

JIGUANGWULIXUE

● 冯建元 冯 强 编著

● 中国矿业大学出版社

激光物理学

激光物理学
冯启元 冯碧 编著

内蒙古教育出版社 出版
内蒙古新华书店 发行
内蒙古新华印刷厂印刷

开本: 850×1168毫米 1/32 印张: 12 字数: 290,000

1990年4月第1版 1990年7月第1次印刷

印数: 1—800册

ISBN 7-5311-0845-3/0.8(压膜) 定价: 4.60元



内 容 提 要

本书系统地讲述激光物理的基本概念、基本原理以及对一些重要问题的处理方法。第一章介绍激光的物理原理，第二章阐述激光的物理基础，第三章研究光辐射的基本理论，第四章阐述光学谐振腔理论，第五章研究激光振荡的半经典理论，第六章研究激光振荡的全量子理论，第七章讲述激光振荡的速率方程理论，第八章研究激光器的Q开关和锁模，第九章研究辐射场与原子系统的相干相互作用。

本书可作为综合大学、高等师范院校物理系及其它高等院校相近专业激光物理的教材或参考书，可供研究生、教师和科研工作者参考。

目 录

绪论.....	(1)
第一章 激光的物理原理.....	(5)
§ 1.1 原子的发光机理.....	(5)
(一)玻尔的氢原子模型.....	(5)
(二)氢原子的能级.....	(9)
(三)原子的发光机理.....	(11)
§ 1.2 光与物质的相互作用.....	(11)
(一)受激吸收.....	(12)
(二)自发辐射.....	(13)
(三)受激辐射.....	(14)
(四)受激吸收、自发辐射和受激辐射三系数之间的关系.....	(15)
§ 1.3 粒子数反转机制.....	(16)
(一)受激辐射与受激吸收.....	(16)
(二)能够实现粒子数反转的物质.....	(20)
(三)二能级系统.....	(20)
(四)三能级系统.....	(21)
(五)四能级系统.....	(25)
§ 1.4 光的自激振荡.....	(27)
(一)受激辐射与自发辐射.....	(27)
(二)光学谐振腔.....	(28)
(三)光振荡的阈值条件.....	(29)
§ 1.5 激光的特性.....	(32)
(一)方向性.....	(32)
(二)单色性.....	(33)
(三)相干性 时间相干性 空间相干性.....	(34)
(四)高亮度.....	(36)

第二章 激光的物理基础	(38)
§ 2.1 光波 (电磁场) 的模式 (波型)	(38)
(一) 光波 (电磁场) 的基本方程	(39)
(二) 单色平面电磁波	(40)
(三) 光波 (电磁场) 表现为单色平面波的迭加	(42)
(四) 光频电磁波场的本征状态数目 (模数)	(44)
§ 2.2 光量子态	(47)
(一) 光子的基本性质	(47)
(二) 光子的状态区分和状态数	(48)
§ 2.3 相干体积与相格	(53)
§ 2.4 光子简并度	(60)
§ 2.5 光谱线的形状和宽度	(63)
(一) 光谱线的自然宽度	(63)
(二) 光谱线的碰撞加宽	(66)
(三) 光谱线的多卜勒加宽	(67)
(四) 光谱线的均匀加宽和非均匀加宽	(72)
(五) 烧孔效应和 Lamb 凹陷	(74)
第三章 光辐射的基本理论	(78)
§ 3.1 光辐射的经典理论	(78)
(一) 原子自发辐射的经典模型	(78)
(二) 受激吸收和受激辐射	(85)
§ 3.2 光辐射的半经典理论	(88)
(一) 与时间有关的微扰理论	(89)
(二) 周期微扰下的跃迁几率	(94)
(三) 光的受激吸收、受激辐射和自发辐射	(96)
§ 3.3 光辐射的量子理论	(104)
(一) 量子力学跃迁理论的基本关系	(104)
(二) 电磁场的量子化	(108)
(三) 自发辐射和受激辐射 受激吸收	(116)
第四章 光学谐振腔	(124)

