.7 非稳腔的工作特性	(43)
§ 2.8 透镜波导·环形腔的稳定条件	(47)
习 题	(50)
第三章 光学谐振腔的模式	(53)
§ 3.1 光腔模式·激光纵模	(53)
§ 3.2 光腔的衍射积分方程	(58)
§ 3.3 平行平面腔的衍射积分方程及其解	(61)
§ 3.4 共焦腔的衍射积分方程及其解	(69)
§ 3.5 共焦腔的场	(77)
§ 3.6 一般稳定球面腔的模式	(83)
§ 3.7 非稳定腔的模式	(86)
§ 3.8 环形腔的谐振频率	(88)
§ 3.9 光纤激光谐振腔	(91)
习 题	(95)
第四章 高斯光束	(98)
§ 4.1 高斯光束的复参数表示·ABCD定律	(98)
§ 4.2 高斯光束通过薄透镜的变换	(100)

§ 4.3 高斯光束的聚焦.....	(102)
§ 4.4 高斯光束的匹配.....	(105)
§ 4.5 高斯光束通过望远镜系统的变换.....	(107)
§ 4.6 环形腔中的高斯光束.....	(110)
§ 4.7 相位共轭腔中的高斯光束.....	(111)
§ 4.8 高斯光束强度的均匀化.....	(113)
习 题.....	(115)
第六章 光和物质的相互作用	(117)
§ 5.1 光谱线的线形函数.....	(117)
§ 5.2 自发发射的理论分析.....	(119)
§ 5.3 自然加宽.....	(122)
§ 5.4 碰撞加宽.....	(123)
§ 5.5 多普勒加宽.....	(125)
§ 5.6 渡越加宽.....	(127)
§ 5.7 均匀加宽, 非均匀加宽和综合加宽.....	(129)
§ 5.8 均匀加宽介质的增益饱和.....	(133)
§ 5.9 非均匀加宽介质的增益饱和.....	(136)
§ 5.10 气流与化学激光的增益饱和.....	(139)
习 题.....	(143)
第六章 激光振荡理论	(146)
§ 6.1 激光振荡的阈值条件.....	(146)
§ 6.2 激光振荡的速率方程及稳态解.....	(148)
§ 6.3 均匀加宽连续波激光器的功率.....	(151)
§ 6.4 连续波气体激光器的功率.....	(155)
§ 6.5 均匀加宽激光器的模式竞争.....	(158)
§ 6.6 非均匀加宽激光器的多纵模振荡.....	(160)
§ 6.7 兰姆凹陷.....	(162)
§ 6.8 脉冲激光器中的张弛振荡.....	(163)
§ 6.9 激光器的振荡频率和频率牵引效应.....	(167)
§ 6.10 激光单色性的理论极限.....	(169)
习 题.....	(170)
第七章 固体激光器	(174)
§ 7.1 引言.....	(174)
§ 7.2 固体激光器概述.....	(176)
§ 7.3 一般固体激光器.....	(177)
§ 7.4 特殊结构固体激光器.....	(183)
§ 7.5 掺杂光纤激光器.....	(187)
§ 7.6 可调谐固体激光器.....	(189)
§ 7.7 LD泵浦的固体激光器	(197)
习 题.....	(201)
第八章 气体和液体激光器	(203)
§ 8.1 气体激光器概述.....	(203)

§ 8.2 气体激光器的激励机制.....	(204)
§ 8.3 原子气体激光器.....	(206)
§ 8.4 离子气体激光器.....	(212)
§ 8.5 分子气体激光器.....	(216)
§ 8.6 准分子激光器.....	(225)
§ 8.7 染料激光器.....	(227)
习 题.....	(229)
第九章 半导体激光器及其它	(231)
§ 9.1 半导体激光器的工作原理.....	(231)
§ 9.2 异质结半导体激光器.....	(238)
§ 9.3 量子阱半导体激光器.....	(241)
§ 9.4 自由电子激光器.....	(248)
§ 9.5 孤子激光器.....	(254)
习 题.....	(258)
第十章 激光束控制技术	(259)
§ 10.1 激光选模.....	(259)
§ 10.2 激光调谐.....	(267)
§ 10.3 激光稳频.....	(270)
§ 10.4 激光调Q	(278)
§ 10.5 激光放大.....	(288)
§ 10.6 激光调制.....	(300)
§ 10.7 激光锁模.....	(303)
§ 10.8 激光偏转.....	(307)
习 题.....	(309)
附 录	(313)
A. 物理常数和单位	(313)
B. 数学公式	(313)
C. 积分方程.....	(316)
D. 贝塞尔函数	(317)
E. 埃尔米特多项式	(321)
F. 拉盖尔多项式	(323)
G. 自相关函数的付里叶变换	(324)
H. 等离子体色散函数	(326)
I. 色散与增益系数的关系	(327)
参考文献	(331)

