

激光原理

(苏) Г. С. 斯维尔德洛 著



内 容 简 介

本书介绍激光的基本原理,系统阐述了激光器的三个组成部分,激光器的运转理论;描述了各种类型的激光器及其运转机制,激光束的特性以及激光的应用.最后概括地阐述了激光物理中的基本处理方法——半经典近似.

全书物理概念清晰,条理分明,列有必要的数学公式,并附有若干习题,以加深读者的理解,本书可作为激光物理教材和参考书.

本书由北京大学物理系翻译.孙驹亨译第一、二章;吕云仙译第三至六章;陈天杰译第七至九章及附录.钱士雄负责全书校订工作.参加译校工作的还有刘弦度、虞宝珠.

本书可供从事激光工作的科技人员参考以及作为高等院校有关专业的教材或参考书.

Orazio Svelto

PRINCIPLES OF LASERS

Heyden, 1976

激 光 原 理

〔意〕O. 斯维尔托 著

吕云仙 陈天杰 孙驹亨 译

钱士雄 校

责任编辑 陈咸亨

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院开封印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1983年8月第一版 开本:787×1092 1/32

1983年8月第一次印刷 印张:11 5/8

印数:0001—8,200 字数:264,000

统一书号:13031·2344

本社书号:3205·13-3

定价:1.80元

序 言

本书是作者十多年来在量子电子学领域从事研究和教学的结果。本书的目的是从量子力学和电磁学的基本概念出发,介绍激光的原理。因为这是一本入门书,所以作者力求使本书自成系统,以便尽可能使读者不必要参考其他著作。鉴于同一原因,所引用的参考文献尽可能只限于一些评述性文章或极重要的论文。

激光器可认为是由三部分组成: (i) 激活物质; (ii) 泵浦系统; (iii) 合适的谐振腔, 本书正是以此为基础来编写的。因此, 在导言性的第一章之后, 接着的三章分别讨论了辐射与物质的相互作用、泵浦过程以及无源光学谐振腔理论。然后, 将这样引进的概念用于第五章, 导出了有关激光器的连续波特性和瞬态特性的理论。这些理论的推导只限于最低阶近似, 即采用速率方程近似。实际上, 这种处理方法能够描述激光器的大部分特性。显然, 由不同类型激活介质制成的激光器, 其特性会有所差别。因此, 在第六章中自然应讨论各种类型激光器的特性。读者学完这几章以后, 应该已对激光器的运转原理有了相当充分的理解, 可以进而学习输出激光光束的各种特性(单色性、相干性、方向性、亮度)。第七章就讨论这些性质, 接着在第八章中讨论了激光器可能有的各种应用。最后, 第九章可以看作是本书的补充, 这一章更深入地讨论了辐射与物质的相互作用问题。第九章的处理是以所谓“半经典近似”为基础的。通过这些进一步的讨论, 可以使我们从物理上对激光器的物理特性有更好的理解。尤其是它可以解释一

些新的物理现象（如 π 脉冲、 2π 脉冲的产生，光子回波等），而这些现象用速率方程近似是无法描述的。考虑到全书的完整性，在本书的最后一部分添加了几个附录。

尽管作者对内容的连贯性作了最大的努力，但总是有所取舍的。例如，本书在某些章节只对问题的最基本特性作概括讨论，而没有给出细节。此外，如前所述，处理只限于半经典近似。因此，对一些重要现象，如自发发射、激光噪声等，就不可能作详细的讨论。然而，这些限制往往是由于本书要面对广泛的读者而造成的。按作者的看法，就正确理解激光器的特性而言，本书所讲述的内容实际上提供了最基本的知识。

