

激
光
原
理



高 等 学 校 规 划 教 材
工 科 电 子 类

激 光 原 理

清华大学 周炳琨 高以智 陈家骅
电子科技大学 陈调嵘



版
社

國 防 工 業 出 版 社

TN24
Z80-3

435628

激光原理

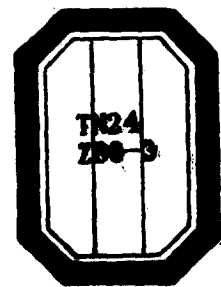
清华大学 周炳琨 高以智 陈家骅
电子科技大学 陈调嵘



00435628

4

国防工业出版社
· 北京 ·



图书在版编目(CIP)数据

DN64/52

激光原理/周炳琨等编著. —北京:国防工业出版社,
1995(1996.7重印)
ISBN 7-118-01351-X

I. 激… I. 周… II. ①激光理论②激光基础 N.
TN241

中国版本图书馆 CIP 数据核字(94)第 11195 号



国防工业出版社出版发行

(北京市海淀区紫竹院南路 23 号)

(邮政编码 100044)

北京怀柔新华印刷厂印刷

新华书店经售

*

开本 787×1092 1/16 印张 18½ 430 千字

1995 年 4 月第 1 版 1996 年 7 月北京第 2 次印刷

印数:3001—6000 册 定价:15.00 元

(本书如有印装错误,我社负责调换)

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作的规定,我们承担了全国高等学校和中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力,有关出版社的紧密配合,从1978~1990年,已编审、出版了三个轮次教材,及时供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要,贯彻国家教委《高等教育“八五”期间教材建设规划纲要》的精神,“以全面提高教材质量水平为中心,保证重点教材,保持教材相对稳定,适当扩大教材品种,逐步完善教材配套”,作为“八五”期间工科电子类专业教材建设工作的指导思想,我们组织我部所属的八个高等学校教材编审委员会和四个中等专业学校专业教学指导委员会,在总结前三轮教材工作的基础上,根据教育形势的发展和教学改革的需要,制订了1991~1995年的“八五”(第四轮)教材编审出版规划。列入规划的,以主要专业主干课程教材及其辅助教材为主的教材约300余种。这批教材的评选推荐和编审工作,由各编委会或教学指导委员会组织进行。

这批教材的书稿,其一是从通过教学实践、师生反应较好的讲义中经院校推荐,由编审委员会(小组)评选择优产生出来的,其二是在认真遴选主编人的条件下进行约编的,其三是经过质量调查在前几轮组织编写出版的教材中修编的。广大编审者、各编审委员会(小组)、教学指导委员会和有关出版社,为保证教材的出版和提高教材的质量作出了不懈的努力。

限于水平和经验,这批教材的编审、出版工作还可能有缺点和不足之处,希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评和建议,共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

前 言

本教材系按电子工业部工科电子类专业教材 1991~1995 年编审出版规划,由《电子物理与器件》教材编审委员会《激光与红外》编审组评审,并推荐出版。

本教材是在 1980 年和 1984 年出版的《激光原理》的基础上修改写成,由清华大学周炳琨担任主编,东南大学杨正名担任主审。编审者均依据《激光与红外》编审小组审定的编写大纲进行编写和审阅。

本课程的参考学时数为 60 学时,实验课应单独开设,教材中未涉及这方面的内容。本教材分为五部分。第一部分(第一章)概述激光器基本原理。第二部分(第二章)讲授开放式光谐振腔理论,重点介绍光谐振腔模式的波动理论,并在此基础上介绍了高斯光束的传输规律,在分析非稳腔模时,仅介绍了光谐振腔的几何理论分析方法。第三部分(第三、四、六章)讲授激光振荡和放大理论。光和物质相互作用是激光振荡和放大的物理基础,因此这一部分的重点放在阐明光和物质相互作用的基本物理过程和主要理论分析方法方面。在激光器的各种理论分析方法中,本书主要介绍速率方程理论,并在此基础上分析激光器的工作特性。激光器的半经典理论能够更深入地揭示激光振荡的各种物理现象,我们在第六章对它的基本分析方法也作了介绍。此外,在第三章中还简要介绍了光和物质相互作用的经典理论和量子理论的基本概念。第四部分(第五章)介绍控制与改善激光器特性的各种技术(选模、调 Q、锁模等)的原理及理论。第五部分(第七、八章)介绍几种有代表性的典型激光器的工作原理及特点,在第八章中,还结合半导体激光器介绍了波导谐振腔的模式理论。

本教材采用米—千克—秒(MKS)国际单位制。每章末附有少量习题,供学生练习选用。

具有原子物理学、电磁理论、量子力学和统计物理学基础知识的读者,可以循序渐进地阅读本书。

本教材第一章及第三章到第七章由清华大学周炳琨、高以智和陈家骅编写,第二章由陈家骅、周炳琨在电子科技大学陈倜嵘提供的书稿基础上缩编。第八章由陈倜嵘、陈家骅和周炳琨联合编写。由于编者水平有限,书中难免还存在一些缺点和错误,殷切希望广大读者批评指正。