第一章 激光的基本概念

§ 1.1 黑体辐射理论·模的概念

物体在任何温度下都能发射辐射,这种辐射称为热辐射或温度辐射。热辐射的光谱是连续光谱,其辐射能量随波长连续变化。

物体表面辐射光的能力用辐射本领 $\gamma(\nu, T)$ 来描述。 $\gamma(\nu, T)$ 定义为:单位面积的光源表面,在温度 T 、在频率 ν 附近的单位频率间隔内所发射的辐射功率。物体也能吸收投射在它的表面上的辐射。物体的吸收本领或吸收系数 $\alpha(\nu, T)$ 定义为:对于在频率 ν 附近的入射辐射,温度为 T 的物体所吸收的辐射功率与投射在它的表面上的辐射功率之比。物体的辐射本领和吸收本领的比值与物体的性质无关,对于所有物体,这个比值是频率和温度的普适函数,即

$$\frac{\gamma(\nu, T)}{\alpha(\nu, T)} = F(\nu, T) \quad (1.1-1)$$

此式称为基尔霍夫定律。由于 $0 \leq \alpha(\nu, T) \leq 1$,所以 $\gamma(\nu, T) \leq F(\nu, T)$ 。在任何温度下对任何频率的辐射都能全部吸收的物体称为黑体。黑体的吸收本领与温度和辐射频率无关,它的 $\alpha(\nu, T) \equiv 1$ 。因此,黑体是一个理想吸收体,它有最大的辐射本领,即等于普适常数

$$\gamma_0(\nu, T) = F(\nu, T) \quad (1.1-2)$$

通常用函数 $\rho(\nu)$ 表示辐射的光谱能量分布, $\rho(\nu)d\nu$ 表示频率在 $\nu - \nu + d\nu$ 范围内辐射的能量密度。显然,有关系

$$\rho = \int_0^\infty \rho(\nu) d\nu \quad (1.1-3)$$

由上可知,黑体辐射的光谱能量分布是一个普适函数。可以证明,一个充满着均匀且各向同性的电介质的腔,其辐射性质与黑体无异。因此,空腔辐射又称为绝对黑体辐射。黑体辐射是各向同性的。可以证明,黑体单位面积上所发射的辐射功率与辐射能量密度的关系为

$$I = \frac{c}{4} \rho \quad (1.1-4)$$

式中, c 是光速。与光谱能量密度对应的光强为

$$I(\nu) = \gamma_0(\nu, T) = \frac{c}{4} \rho(\nu) \quad (1.1-5)$$

$$I = \int_0^\infty I(\nu) d\nu \quad (1.1-6)$$

为了得到黑体辐射的光谱能量分布,我们考虑一个充满着均匀且各向同性的电介质

的腔。如果使腔壁保持恒定的温度 T ，则它将以电磁辐射的形式连续发射能量，因而在介质内部将形成某种能量的平衡分布。平衡条件是：腔壁能量的发射率和吸收率相等。因为辐射的 $\rho(\nu)$ 与腔的形状和介质的性质无关，为简单起见，我们考虑一个矩形腔，如图 1.1-1 所示。并假设腔壁是理想导体，腔内均匀地充满着电介质。

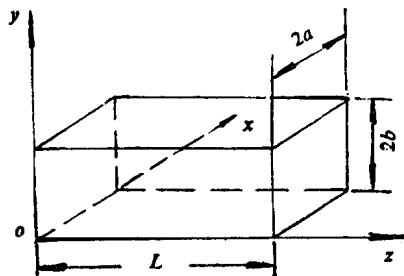


图1.1-1 约束电磁波的体谐振腔

根据麦克斯韦方程，电场 $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ 应满足波动方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1-7)$$

和条件

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.1-8)$$

式中 $c = (\mu\epsilon)^{-1/2}$ 是介质中的光速， ϵ 是介质的介电常数， μ 是介质的磁导率。另外，在每个腔面上，场必须满足边界条件

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0 \quad (1.1-9)$$

式中 $\mathbf{n}$ 是腔面的外法线方向。这个条件表明，在腔面上电场的切向分量必须为零。

在方程 (1.1-7) 的解中，定态电磁波具有特别的意义。定态电磁波表示为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t} + c.c. \quad (1.1-10)$$