O. 斯维尔托

目 录

第一章 基本概念	1
§ 1.1 自发发射; 受激发射; 吸收	1
§ 1.1.1 自发发射	1
§ 1.1.2 受激发射	2
§ 1.1.3 吸收	3
§ 1.2 激光的概念	4
§ 1.3 泵浦机制	9
第二章 辐射与物质的相互作用	12
§ 2.1 黑体辐射理论的概述	12
§ 2.2 吸收和受激发射	21
§ 2.3 自发发射	33
§ 2.4 无辐射衰变	42
§ 2.5 谱线的展宽机制	44
§ 2.5.1 均匀展宽	45
§ 2.5.2 非均匀展宽	48
§ 2.6 饱和	53
§ 2.7 简并能级	58
§ 2.8 结束语	59
第三章 泵浦过程	64
§ 3.1 引言	64
§ 3.2 光泵	65
§ 3.2.1 泵浦效率	66
§ 3.2.2 在激活棒中的泵浦能量分布	69
§ 3.2.3 泵浦率	73
§ 3.3 电泵浦	77

§ 3.3.1 电子碰撞激发·····	78
§ 3.3.2 (近)共振能量转移引起的激发·····	82
第四章 无源光学谐振腔·····	85
§ 4.1 引言·····	85
§ 4.2 平行平面腔·····	89
§ 4.2.1 肖洛和汤斯的近似理论·····	89
§ 4.2.2 福克斯和李的处理·····	93
§ 4.3 共焦腔·····	99
§ 4.4 一般球面腔·····	107
§ 4.5 不稳定腔·····	110
第五章 连续波和瞬态激光特性·····	119
§ 5.1 引言·····	119
§ 5.2 速率方程·····	119
§ 5.2.1 三能级激光器·····	119
§ 5.2.2 四能级激光器·····	124
§ 5.3 连续波激光特性·····	125
§ 5.3.1 三能级激光器·····	125
§ 5.3.2 四能级激光器·····	132
§ 5.3.3 最佳输出耦合·····	138
§ 5.3.4 单色性的限制和频率牵引·····	139
§ 5.4 瞬态激光特性·····	141
§ 5.4.1 阶跃泵浦脉冲: 单模振荡·····	142
§ 5.4.2 多模振荡·····	145
§ 5.4.3 Q 开关·····	146
§ 5.4.4 锁模·····	156
§ 5.4.4.1 锁模的方法·····	158
§ 5.4.4.2 主动锁模理论·····	159
§ 5.5 多模振荡与单模振荡的比较·····	163
第六章 激光器的类型·····	174
§ 6.1 引言·····	174

§ 6.2 晶态固体激光器	174
§ 6.2.1 红宝石激光器	174
§ 6.2.2 钕激光器	176
§ 6.3 气体激光器	177
§ 6.3.1 气体中的激发和去激发过程	177
§ 6.3.2 中性原子气体激光器	179
§ 6.3.3 离子激光器	187
§ 6.3.3.1 离子气体激光器	187
§ 6.3.3.2 金属蒸气激光器	190
§ 6.3.4 分子气体激光器	194
§ 6.3.4.1 分子的能级	194
§ 6.3.4.2 振动-转动激光器	200
§ 6.3.4.3 电子-振动激光器	212
§ 6.3.4.4 准分子激光器	216
§ 6.4 液体激光器(染料激光器)	218
§ 6.4.1 染料激光器的特征	218
§ 6.4.2 染料激光器的速率方程	222
§ 6.5 化学激光器	226
§ 6.6 半导体激光器	229
§ 6.6.1 半导体激光器的特征	229
§ 6.6.2 连续室温半导体激光器	234
§ 6.7 本章总结	236
第七章 激光束的特性	239
§ 7.1 引言	239
§ 7.2 单色性	239
§ 7.3 一阶相干性	240
§ 7.3.1 多色场的复表示	240
§ 7.3.2 空间和时间相干度	242
§ 7.3.3 空间和时间相干性的测量	244
§ 7.3.4 时间相干性和单色性的关系	248
§ 7.3.5 几个数值例子	250

