

高等学校教材

光 电 子 器 件

高中林 汪开源

东南大学出版社

内 容 提 要

本书系电子部工科电子类专业全国统编教材,是电子物理与器件专业的选修教材。

全书共分七章:前两章讨论光与物质相互作用原理;第三章讨论半导体 p-n 结与异质结的基本理论;以后各章重点讨论了半导体光电探测器、半导体发电管、半导体激光器和固体激光器的工作原理、结构、性能及应用。

全书取材合理,阐述透彻,概念清楚,而且适用性强。每章末附有适量习题,便于教学和自学。它可用作“电子物理与器件”、“光通信”、“半导体物理与器件”等专业的大学生选修教材,同时也可供有关科技人员作参考。

责任编辑 冉榴红

责任校对 王小宁

光 电 子 器 件

高中林 汪开源

东南大学出版社出版

南京四牌楼 2 号

江苏省新华书店发行 东南大学激光照排印刷中心印刷

开本 787×1092 毫米 1/16 印张 17.75 字数 410.00 千字

1991 年 6 月第 1 版 1991 年 6 月第 1 次印刷

印数: 1—2000 册

ISBN 7-81023-407-2

TN·40

定价:4.70 元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定,我部承担了全国高等学校、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年至1985年,已编审、出版了两轮教材,正在陆续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“努力提高教材质量,逐步实现教材多样化,增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神,我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会,在总结前两轮教材工作的基础上,结合教育形势的发展和教学改革的需要,制订了1986~1990年的“七五”(第三轮)教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿,是从通过教学实践、师生反映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。广大编者、各编审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、出版工作还会有缺点和不足之处,希望使用教材的单位,广大教师和同学积极提出批评建议,共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

前 言

本教材系按电子工业部工科电子类专业教材 1980~1990 年编审出版规划,由电子物理与器件编审委员会教材编审小组组织征稿,推荐出版,责任编辑徐淦。

本教材由东南大学高中林担任主编,清华大学江剑平担任主审。

本课程的参考学时数为 60 学时,其主要内容由光电物理、异质结和光电子器件三部分组成。第一、二章为光电物理部分,主要讨论光与固体介质中微粒子相互作用的过程;第三章为 P-n 结与异质结,主要讨论了异质结载流子输运的基本物理现象,异质结的光学性质;光电子器件部分由第四至第七章组成,分析和讨论了各种半导体光电探测器、半导体发光二极管、半导体激光器以及固体激光器的工作原理、特性参数、结构特点和实际应用,并重点介绍了它们在光纤通信中的工业运用。由于光电子器件仍然在迅速发展,我们只选择最基本最主要的器件作为该书的选材。因此,选用本教材时应注意随着科学技术的发展不断增添新的内容。要全面而深入学习本教材的内容需学过高等数学、量子物理、半导体物理、电磁场理论等课程,但大部分内容只要学过高等数学、半导体物理就能使用。

本教材由高中林编写第一、二、三章和第七章,汪开源编写第四、五、六章,高中林统编全稿。江剑平、刘恩科为本书提出过许多宝贵意见。徐淦卿为本书编写提出过许多建议,并给予诚恳帮助,在此表示衷心地感谢。由于编者水平有限,书中难免还存在一些缺点和错误,殷切期望广大读者批评指正。

编 者

1989 年 10 月

目 录

第一章 固体中的光吸收和光发射	(1)
§ 1-1 固体光吸收和光辐射的量子力学微扰理论	(1)
1-1-1 与时间有关的微扰理论	(1)
1-1-2 跃迁几率	(3)
§ 1-2 固体中的光吸收过程	(4)
§ 1-3 带间光吸收	(5)
1-3-1 直接跃迁	(5)
1-3-2 间接跃迁	(6)
1-3-3 影响本征吸收边的因素	(8)
§ 1-4 重掺杂半导体中的吸收	(10)
1-4-1 载流子浓度填充效应对吸收边的影响	(10)
1-4-2 带尾效应	(11)
§ 1-5 电场中的光吸收	(13)
§ 1-6 激子吸收	(14)
1-6-1 瓦尼尔激子	(15)
1-6-2 激子光吸收	(16)
§ 1-7 自由载流子的光吸收	(17)
§ 1-8 定域杂质吸收	(18)
§ 1-9 固体中的光发射过程	(19)
§ 1-10 罗斯布莱克-肖克莱(Van Rosbreck-shockley)关系	(20)
§ 1-11 带间辐射复合	(23)
1-11-1 直接复合跃迁	(23)
1-11-2 间接复合跃迁	(23)
§ 1-12 局域能态上的辐射复合	(24)
1-12-1 主带与浅杂质能级间的跃迁	(24)
1-12-2 施主-受主对的辐射复合	(25)
1-12-3 等电子陷阱上的复合	(26)
§ 1-13 非辐射复合过程	(28)
1-13-1 多声子发射复合	(28)
1-13-2 俄歇复合过程	(29)
1-13-3 表面复合	(32)
§ 1-14 光吸收和辐射的爱因斯坦关系	(32)
1-14-1 爱因斯坦关系	(32)

