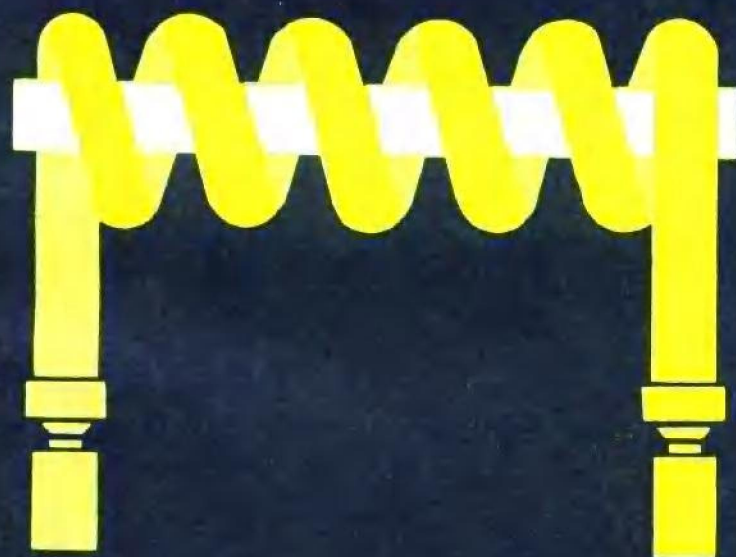


固体激光工程

〔西德〕W. 克希奈尔 著



科学出版社

内 容 简 介

本书为 Springer 出版社光学丛书的第一卷,它对固体激光器的特性和结构以及实用设计等问题作了详细介绍。内容为:第一章介绍激光基础知识;第二、五、六、七各章讨论固体激光器的材料、光学谐振腔、光泵浦和散热系统;第三、四章阐述激光振荡器和放大器;第八、九、十各章描述 Q 开关、锁模和非线性激光器件;第十一章阐述实用固体激光器的系统设计;第十二章叙述有关固体激光器光学元件损伤机理并给出损伤程度的实际数据。最后两个附录介绍激光安全防护知识和常数换算。

本书可作为高等院校光学专业的参考读物,对激光工程和设计人员、尤其对固体激光器研制人员有较大实用价值,可供该专业人员阅读。

Walter Koechner

SOLID-STATE LASER ENGINEERING

Springer-Verlag, 1976

固 体 激 光 工 程

[西德] W. 克希奈尔 著

华 光 译

梅遂生 校

责任编辑 刘海龄

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

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

*

1983 年 4 月第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1983 年 4 月第一次印刷 印张: 21 1/4

印数: 0001—3,320 字数: 486,000

统一书号: 15031·466

本社书号: 2923·15—4

定 价: 3.25 元

中 译 本 前 言

本书为西德斯普林格出版社光学丛书的第一卷，它对固体激光器的特性和结构以及实用设计等问题作了详细的介绍。内容为：第一章介绍激光基础知识，即光放大技术。第二、五、六、七章讨论固体激光材料、光学谐振腔、光泵浦系统和散热问题。激光振荡器和放大器在第三、四章内阐述。第八、九和十章描述Q开关、锁模和非线性激光器件。第十一章阐述实用固体激光器的系统设计。第十二章叙述有关固体激光器光学元件的损伤机理并给出损伤程度的实际数据。最后两个附录介绍激光安全防护知识和常数换算。

本书对固体激光器的各种技术问题进行了深入全面的分析，对有关理论也给出了概括描述，并附有详尽的参考文献，内容丰富，实用性强，对从事激光技术的工程设计人员尤其是对固体激光器研制人员是一本非常实用的好书，对高等院校光学专业的教学人员也不失为了一本较好的参考读物。

参加本书译校的还有下列同志：鲍永民、吕学身、李树人、倪木桃、周寿桓、陈苗海、王佩臣、王戎瑞、陆家和、杨逸民、丁光味、梁柱、梅遂生、谢顺迎。全书由梅遂生、周寿桓负责技术校对，由沈维勇、周菊负责文字校订。由于译、校者水平有限，肯定会有错误和不妥之处，欢迎读者批评指正。