§ 7.4 方向性.....	250
§ 7.5 斑纹图.....	255
§ 7.6 亮度.....	257
§ 7.7 高阶相干性.....	259
第八章 激光的应用	265
§ 8.1 引言.....	265
§ 8.2 纯科学方面的应用.....	265
§ 8.3 应用科学方面的应用.....	268
§ 8.4 全息术.....	272
§ 8.5 光学信息处理.....	278
第九章 激光物理的进展	287
§ 9.1 引言.....	287
§ 9.2 半经典方法.....	287
§ 9.2.1 物质方程.....	288
§ 9.2.2 场方程.....	299
§ 9.3 行波.....	300
§ 9.3.1 无限长放大器(π 脉冲).....	305
§ 9.3.2 无限长吸收体(2π 脉冲)	309
§ 9.3.3 光子回波.....	313
§ 9.4 驻波.....	316
§ 9.4.1 单模激光器(均匀展宽线).....	318
§ 9.4.2 单模激光器(非均匀展宽线).....	323
§ 9.4.3 多模激光器: 被动锁模理论.....	329
附录 A. 傅里叶变换, 相关函数和信号的功率谱.....	340
B. 均匀展宽线的电场增益	346
C. 旋转波近似	349
D. 物理常数	350
参考文献	351
中外文人名对照表	356
索引	357

第一章 基本概念

§ 1.1 自发发射; 受激发射; 吸收

量子电子学可以定义为电子学中量子现象起主要作用的一个分支。本书论述量子电子学的一个特定方面, 即激光及其性质的物理原理。在详细讨论主题之前, 我们先用很少篇幅对作为激光基础的几个基本概念作些简明解释, 这看来是适当的。

激光器利用了三个基本现象, 即电磁波与物质相互作用时出现的自发发射过程、受激发射过程以及吸收过程。

§ 1.1.1 自发发射

我们考虑某种物质的两个能级 1 和 2, 它们的能量分别为 E_1 和 E_2 ($E_1 < E_2$)。就下面的讨论而言, 它们可以是该物质所具有的无数个能级中的任意两个。为方便起见, 我们取能级 1 为基态。现在, 我们假定物质的一个原子(或分子)最初处于能级 2, 由于 $E_2 > E_1$, 原子将会衰变到能级 1, 这时, 原子释放的能量必定是两个能级的能量差 ($E_2 - E_1$)。如果这些能量以电磁波的形式释放出来, 就称这种过程为自发发射(或辐射发射)。辐射波的频率 ν 由下式给出(这是由普朗克提出的):

$$\nu = (E_2 - E_1)/h, \quad (1.1)$$

其中 h 是普朗克常数。因此, 当原子从能级 2 衰变到能级 1 时, 可以用能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子发射来表征自发发射

(图 1.1 a). 注意, 辐射发射仅仅是原子衰变的两种可能方式之一. 原子也有可能以一种无辐射方式发生衰变, 这时能量差 $E_2 - E_1$ 则以某种非电磁辐射的形式释放出来(例如, 可以变为周围分子的动能).

自发发射几率的特性如下: 设在 t 时刻(每单位体积内)有 N_2 个原子处于能级 2, 则这些原子因自发发射引起的衰变率 $(dN_2/dt)_{sp}$ 显然与 N_2 成正比. 因而可以写为

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

系数 A 称为自发发射几率, 或称为爱因斯坦 A 系数 (A 的表示式实际上最早是由爱因斯坦从热力学的考虑导出的). 量 $\tau_{sp} = 1/A$ 称为自发发射寿命. A (和 τ_{sp}) 的数值取决于所涉及的特定跃迁.

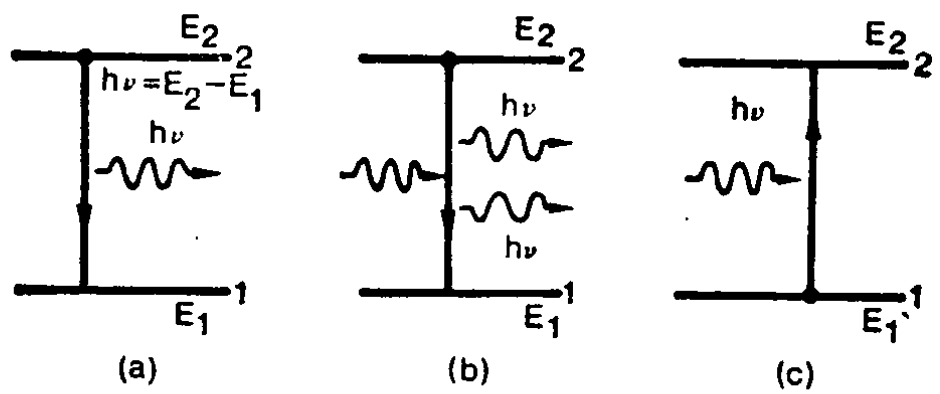


图 1.1 三种过程的图示说明: (a)自发发射; (b)受激发射; (c)吸收.