内 容 简 介

本书主要阐述激光器的基本原理和理论。内容包括激光器的光谐振腔理论、速率方程理论和半经典理论。对典型激光器及改善与控制激光器特性的若干技术也作了简要介绍。

本书可作为高等工科院校激光原理课程的教材,也可供从事激光工作的研究人员、技术人员以及高等院校有关专业的师生参考。

本书系在 1980 年和 1984 年出版的版本基础上修改写成。

目 录

第一章 激光的基本原理	1
§ 1-1 相干性的光子描述	1
§ 1-2 光的受激辐射基本概念	6
§ 1-3 光的受激辐射放大	10
§ 1-4 光的自激振荡	13
§ 1-5 激光的特性	15
习题	18
参考文献	19
第二章 开放式光腔与高斯光束	20
§ 2-1 光腔理论的一般问题	21
§ 2-2 共轴球面腔的稳定性条件	29
§ 2-3 开腔模式的物理概念和衍射理论分析方法	33
§ 2-4 平行平面腔模的迭代解法	42
§ 2-5 方形镜共焦腔的自再现模	44
§ 2-6 方形镜共焦腔的行波场	52
§ 2-7 圆形镜共焦腔	56
§ 2-8 一般稳定球面腔的模式特征	60
§ 2-9 高斯光束的基本性质及特征参数	64
§ 2-10 高斯光束 q 参数的变换规律	69
§ 2-11 高斯光束的自再现变换与稳定球面腔	74
§ 2-12 非稳腔的几何自再现波型	76
§ 2-13 非稳腔的几何放大率及自再现波型的能量损耗	83
习题	87
参考文献	89
第三章 电磁场和物质相互作用	90
§ 3-1 电介质的极化	91
§ 3-2 光和物质相互作用的经典理论简介	94
§ 3-3 谱线加宽和线型函数	98
§ 3-4 激光器速率方程	108
§ 3-5 光和物质相互作用的量子理论简介	115
§ 3-6 均匀加宽工作物质的增益系数	123
§ 3-7 非均匀加宽工作物质的增益系数	127
§ 3-8 综合加宽工作物质的增益系数	131
习题	132
参考文献	135
第四章 激光器的工作特性	136

§ 4-1 激光器的振荡阈值	137
§ 4-2 激光器的振荡模式	140
§ 4-3 输出功率与能量	142
§ 4-4 弛豫振荡	147
§ 4-5 单模激光器的线宽极限	150
§ 4-6 激光器的频率牵引	152
§ 4-7 放大的自发辐射(ASE)	154
习题	158
参考文献	161
第五章 激光器特性的控制与改善	162
§ 5-1 模式选择	162
§ 5-2 频率稳定	166
§ 5-3 Q 调制	173
§ 5-4 激光放大	182
§ 5-5 注入锁定	192
§ 5-6 锁模	197
习题	205
参考文献	208
第六章 激光振荡的半经典理论	209
§ 6-1 激光振荡的自治方程组	209
§ 6-2 原子系统的电偶极矩	213
§ 6-3 密度矩阵	216
§ 6-4 静止原子激光器理论	221
习题	233
参考文献	234
第七章 典型激光器	235
§ 7-1 固体激光器	235
§ 7-2 气体激光器	239
§ 7-3 染料激光器	250
习题	252
参考文献	253
第八章 半导体二极管激光器	254
§ 8-1 半导体工作物质中的光增益	254
§ 8-2 半导体二极管激光器的基本结构	258
§ 8-3 对称三层介质平板波导中的本征模	266
§ 8-4 光强分布与约束因子	273
§ 8-5 半导体二极管激光器的主要特性	278
习题	282
参考文献	284
附录一 典型气体激光器基本实验数据	285
附录二 典型固体激光工作物质参数	286
附录三 染料、溶剂及激光波长	288
附录四 常用物理常数	289

第一章 激光的基本原理

本章概述激光器基本原理。讨论的重点是光的相干性和光波模式的联系、光的受激辐射以及光放大和振荡的基本概念。

§ 1-1 相干性的光子描述

一、光子的基本性质

光的量子学说(光子说)认为,光是一种以光速 c 运动的光子流。光子(电磁场量子)和其它基本粒子一样,具有能量、动量和质量等。它的粒子属性(能量、动量、质量等)和波动属性(频率、波矢、偏振等)密切联系,并可归纳如下:

1. 光子的能量 ε 与光波频率 ν 对应

$$\varepsilon = h\nu \quad (1-1-1)$$

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

2. 光子具有运动质量 m , 并可表示为

$$m = \frac{\varepsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (1-1-2)$$