译 者

一九八〇年十二月于北京

序 言

固体激光技术问世的头十年，发展了大量的激光材料和名目繁多的重要设计概念。然而，近年来这种技术已臻成熟，使固体激光器的发展达到一个较高水平。

固体激光器在工业上和军事上的应用以及作为一般研究工具等方面之所以显得愈益重要，很大程度是由于激光系统的可靠性和易维护性得到了改进。这些器件的实际进展导致以下几个重要成果：在材料加工、全息照相、测距、目标照明和指示、卫星和月球测距、热核聚变、等离子体实验以及通常需要高功率密度的科研工作等方面，固体激光器均获得广泛应用。目前工作重点已由研究和创新转移到降低成本和改进系统，于是，系统设计的标准化问题也提到了日程上来。

本书从工业角度对固体激光器的特性、设计和结构以及实际问题进行了详尽讨论。书名之所以选用“固体激光工程”，意即表明重点在于工程和实用设计。

本书共分下列几部分：第一章为以后各章引出基本概念。第二、五、六、七各章讨论了固体激光器的主要分系统，即：激活材料、光学谐振腔、泵浦系统和散热系统。再生的激光振荡器和放大器在第三和第四章中叙述，这两章中所用的解析模式结果都用实际可测量值表示。八、九、十这三章讨论了改变激光振荡器输出的时间或频率特性的一些器件。第十一章阐述了系统设计，包括一些最常用的固体激光器的系统和特性参数。最后一章，第十二章列出有关固体激光器设计中所用光学元件的损伤机理和损伤程度的实际资料。两个附录

则包括激光安全防护知识以及一个常用常数和换算系数表。

本书主要面向从事实践工作的、对固体激光器的设计和使用有兴趣的科学家或工程师。希望这种内容广泛的叙述,对需要补充激光工程方面理论知识的激光物理专业的大学生也有所裨益。本书虽然没有写成高等学校教科书的形式,但仍可用作高等院校激光技术专业的教程。

本书旨在把问题尽可能阐述清楚,因而作者宁愿采用模型化的唯象描述,也不用抽象的数学表示,即使这样也还采用了很多简化。多数情况下仅给出结果,而不予以论证,因为作者试图强调的是结果的运用,而不是公式的推导。但书中列出了有关参考资料,以备详查。

此外,本书仅对已付诸实用的激光器的设计进行讨论。这些年来已发展了各式各样的器件、材料、元件和设计概念;然而,经过十余年的发展所出现的、目前统治激光市场的一些激光器,虽由不同的公司研制,但设计和结构都大同小异。

作者在书中收入许多数据资料和技术资料、图表和曲线,试图以此来加深激光器结构和运转方面的阐述。一个特别重要的领域即激光应用,原拟比本书现有篇幅要大些。然而,在这方面已出了几本好书,因此已无必要再作赘述。

作者感谢斯梯契博士(Dr. M. Stitch)和斯马特(D. Smart),他们仔细审阅了手稿,并提出多方面的修正。特别要提出感谢的是雷亚·克希奈尔(Rea Koechner)和玛格丽特·洛哈特(Margaret Lochart),她们按照严格的进度为底稿打字。作者向编辑赫·洛奇博士(Dr. H. Lotsch)致意,感谢他在本书付印的准备工作中给予的协助。

目 录

序言

第一章 光放大	1
1.1 辐射与物质的相互作用	2
1.2 吸收和光增益	9
1.3 粒子数反转的产生	21
1.4 激光速率方程	27
第二章 固体激光材料的性质	34
2.1 固体激光材料概况	34
2.2 红宝石	47
2.3 Nd:YAG	58
2.4 钕玻璃	66
2.5 红宝石、Nd:YAG 和 钕玻璃 的比较	71
2.6 其它固体激光材料	74
第三章 激光振荡器	80
3.1 阈值点工作	81
3.2 增益饱和	87
3.3 循环功率	89
3.4 输出 输入的计算	91
3.5 输出涨落	99
3.6 再生振荡器实例	105
3.7 行波振荡器	128
第四章 激光放大器	133
4.1 脉冲放大	135
4.2 稳态放大	161
4.3 信号畸变	167

