

## 摘 要

为了全面了解光在二维光学超晶格中的传播特性, 本文发展了四波动力学理论的一般形式, 阐述了光在二维光学超晶格中的传播色散效应, 给出了二维光学超晶格光子带隙出现的条件, 获得了带隙宽度的解析式。研究了二维光学超晶格的频谱特征, 发现了频谱上存在“共振”峰, 阐明了这些“共振”峰对二维非线性光学超晶格光学双稳正反馈的建立将起着关键性的作用。

本文还建立了位相失配下的非线性四波动力学理论的一般形式, 研究了折射率调制机制光学双稳对超晶格的结构参数以及入射角偏差的依赖性, 提出了折射率调制机制光学双稳出现的两个条件即超晶格折射率调制比大于临界调制比 $m_c$ 以及入射角偏差小于极限角偏差 $\eta_c$ 。揭示了 $m_c$ 和 $\eta_c$ 的物理意义以及它们与超晶格结构参数的关系。阐明了折射率调制机制光学双稳是通过无带隙的二维非线性光学超晶格内四个行进Bloch波的同时非线性激发而建立的, 因而在本质上是不同的透过态(transmitting state)之间的光转换。还预见了一定的条件下该系统的出射光呈现倍周期分岔、反转及混沌现象。

通过对具有带隙的二维非线性光学超晶格的研究, 发现了非线性效应的存在导致了带隙两方面的变化: 随着入射光强的增强, 带隙的位置向低频一侧移动并且同时变宽。带隙的移动导致原先处在带隙低频一侧通带中的光在一定的入射光强下会落入带隙内, 从而实现了两束透射光从透过态向非透过态(non-transmitting state)的转换。论文提出了一种新型的光学双稳机制, 阐述了利用具有带隙的二维光学超晶格实现二进制式信息传递的器件构想。

本文还建立了非线性四波耦合模理论, 研究了频率处在带隙中的光波在二维非线性光学超晶格中的传播特性, 发现了透射共振(transmission resonance)现象, 研究了超晶格内的能量分布, 证实了透

射共振是通过超晶格内空间共振(spatial resonance)的激发而实现的,首次从数值计算的角度证明了二维非线性光学超晶格带隙孤子的存在。

论文同时实验研究了LiNbO<sub>3</sub>:Fe晶体内二维光学超晶格的制备和光响应特性,观察了不同温度下的热固定效果,发现将经全息曝光后已形成二维光学超晶格的样品在~100 °C下加热30 min左右即可使超晶格的寿命由原来未经固定时的10<sup>2</sup>s提高到了10<sup>5</sup>s量级。实验中观察到了光学双稳和滞后现象,并首次结合LiNbO<sub>3</sub>晶体所具有的依赖于光强的光生伏特效应对这一非线性现象给予了合理的理论解释。此外,还观察到了两种不同类型的失稳现象:一种的振荡周期在10<sup>-1</sup> s量级,另一种的振荡周期则在10<sup>2</sup> s量级。根据这些失稳的振荡周期和振荡曲线特征,阐明了前者与材料内二维光学超晶格的形成有着密切的联系,与理论预言相一致;而后者的产生则是堆集在晶体表面的电荷与空气中的电荷复合导致晶体内空间电场的突变所造成的。

## ABSTRACT

With an aim of understanding of light propagation and dispersion in two-dimensional (2D) optical superlattice (OSL), a four-wave dynamical theory has been developed in which possible phase mismatch between the incident wave vector and the reciprocal lattice vectors of a 2D OSL is taken into account. Based on the theory, light dispersion effect in 2D OSLs were studied in detail in the form of directional dispersion surface. Conditions of diffraction geometry for the occurrence of photonic stop gap in 2D OSLs were given, and analytical expression for the width of the gap obtained. Also as an important application of the theory, frequency spectra of 2D OSLs were investigated. It has been shown that the spectrum structures of 2D OSLs exhibit peak-like resonance at certain frequencies. The resonance will play a key role in the establishment of sufficient feedback for optical bistability.

In addition, a general form of nonlinear four-wave dynamical theory has been proposed in the dissertation. Influence of modification of structure parameters and non-Bragg angle incidence on index-modulation optical bistability (IMOB) in 2D nonlinear OSLs were studied as a first implementation of the nonlinear theory. Two important physical quantities, i.e., critical index modulation ratio  $m_c$  and threshold angular deviation  $\eta_c$  were introduced to describe the IMOB: IMOB exists only in a small angular interval near Bragg angle and disappears when index modulation ratio is lower than  $m_c$ . In particular, it has been shown that IMOB is in effect mediated by the simultaneous excitation of traveling Bloch waves in 2D nonlinear OSL, and thus is a bistable switching between different transmitting states. Optical instabilities such as period-doubling bifurcation, reversal and chaos were also predicted in such 2D nonlinear OSLs.

With the investigation of light propagation in 2D nonlinear OSLs with photonic stop gap, quantitative changes in the stop gap due to nonlinearity has been found. The position of the stop gap shifts to the low-frequency side and its width expands as the incident power is increased. For a light beam operating in the pass band below the gap, an appropriate change of the input power can switch

the exiting beams from transmitting to non-transmitting state. This new type of optical bistability in 2D nonlinear OSLs was suggested for potential application in transmission of binary information.

A set of four coupled-wave nonlinear equations has also been derived to study stop-gap wave propagation in a 2D nonlinear OSL. The proposed nonlinear four-wave coupled mode theory was justified in that it reproduces the solutions in one-dimensional nonlinear case. For 2D OSLs with stop gap, it has been found that transmission resonance can occur for gap radiation at a modest level of irradiance. Numerical calculation of the intensity profile in the 2D nonlinear OSL showed that the nonlinear transmission resonance is due to the excitation of a soliton-like spatial resonance in the structure. This is the first numerical demonstration of gap solitons in 2D nonlinear photonic band gap structures.

Experimental investigation of light propagation in 2D nonlinear OSL in Fe doped  $\text{LiNbO}_3$  crystal has been carried out. The 2D OSLs were fabricated using photorefractive effect in conjunction with hologram recording technique. In order to solve the problem of optical erasure effect of the produced microstructure in the photorefractive material thermal fixing was performed at various temperatures. It was demonstrated experimentally that 2D OSLs in  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  can be rendered permanent by heating the sample at or above  $\sim 100^\circ\text{C}$  after the exposure process. Optical bistability and hysteresis has been observed in the fixed 2D OSLs. No external feedback was provided and the nonlinear phenomena was explained in the frame of an intensity-dependent photovoltaic effect in  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ . Two types of optical instabilities were also observed in such 2D OSLs: type I has a period on the order of  $10^{-1}$  s and is intrinsic to the 2D nonlinear OSL structure; type II has a period of several minutes and may be related to the recombination of light-induced space charge carriers in the air near the crystal surface.

# 目录

第一章 绪论 .....	(1)
§ 1.1 引言 .....	(1)
§ 1.2 光学双稳的定义 .....	(2)
§ 1.3 二维周期结构系统 .....	(4)
§ 1.4 论文工作的背景 .....	(4)
§ 1.5 论文的研究内容 .....	(6)
§ 1.6 论文内容的组织 .....	(8)
第一章参考文献 .....	(9)
第二章 光在二维光学超晶格中的传播和色散 .....	(12)
§ 2.1 引言 .....	(12)
§ 2.2 二维光学超晶格的表示 .....	(12)
§ 2.3 四波动力学的一般理论 .....	(14)
2.3.1 二维光学超晶格中的Bloch波 .....	(14)
2.3.2 四波动力学理论的一般形式 .....	(14)
§ 2.4 二维光学超晶格的色散面和带隙 .....	(17)
2.4.1 $m > 1$ 情形 .....	(18)
2.4.2 $m = 1$ 情形 .....	(20)
2.4.3 $m < 1$ 情形 .....	(21)
§ 2.5 二维光学超晶格出射波的频谱特征 .....	(23)
2.5.1 边界条件 .....	(23)
2.5.2 结果和讨论 .....	(24)
§ 2.6 结论 .....	(27)
第二章参考文献 .....	(29)
第三章 二维非线性光学超晶格折射率调制机制光学双稳特性 .....	(31)

§ 3.1 引言 .....	(31)
§ 3.2 非线性四波动力学理论 .....	(32)
§ 3.3 结果和讨论 .....	(34)
3.3.1 布喇格角入射情形 .....	(34)
3.3.2 非布喇格角入射情形 .....	(39)
§ 3.4 结论 .....	(41)
第三章参考文献 .....	(43)
第四章 掺铁铌酸锂内二维光学超晶格光传播特性 .....	(45)
§ 4.1 引言 .....	(45)
§ 4.2 掺铁铌酸锂晶体中体全息记录及依赖于光强的光生伏特效应 .....	(46)
4.2.1 体全息在掺铁铌酸锂中的存储 .....	(46)
4.2.2 掺铁铌酸锂中依赖于光强的光生伏特效应 .....	(47)
§ 4.3 掺铁铌酸锂中二维光学超晶格的制备 .....	(48)
§ 4.4 掺铁铌酸锂中二维光学超晶格的热固定 .....	(49)
§ 4.5 掺铁铌酸锂中二维光学超晶格的光学双稳和滞后现象 .....	(51)
§ 4.6 掺铁铌酸锂中二维光学超晶格的光学失稳现象 .....	(55)
§ 4.7 结论 .....	(58)
第四章参考文献 .....	(60)
第五章 二维光学超晶格的带隙移动及其光学双稳 .....	(62)
§ 5.1 引言 .....	(62)
§ 5.2 非线性四波动力学的一般理论 .....	(62)
§ 5.3 结果和讨论 .....	(63)
§ 5.4 结论 .....	(69)
第五章参考文献 .....	(70)
第六章 具有带隙的二维非线性光学超晶格中的带隙孤子 .....	(71)
§ 6.1 引言 .....	(71)

§ 6.2 基本方程 .....	(72)
§ 6.3 带隙孤子 .....	(74)
6.3.1 一维非线性周期介质中的带隙孤子 .....	(74)
6.3.2 二维非线性光学超晶格中的带隙孤子 .....	(76)
§ 6.4 结论 .....	(79)
第六章参考文献 .....	(80)
博士研究生期间已发表和待发表的论文 .....	(82)

# 第一章 绪 论

## §1.1 引言

众所周知无论是量子波还是经典波, 在通过周期结构介质时其传播色散曲线具有无数条支, 这些支构成带, 而带又在相应布里渊区的对称点上被带隙所分隔[1-3]。周期结构系统对频率处在带隙中的波构成强烈的反射, 而对处在被带隙分隔的通带中的波则容许其通过。在半导体超晶格中[4]由于其调制周期与电子的de Broglie波波长可比拟, 因而产生了许多新颖效应。今天, 半导体超晶格已在光电子学以及微电子学领域发挥着巨大的作用。另一方面在介电材料中重要的物理现象是经典波(光波和超声波)的传播和色散。因而如果能够采用人工的方法对这些材料的光学或声学性质(比如铁电畴、铁弹畴、组分、结晶取向)进行调制, 使之成为空间坐标的周期或准周期函数, 那么只要这种调制的周期在微米量级, 则与调制周期相对应的倒格矢必将参与经典波的传播和激发, 从而导致新效应、新现象的出现。根据这些周期结构介质的倒格矢可与光波、超声波的波矢比拟, 可将这些人工微结构材料称为光学超晶格、声学超晶格或对应于半导体超晶格而称之为微米超晶格[5]。

人们在制备人工微结构材料的技术方面不断地取得重大突破的同时, 激光技术也得到了长足的发展。高功率激光光源的出现使得人们对远离微扰理论有效区域的材料性质提出了种种疑问, 从而导致了具有大非线性系数光学材料的发现。1962年Armstrong等[6]首先指出, 利用非线性极化率的周期跃变和准位相匹配可以实现非线性光学过程的增强, 从而给人们指出光学超晶格巨大应用前景。

在这一潜在应用性的驱动下，作为光学超晶格设想之一的聚片多畴首先在 $\text{LiNbO}_3$ 单晶中实现[7]。近来的理论和实验结果表明，可以利用光学超晶格获得倍频蓝光[8, 9]，二次谐波谱[10]和三次谐波[11]。另一方面如果在光学超晶格中引入一依赖于光强的折射率，发现对频率处在的带隙中的入射波在一定的光强下会无阻地通过，并呈现光学双稳现象[12]；记住一个线性的周期结构系统会强烈地反射这样的入射波。受其实际应用性和有趣的基本性质两方面的驱使，这种折射率依赖于光强的微米非线性光学超晶格同样引起了人们广泛的兴趣。作为其可能的具有实用价值的例子包括可用作光学双稳和低能开关[13]，用于低速能量传输[14]，用作由光强驱动的光限幅器[15,16]以及光纤中的模色散校正[17]。

## §1.2 光学双稳的定义

光学双稳是当代十分活跃的一个研究领域[18]，这不仅是由于光学双稳系统本身具有丰富的非线性现象如自振荡和混沌现象，更由于它在未来光计算机方面的潜在应用。自1974年首次在钠蒸汽中观察到光学双稳之后[19]，人们陆续在许多不同的系统中观察到了这种现象。

如果一个系统对一个给定的光入射态 $I_I$ ，其具有两个出射态 $I_T$ ，我们就说这个系统是一个光学双稳系统，因此具有图1.1所示的透射曲线的系统在 $I_{on}$ 和 $I_{off}$ 之间具有双稳性，很显然一个光学双稳系统是一个非线性系统，换言之，单用一个常数与 $I_I$ 相乘不能表示 $I_T$ 。根据 $I_T$ 的值可知道入射光的历史，或者说系统能“记住”入射量是否已越过某一临界值。事实上，单有非线性效应还不能保证会出现光学双稳。要使得非线性透射出现多值性必须要有反馈的存在。

双稳系统有两种分类方式，一种是将其分为吸收型和色散型，另一种是分为全光型和混合型。一个系统是吸收型还是色散型，取

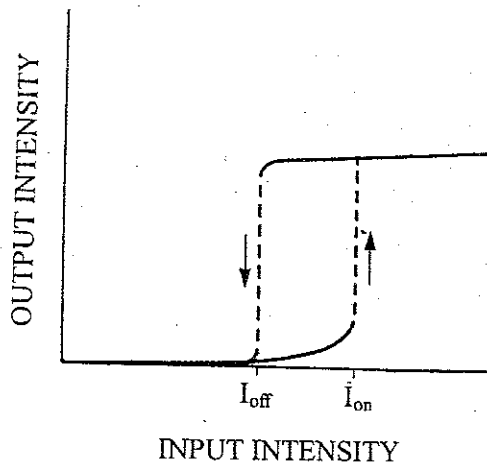


Figure 1.1: Characteristic output/input curve for an optical bistable system.

