

光折变

非线性光学 及其应用

刘思敏 郭 儒 许京军 编著



科学出版社

www.sciencep.com

光折变非线性光学及其应用

刘思敏 郭 儒 许京军 编著

国家自然科学基金委员会资助项目成果

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书系统地阐述了光折变效应, 双光束及多光束在光折变材料中写入体位相栅及光波耦合, 光感应光散射的基本理论; 并论述了光折变三维存储器, 自泵浦与互泵浦相位共轭器, 光折变空间光孤子, 光折变效应在集成光学中的应用等; 最后介绍了光折变材料及其参量的测量方法, 紫外光折变非线性光学效应, 双掺杂铌酸锂晶体的主要特征及其缺陷结构。全书共分 10 章, 第 1~3 章主要介绍基本原理及相关理论; 第 4~10 章主要介绍器件、材料及应用。

本书可作为物理及相关专业的本科生和研究生的教材, 也可供有关科学工作者和工程技术人员参考。

图书在版编目 (CIP) 数据

光折变非线性光学及其应用/刘思敏, 郭儒, 许京军编著. —北京: 科学出版社, 2004

ISBN 7-03-013425-7

I. 光… II. ①刘…②郭…③许… III. 非线性光学-折射率 IV. 0472

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2004) 第 047623 号

策划编辑: 耶德平/文案编辑: 贾瑞娜/责任校对: 朱光光

责任印制: 钱玉芬/封面设计: 王 浩

· 科学出版社 出版 ·

北京东黄城根北街16号

邮政编码 100717

<http://www.sciencep.com>

新 华 印 刷 厂 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2004 年 8 月第 一 版 开本: B5 (720×1000)

2004 年 8 月第一次印刷 印张: 18 1/4

印数: 1—2 500 字数: 344 000

定价: 38.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换〈路通〉)

前 言

非线性光学是研究光与物质相互作用的一门学科。最早的非线性光学起因于介质中的带电粒子（如电子）在强光的电场作用下发生的瞬态非简谐振动，从而引起介质的极化强度 $\mathbf{P}$ 随光场 $\mathbf{E}$ 发生非线性变化。它要求入射光场具有与原子内的束缚内电场可以相比较的数量级，所以，非线性光学的深入研究也只有在激光出现之后才成为可能。后来人们通常称它为强光非线性光学效应。

1966 年，贝尔实验室的 Ashkin 等人在用 LiNbO_3 和 LiTaO_3 晶体进行倍频实验时意外地发现了一种特殊的光损伤现象。1968 年 Chen 等人首先认识到，这种“光损伤”可以用来进行光信息的实时存储，并深入研究了这种效应的物理机制。为了与永久性的光损伤相区别，人们改称它为光折变效应（photorefractive effect）。它与强光非线性光学具有完全不同的物理机制，即电光材料在光辐照下激发产生了光生载流子，它们在相应的导带中或因浓度梯度而扩散，或在外加电场或光生伏打场作用下而漂移，从辐照亮区迁移至辐照暗区，致使空间电荷分离，形成了与入射光强的空间分布相对应的空间电荷场 E_{sc} ，该场又通过电光效应在介质中形成了与入射光强空间分布相对应的折射率变化。1979 年 Kukhtarev 等人从理论上给出了描述光折变效应的动力学方程，称为带运输模型（band transport model）。它能全面分析光折变效应的微观过程，并能描述大多数光折变现象，被人们普遍接受。

与强光非线性光学相比较，光折变效应最明显的特征是它起因于入射光强的空间调制，而不是绝对的入射光强。这就是说，对于弱光（如毫瓦，甚至微瓦量级），只要辐照时间足够长，亦可得到足够大的折射率改变 Δn ，因此人们又称之为弱光非线性光学。弱光非线性光学无疑为非线性光学开创了更加广泛的研究领域，它不仅可以在方便的时间尺度下观察和研究非线性现象，而且使得实时制作各种非线性光学元、器件成为可能。

光折变效应的主要贡献之一是能够将入射光强的空间分布实时地转换为介质中折射率变化的空间分布，而且这种变化能够被长期保存下来，这为利用光折变效应实时制作各种非线性光学元、器件奠定了基础。因此它已成为实时光学信息处理的基本手段，并且在三维光学存储器、相位共轭器、全光学图像处理、光通信及集成光学等领域得到了广泛的应用。