1-14-2 受激辐射放大条件——粒子数反转	(34)
§ 1-15 光谱线的线型函数	(35)
1-15-1 均匀增宽谱线——洛伦兹线型函数	(35)
1-15-2 非均匀增宽谱线——高斯线型函数	(36)
习题一	(38)
第二章 固体的光学常数	(39)
§ 2-1 光的电磁理论和物质的光学常数	(39)
§ 2-2 光在界面处的反射和折射基本规律	(42)
2-2-1 反射定律和折射定律	(42)
2-2-2 菲涅耳公式	(43)
§ 2-3 光在媒质分界面上的反射特性	(44)
2-3-1 光在无损耗介质界面上的反射	(44)
2-3-2 空气与导体界面的反射	(46)
§ 2-4 全反射和古斯-汉欣位移	(47)
2-4-1 全反射	(47)
2-4-2 古斯-汉欣位移	(48)
§ 2-5 薄膜中的多重反射	(50)
§ 2-6 固体介质的色散	(52)
2-6-1 电介质色散的经典理论	(52)
2-6-2 自由载流子吸收引起的色散	(54)
2-6-3 晶格振动的光吸收和色散	(56)
§ 2-7 光学常数之间的相互关系	(57)
2-7-1 介电常数的实部与虚部的关系	(57)
2-7-2 折射率实部与虚部之间的关系	(58)
2-7-3 反射的幅度和相角	(60)
习题二	(61)
第三章 p-n 结与异质结	(62)
§ 3-1 p-n 结的电场、电势和结宽	(62)
3-1-1 p-n 结的能带图	(62)
3-1-2 突变结的电场、电势和结宽	(63)
3-1-3 线性缓变结的电场、电势和结宽	(65)
§ 3-2 p-n 结的电流电压特性	(68)
3-2-1 p-n 结理想的电流电压特性	(68)
3-2-2 非理想 p-n 结的电流电压特性	(71)
§ 3-3 p-n 结的电容	(73)
3-3-1 势垒电容	(73)

3-3-2 扩散电容	(74)
§ 3-4 p-n 结击穿	(75)
3-4-1 隧穿效应	(75)
3-4-2 雪崩倍增	(75)
§ 3-5 p-n 结的光伏效应	(77)
3-5-1 光伏效应	(77)
3-5-2 光照下 p-n 结的电流电压关系	(78)
§ 3-6 异质结	(79)
3-6-1 晶格匹配	(79)
3-6-2 通过界面态的复合	(82)
§ 3-7 异质结能带图	(82)
3-7-1 不考虑界面态时的能带图	(82)
3-7-2 考虑界面态时的能带图	(85)
§ 3-8 突变异质结的内建电势及结宽度	(86)
§ 3-9 异质结的电流电压特性	(90)
3-9-1 扩散模型	(90)
3-9-2 异型异质结电流运输的其他模型	(92)
§ 3-10 突变同型异质结	(94)
3-10-1 热电子发射模型	(95)
3-10-2 扩散模型	(95)
3-10-3 双肖特基二极管模型	(95)
§ 3-11 异质结的基本特性	(98)
习题三	(100)

第四章, 光电探测器..... (101)