决于系统是通过依赖于光强的吸收还是依赖于光强的折射率而产生反馈。对于某些非线性系统，这两种类型可能都存在，不过后一种分法则是严格的。在一个全光型双稳系统中光强的依赖性来源于光和材料的直接相互作用；而在一个(电—光)混合型系统中，光强的依赖性来源于控制透射光的探测器上的电信号。

目前，将信号压缩到传播于光纤内的光束中进行信息传输正替代传统的以电线为桥梁的电传输，光纤的低成本、惰性、小尺寸以及低损耗是这一演变中几个重要的因素。不仅如此，由于比起电脉冲，皮秒光脉冲的产生和传播相对更容易使得要实现大信息量的快速传输，光脉冲成为最佳选择。有了光脉冲以及光的传输，那么光学处理中缺少的就是一个用一束光或光脉冲控制另一束光或光脉冲的光逻辑元，而光学双稳系统就能表现出多种逻辑函数功能，且有望用于光学晶体管(optical transistor)、光脉冲整形器、记忆存储元件以及微分放大器。由于非线性光学材料的响应时间极短(可达 $10^{-15}$  s量级)又使光学器件能实现室温下皮秒量级的开关转换，而这是无法在Josephson结或电子元件中实现的。同时由于不使用电信号的变

化或只在微小的光束相互作用区域使用,使得全光型光学系统更能免受以电为主的工业环境中的电磁干扰或核爆炸电磁脉冲的冲击。

### §1.3 二维周期结构系统

和电子在周期性势场中运动时存在导带、禁带一样,电磁波在三维周期介电结构中的传播也可以用所谓通带和带隙加以描述。最近几年,由于制备微结构材料工艺的突破,人们对具有光子带隙的介电材料产生了浓厚的兴趣。目前在实验室里已经制备出这样的材料,并在微波和光频段找到了它们的用处[20]。不仅如此,人们还预见到这些微结构材料中会出现一些新的物理现象,这包括光局域化、抑制自发发射、以及光子-原子约束态。

在寻找光子带隙材料的工作中,起初的注意力集中在三维结构上,而近来在 $x-y$ 面内具有二维周期性而在 $z$ 方向上则是连续的二维介电结构开始引起人们的理论[21-24]和实验上[22-29]的重视。目前,光子带隙材料的制备工艺的改进也集中在这方面,这不仅是因为比起三维结构,二维材料在制备上要相对容易,也因为许多应用上二维结构就足以能满足要求。还有就是二维结构中易产生带隙内光子的局域模,这是因为在这样的结构中无序的引入相对来说比较容易控制。

### §1.4 论文工作的背景

许多双稳器件是通过非线性和光学反馈的联合作用而工作的,而典型的反馈则是由一个外加的光学共振腔来提供[18]。为了提高双稳器件的集成性,70年代初人们的兴趣开展转移到那些不需要外界提供反馈的所谓无镜(腔)光学双稳系统。例如,在一由线性和非线性介质构成的界面上的反射可表现出双稳[30]。而激光束相互作用引起自聚焦也能导致光学双稳现象[31]。此外,早期的工作表明在一些吸收随光强的增加而增强的材料中同样能显示出全光型光学双

稳[32]。再有，最近对钠蒸汽中相向传播光极化态的实验研究证实在这样的系统中激光束的极化态出现了光学双稳和滞后现象[33]。然而在所有这些无镜光学双稳系统中最引人注目的还是前面曾提到的非线性光学超晶格系统。

1979年，Winful等首先研究了一维非线性周期结构的连续波响应特性，发现这种系统存在双稳特性[34]。虽然这种结构的光学双稳阈值与传统的法布里—珀罗(Fabry-Perot)标准具的双稳阈值在同一量级，但前者有众多独特之处。首先，非线性周期系统可以是一纯粹的双稳系统，而Fabry-Perot器件都是多稳的。其次，由于非线性周期结构中反馈是分布于整个结构中的，因而在集成光学上它具有明显的兼容性。另外由于周期性的存在使得它具有单色谱响应特性。同时，周期结构的响应特性还可以通过逐渐改变耦合强度或啁啾空间调制频率来进行控制。

1989年，我们首先在国际上提出了二维光学超晶格的概念[35]。所谓二维光学超晶格是指在两维面内介质的折射率受到周期调制，而调制周期在光波波长量级。在两维光学超晶格中存在四束波，因而传统的二波耦合模理论无法解决四波耦合这一问题。为此我们首先提出了四波动力学理论，成功地解决了这一四波相互作用问题。并提出了二维光学四通开关的雏型；利用这一开关，可将入射光衍射到四个出射方向中的任意一个方向。

正象上面引言中指出的，一维周期结构系统中材料非线性效应的引入导致了許多新现象、新效应的产生，因此，很自然出现的一个问题就是光波在二维非线性光学超晶格内的传播行为如何。也是我们的研究小组首先注意到这一问题，并于1993年预见了二维非线性光学超晶格的输出—输入光强关系具有多值解[36]。更具有意义的是阐明了这一多稳现象发生的机制是一种新的反馈机制—折射率调制光学双稳机制，这是二维非线性光学超晶格所特有的。二维非线性光学超晶格保留了一维周期结构所具有的优点。此外，因其具

有四束出射光而表现出更高的集成性，并且它还有一些新效应。

在进行二维非线性光学超晶格中光响应特性理论研究的同时，我们的研究小组还开展了相关的实验研究。就在光折射率调制光学双稳机制提出后不久，相应的实验现象也观察到了[37]。在实验中，二维光学超晶格是通过全息记录法在掺Fe的LiNbO<sub>3</sub>晶体中形成的。实验中观察到随着记录的二维光学超晶格被光擦除，出射光强出现了不连续变化和失稳现象。

### §1.5 论文的研究内容

光波在一维非线性周期结构中传播的特性经过人们多年的分析、研究已获得了清晰的物理图像，然而与波在二维非线性光学超晶格中的传播相联系的许多问题还悬而未解。这些问题包括：

首先，先前提出的四波动力学理论仍然局限在X射线衍射动力学的理论框架内，因而无法得到二维线性光学超晶格出射波的频谱。而了解这方面的信息不仅对于理解二维光学超的非线性行为是至关重要的，而且还可以在为了得到所期望的响应特性而对光波的工作频率或者超晶格的结构参数进行优化时提供参考。

其次，前面提到的光学多稳是在一特定结构参数下得到的。那么要出现这类非线性光学现象对二维非线性光学超晶格系统的结构参数、入射角的偏差有何要求？这些都是有实际意义的问题。

再者，先前讨论的是一无带隙的二维光学超晶格，那么在一具有带隙的二维非线性光学超晶格中是否存在新现象、新效应？其产生的原因和规律是否与无带隙的系统有着本质的不同？而也许更为本质的问题是具有带隙的二维非线性光学超晶格系统是否存在带隙孤子？据我们所知，还没有研究证实这些带隙孤子。

在实验研究方面，由于明显的光擦除效应的存在，先前的实验还无法证实滞后迴线是否存在。光擦除效应是利用光折变效应进行体全息记录中经常碰到的一个问题。解决这一问题不仅可使我们能

够定量地验证二维非线性光学超晶格中已经预见的和将要预见到的新现象,而且还具有实际应用价值。

基于上述情况,本论文做了如下的具体研究工作:

1. 建立了包含位相失配的四波动力学理论,摆脱了传统的X-射线衍射动力学理论在处理光在二维光学超晶格中传播这一问题时所造成的局限性。运用这一理论研究了二维光学超晶格的光色散和频谱特性。提出了二维光学超晶格出现带隙对衍射几何配置的要求,并给出了二维光学超晶格的方向色散面、带隙宽的解析表达式。

2. 在考虑材料的非线性效应后,建立了相应的非线性四波动力学的一般理论,研究了折射率调制机制光学双稳对超晶格的结构参数以及入射角偏离的具体要求。阐明了这一机制内在的物理本质,提出了折射率调制机制光学双稳的临界调制比和极限角偏差这两个重要的物理量。

3. 理论研究了具有带隙的二维光学超晶的光传播特性,获得了一种与带隙动力学移动相关的光学双稳新机制,提出了采用这种类型的光学双稳进行二进制的信息传递的二维光学超晶格器件构想。

4. 建立了频率处在带隙中的光波与二维非线性光学超晶格相互作用的四波耦合模理论,运用这一理论首次从数值计算的角度证实了二维非线性光学超晶格中带隙孤子的存在。

5. 实验研究了二维光学超晶格的制备,探索出一套光折变材料中的二维光学超晶格的热固定工艺,解决了超晶格的光擦除效应问题,将超晶格的寿命由原来的 $10^2$  s提高到 $10^5$  s。

6. 实验研究了热固定技术处理后的二维光学超晶格的光响应特性,观察到了光学双稳和两种不同类型的失稳现象,首次结合材料(LiNbO<sub>3</sub>:Fe)的具体特性对所观察到的非线性现象作了合理的理论解释。

## §1.6 论文内容的组织

本论文共分为六章。第一章简单阐述了非线性光学超晶格、光学双稳的基本概念。扼要地回顾了光学双稳以及周期结构系统研究的发展情况。概述了本论文工作的意义和内容；第二章导出了四波动力学理论的一般形式，介绍了二维光学超晶格的光色散效应及出射光频谱的理论研究结果；第三章提出了具有一般性的非线性四波动力学理论，介绍了折射率调制机制光学双稳对超晶格结构参数以及入射角偏差的依赖关系；第四章介绍了 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 中二维光学超晶格的热固定和响应特性的实验研究结果；第五章介绍了光波在具有带隙的二维非线性光学超晶格中传播的理论研究结果；第六章建立了带隙内光波在二维光学超晶格中传播的四波耦合模理论，介绍了一、二维光学超晶格中带隙孤子的理论研究结果。

# Bibliography

- [1] N. W. Aschroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics* (Holt, Rinehart and Winston, New York, 1970).
- [2] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon, London, 1980), Chap. 1.
- [3] H. A. Macleod, *Thin Film Optical Fibers* (Hilger, London 1969).
- [4] L. Esaki and R. Tsu, IBM J. Res. Develop **14**, 686 (1970).
- [5] N. B. Ming, Progress in Nature Science **4**, 554 (1994).
- [6] J. A. Armstrong, N. B. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, Physical Review **127**, 918 (1962).
- [7] D. Feng, N. B. Ming, J. F. Hong, J. S. Zhu, Z. Yang, and Y. N. Wang, Appl. Phys. Lett. **37**, 607 (1980).
- [8] G. A. Magel, M. M. Fejer, and R. I. Byer, Appl. Phys. Lett. **56**, 108 (1990).
- [9] Y. L. Lu, S. D. Cheng, N. B. Ming, and Y. T. Lu, Appl. Phys. Lett. **59**, 516 (1991).
- [10] Y. Y. Zhu and N. B. Ming, Phys. Rev. B **42**, 3676 (1990).
- [11] J. Feng, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, Phys. Rev. B **41**, 5578 (1990).
- [12] W. Chen and D. L. Mills, Phys. Rev. Lett. **58**, 160 (1987).
- [13] U. Trutschel and F. Lederer, J. Opt. Soc. Am. B **5**, 2530 (1988).
- [14] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, Opt. Lett. **14**, 871 (1989).
- [15] F. Delyon, Y. E. Levy, and B. Souillard, Phys. Rev. Lett. **57**, 2010 (1987).
- [16] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. J. Bloemer, Phys. Rev. Lett. **73**, 1368 (1994).

- [17] d. N. Christodoulides and R. I. Joseph, Phys. Rev. Lett. **62**, 1746 (1989).
- [18] H. M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic, Orlando, 1985).
- [19] S. L. McCall, H. M. Gibbs, G. G. Churchill, and T. N. C. Venkatesan, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 636 (1975).
- [20] E. Yablonovitch, Phys. Rev. Lett. **58**, 2059 (1987); For a recent review of photonic band structures, see the articles published in the special issue of J. Opt. Soc. Am. B **10**, No.2 (1993).
- [21] M. Pihal, A. Shambrook, A. A. Maradudin, and P. Sheng, Opt. Commun. **80**, 199 (1991); M. Pihal and A. A. Maradudin, Phys. Rev. B **44**, 8586 (1991).
- [22] S. L. McCall, P. M. Platzman, R. Dalichaouch, D. Smith, and S. Schultz, Phys. Rev. Lett. **67**, 2017 (1991).
- [23] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, Appl. Phys. Lett. **61**, 495 (1992).
- [24] P. R. Villeneuve and M. Piche, Phys. Rev. B **46**, 4696 (1992); **46**, 4973 (1992).
- [25] P. L. Gourley, M. E. Warren, G. A. Vawter, T. M. Brennau, and B. E. Hammous, Appl. Phys. Lett. **60**, 2714 (1992).
- [26] W. M. Robertson, G. Arjavalingam, R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe, and J. D Joannopoulos, Phys. Rev. Lett. **68**, 2023 (1992); J. Opt. Soc. Am. B **10**, 322 (1993).
- [27] P. L. Gourley, J. R. Wendt, G. A. Vawter, T. M. Brennau, and B. E. Hammous, Appl. Phys. Lett. **64**, 687 (1994).
- [28] S. Y. Lin and G. Arjavalingam, Opt. Lett. **18**, 1666 (1993); J. Opt. Soc. Am. B **10**, 2124 (1994).
- [29] U. Grüning, V. Lehmann, C. M. Engelhardt, Appl. Phys. Lett. **66**, 3254 (1995).
- [30] A. E. Kaplan, JETP Lett. **24**, 114 (1976).
- [31] A. E. Kaplan, Opt. Lett. **6**, 360 (1981).
- [32] D. A. B. Miller, A. C. Gossard, and W. Wiegmann, Opt. Lett. **9**, 162 (1981).

- [33] D. J. Gauthier, M. S. Malcuit, A. L. Gaeta, and R. W. Boyd, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1721 (1990).
- [34] H. G. Winful, J. H. Maburger, and E. Garmire, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 379 (1979).
- [35] J. Feng and N. B. Ming, *Phys. Rev. A* **40**, 7047 (1989).
- [36] B. Xu and N. B. Ming, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1003 (1993).
- [37] B. Xu and N. B. Ming, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3959 (1993).

## 第二章 光在二维光学超晶格中的传播和色散

### §2.1 引言

由于空间调制周期在光波波长量级上的周期结构介质在布喇格条件附近存在对谱的选择性(spectral selectivity), 因此, 电磁波在这些结构中的传播出现了许多奇特的性质[1-11]。例如, 人们曾讨论过将空间衍射栅用作新型自由电子共振腔的可能性[12]。此外还有学者讨论过非对称布喇格衍射下X射线脉冲在晶体内产生的色散延迟[13]。而空间栅的存在还使得有可能将这些结构介质用作光学色散元件。

本章的内容是完整地描述光在二维光学超晶格中的传播和色散特征。作为本章的开始也是构成整个论文理论研究部分的基础, 首先将已有的回波动力学理论推广到存在波矢失配的情形, 在此基础上先后详细讨论了二维光学超晶格中Bloch波方向色散面的图形表示, 布喇格条件附近 $\omega-k$ 的关系、出射光的频谱特性。本章提出的理论具有普遍性, 可以看到先前所讨论的都是这一理论在特殊条件下的简化形式。有了本章得到的关于二维线性光学超晶格Bloch波的基本性质, 就能深入理解后面几章将要讨论的其非线性效应的物理内涵。

### §2.2 二维光学超晶格的表示

我们所考虑的二维(2D)光学超晶格(OSL)是一非吸收的, 各向同性的介质, 其折射率在 $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 方向受到正弦形调制, 如图2.1所示,

其折射率可表示为

$$n(x, y) = n_0 + n_x \cos(G_x x) + n_y \cos(G_y y), \quad (2.1)$$

式中  $n_0$  为未受调制的介质的折射率,  $n_x$  和  $n_y$  是折射率调制幅值, 并认为它们相当小, 即

$$n_x \ll n_0, \quad n_y \ll n_0, \quad (2.2)$$

$G_x$  和  $G_y$  为倒例格矢, 它们与空间调制周期  $\Lambda_x$  和  $\Lambda_y$  的关系是:

$$\begin{aligned} G_x &= 2\pi/\Lambda_x, \\ G_y &= 2\pi/\Lambda_y. \end{aligned} \quad (2.3)$$

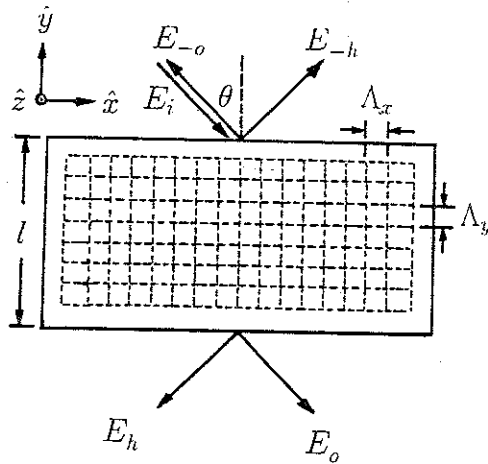


Figure 2.1: Schematic drawing of a 2D OSL.  $E_i$  is the incident light field,  $E_o$ ,  $E_h$ ,  $E_{-o}$ , and  $E_{-h}$  are the four exiting light fields,  $\theta$  is the angle of incidence,  $l$  is the thickness of the structure, and  $\Lambda_x$  and  $\Lambda_y$  are the spatial modulation periods.