值得一提的是，近年来，美国普林斯顿大学的 Segev 等人由实验和理论证明了部分非相干光及完全非相干白光的空间光孤子的存在。长期以来，人们对于非线性光学研究使用的都是相干光，这一发现不仅对孤子科学，也对整个非线性光

学和其他非线性领域提出了挑战。因为毕竟在自然界大量存在的仍是非相干光源,如果能够使用非相干光代替并控制相干光,或者通过非相干光空间孤子的传播和相互作用实现从非相干光向相干光的转化,这对国民经济和社会发展将产生重大的经济效益和社会效益。这一发现也同时表明,相干光入射并不是研究非线性光学效应的必要条件,它证明了非相干光也存在着非线性光学效应,它为非线性光学开创了一个全新的研究领域。研究非相干光非线性光学的必要条件是必须使用非瞬时响应介质,即非线性介质的响应时间必须远长于光束中的相位起伏时间,这种非线性只对光束的时间平均包络响应,而不对构成非相干光束的瞬时变化的散斑响应。光折变介质是对光强分布具有慢响应的非线性介质,而且它的响应时间可以由入射光强的大小加以控制,因而它是研究非相干光非线性光学最理想的介质。正因为如此,非相干光的亮、暗空间孤子的首次实验均是在光折变介质中实现的。这是光折变效应对于非线性光学的又一重大贡献。

在1992年12月由中国标准出版社出版的《光折变非线性光学》专著中,我们系统介绍了光折变非线性光学的理论、效应及其应用。不久,该书在市场上就脱销,近年来经常有读者询问该书何时再版,相关专业的研究生课程也急需这类教材。但是,考虑到近年来国内外在该领域的研究进展十分迅速,原书已不能全面反映该领域的全新面貌,我们感到重印该书已不适宜,所以,我们根据十几年来教授研究生课程的经验 and 在科学研究工作中的积累,结合国内外有关研究动态,重新撰写了本书。本书主要内容及特点:

1. 充实理论部分。在本书第1~3章中,加强了逻辑性与条理性,重要公式的推导较为详尽,便于读者理解和接受。

2. 突出了应用与器件的介绍。本书第4~7章专题介绍了目前的重要器件,特别将国内外及我们近期的最新科研成果融入其中,有助于读者了解该领域科研的前沿动态。

3. 增加了大量图表和相关的参考文献,有助于该领域同行参阅及查找。

4. 本书第8章除介绍了光折变材料及其参量外,还重点介绍了光折变参量的测量方法;第9章介绍了紫外光折变非线性光学效应的内容;第10章介绍了双掺铌酸锂晶体的主要特征及其缺陷结构。

本书是由刘思敏、郭儒、许京军共同编写的。其中第9章的主要内容和第10章的部分内容来源于乔海军和张国权的博士生毕业论文,不少研究生参加了本书部分章节的理论推导及实验工作,在此对他们的支持与帮助表示深切的谢意。

敬请读者对本书中的不妥及错误之处提出批评、指正。

编 者

2003年12月于天津南开园

目 录

前言

第 1 章 光折变效应	(1)
1.1 概述	(1)
1.2 光折变效应的物理机制	(2)
1.3 光折变效应的主要特征	(4)
1.4 光折变效应存在的条件	(7)
1.5 带运输模型及空间电荷场	(11)
1.6 光折变非线性与强光非线性的关系	(14)
1.7 光生伏打效应	(17)
1.8 LiNbO_3 晶体中光辐照区空间电荷与 Δn 的空间分布	(26)
1.9 各向异性介质的电光效应	(28)
1.10 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体的光折变类透镜效应及其远场衍射图样	(33)
参考文献	(35)
第 2 章 波耦合与体相位栅	(37)
2.1 非线性波方程	(37)
2.2 两束相干光写入的体相位栅、空间电荷场及有效电光系数	(38)
2.3 简并二波耦合的能量转移与相位转移	(45)
2.4 光折变体相位栅的衍射效率	(53)
2.5 Bragg 衍射与体相位栅	(57)
2.6 厚光栅与薄光栅	(64)
2.7 简并四波混频与相位共轭波	(66)
2.8 简并四波混频的近似解与精确解	(69)
2.9 c 向切割掺杂 LiNbO_3 晶体中的入射光与反射光的光耦合	(78)
2.10 非相干背景光辐照对 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 和 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{In}$ 晶体 中二波耦合的控制	(80)
参考文献	(86)
第 3 章 光感应光散射	(87)
3.1 各向同性与各向异性光感应光散射理论	(87)
3.2 扇形散射光放大	(89)
3.3 尺寸效应及扇形光散射的抑制方法	(94)
3.4 光爬行效应与 90° 散射光放大	(98)