4.4	增益极限和放大器的稳定性	175
第五章	光学谐振腔	185
5.1	横模	185
5.2	纵模	220
5.3	时间稳定性和光谱稳定性	247
5.4	硬件设计	254
第六章	光泵浦系统	265
6.1	泵浦源	265
6.2	电源	300
6.3	聚光腔	323
第七章	散热	369
7.1	激光棒的热效应	369
7.2	冷却技术	408
7.3	非圆柱形激光元件	415
第八章	Q开关和外开关器件	424
8.1	脉冲反射式Q开关	424
8.2	脉冲透射式Q开关	471
8.3	谐振腔外部光闸	477
第九章	锁模	488
9.1	被动锁模	493
9.2	主动锁模	507
第十章	非线性器件	524
10.1	二次谐波的产生	526
10.2	参量振荡器	559
第十一章	实用激光器设计	573
11.1	一般研究用的激光器	574
11.2	全息照相激光器	586
11.3	材料加工使用的激光系统	591
11.4	月球和卫星测距用的激光器	595
11.5	军用激光器	602

11.6 核聚变实验中采用的激光系统.....	611
第十二章 光学元件的损伤.....	624
12.1 表面损伤.....	625
12.2 包裹物的损伤.....	627
12.3 自聚焦.....	628
12.4 光学材料的损伤阈值.....	635
12.5 系统设计考虑.....	642
附录 A 激光器的安全防护	649
附录 B 换算系数和常数	655
英汉名词对照.....	658

第一章 光 放 大

本章略述构成激光基础的一些基本概念。要了解激光器如何工作，必须弄清楚决定辐射与物质相互作用的某些原理。

原子系统，诸如原子、离子和分子，只能存在于分立的能态上。从一个能态改变到另一个能态称为跃迁，它伴随着光子的发射或吸收。吸收或发射的波长可用玻耳频率关系式表示：

$$E_2 - E_1 = h\nu_{21} \quad (1.1)$$

式中 E_2 和 E_1 为两个分立的能级， ν_{21} 为频率， h 为普朗克常数。与这一原子系统的能量间隙相对应的频率为 ν_{21} 的电磁波和该系统能够互相作用。根据下文的需要，可以把固体材料近似地视作许许多多完全相同的原子系统的集合。热平衡时，材料中处于较低能态的粒子数比处于较高能态的粒子数大很多。电磁波和物质相互作用将使原子或分子从低能级上升到高能级，所以得到吸收。

激光器的工作要求激光材料的能量平衡发生改变，使能量贮存于该材料的原子、离子或分子中。这可通过外加的泵浦源把电子从低能级输送到高能级来实现。因此，泵浦光造成“粒子数反转”。将频率合适的光波射到“反转”了的激光材料上，光波就被放大，因为入射光子促使处于高能级的原子下落到低能级，并从而发射出额外的光子。结果能量从原子系统中被取出给了辐射场。通过与电磁波的相互作用将贮存的能量释放出来是基于受激发射或感应发射原理。

简要地说,材料以下述方式激励,即它对较高能级提供比某些低能级更多的原子(或分子),从而使这种材料可以对频率与能级差相当的辐射进行放大。“LASER”这个字就是“用受激发射产生光放大”这一英语全名的缩写。

量子力学阐述辐射和物质的相互作用表明,事实上受激发射完全不能与激发的辐射场相区分。这意味着受激辐射的方向性、偏振性、相位和光谱特性都与受激发射相同。这些事实造成极高度的相干性,它就是激光器辐射的特征。爱因斯坦和普朗克早就论述过关于感应发射或受激发射的基本特性。

在固体激光器中,能级和与其相关的跃迁频率,是由围绕原子核电子轨道的各种不同的量子能级或容许的量子态所造成的。除电子跃迁之外,气体中多原子分子也存在由分子的振动和转动形成的能级。

1.1 辐射与物质的相互作用

激光器的许多特性可以很容易地用原子系统与辐射场相互作用时产生的吸收和发射过程来讨论。本世纪头十年,普朗克就描述了热辐射的光谱分布。二十年代,爱因斯坦结合普朗克定律和玻耳兹曼统计,阐明了受激发射的概念。爱因斯坦关于受激发射的揭示,基本上提供了描述激光的物理原理所需要的全部理论。

1.1.1 黑体辐射

在等温封闭系统或空腔中,当电磁辐射处于温度为 T 的热平衡状态时,在间隔为 $d\nu$ 内的辐射密度分布 $\rho(\nu)d\nu$ 可由普朗克定律表示:

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.2)$$

式中 $\rho(\nu)$ 为单位频率的辐射密度 [Js/cm^3]， h 为普朗克常数， k 为玻耳兹曼常数， c 为光速。热辐射的光谱分布在 $\nu = 0$ 和 $\nu \rightarrow \infty$ 时趋近于零，并且有依赖于温度的峰值。