我们定义二维光学超晶格的调制比  $m$  为平行于入射面方向上的调制幅值与垂直于入射面方向上的调制幅值之比值, 即  $m = n_x/n_y$ 。式(2.1)这一基本形式表示了一个既可通过光干涉法又可通过声光效应而产生的二维栅。另一个例子就是二维周期平面光波导[14], 只不过在那里导致对波导内模式散射的是厚度的起伏变化, 并可用一形式如(2.1)的有效模折射率(mode index)加以表示。此外当代晶体生产工艺[15,16]及图案外延技术[17]也使得制备二维光学超晶格成为可能。

对于实际中的二维周期结构介质, 上面所建立的模型似乎有些过于简单, 但式(2.1)确实包括了二维系统所有本质性的物理内涵。如果我们希望考虑更为复杂的折射率空间变化形式, 只需将其傅里叶展开, 并用适当的傅氏分量系数替代式中的 $n_x$ 和 $n_y$ 。式(2.1)表示我们只讨论那些起着重要作用的傅氏分量, 这些论述同样适用于后面将要引入的材料非线性系数 $\alpha$ , 在那儿我们所指的 $\alpha$ 是非线性系数傅氏展开中倒格矢 $G=0$ 的分量系数。

## §2.3 四波动力学的一般理论

### 2.3.1 二维光学超晶格中的Bloch波

光学Bloch波是周期介电结构系统的自然模式(natural mode), 这就如平面波是自由空间的自然模式一样。二维光学超晶格中Bloch波的波矢须满足如下的关系:

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_f + \mathbf{G}_{p,q}, \quad (2.4)$$

式中 $\mathbf{G}_{p,q} = p\mathbf{G}_x + q\mathbf{G}_y$ ,  $p$ 和 $q$ 为整数。式(2.4)即是Bloch定理的数学表达式, 表述为: 对于任意的一基波矢 $\mathbf{k}_f$ , 只有一些受到某种约束的、分列的衍射波矢 $\mathbf{k}_d$ 是允许的。作为精确的表达, 二维光学超晶格中的Bloch波应由无数个具有恒定振幅、波矢为 $\mathbf{k}_d$ 的平面波迭加而成。

### 2.3.2 四波动力学的一般理论

在二维光学超晶格中, 只有在如下的布喇格条件附近才会出现电磁波的动力学衍射,

$$|\mathbf{k} + \mathbf{G}_{p,q}| \approx |\mathbf{k}|, \quad (2.5)$$

在这样的条件下衍射波 $\mathbf{k} + \mathbf{G}_{p,q}$ 的振幅与入射波 $\mathbf{k}$ 的振幅才可以相比拟。

如果入射波矢对  $G_{p,q} = -G_x$  和  $G_{p,q} = G_y$  同时使不等式(2.5)成为等式, 这即是严格的布喇格情形。此时有

$$\begin{aligned} 2k_B \sin \theta_B &= G_x, \\ 2k_B \cos \theta_B &= G_y, \end{aligned} \quad (2.6)$$

式中  $\theta_B$  为布喇格入射角,  $k_B$  为布喇格波数。相应的布喇格角频率  $\omega_B$  为

$$\omega_B = ck_B/n_0, \quad (2.7)$$

式中  $c$  为真空中的波速。本论文仅讨论二维光学超晶格在布喇格条件附近的光传播和激发, 即限于通过关系式

$$\delta = (\omega - \omega_B)/\omega_B, \quad \eta = \theta - \theta_B \quad (2.8)$$

定义的频率失谐(frequency detuning)参数  $\delta$  及角偏量  $\eta$  满足

$$\delta \ll 1, \quad \eta \ll \theta_B, \quad (2.9)$$

式中  $\omega$  为入射波的角频率,  $\theta$  为入射角。

在布喇格条件附近二维光学超晶格中的 Bloch 波主要由波矢为  $K_o$ ,  $K_h$ ,  $K_{-o}$  和  $K_{-h}$  的四束波组成。这些波矢通过倒格矢  $G_x$  和  $G_y$  而相互联系,  $K_o = K_h + G_x$ ,  $K_{-o} = K_h + G_y$  和  $K_{-h} = K_o + G_y$ , 如图 2.2 所示。更高阶的傅氏谐波因其振幅相对太小而可忽略。

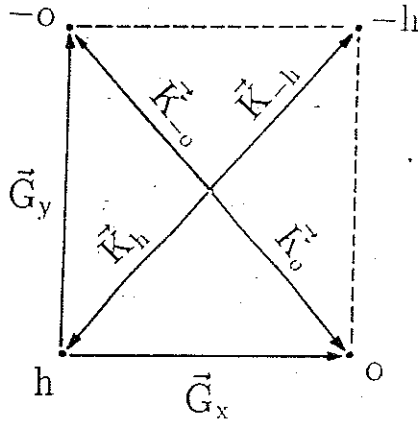


Figure 2.2: Four-wave dynamical diffraction geometry in reciprocal space.  $G_x$  and  $G_y$  are the translation reciprocal lattice vectors,  $K_o$ ,  $K_h$ ,  $K_{-o}$  and  $K_{-h}$  are the wave vectors of the excited fields within the 2D OSL.

这就是本论文所采用的四波近似理论。

论文中所讨论的四波相互作用仅限于超晶格的入射或出射面的法矢量处在由入射波矢和超晶格的倒格矢构成的衍射面内的情形。在这种情况下极化矢量平行于衍射面的波( $e_\pi$ )及极化矢量垂直于衍射面的波( $e_o$ )相互独立地与超晶格发生耦合,从而可将这些耦合分开处理。更进一步的分析和讨论只针对 $\sigma$ 极化的波,不过下面所有的理论都很容易推广到 $\pi$ 极化情形。

光波在二维光学超晶格内的传播遵循如下的麦克斯韦波动方程,

$$[\nabla^2 + \beta^2(\mathbf{r})] E(\mathbf{r}) = 0, \quad (2.10)$$

此处 $\mathbf{r}$ 为二维矢量,  $\beta(\mathbf{r})$ 是传播因子,对于二维光学超晶格可写成

$$\beta^2(\mathbf{r}) = \left(\frac{n_0\omega}{c}\right)^2 [1 + M_x \cos(G_x x) + M_y \cos(G_y y)], \quad (2.11)$$

式中 $M_x = 2n_x/n_0$ 和 $M_y = 2n_y/n_0$ 是二维光学超晶格的折射率调制强度。在四波近似下二维光学超晶格内的电场可分解为四束分波电场,

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{\sigma} E_{\sigma} \exp(i\mathbf{K}_{\sigma} \cdot \mathbf{r}), \quad (2.12)$$

此处 $E_{\sigma}$ 、 $\mathbf{K}_{\sigma}$ 分别是分波的电场振幅和波矢。式(2.12)中的下标 $\sigma$ 表示倒格子的节点。对 $\sigma$ 的求和将取 $o$ 、 $h$ 、 $-o$ 和 $-h$ 。

将式(2.11)和(2.12)代入式(2.10)可得到下面的矩阵方程,

$$\begin{vmatrix} 1 - K_o^2/k^2 & M_x/2 & 0 & M_y/2 \\ M_x/2 & 1 - K_h^2/k^2 & M_y/2 & 0 \\ 0 & M_y/2 & 1 - K_{-o}^2/k^2 & M_x/2 \\ M_y/2 & 0 & M_x/2 & 1 - K_{-h}^2/k^2 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} E_o \\ E_h \\ E_{-o} \\ E_{-h} \end{vmatrix} = 0. \quad (2.13)$$

超晶格中的本征模对应于该方程的非零本征解,而非零本征解要求矩阵方程的系数行列式为零,从而可得到二维线性光学超晶格的色散关系。下面将采用倒格矢空间色散面这一在X-射线衍射动力学中广为使用的形式[18]来表征二维光学超晶格中Bloch波的色散特性。

有了空间色散面，在不需要经过繁杂的数学运算就可定量地了解周期结构中 Bloch 波的特征[18]。

## §2.4 二维光学超晶格的色散面和带隙

我们首先引入两个无量纲的小参数  $\xi_o$  和  $\xi_h$ ，定义为

$$\begin{aligned}\xi_o &= (K_o - k_B)/k_B, \\ \xi_h &= (K_h - k_B)/k_B.\end{aligned}\quad (2.14)$$

这样矩阵方程(2.13)可改写为

$$\begin{vmatrix} 4(\delta - \xi_o) & M_x & 0 & M_y \\ M_x & 4(\delta - \xi_h) & M_y & 0 \\ 0 & M_y & 4(\delta + \xi_o) & M_x \\ M_y & 0 & M_x & 4(\delta + \xi_h) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_o \\ E_h \\ E_{-o} \\ E_{-h} \end{vmatrix} = 0.\quad (2.15)$$

由于超晶格中的调制幅度很小，相应地由周期所引起的色散是很微弱的，因此在导出方程(2.15)时采用了近似

$$\begin{aligned}1 - K_o^2/k^2 &\approx 2(\delta - \xi_o), \\ 1 - K_h^2/k^2 &\approx 2(\delta - \xi_h), \\ 1 - K_{-o}^2/k^2 &\approx 2(\delta + \xi_o), \\ 1 - K_{-h}^2/k^2 &\approx 2(\delta + \xi_h).\end{aligned}\quad (2.16)$$

令方程(2.15)的系数行列式为零即得到倒格矢空间方向色散面的数学表达式，

$$\xi_o^2 \xi_h^2 + B(\xi_o^2 + \xi_h^2) + C\xi_o \xi_h + D = 0,\quad (2.17)$$

式中

$$\begin{aligned}B &= -\left(\frac{M_y}{2}\right)^2 \delta^2, \\ C &= \left(\frac{M_y}{2}\right)^2 \frac{1 - m^2}{2}, \\ D &= \left(\frac{M_y}{2}\right)^4 \left[ \frac{1}{16}(1 - m^2)^2 + \delta^4 - \frac{\delta^2}{2}(1 + m^2) \right].\end{aligned}$$

方程(2.17)的解的集合构成倒格矢空间的方向色散面。而该面的具体形状依赖于折射率调制比以及频率失谐参数  $\delta$ 。如果不存在失谐，

则方程(2.17)即简化为文献[19]得到的一对双曲线方程。对于 $\delta \neq 0$ 的一般情形，二维光学超晶格在布喇格条件附近具有较为复杂的色散特征，为此我们分三种情况 $m > 1$ 、 $m = 1$ 和 $m < 1$ 分别进行讨论[20]。

### 2.4.1 $m > 1$ 情形

对于图2.1所示的衍射几何配置，随着失谐参数 $\delta$ 的改变，具有 $m > 1$ 的二维光学超晶格将呈现四种不同形状的色散面，如图2.3a-d

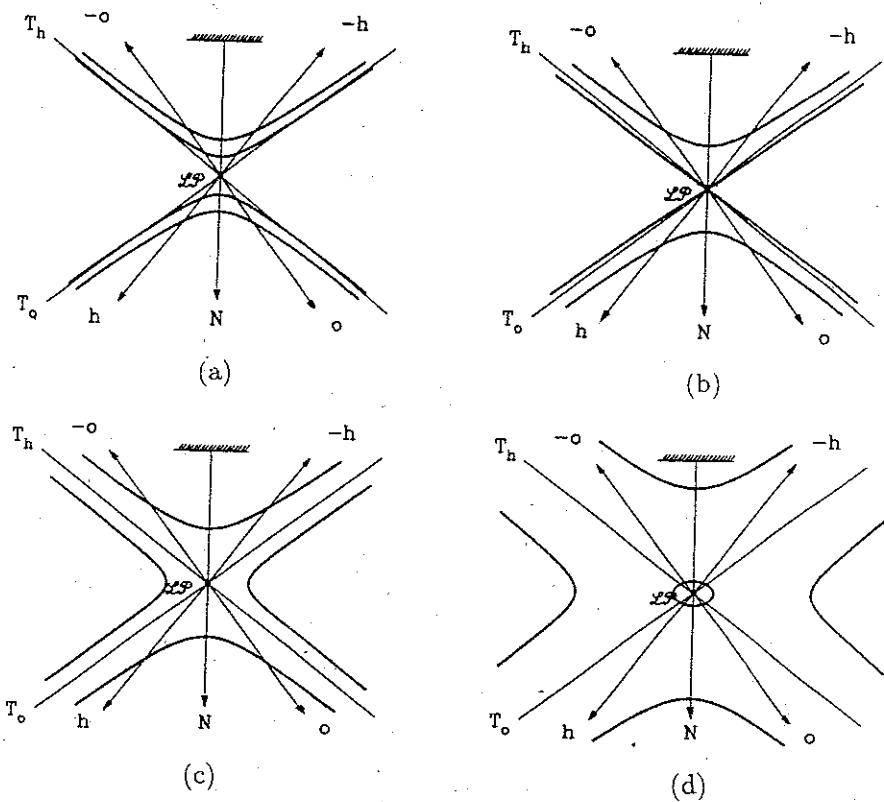


Figure 2.3: Dispersion surface in reciprocal space in four-wave interaction formalism for 2D OSLs with  $m > 1$ , and  $|\delta| < (m-1)M_y/4$  in (a),  $|\delta| = (m-1)M_y/4$  in (b),  $(m-1)M_y/4 < |\delta| < (1+m)M_y/4$  in (c), and  $|\delta| > (1+m)M_y/4$  in (d).

所示。在这些图中 $N$ 是二维光学超晶格入射面的法向矢，并设其指向介质内。线 $T_o$ 、 $T_h$ 以及它们的交点 $LP$ 则是分别以 $o$ 、 $h$ 两点为圆

心、 $k_B$  长为半径画圆所得。由于所取尺寸的限制，在这些图中不可能将节点  $o$  及  $h$  包括进来。另外由于圆的半径很大，因而可以认为图中的线  $T_o$  和  $T_h$  是直线，而法矢  $N$  在  $T_o$  上的位置则取决于前面引入的入射角偏差 [18,19]。法矢  $N$  与色散面的交点称为激点 (excitation point)，而根据激点与线  $T_o$  和  $T_h$  之间距离的大小可定性地得到激发波振幅的相对比值 [18]。

图 2.3a 中的失谐参数对应于  $|\delta| < (m-1)M_y/4$ 。在这种情形下色散面是由两对双曲线构成，与法矢  $N$  存在四个交点。如果失谐参数刚好满足  $|\delta| = (m-1)M_y/4$ ，则其中的一对双曲线都经过点 large  $LP$ ，如图 2.3b 所示。图 2.3c 对应于失谐参数： $(m-1)M_y/4 < |\delta| < (1+m)M_y/4$ ，可以看到此时色散面仍由两对双曲线构成，但在布喇格角附近法矢  $N$  与色散面只存在两个交点。图 2.3d 是在  $|\delta| > (1+m)M_y/4$  的条件下得到的。在这种情形又出现了一孤立的色散支，其尺寸随  $\delta$  而变化，且当  $|\delta| = (1+m)M_y/4$  时收缩于点  $LP$ 。从这些图中可以看出，一个  $m > 1$  的二维光学超晶格尽管其倒格矢空间方向色散面随失谐参

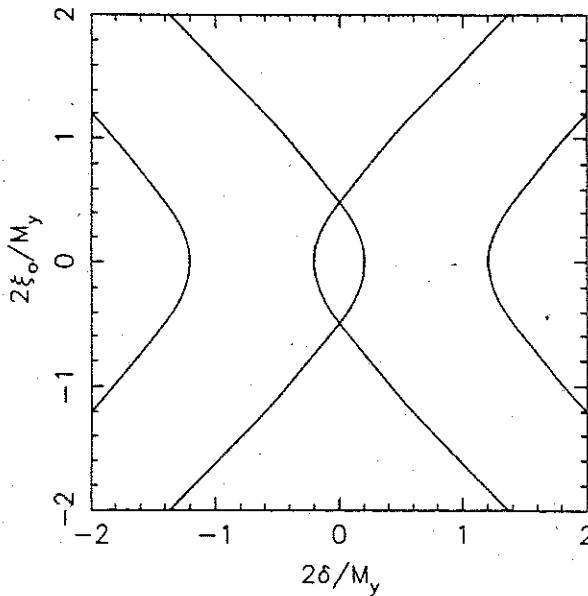


Figure 2.4: Dispersion relation between  $\xi_o$  and  $\delta$  for a 2D OSL with  $m = 1.4$  under Bragg angle incidence.  $\xi_o$  and  $\delta$  are measured in units of  $M_y/2$ .

数的改变而呈现不同的形状，但有一点是共同的，这就是不管失谐参数取何值，法矢 $N$ 总会与色散面相交。这说明此时周期结构内的Bloch波是行进波(traveling wave)[18]。从图2.4给出的布喇格条件( $\xi_o = \xi_h$ )时的 $\xi_o \sim \delta$ 关系也能说明这一点。在图中对于任一 $\delta$ ，都存在实数解的 $\xi_o$ ，而实数波矢对应于周期结构介质中的行进波。因此对于图2.1所示的衍射几何配置，如果二维光学超晶格的 $x$ 方向上的调制强度大于 $x$ 方向上的调制强度，则在布喇格条件附近的入射波能够通过该超晶格。

### 2.4.2 $m = 1$ 情形

对于那些 $\hat{x}$ 和 $\hat{y}$ 方向调制幅值相同的二维光学超晶格，式(2.17)简化为文献[14]的方程(2.16)(将 $\xi_o$ 和 $\xi_h$ 用 $M_y/2$ 重新标度即得到完全相同的形式)。图2.5a和b给出了此种情况下两类典型的色散面，分

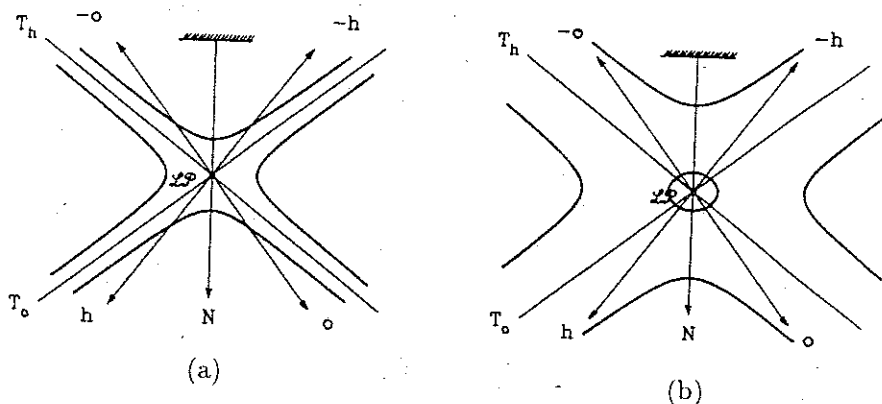


Figure 2.5: Dispersion surface in reciprocal space in four-wave interaction formalism for 2D OSLs with  $m = 1$ , and  $|\delta| < M_y/2$  in (a) and  $|\delta| > M_y/2$  in (b).