§ 1.1.2 受激发射

我们仍然假定原子最初处在能级 2, 而且有一个电磁波从外部射到物质上, 电磁波的频率由式(1.1)给出(即等于自发发射波的频率). 由于入射波的频率与原子跃迁的频率相同, 故这个入射波能以一定的几率驱使原子产生 $2 \rightarrow 1$ 的跃迁. 这时, 能量差 $E_2 - E_1$ 将以电磁波的形式释放出来, 并叠加

于入射波上, 这就是受激发射现象(见图 1.1 b). 但是, 自发发射过程与受激发射过程之间有一个本质的区别. 在自发发射情况下, 一个原子发射的电磁波与另一个原子发射的电磁波之间没有确定的位相关系. 而且, 发射波的方向可以是任意的. 而在受激发射情况下, 既然原子的发射过程是由入射电磁波所驱动, 因而任何原子的发射都同相地叠加于入射波上, 其方向也由入射波确定.

对于受激发射的情形, 我们也可以有一个方程来表示其特点:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -W_{21}N_2, \quad (1.3)$$

其中 $(dN_2/dt)_{st}$ 是受激发射所引起的 $2 \rightarrow 1$ 跃迁的速率, W_{21} 称为受激跃迁几率. 与式(1.2)所定义的 A 系数的情况相同, 系数 W_{21} 的量纲也是(时间) $^{-1}$. 然而, 它与 A 不同的是, W_{21} 不仅与特定的跃迁有关, 而且也与入射电磁波的强度有关. 更确切地讲, 对于平面电磁波, 后面将证明 W_{21} 可写为

$$W_{21} = \sigma_{21}F, \quad (1.4)$$

其中 F 是入射波的光子通量, σ_{21} 的量纲是面积(称为受激发射截面), 它只与给定跃迁的特性有关.

§ 1.1.3 吸收

现在, 我们假定原子最初处在能级 1. 如果这个能级是基态, 则只要原子不受到某种外来的激励, 它将仍留在这个能级上. 然后我们假定, 有一个电磁波, 频率由式(1.1)给定, 射入该物质, 在这种情况下, 原子将有一定的几率上升到能级 2, 原子作这样的跃迁所需的能量差 $E_2 - E_1$, 将从入射的电磁波的能量中取得, 这就是吸收过程.

与式(1.3)相似, 可以用下式定义吸收率 W_{12} :

$$\frac{dN_1}{dt} = -W_{12}N_1. \quad (1.5)$$

式中 N_1 是在给定时刻处于能级 1 上的每单位体积中的原子数. 此外, 与式(1.4)相似, 我们可以写出

$$W_{12} = \sigma_{12}F, \quad (1.6)$$

式中 σ_{12} 是某个特征面积(吸收截面), 它只与特定的跃迁有关.

上面几节已经阐明了自发发射、受激发射和吸收过程的基本原理. 如果采用光子的概念, 这些过程可以描述如下(见图 1.1): (i) 在自发发射过程中, 原子通过发射一个光子从能级 2 衰变到能级 1. (ii) 在受激发射过程中, 入射光子激励原子作 $2 \rightarrow 1$ 的跃迁, 从而得到两个光子(激励光子加上受激光子). (iii) 在吸收过程中, 入射光子被吸收, 引起 $1 \rightarrow 2$ 的跃迁. 最后应当指出, 本世纪初爱因斯坦已经证明, 受激发射和吸收的几率是相等的, 即 $\sigma_{12} = \sigma_{21}$. 所以, 从这以后我们将写成 $\sigma_{12} = \sigma_{21} = \sigma$, 称 σ 为跃迁截面. 至于单位体积内处于某个能级的原子数, 我们称为该能级的粒子数.