将 (1.1-10) 式代入 (1.1-7) 式，得到

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.1-11)$$

式中 $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 。方程 (1.1-11) 称为亥姆霍兹方程，是定态电磁波的基本方程。

自由空间中的电磁波，满足方程 (1.1-11) 和条件 (1.1-8) 的解有各种形式，其中最基本的解之一，是存在于全空间中的平面波：

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \mathbf{E}_0 \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] + c.c. \quad (1.1-12)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = -\frac{i}{\omega} \nabla \times \mathbf{E} = \frac{1}{c} \mathbf{n} \times \mathbf{E} \quad (1.1-13)$$

式中， $\mathbf{k} = kn$ 是单色平面波的波矢， $\mathbf{n}$ 是波的传播方向上的单位矢量， k 称为传播常数。很容易证明可能存在的平面波是横电磁波 ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$, $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0$)，电场和磁场同相位，振幅比 $|\mathbf{E}|/|\mathbf{B}| = c$ 。我们把可能存在的电磁场的本征状态称为模式，简称“模”。在自由空间中，电磁场的模有各种可能存在的平面波或球面波。

满足方程 (1.1-11) 和条件 (1.1-8)、(1.1-9) 的解为

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_x \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z \\ E_y &= A_y \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \\ E_z &= A_z \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z \end{aligned} \right\} \quad (1.1-14)$$

式中 k_x , k_y 和 k_z 满足条件

$$\left. \begin{aligned} k_x &= \frac{\pi}{2a}m \\ k_y &= \frac{\pi}{2b}n \\ k_z &= \frac{\pi}{L}q \end{aligned} \right\} \quad m, n, q = 0, 1, 2, \dots \quad (1.1-15)$$

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad (1.1-16)$$

由(1.1-14)式可求出磁感应强度

$$\mathbf{B} = -\frac{i}{\omega} \nabla \times \mathbf{E} \quad (1.1-17)$$

$$B_z = -\frac{i}{\omega} \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \quad (1.1-18)$$

从(1.1-14)、(1.1-15)、(1.1-17)和(1.1-18)式我们得到三个结论：(i)约束在有限空间的电磁场只能以一些特定的不连续的本征状态存在，每一个本征状态称为腔内电磁场的一个“模”或“波型”，简称“腔模”，封闭腔的模是驻波；(ii)每一个模的电场和磁场的相位不同，磁场的相位滞后电场 $\pi/2$ ；(iii) E_z 和 B_z 不同时为零，因而封闭腔内的电磁场不是横电磁场。这三个特点是电磁场局限在封闭腔内的模与在自由空间中的模的主要区别。通常把 $E_z = 0$, $B_z \neq 0$ 的电磁场称为横电型(TE波)， $B_z = 0$, $E_z \neq 0$ 的电磁场称为横磁型(TM波)。

指标 m 、 n 和 q 分别表示驻波沿 x 、 y 和 z 方向的节点数或半波数。(1.1-15)称为驻波条件或谐振条件。给定一组 (m, n, q) 值，就确定了 k ，从而确定了模的谐振频率

$$\nu = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{m}{2a} \right)^2 + \left(\frac{n}{2b} \right)^2 + \left(\frac{q}{L} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.1-19)$$

但模并没有完全确定，因为描写场的振幅大小的三个系数 A_x 、 A_y 和 A_z 必须满足

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{k} = 0 \quad (1.1-20)$$

其中，对电场(1.1-14)应用了条件(1.1-8)。上式表明，给定一组 (m, n, q) 值，确定了 k ，从而矢量 $\mathbf{A}$ 就被限制在垂直于 $\mathbf{k}$ 的平面内。在此平面内，矢量 $\mathbf{A}$ 只有两个自由度可供选择。也就是说，在 A_x 、 A_y 和 A_z 三个系数中，只有两个是独立的。因而对于一定的 (m, n, q) 取值，只有两个独立的特解 $(\mathbf{E}_{mnq}^{(1)}, \mathbf{B}_{mnq}^{(1)})$ 和 $(\mathbf{E}_{mnq}^{(2)}, \mathbf{B}_{mnq}^{(2)})$ 与之对应。简言之，对于一定的 (m, n, q) 取值，只有一个本征频率，但有两个独立的模。