别对应于 $|\delta| < M_y/2$ 和 $|\delta| > M_y/2$ 。相应的布喇格条件下 $\xi_o \sim \delta$ 关系见图2.6。注意到如果无任何失谐，即 $\delta = 0$ ，则得到四个皆为零的解。此时超晶格内的波不再相互耦合，因而无色散效应存在。和上面 $m > 1$ 时的情况一样，此处对于任一非零的失谐参数 $\delta$ 总存在实数

解的  $\xi_0$ 。因此具有相同调制幅值的二维光学超晶格在四波相互作用的布喇格条件附近也容许行进 Bloch 波解。

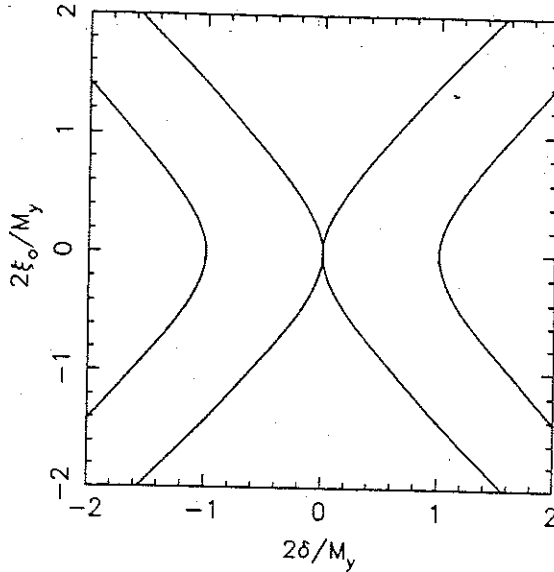


Figure 2.6: Dispersion relation between  $\xi_0$  and  $\delta$  for 2D OSLs with equal modulation amplitudes under Bragg angle incidence.  $\xi_0$  and  $\delta$  are measured in units of  $M_y/2$ .

### 2.4.3 $m < 1$ 情形

对于调制比  $m < 1$  的二维光学超晶格，也存在四种典型的色散面，如图 2.7a-d 所示。这些色散面分别对应于  $|\delta| < (1-m)M_y/4$ ， $|\delta| = (1-m)M_y/4$ ， $(1-m)M_y/4 < |\delta| < (1+m)M_y/4$ ，和  $|\delta| > (1+m)M_y/4$ 。尽管这些面的形状与  $m > 1$  时十分相似，但应该注意到图 2.7a 对应于  $|\delta| < (1-m)M_y/4$  时的色散特征不仅有别于图 2.3，而且有别于图 2.7 中其它的几个色散特征。这一重要差别就是在图 2.7a 中，法矢  $N$  既可能与色散面相交，也可能从面之间穿过，这取决于角偏差量  $\eta$ 。在该图中的阴影区域内  $N$  与色散面不相交，因而相应的波矢为复数解。一束波的波矢若为虚数表明这束波随着其向周期结构介质的穿入其振幅将以指数形式衰减。

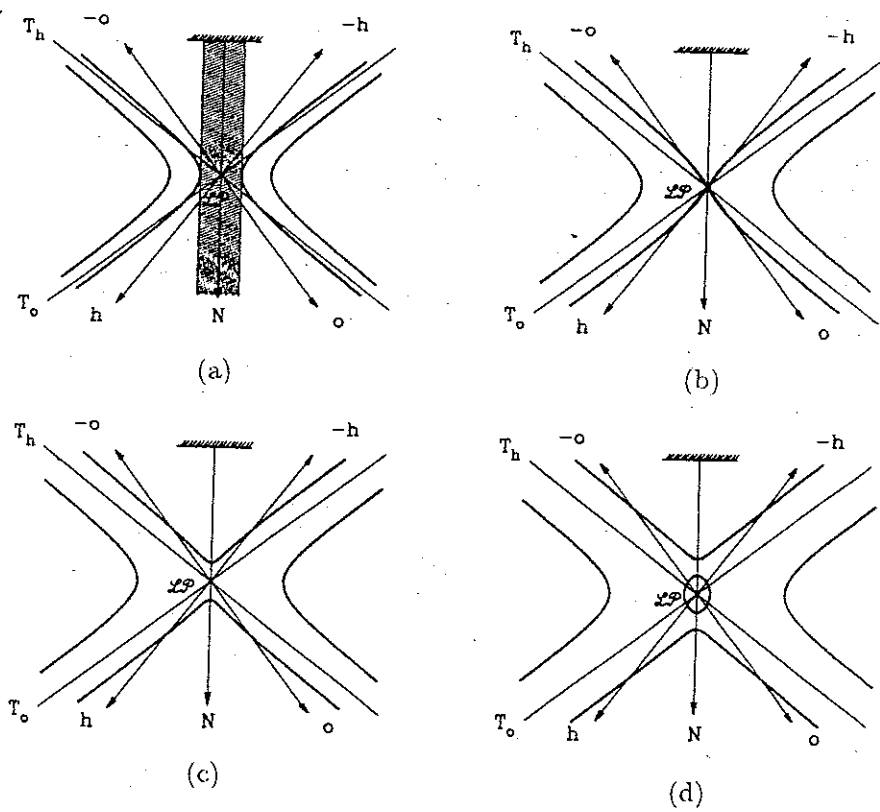


Figure 2.7: Dispersion surface in reciprocal space in four-wave interaction formalism for 2D OSLs with  $m < 1$ , and  $|\delta| < (1 - m)M_y/4$  in (a),  $|\delta| = (1 - m)M_y/4$  in (b),  $(1 - m)M_y/4 < |\delta| < (1 + m)M_y/4$  in (c), and  $|\delta| > (1 + m)M_y/4$  in (d). In the hatched region of (a), the normal  $N$  has no intersections with the dispersion surface indicating evanescent Bloch waves in the 2D OSL.

$m < 1$  时布喇格角入射下的  $\xi_0 \sim \delta$  关系画在图 2.8 中。在该图中对于所有满足  $|\delta| < (1 - m)M_y/4$  的失谐参数， $\xi_0$  的解均为虚数。此时入射波随着其向周期结构介质的穿入其振幅将以指数形式衰减。因而在图 2.1 所示的衍射几何配置下具有  $m < 1$  的二维光学超晶格在布喇格角频率附近会出现带隙。在布喇格角入射时这个带隙的宽度可表示为

$$\Delta\omega = (1 - m)M_y\omega_B/2 \quad (2.18)$$

在  $M_x \approx 0$  或  $m \approx 0$  的极限下得到一个最宽的带隙， $\Delta\omega_{max} = M_y\omega_B/2$ ，

而这正是二波近似下一维周期结构的带隙宽度[4]。

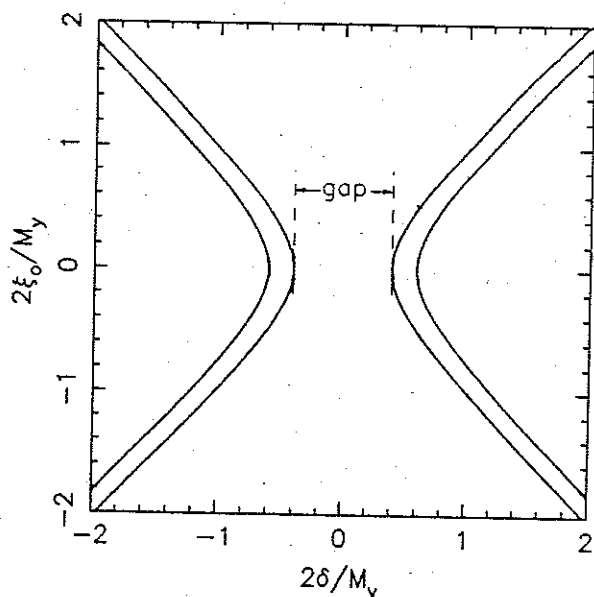


Figure 2.8: Dispersion relation between  $\xi_0$  and  $\delta$  for a 2D OSL with  $m = 0.2$  under Bragg angle incidence.  $\xi_0$  and  $\delta$  are measured in units of  $M_y/2$ . Incident waves with frequency in the range  $\omega_B - 0.2M_y\omega_B < \omega < \omega_B + 0.2M_y\omega_B$  are not allowed in the structure.

## §2.5 二维光学超晶格出射波的频谱特征

### 2.5.1 边界条件

对于图 2.1 所示的衍射几何配置，布喇格条件附近  $\xi_0$  与  $\xi_h$  之间存在如下的关系 [18,19]，

$$\xi_0 = \xi_h - \eta \sin 2\theta_B. \quad (2.19)$$

而二维光学超晶格的入射、出射面上电场的边界条件可写成如下的形式：

$$\begin{aligned} E_i &= \sum_j E_o^{(j)}, \\ 0 &= \sum_j E_h^{(j)}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
0 &= \sum_j E_{-o}^{(j)} \exp(iK_{-oy}^{(j)}l), \\
0 &= \sum_j E_{-h}^{(j)} \exp(iK_{-hy}^{(j)}l),
\end{aligned} \tag{2.20}$$

式中  $E_i$  为入射光波电场,  $\{E_o^{(j)}\}$  为方程(2.15)的与第  $j$  ( $j$  取 1、2、3、4) 个本征值  $\xi_o^{(j)}$  相对应的本征矢。  $K_{oy}^{(j)}$  是本征波矢  $\mathbf{K}_o^{(j)}$  的  $y$  分量, 而  $\mathbf{K}_o^{(j)}$  则通过式(2.14)和(2.19)与  $\xi_o^{(j)}$  相联系。式(2.20)中的  $l$  为超晶格的厚度。有了二维光学超晶格中的本征波矢和本征模, 并结合这些边界条件, 再利用下面的关系式就可得出四束出射波的波幅  $E_o$  及其强度  $I_o$ ,

$$\begin{aligned}
E_o \exp(iK_{oy}^{(a)}l) &= \sum_j E_o^{(j)} \exp(iK_{oy}^{(j)}l), \\
E_h \exp(iK_{hy}^{(a)}l) &= \sum_j E_h^{(j)} \exp(iK_{hy}^{(j)}l), \\
E_{-o} &= \sum_j E_{-o}^{(j)}, \\
E_{-h} &= \sum_j E_{-h}^{(j)}.
\end{aligned} \tag{2.21}$$

我们采用数值计算的方法来求解布喇格角以及非布喇格角入射时二维光学超晶格的出射波强度与失谐参数  $\delta$  的关系, 即所谓频谱特征。为了下面的讨论方便起见, 我们引进如下的三个无量纲量,

$$L = k_B l / \cos \theta_B, \tag{2.22}$$

$$\Delta = 2\delta / M_v, \tag{2.23}$$

$$\Theta = 2\eta \sin 2\theta_B / M_v, \tag{2.24}$$

对于本论文理论研究部分讨论的所有二维光学超晶格, 我们都取  $L = 3.5 \times 10^4$ 。若工作波  $\lambda$  为 488 nm, 而所选材料为  $\text{LiNbO}_3$  单晶 ( $n_o = 2.3$ ), 则与此参数值对应的样品厚度  $l = 7$  mm。

## 2.5.2 结果和讨论

图 2.9 给出了布喇格角入射时调制比  $m > 1$  的二维光学超晶格出射光的频谱特性。图中计算了两个光学超晶格的频谱, 它们的结构

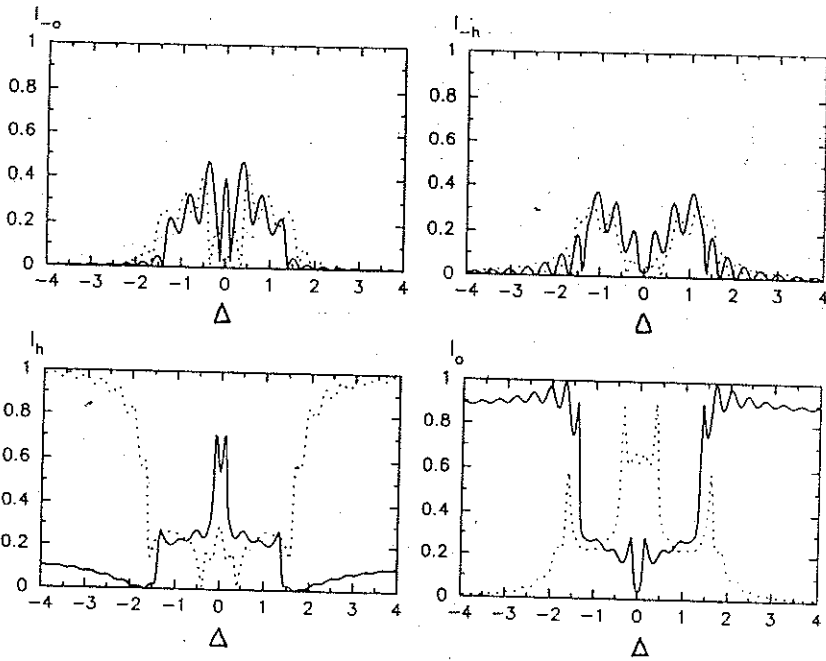


Figure 2.9: Frequency spectra of two 2D OSLs with different modulation ratios in the vicinity of Bragg frequency under Bragg angle incidence. The structure parameters are  $m = 1.5$  and  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$  for the solid curves and  $m = 2$  and  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$  for the dotted curves.

参数分别是(a):  $m = 1.5$  及  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ ; (b):  $m = 2$  及  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ 。这些值都是  $\text{LiNbO}_3$  材料中通过光折变效应所诱导出的折射率变化的典型值[21]。从图上可看到频谱上没有带隙，这与前面从色散面角度的分析是一致的。虽然在  $m > 1$  的情形下不会出现带隙，但仍应注意到在某些失谐量下，频谱出现了峰状“共振”，在“共振”区域附近频谱具有大的陡度。这些性质是四波相互作用所特有的。(在二波衍射动力学中大的陡度只出现在频谱的带隙附近[1])。在后面我们将会看到正是这些“共振”峰的存在才导致折射率调制机制光学双稳的出现。

图2.10表示了非布喇格角入射对上述频谱的影响。图中所取的结构参数为  $m = 1.5$  及  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ ，并针对两个不同的入射角进行

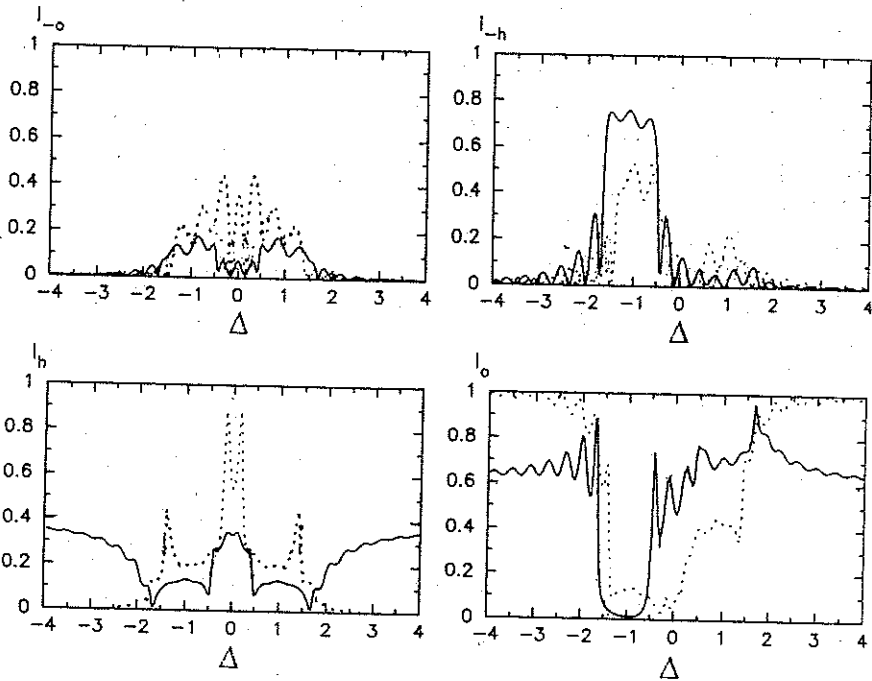


Figure 2.10: Frequency spectra of the 2D OSL with parameters  $m = 1.5$  and  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$  in the vicinity of Bragg frequency for different angular deviations. The angular deviations are  $\Theta = 0.5$  for the dotted curves and  $\Theta = 1.5$  for the solid curves.