§ 4-1 光电探测器的特性参数和噪声	(101)
4-1-1 光电探测器的特性参数	(101)
4-1-2 光电探测器中的噪声	(102)
§ 4-2 光电导探测器	(103)
4-2-1 光电导效应	(103)
4-2-2 光电导探测器的特性	(105)
4-2-3 典型的光电导探测器	(107)
§ 4-3 光电二极管	(111)
4-3-1 光电二极管的两种工作方式	(111)
4-3-2 光电二极管的工作原理	(112)
4-3-3 p-i-n 光电二极管	(114)
4-3-4 肖特基势垒(M-S 结)光电二极管	(117)
§ 4-4 雪崩光电二极管	(119)

4-4-1	雪崩光电二极管工作原理	(119)
4-4-2	倍增因子 M 和倍增噪声因子 $F(M)$	(119)
4-4-3	雪崩光电二极管的信噪比	(121)
4-4-4	典型的雪崩光电二极管的结构和特性	(122)
§ 4-5	长波长光纤通信用探测器	(123)
4-5-1	长波长光纤通信用的 p-i-n 光电二极管	(124)
4-5-2	长波长光纤通信用雪崩光电二极管	(125)
§ 4-6	电荷耦合摄像器件	(127)
4-6-1	CCD 的 MOS 结构及工作原理	(127)
4-6-2	CCD 的传输原理	(129)
4-6-3	电荷耦合摄像器件	(130)
4-6-4	CCD 摄像器件的主要特性	(132)
4-6-5	电荷耦合摄像器件(CCD)的应用	(133)
§ 4-7	异质结光电晶体管(HPT)	(134)
4-7-1	异质结光电晶体管工作原理	(134)
4-7-2	光增益系数	(135)
4-7-3	异质结光电晶体管(HPT)的频率特性和输出噪声特性	(137)
4-7-4	异质结光电晶体管的发展	(138)
习题四		(141)

第五章 半导体发光二极管	(142)
§ 5-1 半导体发光二极管原理——载流子的注入和复合发光	(143)
5-1-1 载流子的注入	(143)
5-1-2 发光二极管的复合机理	(145)
§ 5-2 发光二极管用晶体及其发光机理	(147)
5-2-1 发光二极管用晶体	(148)
5-2-2 GaAs 晶体及其发光机理	(148)
5-2-3 GaP 晶体及其发光机理	(149)
5-2-4 GaAs _{1-x} P _x 晶体及其发光机理	(151)
5-2-5 蓝色发光二极管晶体	(152)
§ 5-3 发光二极管的结构与特性	(153)
5-3-1 发光二极管的结构	(153)
5-3-2 发光二极管的特性	(154)
§ 5-4 发光二极管的效率	(157)
5-4-1 外量子效率和内量子效率	(157)
5-4-2 注入效率 η_i	(157)
5-4-3 辐射效率 η_r	(158)
5-4-4 出光效率	(159)

§ 5-5 红外上转换磷光体的发光机理	(161)
§ 5-6 光纤通信用的发光二极管	(164)
5-6-1 光纤通信用发光二极管的结构	(165)
5-6-2 光纤通信用发光二极管的特性	(167)
§ 5-7 发光二极管的应用	(170)
5-7-1 发光二极管用作简单指示光源	(170)
5-7-2 发光二极管用作显示器件	(171)
5-7-3 发光二极管用作光耦合器	(172)
习题五	(174)

第六章 半导体激光器	(175)
§ 6-1 概述	(175)
§ 6-2 半导体激光器的光学增益	(177)
6-2-1 载流子反转分布的条件	(177)
6-2-2 平均爱因斯坦系数 $B(E)$	(179)
6-2-3 直接带隙半导体的光学增益	(180)
§ 6-3 法布里-珀罗光谐振腔和光的自激振荡	(183)
6-3-1 法布里-珀罗光谐振腔	(183)
6-3-2 振荡的阈值条件	(184)
6-3-3 稳态振荡的建立	(185)
§ 6-4 半导体激光器的横模	(186)
6-4-1 平板波导中波的传播	(187)
6-4-2 对称平板介质波导的导波模式	(189)
6-4-3 平板介质波导中的 TE 模	(190)
6-4-4 光波导的限制因子	(194)
6-4-5 增益波导中的横模	(195)
§ 6-5 半导体激光器的稳态特性	(195)
6-5-1 阈值电流	(196)
6-5-2 功率输出	(198)
6-5-3 效率	(199)
6-5-4 光谱特性	(201)
6-5-5 远场辐射图	(203)
§ 6-6 半导体激光器的瞬态效应	(206)
6-6-1 电光耦合速率方程	(206)
6-6-2 电光延迟	(207)
6-6-3 电光耦合速率方程式的稳态解	(208)
6-6-4 电光耦合速率方程的瞬态解	(209)
§ 6-7 异质结半导体激光器	(212)