光子的静止质量为零。

3. 光子的动量 P 与单色平面光波的波矢 k 对应

$$P = mc n_0 = \frac{h\nu}{c} n_0 = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda} n_0 = \hbar k \quad (1-1-3)$$

式中

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} n_0$$

n_0 为光子运动方向(平面光波传播方向)上的单位矢量。

4. 光子具有两种可能的独立偏振状态,对应于光波场的两个独立偏振方向。

5. 光子具有自旋,并且自旋量子数为整数。因此大量光子的集合,服从玻色-爱因斯坦统计规律。处于同一状态的光子数目是没有限制的,这是光子与其它服从费米统计分布的粒子(电子、质子、中子等)的重要区别。

上述基本关系式(1-1-1)和(1-1-3)后来为康普顿(Arthur Compton)散射实验所证实(1923年),并在现代量子电动力学中得到理论解释。量子电动力学从理论上把光的电磁(波动)理论和光子(微粒)理论在电磁场的量子化描述的基础上统一起来,从而在理论上阐明了光的波粒二象性(见 § 3-5)。在这种描述中,任意电磁场可看作是一系列单色平面

电磁波(它们以波矢 k_l 为标志)的线性叠加,或一系列电磁波的本征模式(或本征状态)的叠加。但每个本征模式所具有的能量是量子化的,即可表为基元能量 $h\nu_l$ 的整数倍。本征模式的动量也可表为基元动量 $\hbar k_l$ 的整数倍。这种具有基元能量 $h\nu_l$ 和基元动量 $\hbar k_l$ 的物质单元就称为属于第 l 个本征模式(或状态)的光子。具有相同能量和动量的光子彼此间不可区分,因而处于同一模式(或状态)。每个模式内的光子数目是没有限制的。

二、光波模式和光子状态相格

从上面的叙述已经可以看出,按照量子电动力学概念,光波的模式和光子的状态是等效的概念。下面将对这一点进行深入一步的讨论。

由于光的波粒二象性,我们可以用波动和粒子两种观点来描述它。

在激光理论中,光波模式是一个重要概念。按照经典电磁理论,光电磁波的运动规律由麦克斯韦(C. Maxwell)方程决定。单色平面波是麦克斯韦方程的一种特解,它表示为

$$E(\mathbf{r}, t) = E_0 e^{i2\pi\nu t - i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (1-1-4)$$

式中 E_0 为光波电场的振幅矢量, ν 为单色平面波的频率, $\mathbf{r}$ 为空间位置坐标矢量, $\mathbf{k}$ 为波矢。而麦克斯韦方程的通解可表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 $\mathbf{k}$ 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 V (例如谐振腔)内,只能存在一系列独立的具有特定波矢 $\mathbf{k}$ 的平面单色驻波。这种能够存在于腔内的驻波(以某一波矢 $\mathbf{k}$ 为标志)称为电磁波的模式或光波模。一种模式是电磁波运动的一种类型,不同模式以不同的 $\mathbf{k}$ 区分。同时,考虑到电磁波的两种独立的偏振,同一波矢 $\mathbf{k}$ 对应着两个具有不同偏振方向的模。

下面求解空腔 V 内的模式数目。设空腔为 $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ 的立方体,则沿三个坐标轴方向传播的波分别应满足的驻波条件为

$$\Delta x = m \frac{\lambda}{2}, \Delta y = n \frac{\lambda}{2}, \Delta z = q \frac{\lambda}{2}$$

式中 m, n, q 为正整数。而波矢 $\mathbf{k}$ 的三个分量应满足条件

$$k_x = \frac{\pi}{\Delta x} m, k_y = \frac{\pi}{\Delta y} n, k_z = \frac{\pi}{\Delta z} q \quad (1-1-5)$$

每一组正整数 m, n, q 对应腔内一种模式(包含两个偏振)。

如果在以 k_x, k_y, k_z 为轴的直角坐标系中,即在波矢空间中表示光波模,则每个模对应波矢空间的一点(如图 1-1-1 所示)。每一模式在三个坐标轴方向与相邻模的间隔为

$$\Delta k_x = \frac{\pi}{\Delta x}, \Delta k_y = \frac{\pi}{\Delta y}, \Delta k_z = \frac{\pi}{\Delta z} \quad (1-1-6)$$

因此,每个模式在波矢空间占有一个体积元

$$\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{\pi^3}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{\pi^3}{V} \quad (1-1-7)$$

在 $\mathbf{k}$ 空间内,波矢绝对值处于 $|\mathbf{k}| \sim |\mathbf{k}| + d|\mathbf{k}|$ 区间的体积为 $(1/8)4\pi|\mathbf{k}|^2 d|\mathbf{k}|$, 故在此体积内的模式数为 $(1/8)4\pi|\mathbf{k}|^2 d|\mathbf{k}| V / \pi^3$ 。又因 $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda = 2\pi\nu/c$; $d|\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{c} d\nu$, 代入上式则得