§ 4.1 光学谐振腔的稳定性条件	(124)
(一)激光器中常用的光学谐振腔类型	(126)
(二)光线在谐振腔中的行为	(127)
(三)稳定性条件的光学矩阵推导	(129)
(四)稳定图	(136)
§ 4.2 光学谐振腔的模式理论	(140)
(一)高斯光束的传播	(142)
(二)共焦腔中的高斯光束	(153)
(三)共焦腔中的高斯光束的高阶横模 TEM_m	(155)
§ 4.3 高斯光束通过薄透镜时的变换和传输	(162)
(一)球面波的变换和传输	(162)
(二)高斯光束的 q 参数	(164)
(三)高斯光束的传输和经过薄透镜的变换	(166)
§ 4.4 高斯光束的聚焦、准直和模式匹配	(168)
(一)聚焦	(168)
(二)模式匹配	(170)
(三)准直	(172)
§ 4.5 非共焦腔中的光束特性	(172)
(一)对称型非共焦腔中的光束特性	(172)
(二)不对称非共焦腔中的光束特性	(174)
§ 4.6 高斯光束变换的ABCD律	(176)
(一)光线矩阵	(177)
(二)高斯光束变换的ABCD律	(180)
(三)矩阵乘法的运算	(181)
第五章 激光振荡的半经典理论	(183)
§ 5.1 引言	(183)
§ 5.2 激光电磁场的振荡方程	(184)
(一)激光电磁场的波动方程	(184)
(二)激光电磁场波动方程的解	(186)
(三)光波在激活介质中的传播	(191)

§ 5.3 介质的电极化效应	(193)
(一)原子系统的波函数	(193)
(二)原子系统的感应电偶极矩	(195)
§ 5.4 介质的密度矩阵方程	(197)
(一)密度矩阵的引出	(197)
(二)密度矩阵及其主要性质	(199)
(三)密度矩阵的运动方程	(202)
(四)二能级原子系综的密度矩阵	(205)
§ 5.5 静止原子激光器理论	(206)
(一)集居数矩阵的运动方程	(207)
(二)集居数矩阵运动方程的解	(209)
(三)单模振荡	(210)
(四)增益和色散关系	(219)
(五)多模振荡	(220)
(六)二模振荡和模竞争	(226)
(七)三模振荡的模式锁定	(231)
§ 5.6 运动原子激光器理论	(235)
(一)集居数矩阵和感应极化强度	(235)
(二)单模振荡	(239)
(三)多模振荡	(247)
§ 5.7 环形激光器	(249)
第六章 激光振荡的全量子理论	(261)
§ 6.1 引言	(261)
§ 6.2 激光振荡的全量子方程的导出	(262)
§ 6.3 激光振荡的全量子方程的解	(268)
§ 6.4 小结	(274)
第七章 激光振荡的速率方程理论	(275)
§ 7.1 单波型振荡的阈值条件	(275)
§ 7.2 多波型振荡的阈值条件	(281)

§ 7.3	三能级系统的速率方程和稳态解·····	(286)
§ 7.4	四能级系统的速率方程和稳态解·····	(291)
§ 7.5	“弛豫”振荡效应·····	(297)
第八章	激光器的Q开关和锁模 ·····	(304)
§ 8.1	Q开关·····	(304)
§ 8.2	非均匀加宽激光系统的锁模·····	(313)
§ 8.3	均匀加宽激光系统中的锁模·····	(324)
§ 8.4	激光器的弛豫振荡·····	(331)
§ 8.5	被动锁模·····	(337)
第九章	辐射场与原子系统的相干相互作用 ·····	(340)
§ 9.1	辐射场与二能级原子系统相互作用的矢量描述·····	(340)
§ 9.2	超辐射·····	(351)
§ 9.3	光子回波·····	(353)
§ 9.4	自感应透明·····	(356)

绪 论

激光 (LASER) 是受激而发射的光, 是“光受激辐射放大”的简称, 它的含义是“通过辐射的受激发射而实现光的放大” (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)。产生激光的器件叫做激光器, 激光是一种强烈的、集中的、高度平行的相干光束。激光 (1960年由美国人Maiman发明) 与晶体管 (1948年由Bardeen & Brattain发明)、原子能反应堆 (1942年由意大利人Fermi发明) 被人们视为本世纪最重要的三大技术发明, 是我国四个现代化建设中的八大重点学科之一。