6-7-1 单异质结激光器	(213)
6-7-2 双异质结激光器	(214)
6-7-3 长波长半导体激光器	(217)
§ 6-8 量子阱激光器	(219)
6-8-1 量子阱中的电子状态	(219)
6-8-2 量子阱中的带间复合跃迁	(221)
6-8-3 量子阱半导体激光器的结构和特性	(222)
§ 6-9 分布反馈半导体激光器(DFB)	(223)
6-9-1 布拉格反射	(223)
6-9-2 分布反馈激光器的特性	(224)
6-9-3 分布反馈激光器的结构	(225)
6-9-4 分布布拉格反射式(DBR)激光器	(226)
习题六	(227)
第七章 固体激光器	(228)
§ 7-1 概述	(228)
§ 7-2 粒子数反转的产生和增益系数	(229)
7-2-1 三能级系统	(230)
7-2-2 四能级系统	(231)
7-2-3 亚稳态能级	(232)
7-2-4 增益系数	(233)
§ 7-3 固体激光工作物质	(234)
7-3-1 红宝石	(235)
7-3-2 掺钕钇铝石榴石(Nd:YAG)	(240)
7-3-3 钕玻璃	(243)
§ 7-4 泵浦系统	(245)
7-4-1 泵浦光源	(245)
7-4-2 泵浦腔	(248)
§ 7-5 光谐振腔	(249)
7-5-1 光谐振腔的稳定性	(250)
7-5-2 光谐振腔的损耗	(251)
§ 7-6 固体激光器的特性	(252)
7-6-1 速率方程	(252)
7-6-2 固体激光器的阈值条件	(254)
7-6-3 固体激光器的输出特性	(256)
§ 7-7 调Q激光器	(259)
7-7-1 调Q原理	(259)
7-7-2 调Q的方法	(261)

7-7-3 调Q激光器的输出特性	(263)
§ 7-8 锁模激光器	(264)
7-8-1 锁模的特性	(265)
7-8-2 锁模的方法	(266)
习题七	(267)
参考文献	(269)

第一章 固体中的光吸收和光发射

半导体在光照之下引起光吸收,从而改变电子的运动状态,产生光电效应。只要物体不因此而发生化学变化,它总要恢复到平衡状态。在这个过程中,一部分能量通过光或热的形式释放出来。若其中部分能量以可见光或近红外的电磁波形式发射出来,就称这种现象为发光。利用这些光电转换效应可以制成各种光电子器件。本章我们讨论光吸收和光发射的机理与规律。

§ 1-1 固体光吸收和光辐射的量子力学微扰理论

当入射到固体上的光辐射的频率接近固体能带间隙所对应的能量时,固体的原子或分子将吸收入射光子的能量而跃迁到较高的能级或能带。到达激发态的原子或分子将通过自发辐射或受激辐射的方式跃迁回较低的能态,放出相应的多余能量,这种过程是光与物质相互作用的一种共振相互作用。本节利用量子力学微扰理论来讨论固体中光吸收和光辐射的基本规律。

1-1-1 与时间有关的微扰理论

设体系在 $t=0$ 时刻处在某一能量本征态,其本征函数和本征能量值分别为 Φ_m 和 E_m ,

$$\hat{H}_0 \Phi_m = E_m \Phi_m \quad (1-1-1)$$

式中 $\hat{H}_0$ 为体系的哈密顿算符。 $\hat{H}_0$ 的本征值 E_m 和本征波函数 Φ_m 均为已知,波函数 Φ_m 满足正交归一化条件

$$\int \Phi_i^* \Phi_m dv = \delta_{im} \quad (1-1-2)$$

式中 δ_{im} 为克罗内克(Kronecker) δ 函数。

由于光场的扰动,系统的哈密顿算符将变成时间的函数,电子在未扰动的本征能量状态之间发生跃迁。微扰理论就是从未扰动的状态波函数出发近似地求出有扰动时的波函数,从而计算电子从一个量子状态跃迁到另一个量子状态的跃迁条件和几率。