§ 1.2 激光的概念

考虑给定物质的任意两个能级 1 和 2, 令 N_1 和 N_2 分别代表它们的粒子数. 如果有一个平面波在物质中沿 z 方向传播, 它的强度所相应的光子通量为 F . 则根据式 (1.3) — (1.6), 在图 1.2 的阴影区, 由受激发射和吸收过程二者所引起的光子通量的改变量为

$$dF = \sigma F(N_2 - N_1)dz, \quad (1.7)$$

式(1.7)表明, 如果 $N_2 > N_1$, 则该物质起一个放大器的作用.

(即 $dF/dz > 0$)；若 $N_2 < N_1$ ，则它起吸收器的作用。众所周知，在热平衡状态下，能级的粒子数由玻耳兹曼统计分布所描述。因此，如果令 N_1^e 和 N_2^e 表示热平衡状态下两个能级的粒子数，则有

$$\frac{N_2^e}{N_1^e} = \exp \left[-\frac{(E_2 - E_1)}{kT} \right], \quad (1.8)$$

式中 k 是玻耳兹曼常数， T 是物质的绝对温度。由此看出，在热平衡状态下，有 $N_2 < N_1$ 。根据式(1.7)，物质对频率为 ν 的电磁波起吸收作用，这正是通常情况下发生的现象。然而，如果获得一种 $N_2 > N_1$ 的非平衡状态，则物质将起放大器的作用。在这种情况下，我们就说物质中出现了粒子数反转。其含义是指此刻物质中的粒子数差 $[(N_2 - N_1) > 0]$ 与通常情况下的粒子数差 $[(N_2^e - N_1^e) < 0]$ 符号相反。存在着粒子数反转的物质称为“激活物质”。

如果跃迁频率 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 落在微波区，这种放大器称为微波激射器，名词“maser”是“microwave amplification by stimulated emission of radiation”的缩写。如果跃迁频率处在光频区，则称这种放大器为激光器，英文名为“laser”。名词“laser”也是一个缩写字，只是把“maser”中的 m 改为 l(light) 罢了。然而，“laser”这个词通常不仅用于可见光区，也适用于远红外、近红外、紫外、甚至 X 射线区。在这些情况下，我们分别将它们称作红外激光、紫外激光或 X 射线激光。

要一个放大器形成振荡

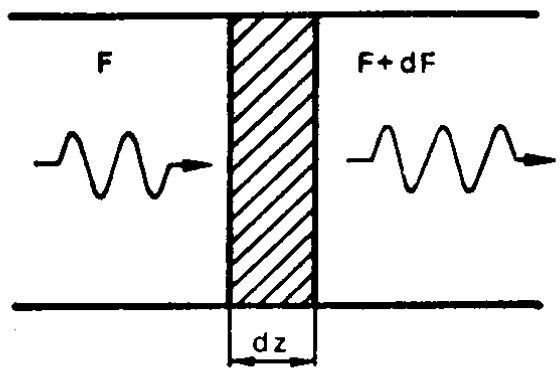


图 1.2 在物质中传播 dz 距离后平面电磁波光子通量 F 的变化量 dF 。

器, 必须引入适当的正反馈. 在微波区, 可以把激活物质放在谐振频率为 ν 的谐振腔内以取得正反馈. 而在激光器中, 则常常是把激活物质放在两块高反射率的反射镜中间以取得正反馈(例如, 平行平面反射镜, 见图 1.3). 在这种情况下, 一个与镜面垂直方向上传播的平面电磁波, 会在两块反射镜之间来回反射, 而每次通过激活物质都得到放大. 如果我们把其中一块反射镜做成部分透明的, 就可以取出有用的输出光束. 需要特别认识到, 不论微波激励器还是激光器, 要实现振荡都必须满足一定的阈值条件. 例如, 对于激光器, 当激活物质的增益足以补偿激光器中的损耗(例如输出耦合造成的损耗)时就开始振荡. 按式(1.7), 在激活物质中, 单程增益(即输出光子通量与入射光子通量之比)为 $\exp[\sigma(N_2 - N_1)l]$, 其中 l 是激活物质的长度. 如果腔内的损耗仅仅由透射损耗引起, 则当