频率在0和 ν 之间的模数 N_ν ，也就是波矢 k 的大小在0和 $2\pi\nu/c$ 之间的模数。在 k 空间中， k 的可能值由一些矢量确定。这些矢量联接波矢坐标系的原点和三维点阵的节点(见图1.1-2)，节点数与 k 的可能值一一对应。因为 k_x 、 k_y 和 k_z 只能取正值，所以，只计算处于第一卦限内的节点，考虑到每个 k 值有两个可能的模，因而有

$$N_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{3c^3} V \quad (1.1-21)$$

式中 V 是腔的体积。模密度 $\Gamma(\nu)$ 定义为单位体积单位频率间隔内的模数,

$$\Gamma(\nu) = \frac{1}{V} \frac{dN_\nu}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (1.1-22)$$

腔壁温度为 T 时, 根据玻尔兹曼统计, 其能量处在 E 和 $E + dE$ 之间的腔模的几率为

$$dp = C \exp[-(E/k_B T)] dE \quad (1.1-23)$$

普朗克假设: 腔内电磁场与腔壁之间的能量交换不是连续的, 而是量子 $h\nu$ 的整数倍, 模的能量 $E = nh\nu$, 其中 n 是正整数。根据这个假设, 模的平均能量为

$$\langle E \rangle = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} nh\nu \exp[-(nh\nu/k_B T)]}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp[-(nh\nu/k_B T)]} = \frac{h\nu}{\exp[h\nu/k_B T] - 1} \quad (1.1-24)$$

由 (1.1-22) 和 (1.1-24) 式, 我们得到描写黑体辐射谱能量分布的普朗克公式

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{\exp[h\nu/k_B T] - 1} \quad (1.1-25)$$

在短波 ($h\nu \gg k_B T$) 和长波 ($h\nu \ll k_B T$) 区, 普朗克公式分别简化为维恩公式和瑞利-金斯公式:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{-h\nu/k_B T} \quad (1.1-26)$$

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} k_B T \quad (1.1-27)$$

处于同一模内或同一光子态内的光子数称为光子简并度 q 。设光谱能量密度为 $\rho(\nu)$, 在 $\nu - \nu + \Delta\nu$ 范围内的光子数为 $\rho(\nu)\Delta\nu \cdot V/h\nu$, 如果这些光子是均匀发射到 $\Delta\nu$ 范围的模内, 由 (1.1-22) 式可得到光谱能量密度为 $\rho(\nu)$ 的光子简并度

$$q = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \rho(\nu) \quad (1.1-28)$$

可见, 对一定频率的辐射来说, 提高光子简并度的办法是提高光谱能量密度。将 (1.1-25) 式代入 (1.1-28) 式, 得到黑体辐射的光子简并度

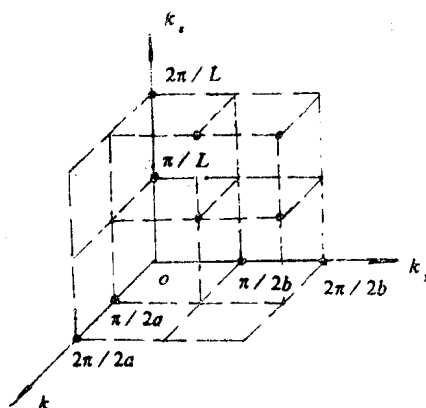


图1.1-2 腔内振荡模密度的图示, 栅格的每一点均对应两个模

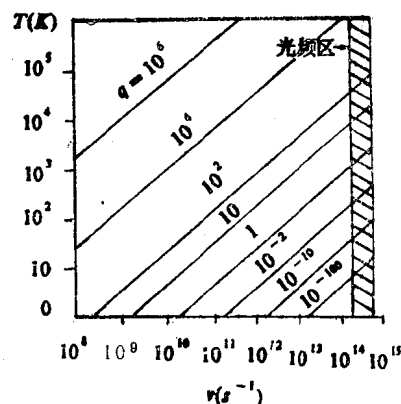


图1.1-3 黑体辐射的光子简并度

$$q = \frac{1}{\exp[h\nu/k_B T] - 1} \quad (1.1-29)$$

例如,在光频区 (4×10^{14} 赫), $h\nu \approx 1\text{eV}$, 当 $T = 300\text{K}$ 时, $k_B T \approx (1/40)\text{eV}$, 从 (1.1-29) 式计算得到 $q \approx \exp(-40)$ 。可见,在室温下的黑体辐射,光子简并度近于零。图 1.1-3 为黑体在不同温度下的光子简并度作为频率的函数的一组曲线。图示表明,在实验室可以实现的温度内,在光频区的光子简并度远小于 1。