把系统的总哈密顿算符 $\hat{H}$ 写成与时间无关的部分 $\hat{H}_0$ 和与时间有关的微扰部分 $\hat{H}'(t)$ 之和

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'(t) \quad (1-1-3)$$

现在要求解含时间的薛定谔方程

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} \hat{H}(t) \psi \quad (1-1-4)$$

式中 ψ 是描述体系状态的波函数。

在任意时刻 t , 上述方程的解 $\psi(t)$ 可按 $\hat{H}_0$ 的本征波函数展开

$$\psi(t) = \sum_m a_m(t) \Phi_m \exp(-i \frac{E_m}{\hbar} t) \quad (1-1-5)$$

将上式代入式(1-1-4), 得

$$\begin{aligned} \sum_m \Phi_m \{ a_m [-i \frac{E_m}{\hbar} \exp(-i \frac{E_m}{\hbar} t)] + \frac{da_m}{dt} \exp(-i \frac{E_m}{\hbar} t) \} \\ = -\frac{i}{\hbar} \sum_m a_m (\hat{H}_0 + \hat{H}') \Phi_m \exp(-i \frac{E_m}{\hbar} t) \end{aligned} \quad (1-1-6)$$

利用式(1-1-1)消去上式左边第一项和右边第一项, 则式(1-1-6)就简化成

$$\sum_m \Phi_m \frac{da_m}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \sum_m a_m \hat{H}' \Phi_m$$

在等式两边分别乘以 Φ_i^* , 然后对整个空间积分并利用波函数的正交性, 便可得

$$\frac{da_i}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \sum_m a_m H'_{im} \exp(i\omega_{im}t) \quad (1-1-7)$$

其中

$$H'_{im} = \int \Phi_i^* \hat{H}' \Phi_m dv \quad (1-1-8)$$

$$\omega_{im} = \frac{1}{\hbar} (E_i - E_m) \quad (1-1-9)$$

H'_{im} 是电子从 E_m 态跃迁到 E_i 态的矩阵元, ω_{im} 是相应的玻尔频率。

在实际情况下, 相互作用能量远小于体系内能, 即 $\hat{H}' \ll \hat{H}_0$, 因而可采用微扰近似求解式(1-1-7)。作为零级近似, 令微扰算符 $\hat{H}' = 0$, 于是得式(1-1-7)的零阶近似解

$$a_i^{(0)}(t) = \text{常数} \quad (1-1-10)$$

代入体系的初始条件

$$a_i^{(0)}(t=0) = \begin{cases} 1 & k=m \\ 0 & k \neq m \end{cases}$$

则零阶近似解为

$$\begin{cases} a_m^{(0)}(t) = 1 \\ a_i^{(0)}(t) = 0 \quad k \neq m \end{cases} \quad (1-1-11)$$

将上述零阶近似代入式(1-1-7)的右边, 则得一阶近似解为

$$a_i^{(1)} = -\frac{i}{\hbar} \int H'_{im} \exp(i\omega_{im}t) dt \quad (1-1-12)$$

如果知道了微扰的具体形式, 就可以得到波函数的一级近似。若需要更精确的解, 则可按

上述方式运算得到 $a_k(t)$ 更高阶的近似解。

既然 $t=0$ 时体系处于 m 态, 因此 $|a_k^{(1)}|^2$ 就是在 $0 \sim t$ 时间间隔内体系跃迁到 k 态的几率。

1-1-2 跃迁几率

要计算跃迁几率, 必须知道 $\hat{H}'$ 的具体形式。对于所讨论的光与物质的相互作用问题, 认为体系受简谐光频场的辐射, 此时微扰算符可表示为时间的简谐函数

$$\begin{aligned} \hat{H}'(t) &= \hat{H}' \exp(-i\omega t) + (\hat{H}')^* \exp(i\omega t) & t > 0 \\ H'(t) &= 0 & t < 0 \end{aligned} \quad (1-1-13)$$