3.5 散射光锥	(99)
参考文献	(104)
第4章 光折变三维光学存储器	(106)
4.1 光折变体全息图的基本原理	(106)
4.2 光折变体全息图存储技术的主要特点	(106)
4.3 光折变三维存储器的编码方式	(107)
4.4 光折变三维存储器的曝光技术	(109)
4.5 光折变三维存储器的固定技术	(111)
4.6 光折变三维存储器目前存在的主要问题	(112)
4.7 应用举例及展望	(113)
4.8 bit 型数字记录三维光学存储器	(114)
参考文献	(117)
第5章 自泵浦与互泵浦相位共轭器	(119)
5.1 自泵浦相位共轭器的几种形式	(119)
5.2 SPPCM 主要参数的测量	(121)
5.3 自泵浦相位共轭器的物理机制	(122)
5.4 自泵浦相位共轭器的应用	(126)
5.5 互泵浦相位共轭器的特点及物理机制	(129)
5.6 互泵浦相位共轭器的主要形式	(132)
参考文献	(134)
第6章 光折变空间孤子	(136)
6.1 引言	(136)
6.2 光折变空间孤子的分类	(137)
6.3 光折变空间光孤子理论	(139)
6.4 空间孤子的相互作用	(151)
6.5 由光折变空间孤子写入波导及其应用	(152)
6.6 非相干光空间光孤子	(160)
6.7 非相干光自陷理论	(168)
6.8 白光光生伏打灰空间孤子	(178)
6.9 非相干光的调制不稳定性	(181)
参考文献	(182)
第7章 饱和非线性介质中的变折射率光学工程	(185)
7.1 饱和非线性	(185)
7.2 变折射率光学工程的基本思想	(186)
7.3 光折变相位图	(188)
7.4 光折变相位波带片及透镜阵列	(190)

7.5 光折变波导阵列及二维体位相栅	(192)
7.6 阵列波导中的分立衍射与分立孤子	(198)
7.7 畴光栅的实时制作及其在非线性光学中的应用	(209)
7.8 非相干光辐照对光折变晶体非线性的影响与控制作用	(215)
参考文献	(219)
第 8 章 光折变材料及其参量测量	(222)
8.1 光折变材料的特征参量	(222)
8.2 光折变材料的性质	(224)
8.3 非线性参量的测量方法	(235)
参考文献	(248)
第 9 章 紫外光折变非线性光学效应	(250)
9.1 掺杂铌酸锂晶体的紫外光折变效应	(251)
9.2 掺杂铌酸锂晶体紫外光致光散射	(257)
9.3 紫外光折变效应的应用	(261)
参考文献	(263)
第 10 章 掺杂铌酸锂晶体的光致光散射光强阈值效应及缺陷结构分析	(265)
10.1 掺杂铌酸锂晶体的噪声多波耦合机制	(265)
10.2 信号光与噪声光之间的光放大竞争	(266)
10.3 双掺铌酸锂晶体的光致光散射光强阈值效应	(267)
10.4 光致光散射光强阈值效应的若干应用	(272)
10.5 铌酸锂晶体的缺陷结构分析简介	(273)
参考文献	(279)

第 1 章 光折变效应

1.1 概 述

光折变效应 (photorefractive effect) 是光致折射率改变效应 (light induced refractive index change effect) 的简称。它是电光材料在光辐照下由光强的空间分布引起材料折射率相应变化的一种非线性光学现象。

光折变效应首先是由贝尔实验室的 Ashkin 等人^[1]于 1965 年发现的。他们用 LiNbO_3 和 LiTaO_3 晶体进行倍频实验时意外地发现, 由于光辐照区折射率的变化破坏了产生倍频的相位匹配条件, 从而降低了倍频转换的效率。当时把这种不期望的效应称为“光损伤” (optical damage)。这种“光损伤”在光辐照停止后仍能保持相当长的时间。正是基于这种性质, 1968 年, Chen 等人^[2]首先认识到利用这种“光损伤”可以进行光信息存储, 并深入研究了这种效应的物理机制, 提出了光激发载流子的漂移模型。从此引起了人们对它的普遍关注和极大兴趣。由于这种“光损伤”可以通过均匀辐照和加热的方法被完全擦洗掉, 因而它是一种可逆的损伤。为了区别于永久性的光损伤, 以后人们将它改称为“光折变效应”。此后人们又相继在 BaTiO_3 、 KNbO_3 、 $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Na}_2\text{O}_6$ (SBN) 等铁电氧化物, $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO)、 $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ (BGO)、 $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) 等立方硅铋族氧化物, GaAs、InP、CdTe 等半导体材料, 以及电光陶瓷 PLZT 和有机聚合物等材料中发现了光折变效应。目前光折变效应已被认为是电光材料的通性。