原子和分子吸收与辐射的量子理论是人们早已熟知的事实。一个原子由低能级向高能级跃迁时要吸收辐射, 而在逆跃迁时能够发出辐射, 早在1917年, A. Einstein为了说明黑体辐射现象, 在理论上提出了受激辐射和自发辐射的概念, 预言了存在原子受激辐射光 (即激光) 的可能性。但是, 在一般热平衡条件下, 根据Boltzmann定律, 温度为 T 并处于热平衡状态的物质系统, 其上、下能级之间的粒子数 n_2 和 n_1 有 $n_2 = n_1 \exp(-h\nu/kT)$ 的关系, 由此可以看出, 基态能级上的粒子数最多, 能级越高, 粒子数越少, 因此, 在通常情况下, 原子体系对于入射光的吸收总是比自发辐射强, 物质的受激辐射总是被受激吸收所掩盖, 因而未能在实验中观察到, A. Einstein所预言的受激辐射现象并未引起人们的注意, 更没有人想到把它引入技术应用。但是, 如果系统不是处于热平衡状态, 当 $n_2 > n_1$ 时, 受激辐射将大于受激吸收, 或者叫做负吸收, 在这种情况下, 入射光将会被增强。1924年, R. C. Tolman首先阐述了这个问题, 但是, 由于从上述公式中得出在 $n_2 > n_1$ 时介质的温度为负 ($T < 0$), 当时人们认为这是不存在的, 热力学定律告诉我们, 绝对温度 T 不可能等于零或小于零,

因而不相信这种粒子数反转分布是可能的。

在四十年代前后，苏联的 В. А. Фабрикант 提出在气体放电过程中可能形成负温度状态的设想（“负温度”的叫法只是表明粒子数反转分布状态已不是热平衡状态），利用粒子数反转分布来实现光的放大。他从1940年起就在这方面积极开展各种实验，用 He 的 $388.9\mu\text{m}$ 谱线激励 Cs 原子，获得了粒子数反转，并使介质通过放电实现“第二类碰撞”以增强负吸收，他的激励方法是得当的，但是，由于探寻受激辐射跃迁的方法不适当，可惜没有成功。

可是，真正将原子的受激辐射在原子辐射电磁波过程中突出出来的，首先是在微波波谱学方面，三十年代以后的微波技术有了很大的发展，由于微波波谱学的发展和科学技术发展的需要，C. H. Townes, Н. Г. Басов, А. М. Прохоров 首先创造性地提出了“微波受激辐射放大”的概念，1954年在氨分子束上实现了粒子数反转，制成了氨分子受激辐射微波放大器（MASER——Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation）。1958年，A. L. Schawlow, C. H. Townes 和 Н. Г. Басов, А. М. Прохоров 提出了把微波量子放大器的原理推广到光频段的建议，制成了红宝石微波量子放大器，由于它的噪声极低，因而成为高灵敏度微波接收机的重要部件，从此开始了对传统光学和电子器件的一次革命，并逐渐形成了一个新的学科分支——量子电子学。量子电子学在微波波段的成功促使人们立即着手解决光受激辐射放大的任务，1960年 T. H. Mainman 成功地做出了世界上第一台红宝石激光器，观察到了人类历史上空前未有的美丽而明亮的 $6943\text{\AA}$ 红色激光，至此，一门新的科学技术——量子电子学中的激光技术，就以科学史上罕见的高速度向前发展着。