式中 ω 为单频电磁场的角频率。

把式(1-1-13)代入式(1-1-8), 然后将 H'_{km} 代入式(1-1-12), 得

$$\begin{aligned} a_k^{(1)}(t) &= -\frac{i}{\hbar} \int_0^t H'_{km}(t) \exp(i\omega_{km} t) dt \\ &= \frac{1}{\hbar} \left[H'_{km} \frac{\exp[i(\omega_{km} - \omega)t] - 1}{\omega_{km} - \omega} \right. \\ &\quad \left. + H'_{km}^* \frac{\exp[i(\omega_{km} + \omega)t] - 1}{\omega_{km} + \omega} \right] \end{aligned} \quad (1-1-14)$$

其中:

$$H'_{km} = \int \Phi_k^* \hat{H}' \Phi_m dv$$

由式(1-1-14)可见, 当 $\omega = \omega_{km}$ 时, 等式右边第一项分子和分母都为零。利用数学分析求极值的方法, 得知该项的极限值与时间成正比, 而右边第二项是时间的振荡函数, 所以在 $\omega = \omega_{km}$ 时, 仅第一项起主要作用。同理可以证明, 当 $\omega = -\omega_{km}$ 时, 只有第二项起主要作用, 在 $\omega \neq \omega_{km}$ 时, 这两项都不随时间增加。因此只需讨论 $\omega = \pm \omega_{km}$ 的两种情况。事实上, 只有当外界微扰包含这两个频率时, 才可能产生 m 态与 k 态之间的跃迁。由此可见, 产生明显跃迁的条件是

$$\omega = \pm \omega_{km} \quad (1-1-15)$$

或

$$\hbar \omega = \pm (E_k - E_m)$$

相应的跃迁几率为

$$|a_k^{(1)}(t)|^2 = \frac{4|H'_{km}|^2 \sin^2 \frac{1}{2}(\omega_{km} \pm \omega)t}{\hbar^2 (\omega_{km} \pm \omega)^2} \quad (1-1-16)$$

当 $\omega = \omega_{km}$ (即 $\hbar \omega = E_k - E_m$) 时, 括号中取负号, 体系从低能态 m 向高能态 k 跃迁, 即产生光的吸收。在 $\omega = -\omega_{km}$ (即 $\hbar \omega = E_m - E_k$) 时, 括号中取正号, 体系从高能态 k 向低能态 m 跃迁, 产生光的辐射。吸收和辐射的能量都是 $\hbar \omega_{km}$ 。

§ 1-2 固体中的光吸收过程

在讨论光子与固体中微粒子的相互作用时,一般地认为光吸收过程涉及四种载流子:价带电子、内壳层电子、自由载流子、局域杂质和缺陷能级上的束缚电子。在固体中可能发生的各种光吸收的吸收谱见图 1-1。

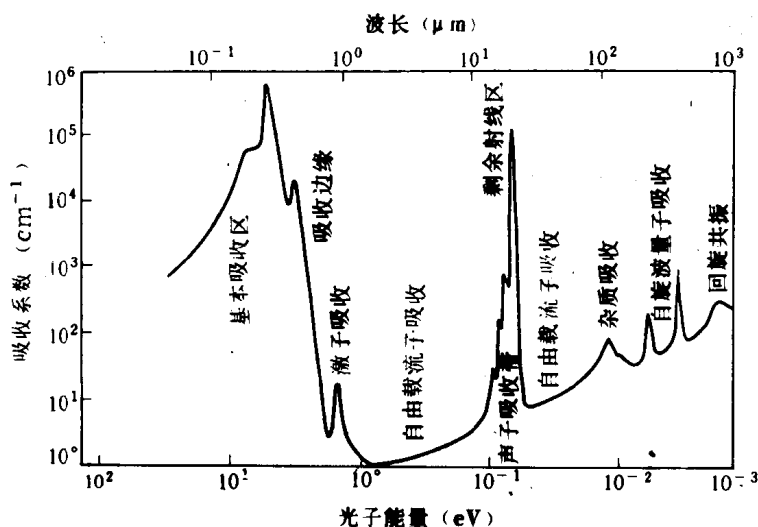


图 1-1 固体中可能发生的光吸收谱

(1)本征吸收 这是最主要的吸收过程。价带电子吸收光子后,从价带跃迁到导带,产生电子-空穴对。显然,光子的能量必须等于或大于禁带宽度才能发生本征吸收。它的特点是吸收系数高,可达 $10^5 \sim 10^6 \text{ cm}^{-1}$ 。在本征吸收区低能量端,吸收系数下降很快,形成陡峭的吸收边。由于各类材料能带结构的差别,本征吸收区可能处于红外波段、可见光区以至紫外区。