$$R_1 R_2 \exp[2\sigma(N_2 - N_1)l] = 1 \quad (1.9)$$

时就可达到阈值, 其中 R_1 和 R_2 是两块反射镜的功率反射率. 式(1.9)说明, 当粒子数反转 $N_2 - N_1$ 达到某一称作“临界反转”的临界值时就达到阈值状态. 一旦达到临界反转, 就能从自发发射建立起振荡: 事实上放大过程是由沿轴方向的自发发射光子引发的. 这就是激光振荡器(或简称为激光器)的基本之点.



图 1.3 激光器系统.

激光光束最突出的特性是, 它具有高度的(i)方向性, (ii)单色性, (iii)相干性, (iv)亮度.

(i) 方向性 这个特性只不过是激活物质放在如图 1.3 所示的平行平面腔这样的谐振腔中的直接后果. 因为只有那些沿谐振腔方向 (或非常靠近这个方向) 传播的电磁波才能得以在腔内留存.

(ii) 单色性 如果不作深入推敲, 可以把这个性质归结为下面两个原因: (a) 只有频率 ν 由式(1.1)给出的电磁波才能得到放大, (b) 因为两块反射镜的装置构成一个谐振腔, 而振荡只能在该腔的谐振频率处发生.

(iii) 相干性 在一阶近似下可以说, 对任意一个电磁波, 我们都可以引入两个独立的相干性概念, 即空间相干性和时间相干性:

(a) 空间相干性 考虑在时刻 t_0 , 处在某给定电磁波的同一波阵面上的两个点 P_1 和 P_2 , 令 $E_1(t)$ 和 $E_2(t)$ 为这两点的相应电场. 根据定义, 在时刻 t_0 , 两点的电场之间的位相差等于零. 如果在任意时刻 t , 这个位相差总保持为零, 则我们就说在这两点之间有完全相干性; 假如这种情况出现在电磁波波阵面上的任意两个点, 则我们就说这个波具有完全的空间相干性. 实际上, 对于任意点 P_1 为要得到很好的位相关性, P_2 必定处在 P_1 附近有限的面积 S 之内. 在这种情况下, 我们说这个波具有部分空间相干性. 而且, 对于任意点 P , 我们都可以引入一个适当定义的相干面积 $S(P)$.

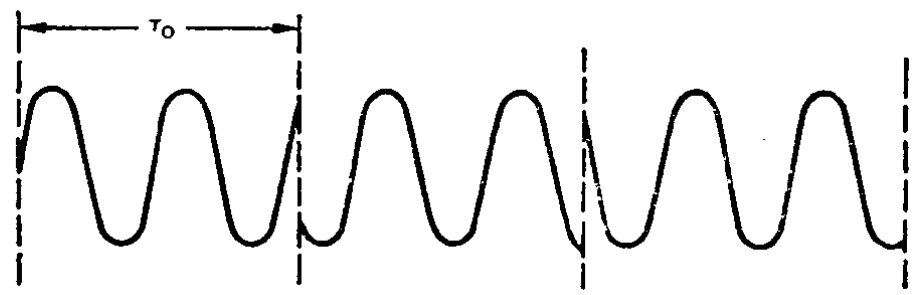


图 1.4 一个相干时间近似为 τ_0 的电磁波实例.