式(1.2)中的因子

$$\frac{8\pi\nu^2}{c^3} = p_n \quad (1.3)$$

为单位体积和单位频率间隔的辐射模密度。因子 p_n 也可以解释为与辐射场有关的单位频率间隔和单位体积内自由度的数目。模密度 p_n 的表达式 [模 s/cm^3]，在联系自发跃迁和感应跃迁的概率上起着重要的作用。

对于均匀、各向同性的辐射场来说，下列关系式是成立的：

$$W = \rho(\nu)c/4 \quad (1.4)$$

式中 W 为从黑体腔的开口中发射出来的黑体辐射 [W/cm^2]。很多固体辐射类似黑体，因此从固体表面发射出来的辐射可用式(1.4)计算。

根据斯蒂芬-玻耳兹曼方程，黑体总辐射为：

$$W = \sigma T^4 \quad (1.5)$$

式中 $\sigma = 5.68 \times 10^{-12} \text{W}/\text{cm}^2\text{K}^4$ 。辐射 W 有一最大值，最大值处的波长 $\lambda_{\max}$ 可从维恩位移定律得到：

$$\frac{\lambda_{\max}}{\mu\text{m}} = \frac{2893}{T/\text{K}} \quad (1.6)$$

例如，黑体在温度为 5200K 时，它的辐射峰值在 5564 Å 处，这大致在可见光光谱的中心。

有关辐射及其与物质相互作用的基础知识可参阅文献 [1.1]。

1.1.2 玻耳兹曼统计

按照统计力学的基本原理，当一大批同类原子在温度 T 处于热平衡时，任何两个能级 E_1 和 E_2 (如图 1.1 所示) 的相对粒子数分布必须符合玻耳兹曼比值关系：

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \frac{-(E_2 - E_1)}{kT} \quad (1.7)$$

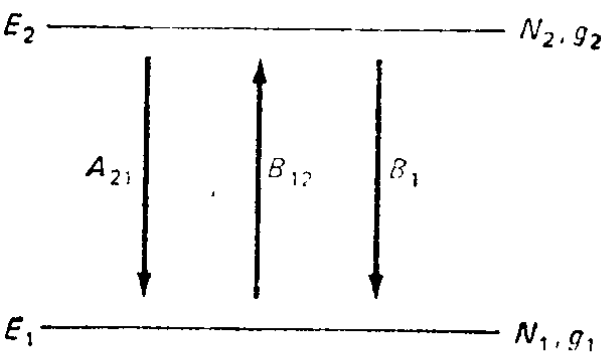


图 1.1 二个分别具有粒子数 N_1 、 N_2 和简并度 g_1 、 g_2 的能级

式中 N_1 和 N_2 分别为处于能级 E_1 和 E_2 上的原子数。当能量间隙足够大，即 $E_2 - E_1 = h\nu_{21} \gg kT$ 时，比值接近于零，因而，在热平衡时只有很少的原子处于上能级。室温 ($T \approx 300\text{K}$) 时的能量 kT 对应于能量间隙 $h\nu$ ，其频率 $\nu \approx 6 \times 10^{12}\text{Hz}$ ，这相当于波长 $\lambda \approx 50\ \mu\text{m}$ 。因此，对任何一个跃迁频率 ν_{21} 位于近红外或可见光区域的能量间隙来说，在常温下玻耳兹曼指数将 $\gg 1$ 。于是，任何一个上能级的原子数与下能级的原子数相比将是很小的。例如在红宝石中，基态能级 E_1 和上激发态能级 E_2 之间被相当于波长为 $\lambda \approx 0.69\ \mu\text{m}$ 的能量间隙隔开。将此数代入式 (1.7)，因为 $h = 6.6 \times 10^{-34}\text{Ws}^2$ ，于是 $E_2 - E_1 = h\nu = 2.86 \times 10^{-19}\text{Ws}$ 。以 $k = 1.38 \times 10^{-23}\text{WsK}$ 和 $T = 300\text{K}$ 代入，结果 $N_2/N_1 \approx 10^{-32}$ 。因此在热平衡条件下，实际上所有的原子都在基态能级上。