了计算。可以看到微小的角偏差即可使频谱产生显著的改变。特别注意的是非布喇格角入射使图2.9中“共振”峰的陡度大大降低。另外在非布喇角入射时出射波 $I_o$ 和 $I_h$ 的谱线仍保持关于轴 $\Delta = 0$ 的对称性，但另两束出射波( $I_h$ 和 $I_o$ )则不再有此对称性。这些性质在将来设计二维光学超晶格光学元件时应有所帮助。

折射率调制比 $m < 1$ 的二维光学超晶格在布喇格角入射下的频谱如图2.11所示。作为例子我们选择了两个具有不同调制比 $m = 0.2$ 和 $m = 0.5$ 而具有相同的参数 $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ 。图中透射谱上很清楚地出现了带隙。而大陡度则出现在带隙边附近。

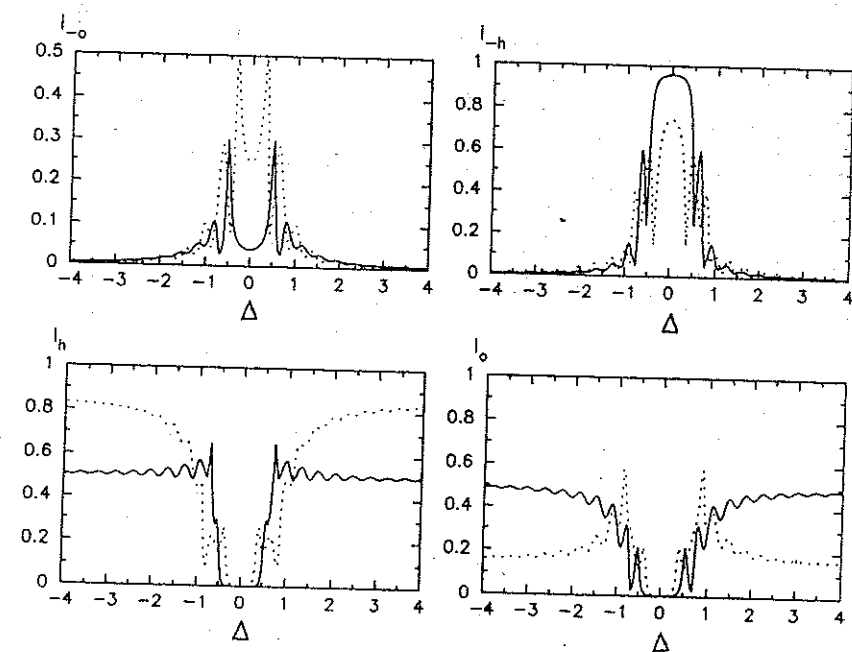


Figure 2.11: Frequency spectra the 2D OSLs with  $m < 1$  of in the vicinity of Bragg frequency under Bragg angle incidence. The structure parameters are  $m = 0.2$  and  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$  for the solid curves and  $m = 0.5$  and  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$  for the dotted curves.

图2.12给出了  $m < 1$  的二维光学超晶格的频谱对入射角的依赖关系。与图2.11布喇格角入射时的结果相比可看出：随着偏角  $\eta$  的增大，出射波  $I_o$  和  $I_h$  的幅值迅速下降，这表明此时激发波  $K_{-h}$  和  $K_o$  之间的耦合逐渐增强，使得原先的四波动力学衍射被二波耦合的布喇格反射所取代，并且在一定的偏角下导致布喇格频率落在原先的带隙之外，这一点从图2.7a中也能看出。

## §2.6 结论

我们提出了更具有一般性的四波动力学理论，其优越性在于可利用它研究二维光学超晶格的频谱特征，因而有其实际应用性。

根据所提出的理论，讨论了二维光学超晶格在布喇格条件附近

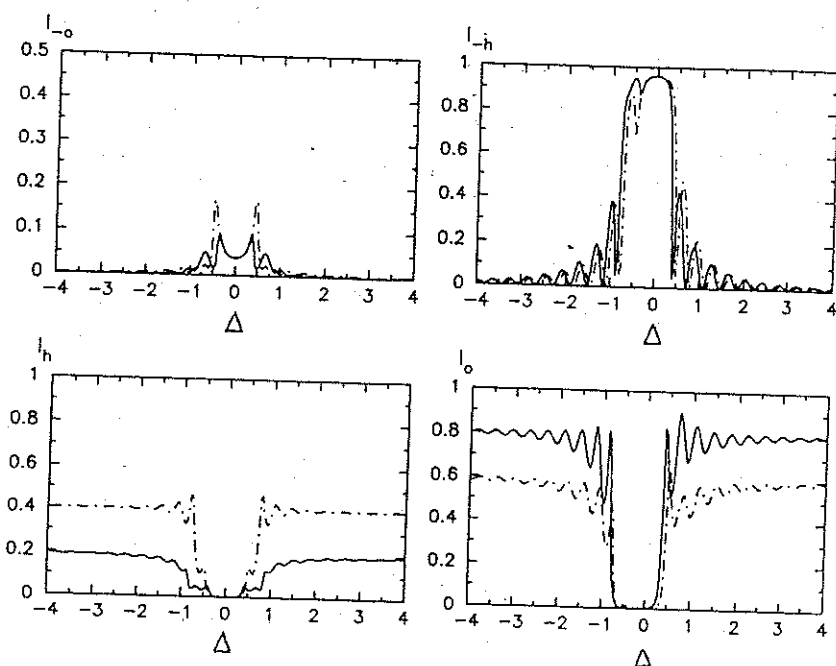


Figure 2.12: Frequency spectra of the 2D OSL with parameters  $m = 0.2$  and  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$  in the vicinity of Bragg frequency for two different angular deviations.  $\Theta = 0.2$  for the dot-dashed curves and  $\Theta = 0.4$  for the solid curves.

倒格矢空间中方向色散的特征，导出了色散面的解析表达式，绘出了色散面所有的典型图及色散关系。阐明了在四波相互作用的框架下二维光学超晶格出现带隙的条件是沿入射面方向上的调制幅值大于沿垂直于入射面方向上的调制幅值，并首次得到了带隙宽度的解析表达式。

利用本章所提出的理论讨论了二维光学超晶格在布喇格角频率附近的频谱特征。发现对于  $m > 1$  的二维光学超晶格，其谱在某些频率处出现陡度很大的“共振”峰，而对  $m < 1$  的结构系统陡度大的情形发生在带隙边缘。这些“共振”峰的出现对后面将要讨论的二维非线性光学超晶格中光学双稳的建立将提供一个强烈的正反馈。

# Bibliography

- [1] A. Yariv and P. Yeh, *Optical waves in crystals* (Wiley, New York, 1983).
- [2] H. Kogelnik, *Bell Syst. Tech. J.* **41**, 2909 (1969).
- [3] R. S. Chu, and T. Tamir, *Proc. IEE (London)*, **119**, 797 (1972).
- [4] H. Kogelnik, and C. V. Shank, *J. Appl. Phys.* **43**, 2327 (1972).
- [5] P. Yeh, A. Yariv, and C. S. Hong, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 423 (1977).
- [6] P. St. Russell, *Phys. Rev. A*, **33**, 3232 (1986); *J. Mod. Opt.* **38**, 1599 (1991).
- [7] A. Latgé, and F. Claro, *Opt. Commun.* **94**, 389 (1992).
- [8] L. J. Friedman, *J. Appl. Phys.* **74**, 5951 (1993).
- [9] Y. Suematsu, *Proc. IEEE*, **71**, 692 (1983).
- [10] G. A. Rakuljic, and V. Leyva, *Opt. Lett.* **18**, 459 (1993).
- [11] V. Leyva, G. A. Rakuljic, and B. O'Conner, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1079 (1994).
- [12] V. G. Baryshevsky and I. D. Ferunchuk, *Phys. Lett. A* **102**, 141 (1984).
- [13] V. G. Baryshevsky, I. Ya. Dubovskaya and A. V. Zege, *Phys. Rev. B* **51**, 368 (1990).
- [14] R. Zengerle, *J. Mod. Opt.* **34**, 1589 (1987).
- [15] N. B. Ming, J. F. Hong, and D. Feng, *J. Mater. Sci.* **27**, 1663 (1982).
- [16] Y. H. Xue, N. B. Ming, J. S. Zhu, and D. Feng, *Chin. Phys.* **4**, 554 (1982).
- [17] J. Nishizawa, *J. Crystal Growth* **115**, 12 (1991).
- [18] Z. G. Pinsker, *Dynamical Scattering of X-rays in Crystal* (Berlin: Springer-Verlag, 1978).

- [19] J. Feng, and N. B. Ming, Phys. Rev. A **40**, 7047 (1989).
- [20] Note that here the definition of the modulation ratio is different from that given in [19] in which the modulation ratio is introduced as  $m = n_y/n_x$ .
- [21] P. Günter, Phys. Rep. **93**, 199 (1982).

## 第三章 二维非线性光学超晶格中折射率调制机制的 光学双稳特性

### §3.1 引言

由于非线性周期结构介质在未来的光通讯和光计算中可能的应用,在过去的二十多年中光波在这类介质中的传播一直是人们极为感兴趣的研究课题之一。而大量的工作都集中在一维非线性介质上,并且已对许多非常有趣的现象进行了细致的研究。这些现象有光学双稳[1-8]、光限幅[8-12]以及自脉冲和混沌现象[13-15]。而全光型光转换(all-optical switching)现象也已分别在GaAs/AlAs量子阱[16-18]、胶体晶体[19,20]和非线性光波导[21-24]中得到实验证实。本章介绍在考虑了介质的非线性效应之后二维光学超晶格光响应特性的理论研究结果。针对系统结构参数的调整、非布喇角的入射对光响应特性的影响这些具有实际意义的问题逐一进行讨论。

为了研究二维非线性光学超晶格,我们仍采用四波近似的Bloch波理论[25],而本章所给出的四波非线性布洛赫波理论在原有理论的基础上已作了一定的改进[26]。利用这些理论本章详细讨论了二维非线性光学超晶格折射率调制机制光学双稳特性对结构参数的依赖关系,发现了双稳、多稳、自脉冲以及混沌等多种现象。此外还讨论了入射光束的角偏对系统响应特性的影响,给出了折射率调制机制光学双稳出现的角偏极限。

### §3.2 非线性四波动力学理论

我们所研究的二维光学超晶格材料具有简单的克尔非线性，此二维非线性光学超晶格的依赖于光强的折射率部分可写成

$$\Delta n(x, y) = n_\alpha |E(\mathbf{r})|^2, \quad (3.1)$$

式中  $n_\alpha$  为材料的克尔非线性系数，亦称三阶非线性极化率， $E$  为光波的电场。应注意式(3.1)中所引入的克尔型非线性表明材料通过非线性电光效应对光场响应，这种响应是瞬时的。为简单起见，我们假设超晶格的平均折射率与其周围环境的折射率相同，从而可不考虑超晶格表面的反射和折射。

对于一沿  $\hat{z}$  方向极化、在超晶格的  $\hat{x}-\hat{y}$  面内传播的光波来说(见图2.1)，麦克斯韦方程简化为一标量形式的二维非线性波动方程

$$\left\{ \nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} [n(x, y) + \Delta n(x, y)]^2 \right\} E(\mathbf{r}) = 0. \quad (3.2)$$

根据上一章的分析，在布喇格条件附近二维非线性光学超晶格内的 Bloch 波可写成四个模式的叠加，

$$E(\mathbf{r}) = \sum_{\sigma} E_{\sigma} \exp(i\mathbf{K}_{\sigma} \cdot \mathbf{r}). \quad (3.3)$$

然后作类似于上一章线性四波动力学的数学处理，即可得到如下的非线性矩阵方程，

$$\begin{vmatrix} -4\xi_0 + \Delta M_0 & M_x + \Delta M_x & \Delta M_{x-y} & M_y + \Delta M_y^* \\ M_x + \Delta M_x^* & -4\xi_h + \Delta M_0 & M_y + \Delta M_y^* & \Delta M_{x+y}^* \\ \Delta M_{x-y}^* & M_y + \Delta M_y & 4\xi_0 + \Delta M_0 & M_x + \Delta M_x^* \\ M_y + \Delta M_y & \Delta M_{x+y} & M_x + \Delta M_x & 4\xi_h + \Delta M_0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_0 \\ E_h \\ E_{-o} \\ E_{-h} \end{vmatrix} = 0, \quad (3.4)$$

式中  $M_x$ 、 $M_y$ 、 $\xi_0$  和  $\xi_h$  这些物理量的定义与第二章相同。在导出方程(3.4)时我们已假设入射波具有布喇格角频率，或者说  $\delta = 0$ 。而方程(3.4)中依赖于电场的折射率调制项可表示成

$$\Delta M_x = M_\alpha (E_o E_h^* + E_{-h} E_{-o}^*),$$

$$\begin{aligned}
\Delta M_y &= M_\alpha(E_{-o}E_h^* + E_{-h}E_o^*), \\
\Delta M_{x+y} &= M_\alpha E_{-h}E_h^*, \\
\Delta M_{x-y} &= M_\alpha E_oE_{-o}^*, \\
\Delta M_0 &= M_\alpha \sum_{\sigma} |E_{\sigma}|^2,
\end{aligned} \tag{3.5}$$

式中  $M_\alpha = 2n_\alpha/n_0$ 。

先看一特殊情形即低能量入射，此时所有与光强有关的项均可忽略。令方程(3.4)的系数行列式为零，即得到下面的色散关系，

$$\xi_o \xi_h = \frac{1}{16}(M_x^2 - M_y^2), \tag{3.6}$$

这正是文献[27]所给出的关系式。将式(2.19)代入此式即得到  $\xi_h$  的解，

$$\xi_h = \frac{\eta \sin 2\theta_B}{2} \pm \left[ \frac{\eta^2 (\sin 2\theta_B)^2}{4} + \frac{M_y^2 (m^2 - 1)}{16} \right]^{1/2}. \tag{3.7}$$

可以看出如果  $m < 1$ ，则对于处在  $|\eta \sin 2\theta_B| < M_y(1 - m^2)^{1/2}/2$  范围内的角偏，此式给出虚数  $\xi_h$  解；而在  $m > 1$  时总得到实数解。因此在低能量入射下对于  $m < 1$  的二维光学超晶格来说，当入射角偏处在  $|\eta \sin 2\theta_B| < M_y(1 - m^2)^{1/2}/2$  内时超晶格中的 Bloch 波将是衰减波。随着能量的升高带隙位置将发生移动。关于这方面详细的分析将在本论文的第五章中介绍。另一方面对于  $m > 1$  的二维光学超晶格来说，系统内的 Bloch 波总是行进波，相应的四束出射波强度对折射率调制强度的依赖关系呈现振荡特性[25,27]。因而一旦材料本身具有非线性效应，系统的响应很自然地会出现多稳现象。所以从物理本质上看，折射率调制机制光学双稳的出现正是通过这些行进模的非线性激发为纽带才建立起来的。

应该注意到方程(3.5)中包含了不同的本征模之间的干涉所产生的折射率微扰。这只要将超晶格内沿某一方向传播的光波电场表示成沿此方向传播的所有本征模之和，即

$$E_\sigma = \sum_j E_\sigma^{(j)}, \tag{3.8}$$

并将此式代入式(3.5)即可看出。而所有来自交叉模之间干涉的贡献项以及式(3.4)系数矩阵对角线位置上的 $\Delta M_0$ 项都在先前的非线性四波动力学理论[25]中忽略了。因此这里给出的理论除了可以讨论非布喇格角入射,而且在近似上有所提高。总之,非布喇格角入射时二维非线性光学超晶格的稳态响应特性可用式(3.4)、(3.5)并结合边界条件(2.19)及(2.20)加以描述。需要注意的是由于非线性效应的存在,使得这些式中的参数 $\xi_0$ 、 $\xi_h$ 以及本征矢都是入射光强的函数,因而必须采用数值迭代的方法来寻求这套方程组的解。为了模拟二维非线性光学超晶格的稳态响应特性,我们引入一个从零开始逐渐增加到最大值而后又逐渐减小到零这样的三角形函数来模拟入射光脉冲的前后两部分。入射光的强度 $I_i$ 用 $I_{i,c}$ 归一,  $I_{i,c}$ 满足 $M_\alpha I_{i,c} = 10^{-4}$ 。对下面所有讨论的二维非线性光学超晶格,均设定 $M_\alpha = 10^{-4}$ 。下面我们给出系统光响应特性的数值计算结果。