根据原来的估计，四能级系统激光器应比三能级系统激光器

更容易实现，而气体激光器又要比固体激光器实现的可能性大，但是，实际的顺序恰好相反，气体激光器的初次振荡是在1960年底才观察到。

在本世纪六十年代之初，几乎每个月在激光方面都有重大的发明突破，T.H.Maiman的红宝石激光器问世之后，1960年末A.Javan研制成He—Ne混合气体激光器，1961年Hellwarth提出Q调制技术，同年夏天在实验上以Kerr盒作为Q开关，制成了第一台Q开关激光器。同年，Polanyi在理论上讨论了化学激光器的可能性，Snitzer制成了钕玻璃(YAG: Nd³⁺)激光器，到1962年，美国的三个研究小组，几乎同时分别公布了有关砷化镓半导体激光器运转的报导。1964年W.E.Lamb建立了激光器的半经典理论，Bridges制成了氩离子激光器，Patel制成了二氧化碳激光器，1965年人们用半经典理论预言了锁模效应，1966年获得固体锁模激光器，同年研制成了染料激光器，1970年，H. Г. Басов等首次研制成了准分子激光器。

我国在激光的发展上几乎是与国外同时起步，在1961年研制成了红宝石激光器，接着，其它一系列的激光器也都相继研制成功，经过二十年的努力，已经逐渐形成一个完整的激光研究、生产和教学体系，一些常用的激光器已经能够批量生产，激光在国民经济各个领域和国防上的应用正日益广泛深入。基于激光的重要性，国家已经把它列为在我国实现四个现代化过程中的八大重点科学技术之一。

本教材着重讨论激光的一般原理，不涉及激光器件和激光技术的具体细节。激光是物质发光的一种形式，物质发光属于物质内部的微观过程，研究激光必定要涉及物质与光辐射场的相互作用问题，这类问题的近代理论是建立在量子电动力学基础上的，量子电动力学是整个激光物理学的严格的理论基础，但这并不等于说我们在分析和处理激光物理学范围内的所有问题时，一定都要采

用量子电动力学理论的全部观点和处理方法,这样做往往是不方便的和不必要的。实际上,正确的做法是根据所要讨论的激光物理学属性特点的不同,而采用不同的理论处理方法,这些理论方法基本上可以分为经典的、半经典的和量子的理论。经典的描述方法是把原子体系视为经典的电的振子体系,把辐射场视为经典的电磁场,经典电磁场理论是讨论有关光学共振腔和激光传输问题的理论基础之一,此外,讨论激光与物质相互作用时,经典描述方法有时亦可起到一定作用。半经典描述方法基本上属于量子力学范围内的理论处理方法,其特点是将辐射场视为经典的电磁场而采用麦克斯韦方程组来描述,而将原子体系作量子化描述,进而把辐射场与物质的相互作用理解为经典电磁场与量子化原子体系间的相互作用,这种理论处理方法的优点是,在描述场与物质相互作用过程中,能反映与场的波动特性有关的那些现象的规律性,这种理论方法的局限性是,不能反映与场的量子化特性有关的那些现象的规律性,以及不能解释与场的零点起伏能或原子体系自发辐射行为有关的现象的规律性。全量子描述方法即量子电动力学的理论处理方法,其特点是将电磁辐射场与组成物质的原子体系作为一个统一的物理体系加以量子化描述,基于量子电动力学的基本观点或基本结果,还可派生出一些专门的课题理论,例如,为描述量子化电磁场本身的宏观统计特性而派生出光子统计学理论,在忽略量子化辐射场的相位特性和光子数起伏的前提下,为描述激光光子群与原子体系的相互作用而派生出所谓速率方程理论等。

本教材在讨论激光过程时,将采用经典的、半经典的和量子的理论。本教材的前两章,主要介绍激光的物理原理和物理基础,第三、四章研究光辐射的基本理论和光学谐振腔,第五章研究激光振荡的半经典理论,第六章研究激光振荡的全量子理论,第七章研究激光振荡的速率方程理论,第八章研究激光器的Q开关和锁模,第九章研究辐射场与原子系统的相干相互作用。

第一章 激光的物理原理

光，是人类生存所必需的，所以，人们很早就注意观察光的直进、反射等现象，研究光对人类生活、生产的作用，长期的实践使人们积累了大量的光学知识。但是，人们对光的本性的认识还是从十五世纪以后才开始的，直到二十世纪初才认识到光的波粒二象性本质。当人们借助于普朗克的量子理论从十九世纪进入到二十世纪的时候，物理学正在经历着一场新的革命，于是对光的研究更加深入了，1917年爱因斯坦对光的受激辐射的研究，导致1960年激光的诞生。为了阐明激光是怎样产生的，首先必需要说明物质的发光机理，这就得要从物质的原子结构谈起。