光折变效应应用广泛而且发展迅速。目前, 用光折变材料已成功制作了多种用途的非线性器件。例如, 三维光折变体全息存储器, 自泵浦相位共轭器, 在光通信波分复用技术中使用的窄带滤波器和定向耦合器, 光像放大器和振荡器, 由光折变空间孤子写入并存储波导, 空间光调制器以及在光学信息处理、光计算、集成光学及神经网络技术方面的各种实用器件。

人们对光折变过程中的光生载流子 (电子和空穴) 的来源进行了大量的研究工作。认识到晶体中的杂质、缺陷是光激发载流子的主要来源。它们的能级位于晶体的禁带中, 作为电荷的施主与受主。因此, 晶体中的掺杂浓度、掺杂种类对光折变的影响至关重要。例如, 在铌酸锂 (LiNbO_3) 晶体中掺入少量的可变价态的铁 (Fe)、铜 (Cu)、锰 (Mn) 等过渡族元素杂质后, 会增强 LiNbO_3 晶体的光折变性能, 提高其光折变的灵敏度; 而掺入少量的单一价态和满壳层的元素镁 (Mg)、锌 (Zn)、铟 (In) 等后, 会使其光折变灵敏度大大降低 (在可见光光谱区范围内)。例如, 当 LiNbO_3 晶体中的 MgO 掺杂浓度超过 4.6% (摩尔分数) 时, 铌酸锂的抗光折变性

能可以提高两个数量级^[3]。所以一般称前一类杂质离子为光折变敏感杂质离子；后一类杂质离子称为抗光折变杂质离子。

目前,光折变效应的研究方向主要有以下方面:

- (1) 进一步了解光折变效应的微观物理机制。
- (2) 研究与光折变效应相关及伴生的非线性光学效应、现象及电光过程。
- (3) 发现、改进和研制高性能的光折变材料和抗光折变材料。
- (4) 利用光折变效应研制高性能的实用器件。

(5) 由于光折变材料的非瞬时响应性质,而且其响应时间可以通过入射光强来调节,因而对于非相干光是理想的时间平均包络响应的非线性材料,利用它研究非相干光的非线性光学效应是首选的理想介质。

(6) 在低功率下实时制作光折变光学感应光子晶体(波导阵列),研究在非线性和周期系统中的自局域态和衍射控制。

1.2 光折变效应的物理机制

光折变效应是发生在电光材料中的一种电光现象。如图 1.1 和图 1.2 所示,光折变过程及物理机制可以概括为以下 5 个步骤:

(1) 电光晶体内的杂质、缺陷和空位作为电荷的施主或受主。在不均匀光辐照下,施主杂质被电离产生光激发载流子。

(2) 光激发载流子(在导带中的电子或价带中的空穴)通过浓度扩散或在外加电场或光生伏打效应作用下的漂移而运动。

(3) 迁移的载流子又可以被陷阱重新俘获,它们经过激发、迁移、俘获,再激发、……直至到达暗区被处于深能级的陷阱重新俘获。形成了正、负电荷的空间分离,这种空间电荷的分离与光强的空间分布相对应。

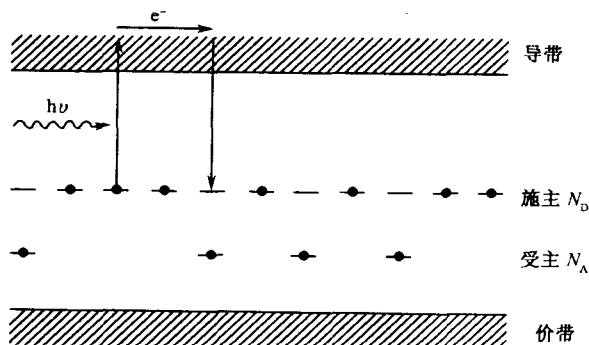


图 1.1 光折变模型^[6]