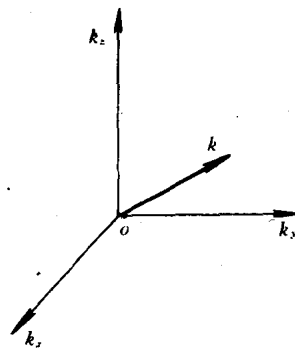


图 1-1-1 波矢空间

频率在 $\nu \sim \nu + d\nu$ 区间内的模式数。再考虑到对应同一 k 有两种不同的偏振, 上述模式数应乘 2, 于是, 在体积为 V 的空腔内, 处在频率 ν 附近频带 $d\nu$ 内的模式数为

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

现在再从粒子的观点阐明光子状态的概念, 并且证明, 光子态和光波模是等效的概念。

在经典力学中, 质点运动状态完全由其坐标 (x, y, z) 和动量 (P_x, P_y, P_z) 确定。我们可以用广义笛卡儿 (Cartesian) 坐标 x, y, z, P_x, P_y, P_z 所支撑的六维空间来描述质点的运动状态。这种六维空间称为相空间, 相空间内的一点表示质点的一个运动状态。当宏观质点沿某一方向 (例如 x 轴) 运动时, 它的状态变化对应于二维相空间 (x, P_x) 的一条连续曲线, 如图 1-1-2 所示。但是, 光子的运动状态和经典宏观质点有着本质的区别, 它受量子力学测不准关系的制约。测不准关系表明: 微观粒子的坐标和动量不能同时准确测定, 位置测得越准确, 动量就越测不准。对于一维运动情况, 测不准关系表示为

$$\Delta x \Delta P_x \approx h \quad (1-1-9)$$

上式意味着处于二维相空间面积元 $\Delta x \Delta P_x \approx h$ 之内的粒子运动状态在物理上是不可区分的, 因而它们应属于同一种状态。

在三维运动情况下, 测不准关系为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \approx h^3$$

故在六维相空间中, 一个光子态对应 (或占有) 的相空间体积元为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \approx h^3 \quad (1-1-10)$$

上述相空间体积元称为相格。相格是相空间中用任何实验所能分辨的最小尺度。光子的某一运动状态只能定域在一个相格中, 但不能确定它在相格内部的对应位置。于是我们看到, 微观粒子和宏观质点不同, 它的运动状态在相空间中不是对应一点而是对应一个相格。这表明微观粒子运动的不连续性。仅当所考虑的运动物体的能量和动量远远大于由普朗克常数 h 所标志的量 $h\nu$ 和 $h\mathbf{k}$, 以致量子化效应可以忽略不计时, 量子力学运动才过渡到经典力学运动。

从式 (1-1-10) 还可得出, 一个相格所占有的坐标空间体积 (或称相格空间体积) 为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \approx \frac{h^3}{\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z} \quad (1-1-11)$$

现在证明, 光波模等效于光子态。为此将光波模的波矢空间体积元表示式 (1-1-7) 改写为在相空间中的形式。考虑到一个光波模是由两列沿相反方向传播的行波组成的驻波, 因此一个光波模在相空间的 P_x, P_y 和 P_z 轴方向所占的线度为

$$\Delta P_x = 2\hbar \Delta k_x, \Delta P_y = 2\hbar \Delta k_y, \Delta P_z = 2\hbar \Delta k_z \quad (1-1-12)$$

于是, 式 (1-1-7) 在相空间中可改写为

$$\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \Delta x \Delta y \Delta z = h^3 \quad (1-1-13)$$

可见, 一个光波模在相空间也占有一个相格。因此, 一个光波模等效于一个光子态。一个

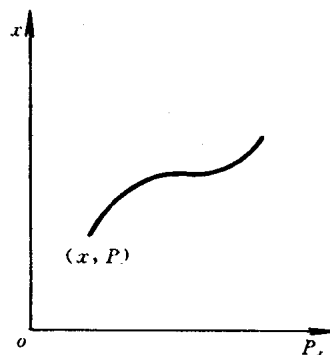


图 1-1-2 经典质点运动

光波模或一个光子态在坐标空间都占有由式(1-1-11)表示的空间体积。

三、光子的相干性

为了把光子态和光子的相干性两个概念联系起来,下面对光源的相干性进行讨论。

在一般情况下,光的相干性理解为:在不同的空间点上、在不同的时刻的光波场的某些特性(例如光波场的相位)的相关性。在相干性的经典理论中引入光场的相干函数作为相干性的度量。但是,作为相干性的一种粗略描述,常常使用相干体积的概念。如果在空间体积 V_c 内各点的光波场都具有明显的相干性,则 V_c 称为相干体积。 V_c 又可表示为垂直于光传播方向的截面上的相干面积 A_c 和沿传播方向的相干长度 L_c 的乘积