§ 1.2 光的吸收和发射的三个过程

热辐射是物体发射光能的一种形式,它的特点是平衡辐射。物体发射光能的另一种形式是“发光”。在发光的过程中,物体内能要变化,不能仅用维持其温度来使辐射继续下去,而要依靠其它一些激发过程获得能量来维持辐射,因此发光的特点是非平衡辐射。电致发光,光致发光,化学发光和碰撞激发的、达到一定温度后才会发射辐射的热发光等都属于这一类。其光谱主要是线光谱和带光谱,也有连续光谱。

我们把组成物质的原子、分子或离子统称之为粒子。量子力学指出,每一个粒子只能存在于某些确定的内部运动的定态中。这些定态组成一个离散的集合。每个定态的特征是具有一定的总能量。每一个这样的能量值,称为粒子的一个能级。粒子的最低能级称为基态;能量比基态高的其它能级均称为激发态。如果某些激发态与能量比它低的能态之间只有很弱的辐射跃迁,因而粒子在这一类激发态停留的时间较长($10^{-5} \sim 10^{-3}$ 秒),这类激发态称为亚稳态。

光与物质相互作用时出现的自发发射过程、受激发射过程和受激吸收过程,是激光器利用的三个基本物理现象。

(一) 三个过程

1. 自发发射

考虑某物质的两个能级 1 和 2, 它们对应的能量分别为 E_1 和 E_2 , $E_1 < E_2$ 。处于高能级 2 的粒子,即使无外界作用,粒子也会自发地从能级 2 衰变到能级 1, 从而释放出能量 ($E_2 - E_1$)。如果这些能量以电磁波的形式释放出来,就称这种过程为光的自发发射。电磁波的频率为 $\nu = (E_2 - E_1)/h$, 因此,可用能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子发射来表征自发发射。因不同粒子,或同一粒子在不同时刻自发发射的光的相位和偏振方向是随机的,传播方向也是任意的,因而自发发射的光是不相干的。

设在 t 时刻,每单位体积内有 N_2 个粒子处于 E_2 , 则这些粒子因自发发射引起的衰变率 $(dN_2/dt)_{sp}$ 应为

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{sp} = -AN_2 \quad (1.2-1)$$

系数 A 称为自发发射几率或爱因斯坦 A 系数。上式积分得

$$N_2(t) = N_{20} e^{-t/\tau_s} \quad (1.2-2)$$

量 $\tau_i = 1/A$ 称为自发发射寿命, 它取决于所涉及的特定跃迁, 一般, τ_i 为 $10^{-8} \sim 10^{-7}$ 秒。

2. 受激吸收

当频率 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 的光射入物质时, 处于能级 1 的粒子将以一定几率跃迁到能级 2, 因而从入射光中吸收一个能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子, 这个过程称为光的受激吸收, 简称吸收。吸收几率 W_{12} 定义为

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{ii} = -W_{12}N_1 \quad (1.2-3)$$

式中, N_1 是在给定时刻处于能级 1 上的粒子数 (单位体积内)。显然, W_{12} 的量纲也是 (时间) $^{-1}$ 。与 A 不同的是, W_{12} 不仅与特定的跃迁有关, 还与入射光的强度有关, 即

$$W_{12} = B_{12}\rho(\nu) \quad (1.2-4)$$

式中, 系数 B_{12} 称为爱因斯坦受激吸收系数, 它只与给定跃迁的特性有关。

3. 受激发射

当频率 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 的光入射到物质中时, 由于入射光的频率与粒子的跃迁频率相同, 故该入射光能以一定的几率诱导粒子产生 $2 \rightarrow 1$ 的跃迁, 从而释放一个能量为 $E_2 - E_1 = h\nu$ 的光子, 这个过程称为光的受激发射。受激发射过程与自发发射过程存在着本质区别。任何粒子的受激发射的光都同相地迭加于入射光上, 其传播方向也与入射光相同。

受激发射的速率 $(dN_2/dt)_{ii}$ 可表示为

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{ii} = -W_{21}N_2 = -B_{21}\rho(\nu)N_2 \quad (1.2-5)$$