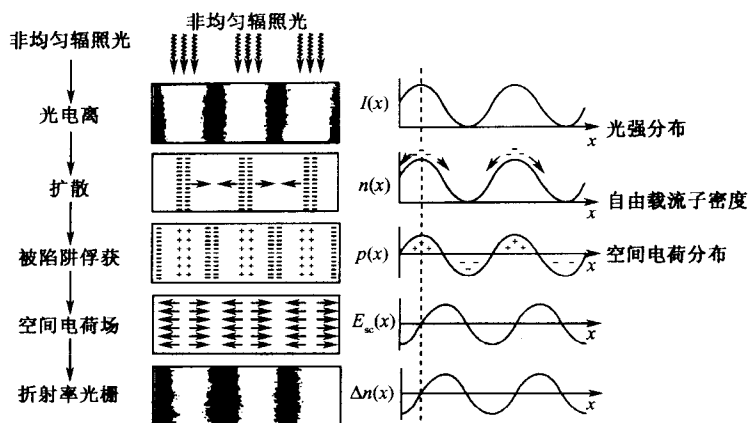


图 1.2 光折变效应的过程(扩散机制)^[7]

(4) 这些光致分离的空间电荷在晶体内建立了相应的空间电荷场。

(5) 空间电荷场又通过电光效应在晶体内形成了与光强的空间分布相对应的折射率变化。如果晶体不存在反演对称性(对称中心),则空间电荷场通过线性电光效应(泡克耳斯效应)引起折射率的变化;如果晶体存在对称中心,则空间电荷场会通过平方电光效应(克尔效应)引起折射率的变化。

对于光生载流子的迁移机制,首先由 Chen 等人提出在外加电场或晶体中的内电场作用下的漂移机制^[2]。随后 Amodei 等人又提出了光生载流子由光强梯度分布引起的扩散迁移机制^[4],并指出在低电导材料中,当干涉条纹间距较小时,载流子的扩散是最主要的迁移机制。他们从理论上给出了光生载流子因浓度梯度扩散和在电场作用下的漂移这两种机制下的电流密度以及折射率变化的相位栅分布。并指出,如果相位栅的记录是通过自由载流子的漂移机制,则两写入光束之间没有能量转移,至少在写入光栅的稳态阶段是这样。但是对于扩散机制,两束写入光束之间会出现稳态的能量转移,能量转移的方向由自由载流子的符号决定。之后, Glass 等人又提出了一种新的自由载流子迁移机制——光生伏打效应^[5]。它不同于通常的光生伏打效应,是铁电体材料在光辐照下产生的一种反平行于自发极化方向的光生伏打电流,与它相应的光生伏打电场正是 Chen 等人在文献[2]中提出的“内电场”,它对于 LiNbO_3 和 LiTaO_3 晶体中的自由载流子迁移做出了主要贡献。综上所述,在光折变过程中自由载流子迁移主要有以下 3 种机制:

(1) 扩散。在非均匀光强辐照下,亮区自由载流子浓度最高,暗区自由载流子浓度最低,在浓度梯度 ∇n 作用下形成了扩散电流,其电流密度为

$$J_D = -qD\nabla n = k_B T \mu \nabla n \quad (1.2.1)$$

其中, q 为载流子电荷,其符号空穴为正号,电子为负号; D 为扩散系数; ∇n 为载

流子浓度梯度; μ 为迁移率; k_B 为波尔兹曼常数; T 为绝对温度。

(2) 漂移。载流子在电场作用下的迁移, 电场包括外加电场 E_0 和空间电荷场 E_{sc} 。漂移电流为

$$J_d = q\mu nE \quad (1.2.2)$$

其中, μ 为自由载流子的迁移率; 外加电压与电场的关系为 $\int_0^L E \cdot dl = V/L$; V 为外加电压; L 为电极之间的长度。

(3) 光生伏打效应。不同偏振的光会在不同方向引起光生伏打电流(详见 1.7 节), 当入射光偏振沿铁电晶体的 c 轴方向时(e 光)会产生反平行于自发极化方向的光生伏打电流。光生伏打电流的数值与吸收系数 α 和辐照光强 I 的关系一般表示为

$$J_{PV} = \kappa \alpha I \quad (1.2.3)$$

其中, κ 为 Glass 常数。

1.3 光折变效应的主要特征

与一般在高功率激光场作用下的非线性光学效应相比较, 光折变效应具有以下主要特征:

(1) 漂移机制和光生伏打机制形成的光折变非线性均属于饱和非线性。其光折变 Δn 值依赖于 I/I_d 之比值, 其中 I 为辐照光强, I_d 为暗辐照。通过附加非相干背景辐照光 I_b 可以控制 I_d 值, 从而有效地改变 Δn 值。在光生伏打光折变介质中, 在光折变未达到饱和前, 光折变 Δn 值近似正比于 I/I_d 与辐照时间 t 的乘积^[2]。这就是说, 辐照光强 I 的大小只会影响到光折变过程进行的速度和 Δn 的饱和值 Δn_s , 正如图 1.3 和图 1.4 所示。对于弱光(μW 、 mW 量级), 只要辐照时间足够长, 亦可得到一定的 Δn 值。但是我们应当注意到, Δn 的饱和值 Δn_s 是随 I/I_d 之比值的增加而增加的。图 1.4 表明在 $LiNbO_3$ 晶体中, 当入射功率在 $20mW$ 以内时, Δn_s 近似随入射功率的平方根而增加^[2]。正是基于以上原因, 有时将光折变效应称为弱光非线性, 以区别于在强光作用下极化率的非线性改变引起的强光非线性。后者是由于在通常的非线性光学材料(原子、分子或凝聚态体系)中, 价键电子云在光场作用下发生形变, 电子云的畸变会引起激发态的能级或跃迁矩阵的微扰变化, 从而对光的传播产生影响。由于原子核对价键电子的束缚作用一般远大于光场的扰动作用, 因此只有在极高的光场($E > 3 \times 10^{10} V/m$)作用下才会显示出明显的非线性光学效应。而在光折变效应中, 正如 1.2 节中所述, 在光场作用下光生载流子被激发, 它们迁移并复合形成分离的空间电荷, 从而产生空间电荷场, 后者又通过电光效应引起折射率的变化。因此光折变效应起因于光强的空间调制, 而不是绝对光强。因为空间电荷的分离和空间电荷场的建立需要一个累积的

过程,所以光强的大小主要影响到自由载流子被光激发的速度和空间电荷场的建立时间。显然,低功率光致折射率改变为非线性光学研究开创了更加广阔的研究领域,它允许在低功率入射光的辐照下,用灵活的时间尺度来观察各种非线性光学效应。

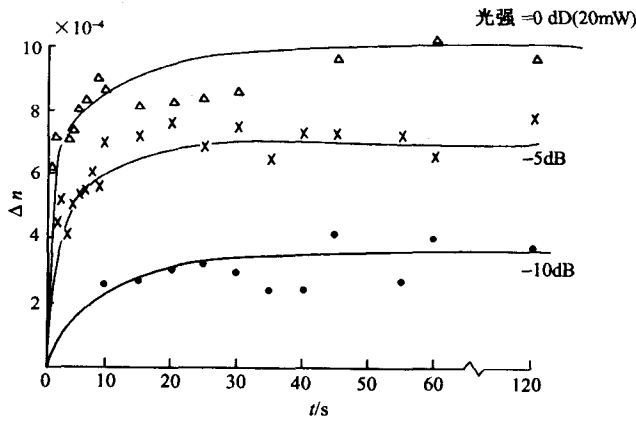


图 1.3 LiNbO₃ 晶体中光折变 Δn 与辐照时间 t 的关系图^[2]
(光束直径近似为 10^{-2}cm , $\lambda = 488\text{nm}$)

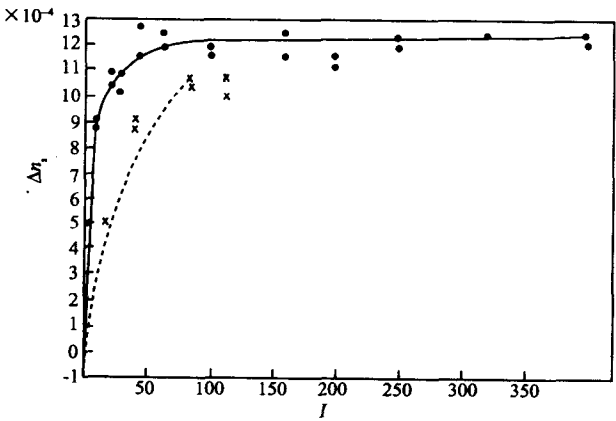


图 1.4 LiNbO₃ 晶体中光折变饱和值 Δn_s 与辐照光强 I 的关系图^[2]
(曝光时间为 2min)