$$V_c = A_c L_c \quad (1-1-14)$$

式(1-1-14)也可表示为另一形式:

$$V_c = A_c \tau_c c \quad (1-1-15)$$

式中 c 为光速, $\tau_c = L_c/c$ 是光沿传播方向通过相干长度 L_c 所需的时间,称为相干时间。

普通光源发光,是大量独立振子(例如发光原子)的自发辐射。每个振子发出的光波是由持续一段时间 Δt 或在空间占有长度 $c\Delta t$ 的波列所组成,如图 1-1-3 所示。不同振子发出的光波的相位是随机变化的。对于原子谱线来说, Δt 即为原子的激发态寿命($\Delta t \approx 10^{-8}$ 秒)。对波列进行频谱分析,就得到它的频带宽度

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\Delta t}$$

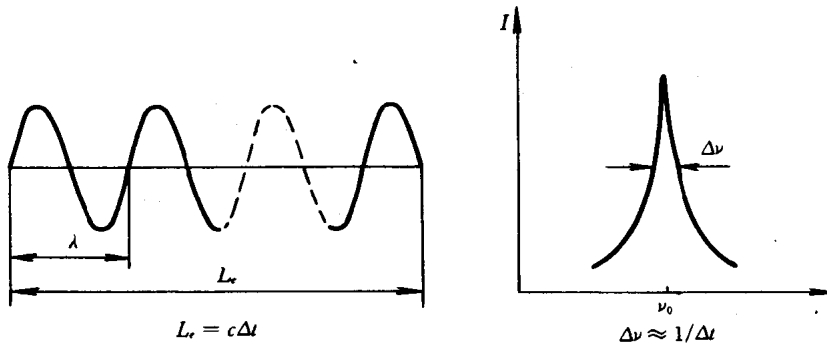


图 1-1-3 单个原子发出的光波列及其频谱

$\Delta\nu$ 是光源单色性的量度。

物理光学中已经阐明,光波的相干长度就是光波的波列长度,即

$$L_c = c\Delta t = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1-1-16)$$

于是,相干时间 τ_c 与光源频带宽度 $\Delta\nu$ 的关系为

$$\tau_c = \Delta t = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1-1-17)$$

上式说明,光源单色性越好,则相干时间越长。

物理光学中曾经证明:在图 1-1-4 中,由线度为 Δx 的光源 A 照明的 S_1 和 S_2 两点的光波场具有明显空间相干性的条件为

$$\frac{\Delta x L_c}{R} \leq \lambda \quad (1-1-18)$$

式中 λ 为光源波长。距离光源 R 处的相干面积 A_c 可表示为

$$A_c = L_z^2 = \left(\frac{R\lambda}{\Delta x} \right)^2 \quad (1-1-19)$$

如果用 $\Delta\theta$ 表示两缝间距对光源的张角, 则(1-1-18)式可写为

$$(\Delta x)^2 \leq \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta} \right)^2 \quad (1-1-20)$$

上式的物理意义是: 如果要求传播方向(或波矢

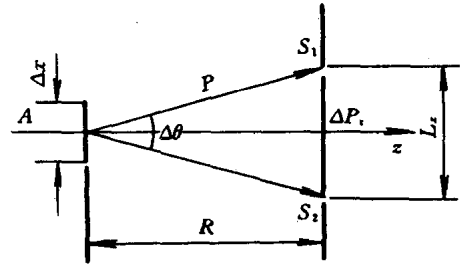


图 1-1-4 杨氏双缝干涉

k) 限于张角 $\Delta\theta$ 之内的光波是相干的, 则光源的面积必须小于 $(\lambda/\Delta\theta)^2$ 。因此, $(\lambda/\Delta\theta)^2$ 就是光源的相干面积, 或者说, 只有从面积小于 $(\lambda/\Delta\theta)^2$ 的光源面上发出的光波才能保证张角在 $\Delta\theta$ 之内的双缝具有相干性(见图 1-1-4)。根据相干体积定义, 可得光源的相干体积为

$$V_{cs} = \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta} \right)^2 \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{c^3}{v^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2} \quad (1-1-21)$$

此式可同样理解为: 如要求传播方向限于 $\Delta\theta$ 之内并具有频带宽度 $\Delta\nu$ 的光波相干, 则光源应局限在空间体积 V_{cs} 之内。

现在再从光子观点分析图 1-1-4。由面积为 $(\Delta x)^2$ 的光源发出动量 P 限于立体角 $\Delta\theta$ 内的光子, 因此光子具有动量测不准量, 其各分量为(在 $\Delta\theta$ 很小的情况下)

$$\Delta P_z = \Delta P_r \approx |P| \Delta\theta = \frac{h\nu}{c} \Delta\theta \quad (1-1-22)$$