§ 1.1 原子的发光机理

(一) 玻尔的氢原子模型

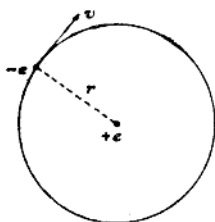


图1—1 电子绕氢原子核沿圆轨道运动

解释氢原子发射光谱的第一次成功的尝试，是玻尔在1913年做出的，玻尔认为，氢原子中的电子以速率 v 绕核旋转，如图1—1所示，氢核带正电荷 $+e$ ，电子的电荷为 $-e$ ，氢核的质量比电子质量约大1840倍；所以电子绕核旋转时，核实际上将保持静止，电子保持在轨道上所需的向心力是由核与电子之间的库仑引力所提供的，于是，我们可以写出

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = m \frac{v^2}{r} \quad (1)$$

这里， m 是电子的质量， ϵ_0 是真空的电容率。因为后面还要用到，我们把上式改写为

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} \quad (1')$$

这个模型的困难如下：当电子绕核旋转时，它与带正电的核好象构成一个振荡偶极子或天线，为了看清楚这一点可参考图1—1，当电子在圆的最高点时，整个系统就象一个上端带负电的天线，经过半周后，正负电荷的取向反了过来，因此，原子应该以电磁辐射的形式辐射能量，电磁辐射的频率等于电子绕核旋转的频率。当原子损失能量时，电子应该逐步与核接近，最终落入核中。这样，原子将被破坏。此外，当 r 减小时，按(1')式， v 将增大。因此，原子的辐射频率应该逐渐增加，直到原子被破坏。这两项结论都是违背实验事实的。

首先，氢原子是相当稳定的，并不毁灭；其次，正如实验上已观察到的，氢原子光谱是由确定的几个谱线系构成的，这并不符合上述氢原子应该发射连续频率的结论。我们知道，氢原子的这些谱线已被精确地测量过，而且可用经验公式表示出来。玻尔知道这一切，他开始设法使轨道电子的概念与实验事实相符合。

玻尔的第一个假设 玻尔认为，轨道电子的概念必需保留，众所周知，原子并不辐射能量，也不会毁灭，所以，玻尔假设：存在某些确定的轨道，电子在这些轨道上是稳定的，不辐射能量。当然，这是违反麦克斯韦方程对这种系统所作的预测的，玻尔能为他的假设辩护的唯一理由是：没有人真正试验过，对天线适用的方程是否对原子系统也适用，因而不存在方程适用于原子的证据。事实上，我们即将看到，为玻尔假设辩护的最好理由是他得到了正确的答案。

设玻尔稳定轨道的半径为 $r_1, r_2, \dots$ 等等。在这些轨道上运动的电子既有动能又有电势能。电势能为 qV ，这里 $q = -e$ ， V 为

绝对电势 $\frac{e}{4\pi\epsilon_0 r}$ 。所以，电势能为

$$E_p = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

由于电子被核吸引，所以电势能为负值。这样，当电子在第 i 条轨道上运动时，它的总能量为

$$\begin{aligned} E_n &= E_k + E_p \\ &= \frac{1}{2}mv^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} \\ &= \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_i} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} \\ &= -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_i} \end{aligned}$$

电子的轨道离核越近， r_i 就越小，电子的能量也越小（即负得越多）。

玻尔的第二个假设 玻尔认为，当电子从轨道 i 跃迁到轨道 j 时，它所失去的能量 $E_i - E_j$ 就作为光量子辐射出来，因此可以写出

$$E_i - E_j = h\nu_{ij}$$

$$\text{或 } \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_j} - \frac{1}{r_i} \right) = h\nu_{ij}$$

在上式中利用 $\nu = \frac{c}{\lambda}$ ，并除以 hc ，可以把上式改写成更适当的形式

$$\frac{1}{\lambda_{ij}} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 hc} \left(\frac{1}{r_j} - \frac{1}{r_i} \right) \quad (2)$$