(b) 时间相干性 现在我们考虑在两个时刻(t 和 $t + \tau$) 电磁波在 P 点的电场. 假如对某个时间延迟 τ , 两个电场间的位相差对任意时刻 t 均保持不变, 则我们就说在整个 τ 时间内具有时间相干性. 如果这对任何 τ 值都成立, 则称这个电磁波具有完全的时间相干性; 如果这种情况只对满足 $0 < \tau < \tau_0$ 的 τ 才成立, 则我们说该电磁波具有部分时间相干性, 相干时间为 τ_0 . 图 1.4 展示的例子就是相干时间为 τ_0 的一个电磁波. 这是一幅每隔 τ_0 时间就经受一个位相跃变的正弦电场图. 我们看到, 时间相干性的概念直接与波的单色性概念有关. 尽管在图 1.4 所示的例子中这点已显然可见, 但实际上我们以后将证明, 一个相干时间为 τ_0 的电磁波其带宽为 $\Delta\nu \simeq 1/\tau_0$.

在结束关于相干性的初步讨论之前, 值得提醒读者注意, 时间相干性和空间相干性确实是两个相互独立的概念. 实际上, 我们可以举出这样的例子, 即一个波具有完全的空间相干性但却只有有限的时间相干性(反之亦然). 如果图 1.4 所示的波确实代表上面提到的 P_1 点和 P_2 点的电场, 尽管它们只有有限的时间相干性, 但它们之间可以有完全的空间相干性.

(iv) 亮度 我们定义某电磁波辐射源的亮度为每单位

The diagram shows a rectangular surface element labeled dS . A dashed line represents the normal vector $\mathbf{n}$ to the surface. A solid line with an arrow represents a direction vector OO' originating from a point O on the surface. The angle between the normal vector $\mathbf{n}$ and the direction vector OO' is labeled θ .

表面积在单位立体角内所发射的功率. 为更精确起见, 令 dS 是源上 O 点处的一个面积元(图 1.5), 则 dS 发射在围绕 OO' 方向的 $d\Omega$ 立体角内的功率 dP 为

$$dP = B \cos \theta dS d\Omega, \quad (1.10)$$

其中 θ 是 OO' 与表面的法线 $\mathbf{n}$ 之间的夹角. 一般地说,

图 1.5 电磁波源 O 点处的表面亮度.

B 取决于 OO' 方向的极坐标 θ 和 ϕ , 并且也与 O 点有关. 我们就把 B 称为 O 点源在 OO' 方向的亮度. 正是因为 dS 在垂直于 OO' 方向的平面上的投影才是物理上起作用的量, 所以在式(1.10)中出现一个因子 $\cos \theta$. 如果 B 与 θ, ϕ 无关, 则称辐射源是各向同性的(朗伯源). 因为激光光束具有很高的方向性, 所以, 即使一个中等功率(例如几毫瓦)的激光器, 其亮度也要比最亮的普通光源大几个数量级.

§ 1.3 泵浦机制

最后, 我们讨论如何在给定的物质中实现粒子数反转的问题. 乍看起来, 似乎只要通过物质与一个足够强的电磁场[其频率由式(1.1)确定]的相互作用就能实现粒子数反转. 既然, 在热平衡时, 能级 1 的粒子数实际上要多于能级 2 的粒子数, 故吸收与受激发射相比将占优势. 因此, 入射波所引起的 $1 \rightarrow 2$ 跃迁会多于 $2 \rightarrow 1$ 跃迁, 似乎这样就有希望最终会有粒子数反转. 但是, 我们立即可以看到, 这样的系统是不行的(至少在稳态是这样). 事实上, 当上、下能级粒子数达到相等时 ($N_2 = N_1$), 则吸收过程和受激过程就相互抵消, 根据式(1.7)物质遂变为透明. 这种现象通常称之为二能级的饱和.

因此, 只利用 1 和 2 两个能级是不能实现粒子数反转的. 那么, 自然会问, 在一个原子系统的无数能级中恰当选取两个以上的能级可否实现粒子数反转? 正如我们将要看到的那样, 回答是肯定的. 而且我们将要按照所采用的能级数目分别称之为三能级激光器和四能级激光器(图 1.6). 在三能级激光器中(图 1.6 a), 原子以某种方式从基态 1 升到能级 3. 如果在这种物质中, 升至能级 3 的粒子能迅速衰变到能级 2, 那么, 我们就有可能用这种方法来得到能级 2 和 1 之间的粒