(2) 空间非局域性。如果光生载流子的迁移机制是扩散占优势时,折射率改变的最大值处并不对应光辐照最强处。也就是说,相位栅在光栅波矢方向相对于光强的干涉条纹有一定的空间相位移($\Phi \neq 0$)。这种光栅又称为相移型光栅,它允许两束相互作用光束之间发生稳态的能量转移。由第 2 章的波耦合理论可以知

道,增益系数 Γ 正比于 $\sin\Phi$, 因此当相位移 $\Phi = \pi/2$ 时,光束之间发生最大的能量转移。

(3) 非瞬时响应, 而且有相当长的暗存储时间。

光折变响应时间 τ 与光电导 σ_{ph} 密切相关^[8]

$$\tau = \frac{\epsilon_{eff}\epsilon_0}{\sigma_{ph} + \sigma_d} \quad (1.3.1)$$

其中, ϵ_{eff} 为有效介电常数, 对于单轴晶体, $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{\perp}$, $\epsilon_{33} = \epsilon_{\parallel}$, ϵ_0 为真空介电常数; $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{K}^2/(\text{N} \cdot \text{m}^2)$; $\sigma_{ph} (\propto sI)$ 为光电导; s 为光激发截面; I 为辐照光强。 σ_d 为暗电导, 大部分铁电晶体的暗电导都较低, $\sigma_d < 10^{-18} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$, 因此在光辐照下光电导远大于暗电导, 即 $\sigma_{ph} \gg \sigma_d$, 所以

$$\tau \approx \frac{\epsilon_{eff}\epsilon_0}{\sigma_{ph}} \propto \frac{\epsilon_{eff}\epsilon_0}{sI}$$

因此, 光折变响应时间 τ 近似反比于入射光强 I 。 I 越强, 响应时间 τ 越短。暗存储时间 $\tau_d = \frac{\epsilon\epsilon_0}{\sigma_d}$ 是反比于暗电导 σ_d 的, 因为 σ_d 一般很小, 暗存储时间一般很长, 铁电晶体从十几个小时(KTN)到几个月甚至几年(LiNbO_3)。光折变晶体 BSO, BGO 的暗电导 σ_d 约为 $10^{-14} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$, 则 τ_d 的典型值为 $10 \sim 20 \text{h}$, 对于近红外敏感的窄带隙半导体, 如 InP:Fe , τ_d 的典型值为 10^{-14}s 。响应时间 τ 描述了光折变相位栅的写入与光擦除时间。写入相位栅时空间电荷场 $E_{sc}(t)$ 随时间的演化过程为

$$E_{sc}(t) = mE_{sc}(1 - e^{-t/\tau})$$

均匀光擦洗相位栅时

$$E_{sc}(t) = mE_{sc}e^{-t/\tau}$$

由此看出, 写入体相位栅时, $E_{sc}(t)$ 乃至 Δn 是随时间指数上升的过程, 而均匀光擦洗相位栅时, 它们是随时间指数下降的过程。其中, m 为干涉条纹的调制度。

(4) 光折变是可逆过程。在均匀光辐照下或加热光折变晶体便可以擦洗掉 Δn 。这是因为在光折变过程中积累在辐照区边缘的空间电荷在不存在光辐照时会以暗弛豫时间 τ_d 弛豫, 最终正、负电荷被中和, 即空间电荷场消失。所以折射率变化 Δn 虽能在暗处长期保存但不能永久保存。提高介质温度可以增大暗电导 σ_d , 均匀光辐照下是用光电导 σ_{ph} 代替暗电导, 这两种方法均可缩短空间电荷的暗弛豫时间, 将 Δn 擦洗掉。小光斑中的折射率改变能被大尺寸的光斑有效地擦除。

(5) 短波长比长波长的光折变灵敏度高。这是因为波长越短, 处于更深能级的光生载流子也能被激发。如果光波的能量高于或接近禁带宽度(如紫外光), 价带的电子就可以通过带际跃迁到达导带, 电子和空穴都将参与光折变过程, 它可以引起更强的光折变效应(带际光折变效应), 而且它具有许多不同于通常由杂质能级激发光生载流子的光折变效应的新特点。如果使用脉冲激光代替连续光辐照晶体, 则可以通过双光子吸收引起带际光折变效应。

1.4 光折变效应存在的条件

(1) 凡是电光系数足够大的电光材料均存在光折变效应,并不局限于铁电晶体。那么什么是电光材料呢?