(2)激子吸收 对非金属固体,在吸收边区域可以观察到光谱精细结构,这是由所谓激子吸收产生的。在电介质晶体特别是离子晶体中激子吸收尤为显著,往往可得到很强的象原子光谱线一样窄的吸收线,它一般位于略小于吸收边处。

(3)自由载流子吸收 当波长进一步增加,超出吸收边时,吸收又开始缓慢上升。这是由电子在导带中和空穴在价带中吸收所引起的,称为自由载流子吸收,这是一种能带内的跃迁,它可以扩展到整个红外波段和微波波段。吸收系数的大小是电子(或空穴)浓度的函数。对于金属,由于载流子浓度很高,因而载流子吸收系数可以很高。而对半导体,自由载流子吸收较小。即便如此,在激光器的有源层中,其作用也不可忽视。

(4)晶格吸收 当波长增加至 $20 \mu\text{m} \sim 50 \mu\text{m}$ 时,出现一组新的吸收峰,它是由入射光子和晶格振动之间的相互作用所引起的。如果晶体是离子性的,其吸收系数可达 10^5 cm^{-1} 的量级。

(5)杂质吸收 与杂质吸收相联系的吸收过程是多种多样的,视固体材料及材料中的杂质的种类而异。图 1-1 所示的只是与半导体中浅能级杂质中的电子相联系的吸收过程。

由于浅能级杂质的电离能很小(约为 0.01eV),杂质吸收只能在较低的温度下才能被观察到。

在图 1-1 中还画出了与磁性有关的吸收过程和回旋共振吸收。与磁性有关的吸收可以是电子自旋反转、自旋波量子的激发等,这些吸收与光电子器件的关系不大。

固体介质的光吸收性能用吸收系数 α 表示,它的定义是

$$\alpha = \frac{1}{I} \frac{dI}{dx} \quad (1-2-1)$$

即表示光强 I 在固体介质中传输过程的相对衰减。如果入射在固体介质表面的光强为 I_0 。则

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (1-2-2)$$

因此,光强在吸收光的固体介质中传输时以指数规律衰减。吸收系数的单位用 cm^{-1} 表示。

§ 1-3 带间光吸收

本节研究半导体带间的本征光吸收。不同的能带结构,其光吸收过程也不相同。图 1-2 表示典型半导体的能带图,它有直接带隙和间接带隙之分。直接带隙半导体的导带最小值与价带最大值位于相同的波矢值,而间接带隙半导体的导带最小值与价带最大值处于不同的波矢值。相应的光吸收过程有直接跃迁和间接跃迁的区别。

1-3-1 直接跃迁

带间吸收必须满足能量守恒和动量守恒。光作用于直接带隙半导体时,光子能量 $h\nu$ 必须大于带隙能量 E_g ,才能产生吸收现象。因光子的动量 h/λ 与介质中的电子动量 h/a (a 为晶格常数,约为几十纳米)相比很小,所以被吸收的光子不可能对电子带间吸收跃迁的动量守恒发生影响。所有动量守恒的垂直跃迁都是允许的,这种跃迁称为直接跃迁,其示意图见图 1-3。直接跃迁的几率可以看作与光子能量 $h\nu$ 和波矢值的关系不大。