### §3.3 结果和讨论

#### 3.3.1 布喇格角入射情形

在本节我们分析布喇格条件下即 $\eta = 0$ 时折射率调制比的改变对系统光响应特性的影响。

我们给出了具有不同的调制比但具有相同的结构参数 $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ 的两个二维非线性光学超晶格的结果。图3.1给出了它们各自的四束出射光强与入射光强之间的关系。从图上首先可以看到在入射光强增加的过程中具有 $m = 1.7$ 的二维非线性光学超晶格的四束出射光在入射光强增至 $I_i = 1.08$ 时出现“开”转换(switching-on),但是待转换之后若随即将入射光强减少,四束出射光强的变化则并不按它们原来的路径变化,而是“走”新的路径,直到光强进一步减少到 $I_i = 0.92$ 时,四束出射光通过“关”转换(switching-off)才回到它们原来的路径上。这是典型的具有滞后迴线的光学双稳过程。这里的

光学双稳阈值与一维非线性周期结构的**光学双稳阈值**[1]在同一数量级上。当二维非线性光学超晶格的调制比减至 $m = 1.45$ 时，系统的光响应特性表现为无滞后回线的单一转换，相应的折射率调制比称为**临界调制比**( $m_c$ )。对于调制比低于值1.45的系统，其光响应特性无光转换现象。

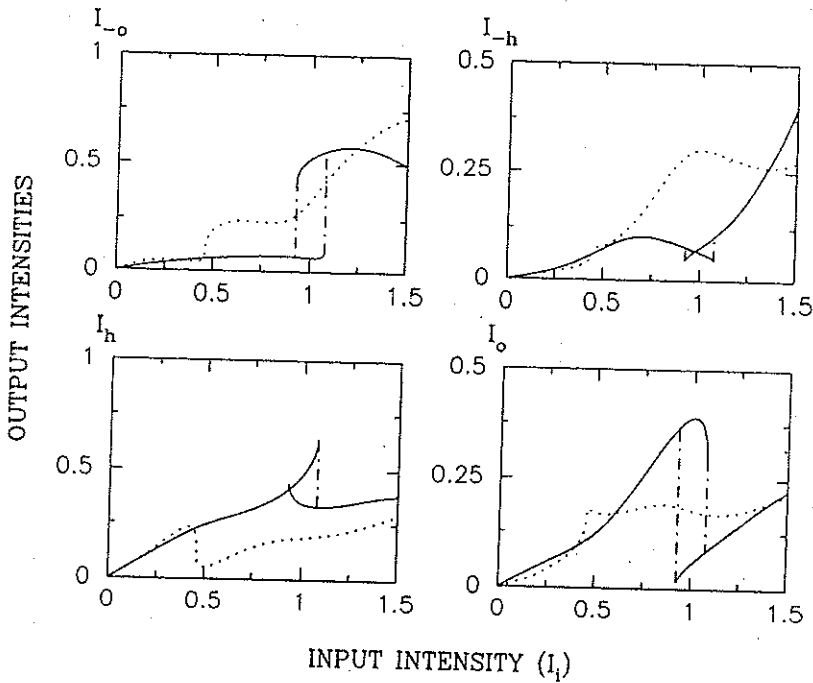


Figure 3.1: Intensities of four exiting fields versus (normalized) input intensity under Bragg angle incidence for two 2D nonlinear OSLs with different modulation ratios:  $m = 1.45$  for the dotted curves and  $m = 1.7$  for the solid curves, and  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ ,  $M_x = 10^{-4}$ ,  $L = 3.5 \times 10^4$  for both systems. Dotted curves illustrate simple optical switching, whereas solid curves illustrate bistable switching.

对于具有相同厚度 $l$ 、 $y$ 方向不同的调制强度 $M_y$ 的二维光学超晶格系统来说，其临界调制比 $m_c$ 是不同的。图3.2给出了两者之间的关系。可以看出随着 $M_y$ 的增加，参数 $m_c$ 的值向1靠近，但不会等于1。这一性质可以这样来理解：我们知道在线性理论下如果二维光学超晶格的折射率调制比为1，则其色散面退化为两条相交的直线[参见方程(3.6)]。在这种情形下具有波矢 $K_0$ 的模仅与具有波矢

$K_0$  的模相互耦合，而模  $K_{-h}$  也只与模  $K_h$  存在耦合 [27]。上面提到在  $m > 1$  区域内作为折射率调制强度函数的出射波光强呈现振荡特征，这些特征是折射率调制机制光学双稳出现的前提条件。然而当  $m < 1$  时这些函数使不再具有振荡特性 [27]。因而折射率调制机制光学双稳只存在于  $m > m_c(M_y)$  的二维非线性光学超晶格系统中。

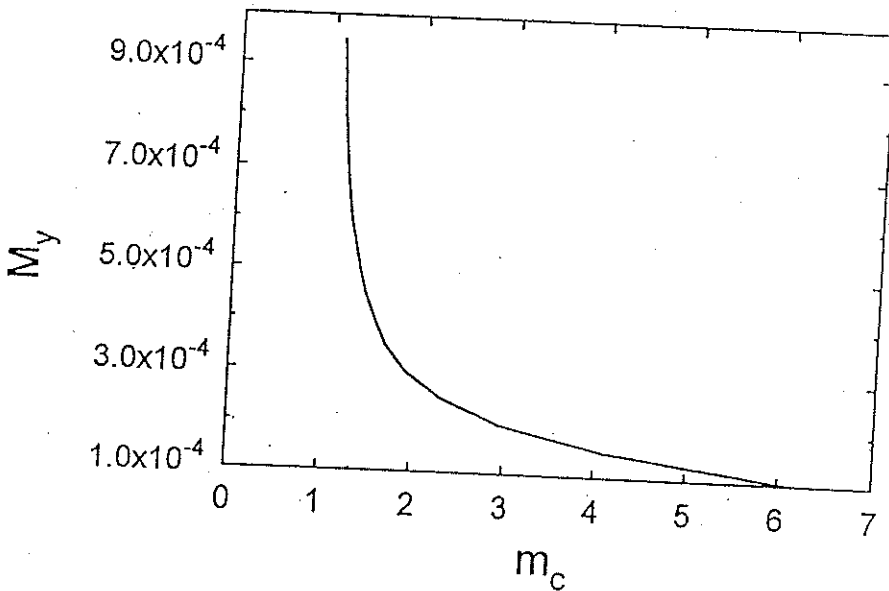


Figure 3.2: Critical value of the modulation ratio  $m_c$  as a function of  $M_y$  for 2D nonlinear OSs with parameters:  $M_\alpha = 10^{-4}$ ,  $L = 3.5 \times 10^4$ . Optical bistability exists only when  $m > m_c(M_y)$ .

数值迭代模拟计算发现：对于调制比处在  $1.45 < m < 1.77$  内的二维非线性光学超晶格系统，由连续迭代产生的一系列  $\{\Delta M_i\}$  在迥线区域内都收敛，而不管入射光强是处在增加的过程还是处在逐渐减小的过程中。对于调制比  $m > 1.77$  的系统，在迭代无穷次之后  $\{\Delta M_i\}$  并不收敛而是稳定于两套值  $\{\Delta M_i\}_1$  和  $\{\Delta M_i\}_2$ 。换言之，若经第  $n$  次迭代计算得到了  $\{\Delta M_i\}_1$ ，经随后一次迭代会得到  $\{\Delta M_i\}_2$ ，而若再做一次迭代又会得到  $\{\Delta M_i\}_1$ ，从而出现所谓的自振荡解。如果介质对电场的响应是及时的，那么上述逐次迭代所出现的非收敛特征可以用来定性地描述非线性系统随时间的演化特征。这种描述方

式不仅在一维非线性周期结构的研究中被Gohman等所采用[14]，而且Harrison等在一综述性文章中以填有非线性介质的腔为例对这一数学现象所隐芷着的物理内涵也进行了富有启发性的阐述[28]。因此与这些周期解相对应的是系统的出射光信号出现周期性振荡。在相关的实验研究中我们也观察到这类失稳现象(下一章将介绍)。图3.3给出了一个典型的例子，从图中可以看到当入射光强增加到某些特定值时出射光振荡周期加倍。随着入射光强的进一步增加出射光出射光通过倍周过倍周期分岔期分岔过渡到混沌态然后又经分岔反转(即振荡周期减半)回到稳态。在混沌区，无论，无论经过多少经过多少次迭代都无法得到固定组的 $\{\Delta M_i\}$ 。

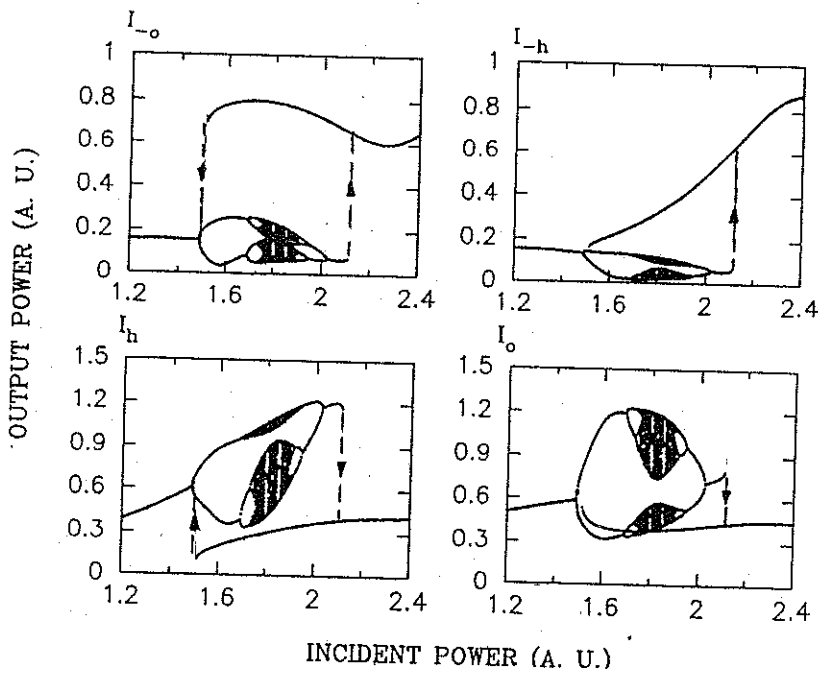


Figure 3.3: Intensities of four exiting light fields versus input intensity under Bragg angle incidence for a 2D nonlinear OSL with the parameters  $m = 2.2$ ,  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ ,  $M_x = 10^{-4}$ , and  $L = 3.5 \times 10^4$ , illustrating period doubling cascades in the hysteresis domain.

对于具有参数 $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ 的二维非线性光学超晶格，其滞后

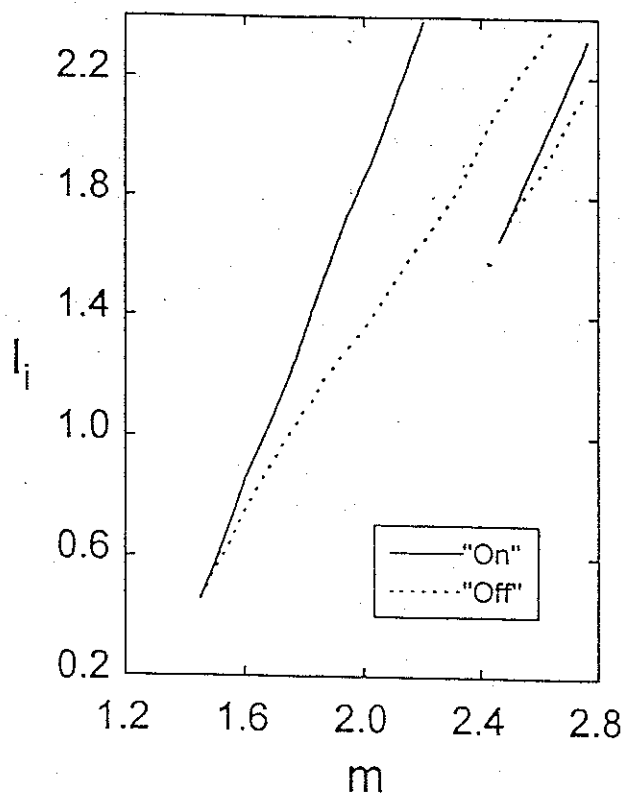


Figure 3.4: “On” and “Off” fields for optical bistable operation versus modulation ratio under Bragg incidence for 2D nonlinear OSLs with parameters:  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ ,  $M_x = 10^{-4}$ , and  $L = 3.5 \times 10^4$ .

迴线的宽度对调制比的依赖关系总结在3.4中。图中注意到当调制比超过阈值 $m_{c1}$ 时又会出现另一光学双稳。总的来说，光学双稳的“开”转换场以及滞后迴线的宽度都随调制比的增加而增大。因此为了降低“开”转换场，应首选那些具有相对较小调制比的二维非线性光学起晶格系统。

对于具有足够大调制比的二维非线性光学超晶格，在高入射区会出现光学多稳现象。多稳行为先前已作了报道[25]，只不过在那儿讨论的模型和本论文所讨论的稍有不同[29]。作为例子，我们在图3.5中给出了这一结果。所选的结构参数是 $m = 3$ 以及 $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ 。光学多稳的出现是很自然的，这是因为在线性理论下调制比的进一

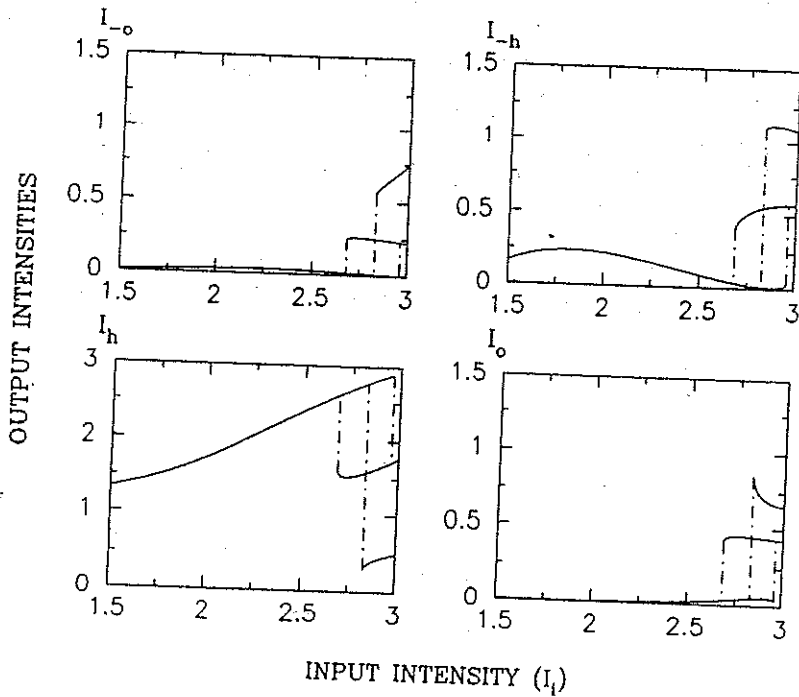


Figure 3.5: Same as in Fig. 3.1 but for a 2D nonlinear OSL with  $m = 3$ . Other structure parameters are the same as in Fig. 3.1. The optical response displays a multiple-switching behavior in the high power region.