式中, W_{21} 称为受激跃迁几率, B_{21} 称为爱因斯坦受激发射系数。受激发射的概念是爱因斯坦于 1917 年提出来的。

(二) 三个系数的关系

在由大量原子组成的系统中, 总有处于高能级 E_2 的原子, 它们分别自发发射能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子, 这些光子对其它原子来说就是外来的入射光子。对一些处于低能级 E_1 的原子, 则可能发生受激吸收; 对另一些处于高能级 E_2 的原子, 则可能发生受激发射。因此, 在光与大量原子组成的系统发生相互作用时, 光的自发发射、受激吸收和受激发射这三个过程是同时存在的。

爱因斯坦三个系数是原子能级的特征参量, 与入射光的光谱能量密度 $\rho(\nu)$ 无关。因此, 三个系数之间的关系具有普适性。为了推导这一关系, 假定腔内光与物质相互作用存在两种性质不同的平衡状态: 一种是粒子之间及粒子与腔壁之间的热碰撞达到的热平衡; 另一种是粒子与光之间以吸收和发射方式交换能量达到的平衡。

在热平衡状态下, 粒子在能级上的分布是以物质与腔的热平衡温度 T 为标志的。能级上的粒子数遵从玻尔兹曼分布。如果 N_1^e 和 N_2^e 分别表示热平衡状态下两个能级上的粒子数, 则有

$$\frac{N_2^*}{N_1^*} = e^{-(E_2 - E_1)/k_B T} = e^{-h\nu/k_B T} \quad (1.2-6)$$

式中 k_B 是玻尔兹曼常数。即使粒子之间或粒子与腔之间未达到热平衡,物质也可能与光场达到平衡,这种平衡的标志是腔内的光子数是一个守恒量,同时能级上的粒子数的分布也是不随时间变化的稳定分布。于是,在不考虑和考虑受激发射两种情形,分别有

$$AN_2 = B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (1.2-7)$$

$$AN_2 + B_{21}\rho(\nu)N_2 = B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (1.2-8)$$

于是,有

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}}{A}\rho(\nu) \quad (1.2-9)$$

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho(\nu)}{A + B_{21}\rho(\nu)} \quad (1.2-10)$$

可见物质与光场相互作用达到平衡时,能级上的粒子数之比与光场的光谱能量密度有关。

实际上,热碰撞和辐射跃迁是同时存在的,因此,两种平衡亦同时存在。这要求有某种特殊的 $\rho(\nu)$ 使 (1.2-9)、(1.2-10) 式中的 $N_2/N_1 = N_2^*/N_1^*$, 考虑到 (1.2-6) 式,我们分别得

$$\rho(\nu) = \frac{A}{B_{12}} e^{-h\nu/k_B T} \quad (1.2-11)$$

$$\rho(\nu) = \frac{A}{B_{21}} \frac{1}{(B_{12}/B_{21}) \exp[h\nu/k_B T] - 1} \quad (1.2-12)$$

(1.2-11) 式是维恩公式。它是在不考虑受激发射过程时得到的。维恩当时 (1896年) 是用半理论 (热力学) 半经验 (对黑体的发射和吸收过程作特殊假设) 方法推算出来的。只是原始公式中的常数与 (1.2-11) 式有所不同。比较 (1.1-26) 和 (1.2-11) 两式,得到

$$\frac{A}{B_{12}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (1.2-13)$$

(1.2-12) 式具有普朗克公式的形式,它是在考虑受激发射过程情况下得到的。式中 T 也是辐射场的温度。当 $T \rightarrow \infty$ 时, $\rho(\nu) \rightarrow \infty$, 由 (1.2-12) 式并考虑到 (1.2-13) 式,得到

$$B_{12} = B_{21} = B \quad (1.2-14)$$

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (1.2-15)$$

(1.2-14) 和 (1.2-15) 式就是著名的爱因斯坦关系。它表示了光的自发发射、受激吸收和受激发射三个过程之间的数量关系。将爱因斯坦关系代入 (1.2-12) 式,就得到普朗克公式 (1.1-25)。

由(1.2-1)和(1.2-5)式, 得到受激发射的光子数与自发发射的光子数之比

$$\frac{\phi_{st}}{\phi_{sp}} = \frac{W_{21}}{A} = \frac{c^3}{8\pi h\nu^3} \rho(\nu) \quad (1.2-16)$$

其中, 利用了(1.2-15)式。可见, 受激发射几率与自发发射几率之比与光的频率的三次方成反比。因此在高频波段可以忽略物体的受激发射。在这种情况下, 计算光谱能量密度时, 用维恩公式代替普朗克公式, 具有很高的精确度。虽然这两个公式都是表示平衡辐射的量子分布, 但维恩公式比普朗克公式简单, 计算方便。