如果玻尔的理论是正确的，那么我们就有了氢原子发光的波

长公式。这些波长可以测得很精确，并且已经找到描述这些波长的经验公式

$$\frac{1}{\lambda_{ij}} = R \left(\frac{1}{j^2} - \frac{1}{i^2} \right) \quad (2')$$

这里 $i > j$ ， i 和 j 都是整数，里德伯恒量 R 为 10973700 m^{-1} 。

玻尔的第三个假设 在玻尔的理论公式(2)和经验公式 (2')之间，存在着显著的相似性。事实上，玻尔发现，他能使这两个公式完全相同，只要假设

$$mvr_n = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar \quad (3)$$

式中 n 为整数， h 为普朗克恒量。利用(1')式在上式中消去 v ，求出 $r_n = \frac{n^2 h^2 \epsilon_0}{\pi e^2 m}$ ，再代入(2)式，得到

$$\frac{1}{\lambda_{ij}} = \frac{e^4 m}{8 \epsilon_0^2 h^3 c} \left(\frac{1}{j^2} - \frac{1}{i^2} \right)$$

在实验误差范围内，上式中的常量与里德伯恒量符合，这是一个真正令人惊讶的结果。玻尔利用卢瑟福模型以及下述假设，终于导出氢原子的发射光谱公式。这些假设是：1. 电子从一个稳定轨道跳向较低的稳定轨道时就要发光〔(2)式〕；2. 存在着一定的稳定轨道，它们的半径由(3)式给定。

玻尔的氢原子理论是成功的，因为它给出一个可以导得氢原子光谱实验结果的物理模型。值得注意的是，它还提供了光的量子性（或光子）的基础。当电子从一个轨道跃向另一个轨道时，就有光子从原子中发出，它是一个辐射能的脉冲。然而，玻尔理论有一个严重缺陷，玻尔不能给出存在稳定轨道的任何理由，也不能解释稳定轨道的选择条件〔(3)式〕，这种情况很象一个已知习题答案的学生用他不能证明的方法求得了结果。没有人会对这种情况感到满意。

玻尔第三个假设的另一种说法 尽管有这一缺陷，看来(3)

式仍是一个基本的公式。注意，普朗克恒量在这里又一次出现，而且， mvr 是电子在它的圆轨道上的角动量，所以，(3)式相当于假设：角动量是量子化的，其单位为 $\frac{h}{2\pi} = \hbar$ ，这使人联想到普朗克发现能量（在振子的情况）以 $h\nu$ 为单位的量子化。

（二）氢原子的能级

上面给出的氢原子的玻尔模型不是严格正确的；特别是，玻尔关于完全确定的轨道概念是过分简化了的。然而，在把原子各方面的表现统一起来这一点上，这个模型的确获得了成功。而且，只要我们认识到它的局限性，这个模型被证明是便于讨论的起点。

下面总结一下玻尔对于氢原子的稳定能级所获得的结果。

应该记得，按照玻尔假说，氢原子中电子可以在半径为

$$r_n = n^2 \frac{h^2 \epsilon_0}{\pi m e^2} \quad (4)$$

的轨道上稳定地存在，这时总能量为

$$E_n = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{1}{n^2} \frac{m e^4}{8\epsilon_0^2 h^2}$$

代入适当的数值，上式变为

$$E_n = -\frac{2.18 \times 10^{-18}}{n^2} \text{J} = -\frac{13.6}{n^2} \text{eV} \quad n=1, 2, \dots \quad (5)$$

换句话说，当电子在最小玻尔轨道($n=1$)上时， $E_1 = -13.6 \text{eV}$ 。

当 $n \rightarrow \infty$ 时， $r \rightarrow \infty$ 。这时，电子挣脱了核的束缚，原子电离了。根据(5)式，我们求得当 $n \rightarrow \infty$ 时， $E \rightarrow 0$ 。这是可以预料到的。因为我们曾经取电荷在无穷远处的电势能为零。如果自由电子具有动能，它的总能量将大于零。对于自由电子，玻尔的计算不再适用，自由电子可以具有任意大于零的动能值。

这些事实可以用图1—2所示的能级图加以概括，在图1—2