电光材料是具有电光效应(包括具有一次电光效应或二次电光效应)的材料,即材料的折射率 n 随电场 E 发生变化的材料^[9]。一次电光效应只存在于介质不具有对称中心的材料中;二次电光效应则可能存在于任何介质(甚至非晶体,液态的硝基苯,二硫化碳等)之中^[9]。

因为在电光介质中, n 随 E 的变化很小,因此可以用泰勒级数在 $E=0$ 附近展开

$$n(E) = n(0) + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots \quad (1.4.1)$$

其中, $n(0)$ 为 $E=0$ 时的折射率; $a_1 = \left(\frac{dn}{dE} \right) \Big|_{E=0}$; $a_2 = \left(\frac{d^2 n}{dE^2} \right) \Big|_{E=0}$ 。为方便计,用 r 和 g 代替 a_1 和 a_2 , 则 $r = -\frac{2a_1}{n^3}$, $g = -\frac{a_2}{n^3}$, 它们分别为线性(Pockels)和二次(Kerr)电光系数,这样

$$n(E) = n - \frac{1}{2} r n^3 E - \frac{1}{2} g n^3 E^2 + \dots = n + \Delta n \quad (1.4.2)$$

这里 $n = n(0)$ 。

为什么要这样定义 r 和 g 呢? 如果用相对介质隔离率 $\eta = 1/n^2$ 来描述各向异性介质的光学性质,它在电场作用下的改变为

$$\Delta \eta = \left(\frac{d\eta}{dn} \right) \cdot \Delta n$$

将式(1.4.2)中的 Δn 代入上式,得到

$$\Delta \eta = -\frac{2}{n^3} \left(-\frac{1}{2} r n^3 E - \frac{1}{2} g n^3 E^2 + \dots \right) = rE + gE^2 + \dots$$

所以

$$\eta(E) = \eta(0) + rE + gE^2 + \dots \quad (1.4.3)$$

这就给出了比较简明的表达式。由式(1.4.2)可以看出,在存在一次电光效应的介质中, $\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 r E$, 即 Δn 与 E 成正比;在只存在二次电光效应的介质中, $\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 g E^2$, 即 Δn 与 E^2 成正比。

(2) 光生载流子既可能来源于杂质或缺陷能级,也可能来源于本征能级。为此辐照光的频率或波长应当分别满足杂质或缺陷能级的电离能和禁带宽度的要求。

(3) 产生光折变效应的辐照光可以是相干光,也可以是非相干光。但是,如果通过相干方法写入体相位栅则必须是相干光。

(4) 引起光折变效应的电场可以是外加电场(如 BGO, BSO, SBN 等),也可以是内电场(如 LiNbO_3 晶体中由光生伏打效应产生的光生伏打场)。

由以上条件可以看到,光折变效应是在自然界中普遍存在的一种有效的光致折射率改变效应,下面给出 21 种无对称中心点群的电光张量形式^[6]。

三斜:

1

$$\begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix}$$

单斜:

2

$(2//x_2)$

$(2//x_3)$

$$\begin{bmatrix} 0 & r_{12} & 0 \\ 0 & r_{22} & 0 \\ 0 & r_{32} & 0 \\ r_{41} & 0 & r_{43} \\ 0 & r_{52} & 0 \\ r_{61} & 0 & r_{63} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & 0 \\ r_{51} & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix}$$

m

$(m \perp x_2)$

$(m \perp x_3)$

$$\begin{bmatrix} r_{11} & 0 & r_{13} \\ r_{21} & 0 & r_{23} \\ r_{31} & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & r_{53} \\ 0 & r_{62} & 0 \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & 0 \\ r_{21} & r_{22} & 0 \\ r_{31} & r_{32} & 0 \\ 0 & 0 & r_{43} \\ 0 & 0 & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & 0 \end{bmatrix}$$

正交(斜方):

222

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix}$$

2mm

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

四角:

4

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & 0 \\ r_{42} & -r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$\bar{4}$

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & -r_{13} \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & -r_{51} & 0 \\ r_{51} & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix}$$

422

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & -r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

4mm

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$\bar{4}2m$ ($2//x_1$)

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix}$$

如 BaTiO₃、SBN

如 KDP

三角:

3

$$\begin{bmatrix} r_{11} & -r_{22} & r_{13} \\ -r_{11} & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ r_{41} & r_{51} & 0 \\ r_{51} & -r_{41} & 0 \\ -r_{22} & -r_{11} & 0 \end{bmatrix}$$

32

$$\begin{bmatrix} r_{11} & 0 & 0 \\ -r_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & -r_{41} & 0 \\ 0 & -r_{11} & 0 \end{bmatrix}$$