步提高使得出射光强作为折射率调制强度函数的振荡峰相互挨得更近[27]，从而导致多稳的出现。

### 3.3.2 非布喇格角入射情形

现在我们讨论非布喇格角入射对折射率调制机制光学双稳的影响。不失一般性，我们在这里仅限于讨论二维正方非线性光学超晶格系统。

图 3.6 给出了结构参数为  $m = 1.7$  及  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$  的二维非线性光学超晶格在不同的入射角下的结果。在图中我们只画出了一束出射光强对入射光强的依赖关系来说明这种影响。为便于比较，我们也给出了布喇格角入射时的结果(图 3.6(a))。从图上可以看到非布喇格角入射导致了光学双稳阈值的显著增加。非但如此，如果角偏太

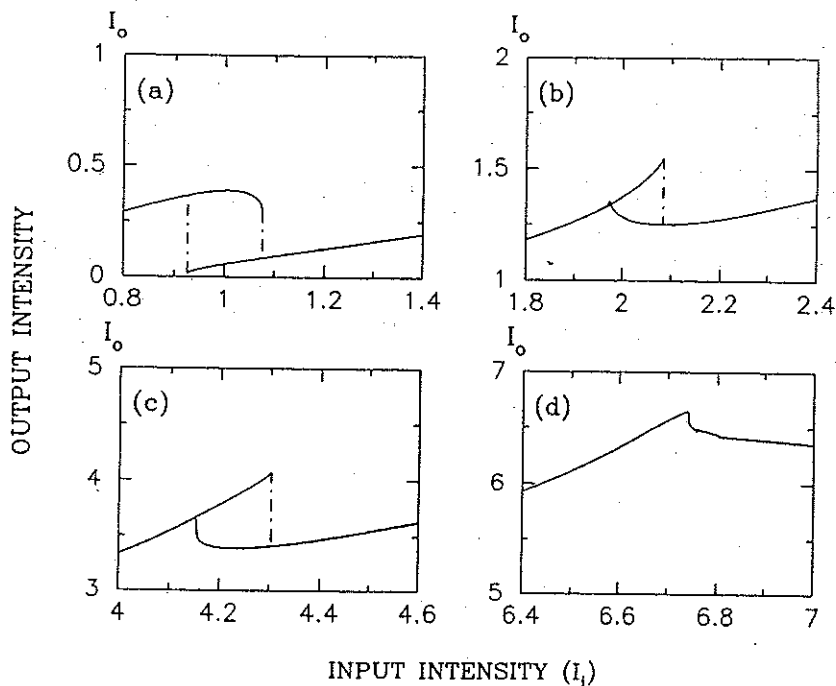


Figure 3.6: Influence of the angle of incidence on the optical response: Optical bistability disappears as  $\eta$  increases. The angular deviation is  $\eta = 0$  in (a),  $\eta = 0.29$  mrad in (b),  $\eta = 0.58$  mrad in (c), and  $\eta_c = 0.755$  mrad in (d). The structure parameters are the same as in Fig. 3.1 for the solid curves. No optical switching exists when  $\eta > \eta_c$ .

大则光学双稳会消失，如图3.6(d)所示。出现上述现象的物理原因是：在非布喇格角入射下系统内四束行进波之间的耦合大大降低，相应地四束波的幅值会变得相差甚远，而折射率调制机制光学双稳的建立需要四束波同时被激发，这就要求入射是近布喇格入射。系统表现出单一光转换时的角偏量可用一阈值 $\eta_c$ 表示。在图3.6的条件下角偏阈值 $\eta_c = 0.755$  mrad。

角偏阈值 $\eta_c$ 依赖于调制比 $m$ ，如图3.7所示。可以看出在调制比大于 $m_c = 1.45$ 的区域， $\eta_c$ 几乎线性地缓慢减小。光学双稳出现的角偏范围仅限于阈值线下面的区域。还应注意的是当 $m = m_c$ 时 $\eta_c$ 的值并不为零。可能的解释是非线性的存在使得多波衍射得到加强，从而更有利于结构中模式的激发。

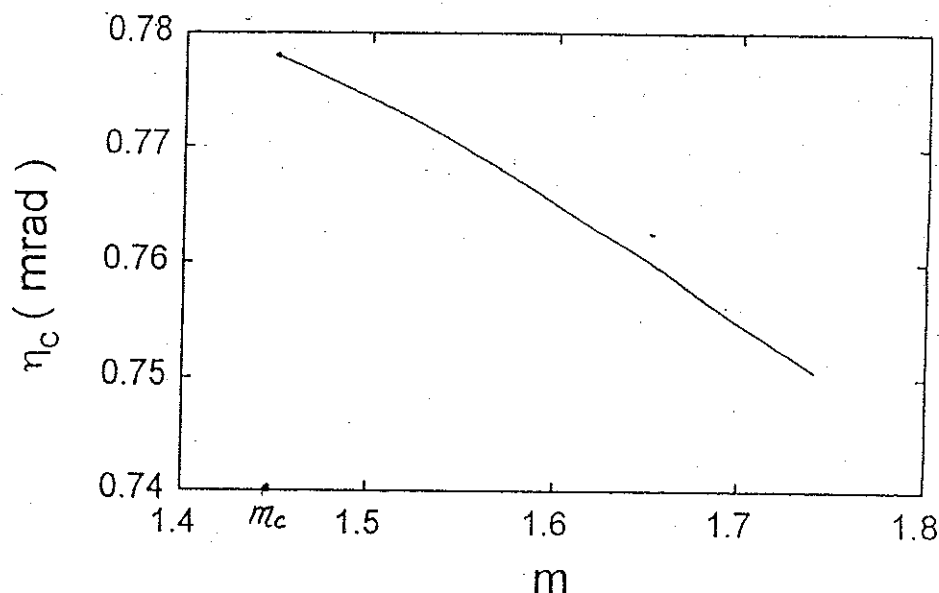


Figure 3.7: Threshold for angular deviation  $\eta_c$  plotted versus modulation ratio for 2D nonlinear OSLs with parameters:  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ ,  $M_x = 10^{-4}$ , and  $L = 3.5 \times 10^4$ .

图 3.8 给出了与图 3.6 类似的结果，只是所选的超晶格具有更强的调制，其结构参数为  $m = 1.25$  及  $M_y = 5 \times 10^{-3}$ 。由于是调制比恰为临界调制比，故系统在布喇格角入射时表现出的是单一光转换行为 [图 3.8(a) 所示]。图 3.8(d) 对应于临界角偏  $\eta_c$ ，因而也是单一光转换现象。图 3.8(b) 中有滞后迴线，只是尺寸太小。对于这样的系统，其临界角偏  $\eta_c$  为 1.75。关于这些研究，有实际意义的结果是光学双稳能够出现的最大角偏的数量级。从图 3.7 和 3.8 所得到的数值结果看，粗略估计这一极限角偏应与  $M_y(m_c^2 - 1)^{1/2}$  在同一数量级上。

### §3.5 结论

在本章我们提出了一非线性四波动力学理论用以研究二维非线性光学超晶格在布喇格以及非布喇格角入射时的稳态光响应特性。基于这一理论我们发现：二维非线性光学超晶格的光响应特性明显

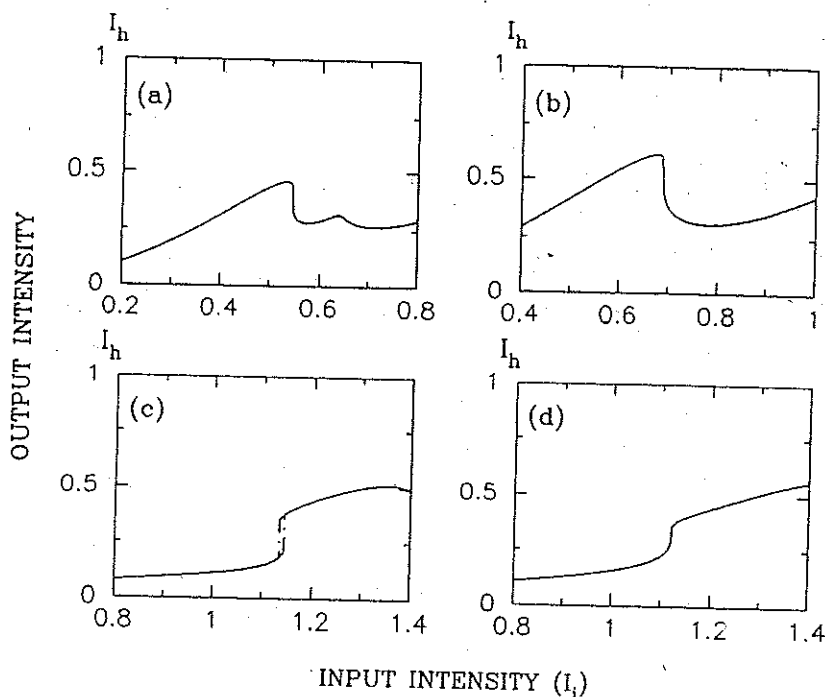


Figure 3.8: Similar results as in Fig. 3.6, but for a more strongly modulated 2D nonlinear OSL with parameters:  $m_c = 1.25$ ,  $M_y = 5 \times 10^{-3}$ ,  $M_\alpha = 10^{-4}$ , and  $L = 3.5 \times 10^4$ . The angular deviation is  $\eta = 0$  in (a),  $\eta = 0.88$  mrad in (b),  $\eta = 1.46$  mrad in (c), and  $\eta_c = 1.75$  mrad in (d). No optical switching exists when  $\eta > \eta_c$ .

依赖于折射率调制比，并受到入射角的影响。

我们提出，只有当调制比超过某一临界值 $m_c$ 时系统的光响应才出现折射率调制机制的光学双稳。当调制比小于临界值 $m_c$ 时结构内四束波之间的耦合不能提供足够的反馈；另一方面，在适当的结构参数组合下，二维非线性光学超晶格的出射光还会出现自振荡，并且通过参数的改变自振荡解会通过倍周期分岔过渡到混沌状态。

在非布喇格角入射时由于色散效应的减弱导致光学双稳的消失。折射率调制机制光学双稳只出现在布喇格角附近某一狭窄的角范围，得到了有关这一问题的定量结论，这就是只要角偏 $\eta$ 与量 $M_y(m_c^2 - 1)^{1/2}$ 相比不是太大就可出现光学双稳。

# Bibliography

- [1] H. G. Winful, J. H. Maburger, and E. Garmire, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 379 (1979).
- [2] W. Chen and D. L. Mills, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 160 (1987); *Phys. Rev. B* **36**, 6269 (1987).
- [3] P. Hawrylak and M. Grabowski, *Phys. Rev. B* **40**, 8013 (1989).
- [4] J. Danckaert, K. Fobelets, I. Veretennicoff, G. Vitrant, and R. Reinisch, *Phys. Rev. B* **44**, 8214 (1991).
- [5] J. He and M. Cada, *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 1182 (1991).
- [6] V. M. Agranovich, S. A. Kiselev, and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **44**, 10917 (1991).
- [7] J. He and M. Cada, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 2150 (1992).
- [8] F. Delyon, Y-E. Levy, and B. Souillard, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2010 (1986).
- [9] H. G. Winful, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 527 (1985).
- [10] D. Hennig, H. Gabriel, G. P. Tsironis, and M. Molina, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2934 (1994).
- [11] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. Blomer, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1368 (1994).
- [12] L. M. Kahn, *Phys. Rev. B* **53**, 1429 (1996).
- [13] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **38**, 5149 (1988).
- [14] P. A. Gohman, G. Bambakidis, and R. J. Spry, *J. Appl. Phys.* **67**, 40 (1990).
- [15] H. G. Winful and G. D. Cooperman, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 298 (1982).
- [16] B. Acklin, M. Cada, J. He, and M. -A. Dupertuis, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 2177 (1993).

- [17] J. He, M. Cada, M. -A. Dupertuis, D. Martin, F. Morier-Génoud, C. Rolland, and A. J. SpringThorpe, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 866 (1993).
- [18] M. Cada, J. He, B. Acklin, M. Proctor, D. Martin, F. Morier-Genoud, M. -A. Dupertuis, and J. M. Glinski, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 404 (1992).
- [19] C. J. Herbert, W. S. Capinski, and M. S. Malcuit, *Opt. Lett.* **17**, 1037 (1992).
- [20] C. J. Herbert and M. S. Malcuit, *Opt. Lett.* **18**, 1783 (1993).
- [21] G. Assanto and G. I. Stegeman, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2285 (1990).
- [22] N. D. Sankey, D. F. Prelewitz, and T. G. Brown, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1427 (1992).
- [23] N. D. Sankey, D. F. Prelewitz, T. G. Brown, and R. C. Tiberio, *J. Appl. Phys.* **73**, 7111 (1993).
- [24] A. E. Bieber, D. F. Prelewitz, T. G. Brown, and R. C. Tiberio, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 3401 (1995).
- [25] B. Xu and N. B. Ming, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1003 (1993).
- [26] Z. L. Wang, Y. Y. Zhu, N. Xu, and N. B. Ming, *J. Appl. Phys.* **79**, No. 12 (1996).
- [27] J. Feng and N. B. Ming, *Phys. Rev. A* **40**, 7047 (1989).
- [28] R. G. Harrison, and D. J. Biswas, *Nature*, **321**, 394 (1986), and references therein.
- [29] In Ref. [25] Xu *et al.* considered a 2D nonlinear OSL in which refractive index is modulated in  $\mathbf{G}_x - \mathbf{G}_y$  and  $\mathbf{G}_x + \mathbf{G}_y$  as well as in  $\mathbf{G}_x$  and  $\mathbf{G}_y$  directions. The 2D OSLs considered in the thesis have index modulations only in  $\mathbf{G}_x$  and  $\mathbf{G}_y$  directions, thus the Fourier expansion of  $n(x,y)^2/n_0^2$  along  $\mathbf{G}_x - \mathbf{G}_y$  and  $\mathbf{G}_x + \mathbf{G}_y$  are on the order of  $M_x M_y$  and are neglected in Eq. (3.4) since approximation to the first order of  $M_x$  and  $M_y$  is taken in the present treatment.

## 第四章 掺铁铌酸锂制备的二维光学超晶格内光传播特性

### §4.1 引言

根据第二章的理论分析, 二维光学超晶格的频谱在某些频率处会出现陡的梯度, 因此如果入射光波的频率处在这些频率的附近, 那么超晶格中折射率调制参数微小的变化必然会引起介质中电场分布较大的改变, 也相应导致超晶格出射光强度的较大变化。在材料的非线性不可忽略以致于其折射率明显依赖于光强的情形下, 二维光学超晶格光学双稳的反馈机制就建立起来了: 这就是非线性介质中光强的变化导致超晶格折射率调制的改变, 而超晶格调制参数的改变又反过来通过光与超晶格的相互作用使系统内的电场重新分布。有了这一折射率调制反馈机制, 系统在足够的光强照射下就会表现出光学双稳。

本章我们报道光在二维非线性光学超晶格中传播的实验研究结果。实验中二维光学超晶格是在掺铁铌酸锂( $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ )光折变单晶中采用全息记录法制备而成的。为了解决所形成的二维光学超晶格在读出时的擦除效应问题, 实验中首先研究了不同温度下的热固定效果。然后研究了经热固定后的二维光学超晶格的光传播特性, 并在无外加反馈的条件下观察到了光学双稳现象, 同时结合 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 中依赖于光强的光生伏特效应(intensity-dependent photovoltaic effect)对系统这一内在的非线性现象给予了解释。此外实验中还观察到出射光信号的周期失稳现象, 并作了相应的解释和讨论。

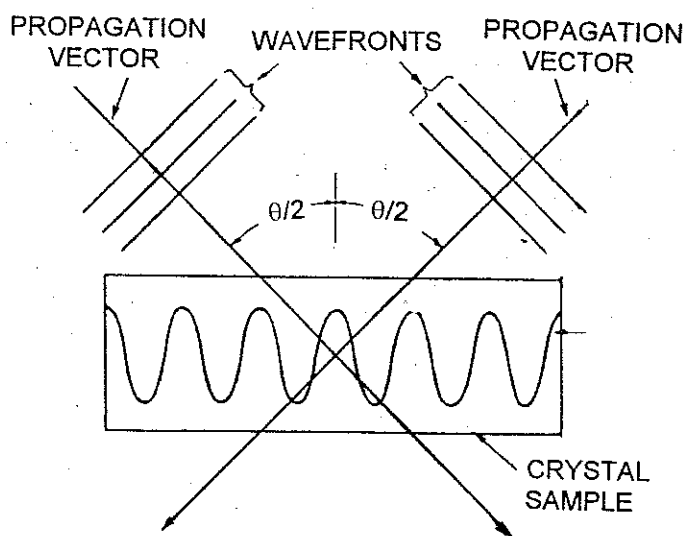


Figure 4.1: Schematic of plane wave hologram recording.