因为 $\Delta\theta$ 很小, 故有

$$P_z \approx |P|$$

$$\Delta P_z \approx \Delta |P| = \frac{h}{c} \Delta\nu \quad (1-1-23)$$

如果具有上述动量测不准量的光子处于同一相格之内, 即处于一个光子态, 则光子占有的相格空间体积(即光子的坐标测不准量)可根据式(1-1-11)、(1-1-22)、(1-1-23)及(1-1-21)求得

$$\Delta x \Delta y \Delta z = \frac{h^3}{\Delta P_z \Delta P_y \Delta P_x} = \frac{c^3}{v^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2} = V_{cs} \quad (1-1-24)$$

上式表明, 相格的空间体积和相干体积相等。如果光子属于同一光子态, 则它们应该包含在相干体积之内。也就是说, 属于同一光子态的光子是相干的。

综上所述, 可得下述关于相干性的重要结论:

1. 相格空间体积以及一个光波模或光子态占有的空间体积都等于相干体积;
2. 属于同一状态的光子或同一模式的光波是相干的。不同状态的光子或不同模式的光波是不相干的。

四、光子简并度

具有相干性的光波场的强度(相干光强)在相干光的技术应用中, 也是一个重要的参量。一个好的相干光源, 应具有尽可能高的相干光强、足够大的相干面积和足够长的相干时间。对普通光源来说, 增大相干面积、相干时间和增大相干光强是矛盾的。由式(1-1-17)和(1-1-19)可知, 为了增大相干面积和相干时间, 可以采用光学滤波来减小 $\Delta\nu$, 缩小光

源线度或加光阑以减小 Δx 以及远离光源等办法。但这一切都将导致相干光强的减小。这正是普通光源给相干光学技术的发展带来的限制。例如光全息技术,它的原理早在 1948 年就被提出,但在激光出现之前一直没有实际应用,其原因就在于此。而激光器却是一种把光强和相干性两者统一起来的强相干光源。我们在后面将对此加以说明。

相干光强是描述光的相干性的参量之一。从相干性的光子描述出发,相干光强决定于具有相干性的光子的数目或同态光子的数目。这种处于同一光子态的光子数称为光子简并度 $\bar{n}$ 。显然,光子简并度具有以下几种相同的含义:同态光子数、同一模式内的光子数、处于相干体积内的光子数、处于同一相格内的光子数。

§ 1-2 光的受激辐射基本概念

光与物质的共振相互作用,特别是这种相互作用中的受激辐射过程是激光器的物理基础。我们将在第三章和第六章中较详细地讨论这种相互作用的理论处理方法。本节先给出基本物理概念。

受激辐射概念是爱因斯坦首先提出的(1917 年)。在普朗克(Max Planck)于 1900 年用辐射量子化假设成功地解释了黑体辐射分布规律,以及波尔(Niels Bohr)在 1913 年提出原子中电子运动状态量子化假设的基础上,爱因斯坦从光量子概念出发,重新推导了黑体辐射的普朗克公式,并在推导中提出了两个极为重要的概念:受激辐射和自发辐射。40 年后,受激辐射概念在激光技术中得到了应用。

一、黑体辐射的普朗克公式

我们知道,处于某一温度 T 的物体能够发出和吸收电磁辐射。如果某一物体能够完全吸收任何波长的电磁辐射,则称此物体为绝对黑体,简称黑体。如图 1-2-1 所示的空腔辐射体就是一个比较理想的绝对黑体,因为从外界射入小孔的任何波长的电磁辐射都将在腔内来回反射而不再逸出腔外。物体除吸收电磁辐射外,还会发出电磁辐射,这种电磁辐射称为热辐射或温度辐射。§ 1-1 中提到的普通光源就可以是一种热辐射光源。

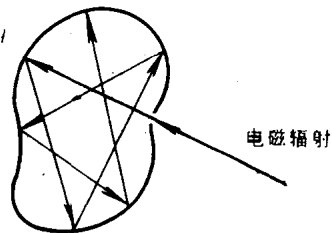


图 1-2-1 绝对黑体示意图

如果图 1-2-1 所示的黑体处于某一温度 T 的热平衡情况下,则它所吸收的辐射能量应等于发出的辐射能量,即黑体与辐射场之间应处于能量(热)平衡状态。显然,这种平衡必然导致空腔内存在完全确定的辐射场。这种辐射场称为黑体辐射或平衡辐射。

黑体辐射是黑体温度 T 和辐射场频率 ν 的函数,并用单色能量密度 ρ_ν 描述。 ρ_ν 定义为:在单位体积内,频率处于 ν 附近的单位频率间隔中的电磁辐射能量。其量纲为[焦耳·米⁻³·秒]。