由直接跃迁引起的光吸收,除了与跃迁几率有关外,还与能态密度成正比。考虑到跃迁几率可近似看成常数和抛物线型的能带,导得吸收系数 α 为

$$\alpha = A(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (1-3-1)$$

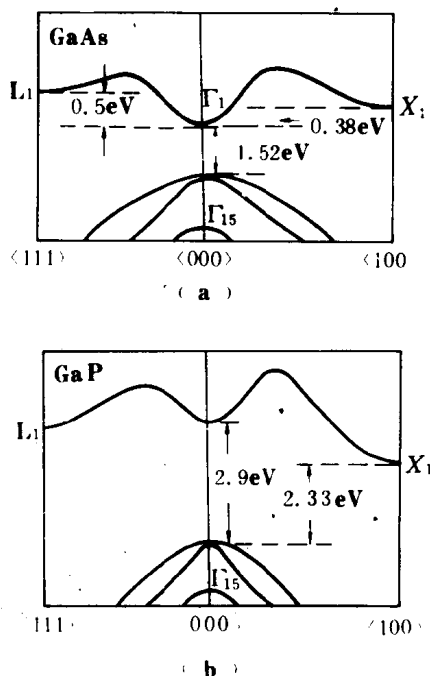


图 1-2 半导体的能带结构
(a) 直接带隙半导体 GaAs 的 $E-k$ 图
(b) 间接带隙 GaP 的 $E-k$ 图

A 是与能带结构有关的常数, E_g 是带隙。

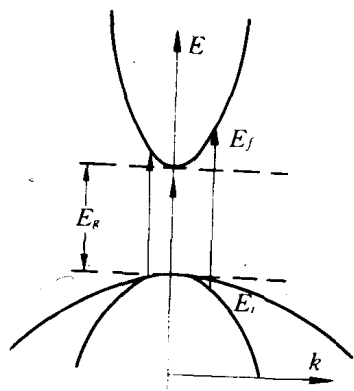


图 1-3 带间直接跃迁

应当指出,在上面的讨论中,认为电子的直接跃迁对于任何 k 值都是许可的。但在某些材料中,在 $k=0$ 处,电子的直接跃迁是禁止的,也即在 $k=0$ 处,直接跃迁不满足选择定则。而对 $k \neq 0$, 直接跃迁是许可的,这时的吸收系数由下式给出

$$\alpha = B(h\nu - E_g)^{3/2} \quad (1-3-2)$$

式中 B 取决于能带结构的常数。

1-3-2 间接跃迁

在间接能隙半导体中,其导带底并不位于 k 空间的原点, $\text{Ge}, \text{Si}, \text{GaP}$ 就属于这类半导体。在这种情况下,电子吸收光子后就不可能直接从价带顶跃迁到导带底。电子在跃迁过程中不遵守波矢不变的原则。

要使跃迁保持动量守恒,必然要借助于声子的参与才能实现,见图 1-4。电子吸收一个光子的同时,还要吸收(或发射)一个声子。光子提供跃迁的能量,声子则提供所需的动量(声子的能量约为 0.05eV , 而光子的能量约为 1eV)。跃迁时动量守恒定律可表示为

$$\hbar k_c - \hbar k_v \pm \hbar k_s = \text{光子动量} \quad (1-3-3)$$

光子动量很小可以忽略,则

$$k_c - k_v = \mp k_s \quad (1-3-4)$$

k_s 为声子波矢, $\mp$ 表示电子在跃迁过程中发射或吸收一个声子。声子具有能量为 E_s , 则能量守恒定律可表示为

$$E_c - E_v \pm E_s = h\nu \quad (1-3-5)$$

间接跃迁是必须有声子参与的二次跃迁过程,因而与直接跃迁相比,其跃迁几率小得多。

吸收声子的跃迁,在 $h\nu > E_g - E_s$ 时的吸收系数为

$$\alpha_a = \frac{C(h\nu - E_g + E_s)^2}{\exp(\frac{E_s}{kT}) - 1} \quad (1-3-6)$$

式中 C 为与能带结构有关的常数, k 是玻尔兹曼常数。

在发射声子的情况下,当 $h\nu > E_g + E_s$ 时才可能发生光吸收,吸收系数 α_e 为

$$\alpha_e = \frac{C(h\nu - E_g - E_s)^2}{1 - \exp(-E_s/kT)} \quad (1-3-7)$$

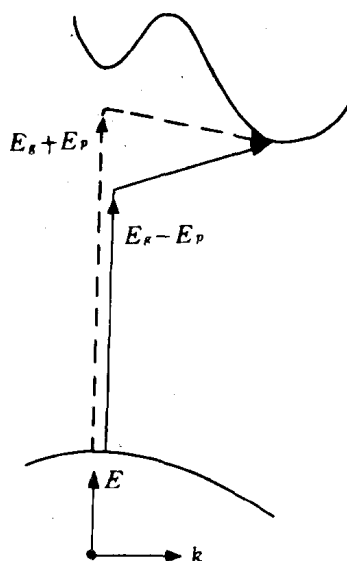


图 1-4 带间间接跃迁