式(1.7)只适用于具有非简并能级的原子系统。假定对应于能量 E_i 的原子有 g_i 个不同的态, 则 g_i 定义为第 i 个能级的简并度。

重复说一下: 原子系统, 诸如原子、离子和分子, 只能存在于某些稳定态, 每一个稳定态都对应于一固定的能量值, 因而代表一个能级。当二个或更多的态具有相同的能量时, 这些能级称为简并的, 而具有相同能量的态数称为能级的多重数。同一能级所有态的粒子数相同, 因此能级 1 和 2 的原子数为 $N_1 = g_1 N'_1$ 和 $N_2 = g_2 N'_2$, 这里 N'_1 和 N'_2 分别代表在能级 1 和能级 2 上的粒子数。于是从式(1.7)得到能级 1 和能级 2 上的粒子数关系式:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \frac{N'_2}{N'_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp \frac{-(E_2 - E_1)}{kT} \quad (1.8)$$

在绝对温度零度时, 玻耳兹曼统计预示所有原子处于基态。在任何温度下的热平衡, 要求具有较低能态的粒子数比具有较高能态的粒子数多。因此, 若 $E_2 > E_1$ 和 $T > 0$, 则 N_2/N_1 总是小于 1。这表明在热平衡条件下光放大是不可能的。

1.1.3 爱因斯坦系数

略去爱因斯坦的原始推导, 我们可以很方便地引入爱因斯坦系数 A 和 B 的概念。为了讨论简便, 假设是一种理想的材料, 仅有两个非简并能级 1 和 2, 其粒子数相应为 N_1 和 N_2 。假定这两个能级上的原子总数为常数:

$$N_1 + N_2 = N_{\text{tot}} \quad (1.9)$$

在这两个相差为 $E_2 - E_1 = h\nu_{21}$ 的能级之间容许辐射转移。原子因发射能量而由 E_2 态转移到基态 E_1 , 反之因吸收能量也能由 E_1 态跃迁到 E_2 态。原子减少或增加的能量表现为量子 $h\nu_{21}$ 。电磁辐射和简单双能级原子系统间的相互作用可以分

为三种类型:

吸收 如果使频率为 ν_{21} 的准单色电磁波穿过能量间隙为 $h\nu_{21}$ 的原子系统, 则低能级上的粒子数的减少率将与辐射密度 $\rho(\nu)$ 和该能级上的粒子数 N_1 二者成正比:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (1.10)$$

式中 B_{12} 是比例常数, 其量纲为 $\text{cm}^3/\text{s}^2\text{J}$.

乘积 $B_{12}\rho(\nu)$ 可以解释为由于场影响所引起的单位频率的跃迁几率.

自发发射 原子因吸收光子而上升到高能级之后, 高能级 2 的粒子自发地落到低能级, 其数目减少率与高能级的粒子成正比.

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -A_{21}N_2 \quad (1.11)$$

式中 A_{21} 是比例常数, 其量纲为 s^{-1} . A_{21} 作为讨论中的这一对能级的特性称为自发跃迁几率, 因为这一系数给出了单位时间内能级 2 上的原子自发地变到低能级 1 上的几率.

自发发射是空间和时间的统计函数. 对大量的自发发射原子, 各个发射过程相互之间没有相位关系; 发射的量子是不相干的. 自发发射的特征可用处于激发态的电子寿命表示, 超过这一寿命, 电子自发地回到低能态并辐射出能量. 这个过程在不存在电磁场时就能发生.

方程(1.11)的解为:

$$N_2(t) = N_2(0)\exp \frac{-t}{\tau_{21}} \quad (1.12)$$

式中 τ_{21} 为能级 2 的自发辐射寿命, 它等于爱因斯坦系数的倒数:

$$\tau_{21} = A_{21}^{-1} \quad (1.13)$$

一般情况下,一个过程的跃迁几率的倒数称为它的寿命.

受激发射 发射不仅自发地发生,在适当频率的电磁场激发下也会发生.此时由于“感应发射”,原子按下式把量子转给辐射场,

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -B_{21}\rho(\nu)N_2 \quad (1.14)$$

式中 B_{21} 也是一比例常数.

存在外辐射的情况下,原子系统发射的辐射包括两部分:强度与 A_{21} 成正比的部分为自发辐射,其相位与外辐射相位无关;强度与 $\rho(\nu)B_{21}$ 成正比的部分为受激辐射,其相位与外辐射激发的相位相同.

与自发发射相反,感应跃迁的几率与外辐射的能量密度成正比.就感应跃迁来说,激发场和原子之间有固定的相位关系.由感应发射而发射到激发场的量子与激发场是相干的.