为了从理论上解释实验测得的黑体辐射 ρ_ν 随 (T, ν) 的分布规律,人们从经典物理学出发所作的一切努力都归于失败。后来,普朗克提出了与经典概念完全不相容的辐射能量量子化假设,并在此基础上成功地得到了与实验相符的黑体辐射普朗克公式。这一公式可

表述为:在温度 T 的热平衡情况下,黑体辐射分配到腔内每个模式上的平均能量为^①

$$E = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1-2-1)$$

为了求得腔内模式数目,可利用 § 1-1 中的式(1-1-8)。显然,腔内单位体积中频率处于 ν 附近单位频率间隔内的光波模式数 n_ν 为

$$n_\nu = \frac{P}{V d\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$$

于是,黑体辐射普朗克公式为

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

式中 K 为玻尔兹曼常数,其数值为

$$K = 1.38062 \times 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{C}$$

二、受激辐射和自发辐射概念

式(1-2-2)表示的黑体辐射,实质上是辐射场 ρ_ν 和构成黑体的物质原子相互作用的结果。为简化问题,我们只考虑原子的两个能级 E_2 和 E_1 ,并有

$$E_2 - E_1 = h\nu \quad (1-2-3)$$

单位体积内处于两能级的原子数分别用 n_2 和 n_1 表示,如图(1-2-2)所示。

爱因斯坦从辐射与原子相互作用的量子论观点出发提出:上述相互作用应包含原子的自发辐射跃迁、受激辐射跃迁和受激吸收跃迁三种过程。

1. 自发辐射[图 1-2-3(a)]。处于高能级 E_2 的一个原子自发地向 E_1 跃迁,并发射一个能量为 $h\nu$ 的光子,这种过程称为自发跃迁。由原子自发跃迁发出的光子称为自发辐射。自发跃迁过程用自发跃迁几率 A_{21} 描述。 A_{21} 定义为单位时间内 n_2 个高能态原子中发生自发跃迁的原子数与 n_2 的比值:

$$A_{21} = \left(\frac{dn_{21}}{dt} \right)_{sp} \frac{1}{n_2} \quad (1-2-4)$$

式中 $(dn_{21})_{sp}$ 表示由于自发跃迁引起的由 E_2 向 E_1 跃迁的原子数。

应该指出,自发跃迁是一种只与原子本身性质有关而与辐射场 ρ_ν 无关的自发过程。因此, A_{21} 只决定于原子本身的性质。由式(1-2-4)容易证明, A_{21} 就是原子在能级 E_2 的平均寿命 τ 的倒数。因为在单位时间内能级 E_2 所减少的粒子数为

$$\frac{dn_2}{dt} = - \left(\frac{dn_{21}}{dt} \right)_{sp}$$

将式(1-2-4)代入则得

$$\frac{dn_2}{dt} = - A_{21} n_2$$

由此式可得

$$n_2(t) = n_{20} e^{-A_{21}t} = n_{20} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

式中

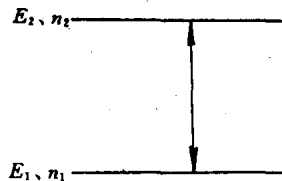


图 1-2-2 二能级原子能级图

① 参阅 M. 伽本尼,《光学物理》,p. 45,科学出版社,1976。

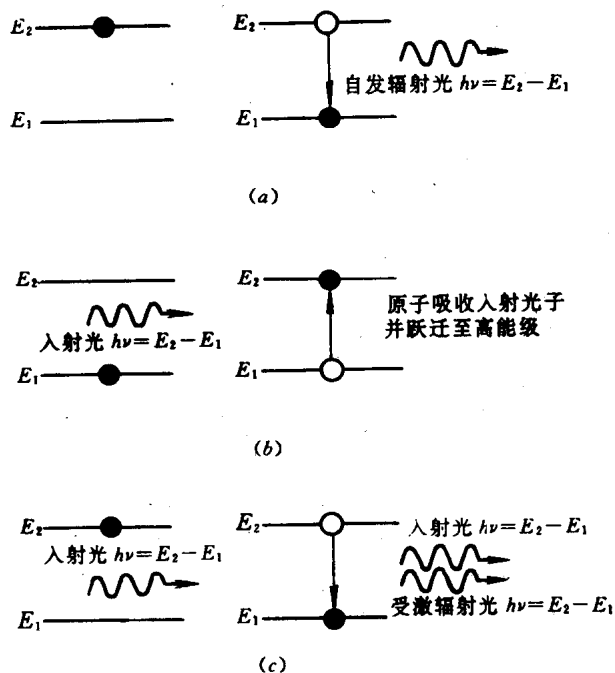


图 1-2-3 原子的自发辐射、受激辐射和受激吸收示意图

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_s} \quad (1-2-5)$$

A_{21} 也称为自发跃迁爱因斯坦系数。

2. 受激吸收〔图 1-2-3(b)〕。显然,如果黑体物质原子和辐射场相互作用只包含上述自发跃迁过程,是不能维持由式(1-2-2)所表示的腔内辐射场的稳定值的。因此,爱因斯坦认为,必然还存在一种原子在辐射场作用下的受激跃迁过程,从而第一次从理论上预言了受激辐射的存在。