对平衡热辐射光源, (1.2-16)式可化为

$$\frac{W_{21}}{A} = \frac{1}{\exp[h\nu/k_B T] - 1} \quad (1.2-17)$$

例如, 白炽灯的钨丝产生的辐射, 以工作温度2800K, 对波长0.6μm的可见光进行计算, $W_{21}/A \approx 2 \times 10^{-4}$ 。又例如, 高压强电流水银灯的放电管中心的温度高达两三万度, 对强线 $\lambda = 2536\text{\AA}$ 计算时, $W_{21}/A \approx 10^{-2}$ 。这表明, 即使如此高光度的热光源, 它的受激发射也只起着次要的作用。可见, 普通热光源是自发发射占绝对优势。对频率一定的辐射来讲, 要使受激发射几率远大于自发发射几率, 唯一的办法是打破热平衡状态, 大大提高光谱能量密度 $\rho(\nu)$ 。光学谐振腔就起这种作用。

(三) 能级简并情形

如果能级是简并的, 须对上述公式进行修改。假设能级1和2的简并度分别为 g_1 和 g_2 (图1.2-1), 总粒子数分别为 N_1 和 N_2 , 多重能级中某个子能级上的粒子数分别为 N_{1i} 和 N_{2i} ; 又假设所有简并能级上均有相同的粒子数, 即

$$N_{1i} = N_1/g_1, \quad N_{2i} = N_2/g_2. \quad (1.2-18)$$

那么, 自发发射、受激吸收和受激发射的速率分别为

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = - \sum_{i=1}^{g_1} \sum_{j=1}^{g_2} A_{ji} N_{2i} = -A N_2 \quad (1.2-19)$$

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{st} = - \sum_{i=1}^{g_1} \sum_{j=1}^{g_2} W_{ji} N_{1i} = -W' \frac{N_1}{g_1} \quad (1.2-20)$$

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = - \sum_{i=1}^{g_1} \sum_{j=1}^{g_2} W_{ji} N_{2i} = -W' \frac{N_2}{g_2} \quad (1.2-21)$$

式中定义了

$$A = \frac{1}{g_2} \sum_{i=1}^{g_1} \sum_{j=1}^{g_2} A_{ji} \quad (1.2-22)$$

$$W' = \sum_{i=1}^{g_1} \sum_{j=1}^{g_2} W_{ji} = \sum_{i=1}^{g_1} \sum_{j=1}^{g_2} W_{ji} \quad (1.2-23)$$

特别当 $g_1 = g_2 = g$ 时, 则只需用有效系数 $W = W'/g$, (1.2-20) 和 (1.2-21) 式就可变

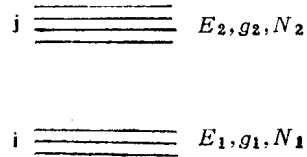


图1.2-1 能级简并情形

成与(1.2-3)和(1.2-5)式相同的形式。

考虑到能级简并,表示爱因斯坦关系的(1.2-14)和(1.2-15)式相应地变为

$$B_{12}g_1 = B_{21}g_2 \quad (1.2-24)$$

$$\frac{A}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (1.2-25)$$

玻尔兹曼分布(1.2-6)式变为

$$\frac{N_2^0}{g_2} = \frac{N_1^0}{g_1} \exp[-(E_2 - E_1)/k_B T] \quad (1.2-26)$$

如果能级不是简并的,但能级间距远小于 $k_B T$ 时,能级之间的弛豫可认为是瞬时的,上面的分析仍适用。

§ 1.3 光的放大

设一单色平面波在介质中沿 z 方向传播(如图1.3-1所示),在 z 处的光强为 $I(z)$,通过厚度为 dz 的薄层后,其光强的变化为

$$dI = -\alpha I(z) dz \quad (1.3-1)$$

光强变化的原因是:处于基态的原子产生受激吸收使光减弱,处于激发态的原子产生受激发射使光增强,而自发发射的光因其方向处在 4π 立体角范围内,分配到 z 方向的部分很弱,可忽略不计。因而光强改变量为

$$\begin{aligned} dI &= -h\nu(N_1 W_{12} - N_2 W_{21}) dz \\ &= -\frac{h\nu}{c}(N_1 B_{12} - N_2 B_{21}) I(z) dz \end{aligned} \quad (1.3-2)$$