以后将看到,对于激光作用有用的参数是系数 B_{21} ; 系数 A_{21} 表示损耗项,它往系统中引入的光子与入射光子流或电场不是相位相关的.这样,自发发射过程就意味着是激光器中的噪声源.

将式(1.10)、(1.11)和(1.14)所表示的吸收、自发发射和受激发射合并,则双能级模型中高能级和低能级的粒子数变化可以写作:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} = B_{21}\rho(\nu)N_2 - B_{12}\rho(\nu)N_1 + A_{21}N_2 \quad (1.15)$$

从式(1.9)得出如下关系:

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\frac{\partial N_2}{\partial t} \quad (1.16)$$

在热平衡条件下,单位时间内从 E_1 到 E_2 跃迁的粒子数

必须等于从 E_2 到 E_1 跃迁的粒子数。故在热平衡时必定有

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \frac{\partial N_2}{\partial t} = 0 \quad (1.17)$$

因此可以写作:

$$\underbrace{N_2 A_{21}}_{\text{自发发射}} + \underbrace{N_2 \rho(\nu) B_{21}}_{\text{受激发射}} = \underbrace{N_1 \rho(\nu) B_{12}}_{\text{吸收}} \quad (1.18)$$

用玻耳兹曼方程 (1.8) 表示比值 N_2/N_1 , 上述表达式可以写成:

$$\rho(\nu_{21}) = \frac{(A_{21}/B_{21})}{(g_1/g_2)(B_{12}/B_{21}) \exp(h\nu_{21}/kT) - 1} \quad (1.19)$$

将上式和黑体辐射定律(1.2)比较,得:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi\nu^2 h\nu}{c^3} \text{ 和 } B_{21} = \frac{g_1}{g_2} B_{12} \quad (1.20)$$

A 和 B 之间的关系通称为爱因斯坦关系。式(1.20)中的因子 $8\pi\nu^2/c^3$ 为式(1.3)中给出的模密度 p_n 。

固体中光速为 $c = c_0/n$, 这里 n 是折射率, c_0 为真空中的光速。

对于非简并的简单系统, 即 $g_1 = g_2$ 的系统, $B_{21} = B_{12}$ 。这样, 爱因斯坦系数对受激发射和受激吸收是相等的。如果二个能级的简并度不等, 则受激吸收的几率不再与受激发射的几率相同。

1.1.4 受激发射的相位相干

受激发射对外加信号提供相位相干的放大机理。这个信号从原子中提取一个与激发信号电场成正比且相位相干的响应信号。这样, 放大过程相位保持不变。事实上, 受激发射不能与激发辐射场完全区分开。这意味着受激发射的方向性、偏振性、相位和光谱特性均与激发发射相同。这些事实决定

了极高度的相干性，它就是激光器发射的特征。这一事实的论证超出本基础导论的范围，并且需要用量子力学来说明辐射与物质间的相互作用。然而，有关感应跃迁或信号和原子系统间相互作用的概念可以借助经典电子振荡器的模型定性地阐明。

电磁辐射通过物质中的电荷与物质相互作用。把电子可看成是受原子核的弹性束缚，并可认为电子和离子是通过弹性键结合在一起的，它们可以在平衡位置附近振动。外加电场在电子和原子核之间造成一偏离其平衡位置的相对位移。它们将在平衡位置进行振荡。因此，这模型呈现振荡或谐振特性，并与外场响应。因为原子核比电子重得多，故可假定只有电子在运动。了解光和物质相互作用的最重要的模型乃是谐波振荡器。取一单个电子作为模型，假定它由线性拉力束缚在平衡位置上。可以把这一电子想象为由弹簧悬挂着的一个质点。经典电磁理论认为：任何一个振荡着的电荷将如小型天线或偶极子那样，不断地向周围空间辐射电磁能量。关于电偶极子跃迁和经典电子振荡器模型的详细论述参阅文献 [1.2]。

1.2 吸收和光增益

本节将讨论决定物质中吸收和放大过程的定量关系。这需要引入原子线型的概念来使我们的数学模型更符合实际。因此将首先考虑导致不同原子线型的重要特征和物理过程。

1.2.1 原子线型

在推导爱因斯坦系数时，曾假定频率为 ν_{21} 的单色光作用在具有无限窄的能量间隙 $h\nu_{21}$ 的双能级系统上。现在考虑具