处于低能态 E_1 的一个原子,在频率为 ν 的辐射场作用(激励)下,受激地向 E_2 能态跃迁并吸收一个能量为 $h\nu$ 的光子,这种过程称为受激吸收跃迁,并用受激吸收跃迁几率 W_{12} 描述:

$$W_{12} = \left(\frac{dn_{12}}{dt} \right)_{st} \frac{1}{n_1} \quad (1-2-6)$$

式中, $(dn_{12})_{st}$ 表示由于受激跃迁引起的由 E_1 向 E_2 跃迁的原子数。

应该强调,受激跃迁和自发跃迁是本质不同的物理过程,反映在跃迁几率上就是: A_{21} 只与原子本身性质有关;而 W_{12} 不仅与原子性质有关,还与辐射场的 ρ_ν 成正比。我们可将这种关系唯象地表示为

$$W_{12} = B_{12}\rho_\nu \quad (1-2-7)$$

式中,比例系数 B_{12} 称为受激吸收跃迁爱因斯坦系数,它只与原子性质有关。

3. 受激辐射〔图 1-2-3(c)〕。受激吸收跃迁的反过程就是受激辐射跃迁。受激辐射跃迁几率为

$$W_{21} = \left(\frac{dn_{21}}{dt} \right)_{st} \frac{1}{n_2} \quad (1-2-8)$$

$$W_{21} = B_{21}\rho_r \quad (1-2-9)$$

式中 B_{21} 为受激辐射跃迁爱因斯坦系数。由原子受激辐射跃迁发出的光子称为受激辐射。

三、 A_{21} 、 B_{21} 、 B_{12} 的相互关系

现在根据上述相互作用物理模型分析空腔黑体的热平衡过程,从而导出爱因斯坦三系数之间的关系。如前所述,正是由于腔内黑体辐射场 ρ_r 与物质原子相互作用的结果应该维持黑体处于温度为 T 的热平衡状态。这种热平衡状态的标志是:

1. 腔内存在着由式(1-2-2)表示的热平衡黑体辐射。

2. 腔内物质原子数按能级分布应服从热平衡状态下的玻尔兹曼(Ludwig Boltzman)分布

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}} \quad (1-2-10)$$

式中, g_2 和 g_1 分别为能级 E_2 和 E_1 的统计权重。

3. 在热平衡状态下, n_2 (或 n_1) 应保持不变,于是有

$$\left(\frac{dn_{21}}{dt} \right)_{sp} + \left(\frac{dn_{21}}{dt} \right)_a = \left(\frac{dn_{12}}{dt} \right)_a \quad (1-2-11)$$

或

$$n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \rho_r = n_1 B_{12} \rho_r \quad (1-2-12)$$

联立式(1-2-2)、式(1-2-10)和式(1-2-12)可得

$$\frac{c^3}{8\pi h \nu^3} (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1) = \frac{B_{21}}{A_{21}} \left(\frac{B_{12} g_1}{B_{21} g_2} e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right) \quad (1-2-13)$$

上式当 $T \rightarrow \infty$ 时也应成立,所以有

$$B_{12} g_1 = B_{21} g_2 \quad (1-2-14)$$

将上式代入式(1-2-13)可得

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} = n_s h \nu \quad (1-2-15)$$

式(1-2-14)和式(1-2-15)就是爱因斯坦系数的基本关系。特别是,当统计权重 $g_2 = g_1$ 时有

$$B_{12} = B_{21}$$

或

$$W_{12} = W_{21} \quad (1-2-16)$$

四、受激辐射的相干性

最后我们要强调指出受激辐射与自发辐射的极为重要的区别——相干性。如前所述,自发辐射是原子在不受外界辐射场控制情况下的自发过程。因此,大量原子的自发辐射场的相位是无规则分布的,因而是互不相干的。此外,自发辐射场的传播方向和偏振方向也是无规则分布的,或者如式(1-2-1)和式(1-2-2)所表述的那样,自发辐射平均地分配到腔内所有模式上。

受激辐射是在外界辐射场的控制下的发光过程,因而容易设想各原子的受激辐射的相位不再是无规则分布,而应具有和外界辐射场相同的相位。在量子电动力学的基础上可以证明(见 § 3-5):受激辐射光子与入射(激励)光子属于同一光子态;或者说,受激辐射场与入射辐射场具有相同的频率、相位、波矢(传播方向)和偏振,因而,受激辐射场与入射辐射场属于同一模式。图 1-2-4 示意地表示这一特点。特别是,大量原子在同一辐射场激发