式中平面电磁波的强度 I 为

$$I = c\rho \quad (1.3-3)$$

光强 I 的单位是瓦/厘米²。引入参量

$$\sigma_{12} = \frac{h\nu}{c} B_{12} = \alpha_{12}/N_1 \quad (1.3-4a)$$

$$\sigma_{21} = \frac{h\nu}{c} B_{21} = \alpha_{21}/N_2 \quad (1.3-4b)$$

σ_{12} 和 σ_{21} 的量纲是面积。 σ_{12} 称为吸收截面,意味着处于基态的每个原子都作为一个吸收中心,原子像一个挡光面; σ_{21} 称为受激发射截面,意味着处于激发态的每个原子都作为一个发射中心,原子像一个发光面。能级非简并时,有

$$\sigma = \sigma_{12} = \sigma_{21} = \frac{\lambda^2}{8\pi\tau_e} \quad (1.3-5)$$

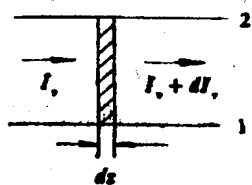


图 1.3-1 光在介质中的传播

σ 称为跃迁截面。于是,吸收系数 α 可表示为

$$\alpha = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = -\sigma \Delta N \quad (1.3-6)$$

式中

$$\Delta N = N_2 - N_1 \quad (\text{非简并能级})$$

$$\Delta N = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \quad (\text{简并能级}) \quad (1.3-7)$$

当 $\Delta N < 0$ 时, $\alpha > 0$, 介质对频率为 ν 的光波起吸收作用; 当 $\Delta N > 0$ 时, $\alpha < 0$, 介质对光波起放大作用。介质在热平衡状态下, 能级上的粒子数分布遵从玻尔兹曼统计规律, 恒有 $N_2 (=N_2^0) < N_1 (=N_1^0)$, 介质对入射光波始终起吸收作用。所以, 处于热平衡的体系总是吸收能量。欲使 $\Delta N > 0$, 即让介质具有放大光波的作用, 必须打破热平衡态。在这种情况下, 我们说介质处于粒子数反转分布状态, 简称反转分布状态。有可能存在粒子数反转状态的介质称为“激活介质”或激光工作物质。如果用(1.2-6)式表示粒子数反转分布, 体系必须有一个负的绝对温度($T < 0$)。因此, 反转分布状态亦称为“负温度”状态。负温度状态是具有更高能量的状态, 比 $T = \infty \text{K}$ 更“热”, -0K 最“热”。在这里, “温度”被当作粒子在各能级上分布浓度的指标。

$\alpha < 0$ 的介质表现为负吸收, 增益系数 G 定义为

$$G = \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = \sigma \Delta N = \Delta N \frac{\lambda^2}{8\pi\tau} \quad (1.3-8)$$

光波在吸收介质和增益介质中传播的情形如图1.3-2所示。

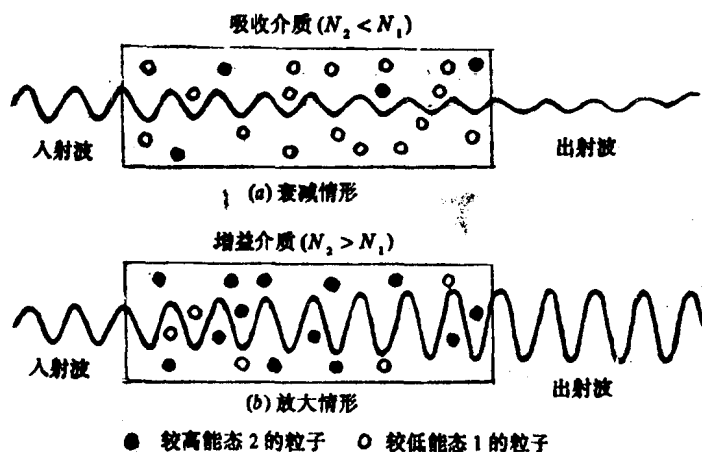


图1.3-2 通过介质的光波

(a) 在吸收介质 ($N_2 < N_1$) 中的衰减情形 (b) 在反转分布 ($N_2 > N_1$) 时的放大情形

在这里,我们要指出,(1.3-6)式或(1.3-8)式是不能随便积分的,仅当入射光的强度对能级上粒子数的变化无影响或影响甚小时,才能直接积分,于是,分别可得

$$I(z) = I(0)e^{-\alpha z} \quad (1.3-9)$$

$$I(z) = I(0)e^{Gz} \quad (1.3-10)$$