## §4.2 掺铁铌酸锂晶体中体全息记录及依赖于光强的光生伏特效应

### 4.2.1 体全息在掺铁铌酸锂中的存储

LiNbO<sub>3</sub>:Fe 中体全息写入是通过从Fe杂质陷阱处光激发出的电子迁移而形成的。在象图4.1所示的因两束相干光相交而产生的调制图案光的照射下，电子会离开高光强区，而后在低光强区被捕获。其结果是电荷的移动导致一空间电场的出现。这一电场又通过电-光效应反过来对折射率进行调制从而产生一体相栅[1]。图4.2画出了与一正弦形干涉图案光相对应的空间电场以及相应的折射率起伏变化。光折变材料中通过这样的方式所得到的折射率调制幅值一般在10<sup>-5</sup>量级[2]。在LiNbO<sub>3</sub>:Fe晶体内，Fe杂质的引入除了能获得更有效的全息记录外，而且与未掺杂的LiNbO<sub>3</sub>相比还能将光折变效应的灵敏度以及折射率调制幅值提高近两个数量级[3-6]。

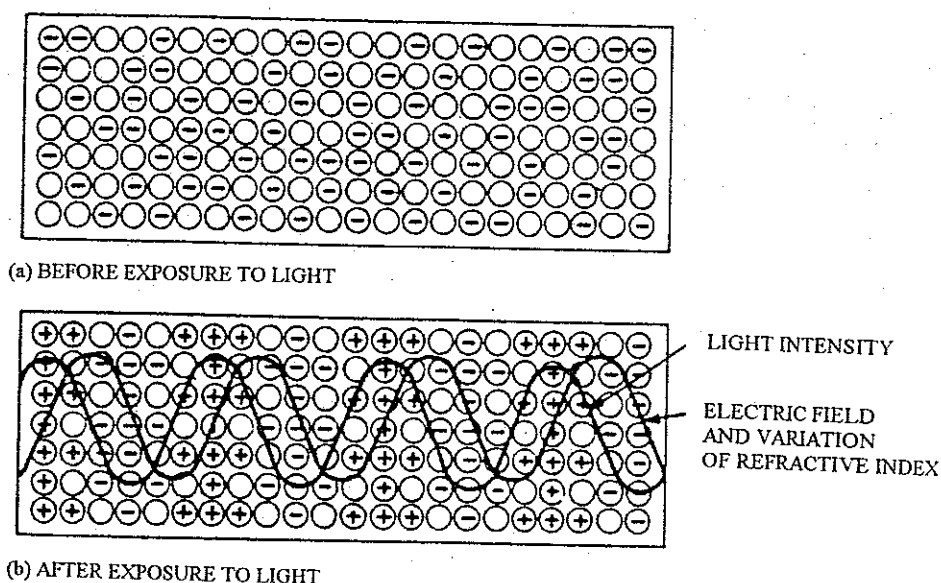


Figure 4.2: Hologram storage process in Fe-doped  $\text{LiNbO}_3$ . The open circles are empty traps, the filled ones are occupied traps.

#### 4.2.2 掺铁铌酸锂中依赖于光强的光生伏特效应

实验中我们选用的材料是一未经还原处理的  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  单晶。选择这种材料是基于多方面的考虑，比如说上面提到的在该晶体中由光折变效应所引起的折射率调制幅值可达到  $10^{-3}$ ，不过最重要的因素还是因为在该材料中通过光折变效应所产生的折射率变化的饱和值  $\Delta n$  对入射光强存在敏感的依赖关系 [7]。这一现象首先是由 Chen 等 [8,9] 在  $\text{LiNbO}_3$  中发现的，他们观测到在光强为  $225 \text{ W/cm}^2$  时  $\Delta n$  可达到  $10^{-3}$  量级，而这几乎是光强为  $64 \text{ W/cm}^2$  时的三倍。这种现象被称为依赖于光强的光生伏特效应，并在其它的光折变材料如  $\text{KNbO}_3$  [10]、 $\text{BaTiO}_3$  [11-13] 中也相继观察到了。

早期的研究认为  $\text{LiNbO}_3$  中的光折变效应归结于  $\text{Fe}^{2+}$  上电荷被激发，然后通过运输而在  $\text{Fe}^{3+}$  处被捕获 [14]。基于这样的二能级模型，

输运理论给出的空间电荷场饱和值  $E_{sat}$  与入射光强无关。但是如果在电荷的输运过程中引进一中间能级(intermediate level), 上述非线性效应就能得到满意的解释。这一中间能级的产生和维持是靠光的照射。杂质  $Fe^{3+}$  和  $Fe^{2+}$  的高激发态能级以及二级光折变色心都可能构成这一中间能级。这样的三能级模型的输运理论给出的  $E_{sat}$  的表达式为[15],

$$E_{sat} = \kappa_0 / \kappa_1 (1 + \gamma I_0), \quad (4.1)$$

式中  $\kappa_0$  为体块材料的光生伏特系数,  $\kappa_1 = \sigma_0 + \kappa_0 \beta$  ( $\sigma_0$  为光导率, 而  $\beta$  则是一描述  $\kappa_0$  对电场依赖性的常数),  $\gamma$  表示中间能级的光生伏特系数。因此, 由此电场的与光强有关的分量而产生的微扰折射率  $\Delta n$  将以形式  $\Delta n = \alpha I$  而随光强变化。这正是上一章我们在理论模型中假设的形式。根据文献[8,9,15]中所报道的数据, 我们估计出实验中样品的  $\alpha$  值在  $10^{-6} \text{ mm}^2/\text{mW}$  量级[16]。

#### §4.3 掺铁铌酸锂中二维光学超晶格的制备

制备二维光学超晶格的实验装置如图4.3(a)所示。实验中使用的光源为氩离子激光器, 工作波长为488 nm线, 光束的直径在2 mm左右。利用分束镜将光源输出光分为三束。光的极化都与图示面相垂直。三束光在掺Fe 0.1%wt的  $LiNbO_3$  单晶( $4 \times 4 \times 7 \text{ mm}^3$ )内相交。在样品架的上方装有一可移动的罩形加热器, 其温度可开高到400 °C。

实验中二维光学超晶格是通过如下的步骤产生的: 首先关闭快门  $S_3$ , 用  $A_1$  和  $A_2$  两束光照射样品350 s。这一时间间隔足以能保证获得饱和的存储效率。然后挡住光束  $A_2$ , 用光束  $A_1$  和  $A_3$  照射样品, 同样是350 s。则在晶体中形成了如图4.3(b)所示的二维超晶格。实验中三束写入光的功率都固定在140 mW。为了避免再读时出现擦除效应, 样品经两次曝光之后将其在空气中加热持续30 min左右。冷却至室温之后用一束光  $A_1$  照射样品。这一探测光必然受到晶体内所形成的二维光学超晶格的衍射。实验中用三个与X-Y函数仪相连接

的探测器来探测超晶格的三束出射光信号。

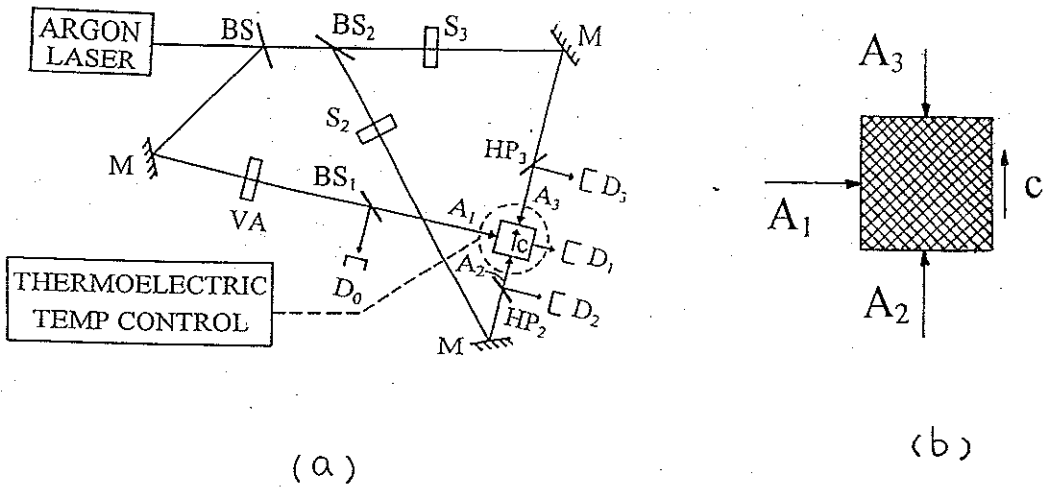


Figure 4.3 (a): Experimental arrangement for the recording and thermal fixing of a 2D OSL in  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  crystal: BS,  $\text{BS}_1$ , and  $\text{BS}_2$ , beam splitters; VA, variable attenuator; M's, mirrors;  $\text{S}_2$ ,  $\text{S}_3$ , beam shutters;  $\text{HP}_2$ ,  $\text{HP}_3$ , half prisms. The sample had a dimension of  $4 \times 4 \times 7 \text{mm}^3$ . The c axis is parallel to the 4 mm surface. Output beam intensities are detected by detectors  $\text{D}_1$ ,  $\text{D}_2$ , and  $\text{D}_3$ ; (b) schematic representation of a 2D OSL formed within the crystal after light exposure.

#### §4.4 掺铁铌酸锂中二维光学超晶格的热固定

$\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  晶体中二维光学超晶格的热固定是通过在超晶格的写入过程之中或之后将单晶加热到  $100^\circ\text{C}$  以上而达到的[17]。我们知道：晶体曝光后由于电子的移动在其内产生了空间电子电荷场。当温度高到  $100^\circ\text{C}$  左右时这些电子还不会激活，但此时某些离子则开始被热激活而处于游动状态[18]。由于空间电子电荷场的存在，这些离子就会重新分布而形成离子电荷场，其结果是原先的空间电子电荷场被空间离子电荷场所中和。在室温下用均匀光照射时由于电子被光激活而使得电子电荷分布图案趋于均匀分布，但空间离子分布图案由于对光的不敏感性而不会衰减，从而达到固定效果。为了弄清不同温度下的固定效果，我们尝试了范围在  $20^\circ\text{C}$  至  $160^\circ\text{C}$  之间

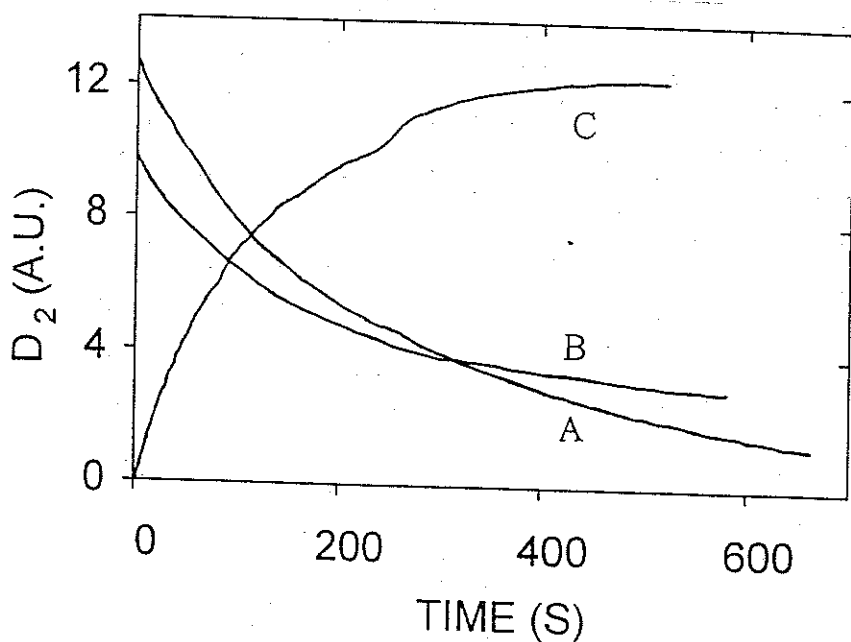


Figure 4.4: Time dependence of the output light intensity detected by detector  $D_2$  at room temperature after three different fixing processes. Fixing conditions corresponding to curve A, B, and C are, respectively,  $T = 20\text{ }^\circ\text{C}$ ,  $82\text{ }^\circ\text{C}$ , and  $150\text{ }^\circ\text{C}$ . For all the three processes, the time for heating the sample was set to  $t = 30\text{ min}$ .

不同温度的热固定。图4.4给出了在三种不同温度下作热固定处理所形成的超晶格在室温下所测到的一束出射光信号随时间的变化曲线。实验中探测光功率固定在 $20\text{ mW}$ 。图中的曲线A是未作任何热固定的超晶格在读出时所表现出的衰减特征。可以看到在均匀探测光的照射下出现了明显的光擦除效应，其指数衰减时间常数在 $280\text{ s}$ 左右。因此当照射时间超过 $10\text{ min}$ 以上后，系统衍射光信号强度就会下降一个数量级。对于与图中曲线B相对应的热固定过程，固定效果开始出现。但是在这一过程中空间电子电荷场未能得到完全中和。只有将样品在 $\sim 100\text{ }^\circ\text{C}$ 以上加热足够长的时间后才会形成能完全抵销空间电子电荷场的空间离子电荷场。这体现在曲线C的初始阶段只观测到很微弱的衍射光信号。随着时间的推移，衍射光信号

强度开始逐渐增强，这是由于均匀探测光将原先的二维超晶格部分擦除，使得在热固定过程中形成的二维超晶格逐渐显露出来，随后这一超晶格与探测光相互作用而在其内激发出四束光波，从而导致了所观测到的增强衍射现象。

#### §4.5 掺铁铈酸锂中二维光学超晶格的光学双稳和滞后现象

为了观测二维光学超晶格的光响应特性，实验中所采用的入射光强随时间变化的特征如图4.5所示。实验中这一模拟的光脉冲是

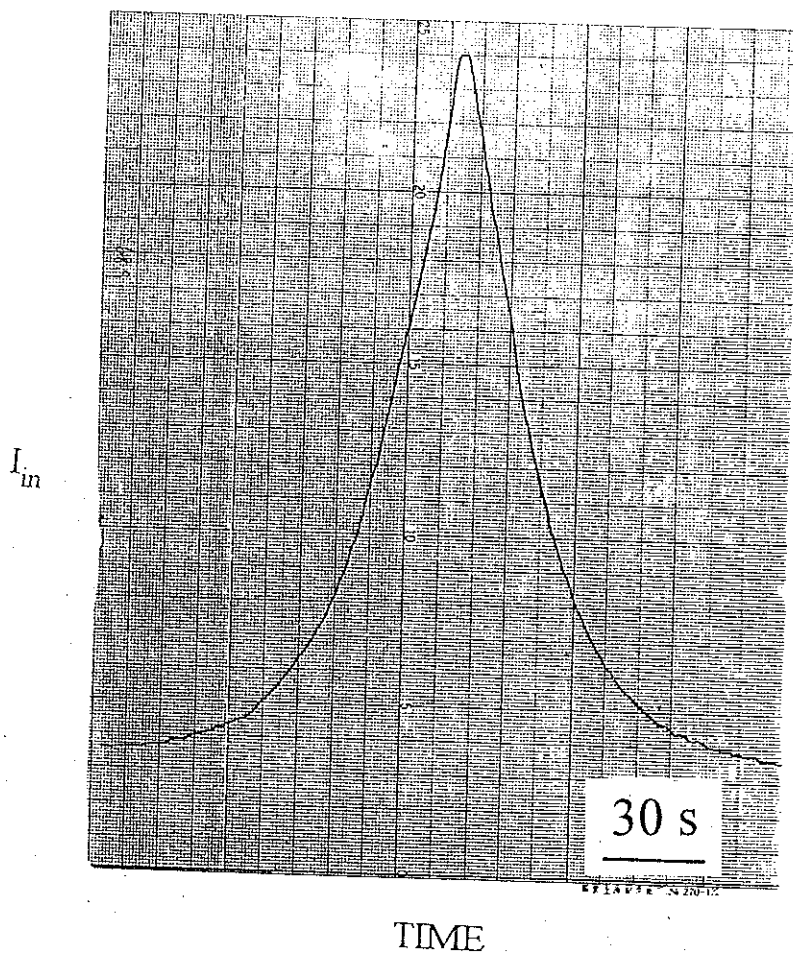


Figure 4.5: Temporal profile of the input light intensity used to observe optical response characteristics in 2D OSLs.

通过旋转减光板(由马达带动)而产生的,其宽度可以通过改变小马达的转速加以控制。为了监视系统的出射-入射行为,实验中将来自探测器 $D_0$ 的信号接到X-Y函数仪的X输入端,而将探测器 $D_1$ 、 $D_2$ 和 $D_2$ 所探测到的出射光信号接到函数仪的三个Y输入端,参见图4.3(a)。二维光学超晶格系统是前面图4.4中的曲线C所指的热固定处理而得到的超晶格系统。在这样的系统中我们观察到光学双稳和滞后现象。实验测得的结果见图4.6。在图中我们给出了三次测量的结果。其中有一次测量出现了信号噪音,不过这是电子线路上的电子信号噪音而并非是光路中所产生的。可以看到对于某一范围内

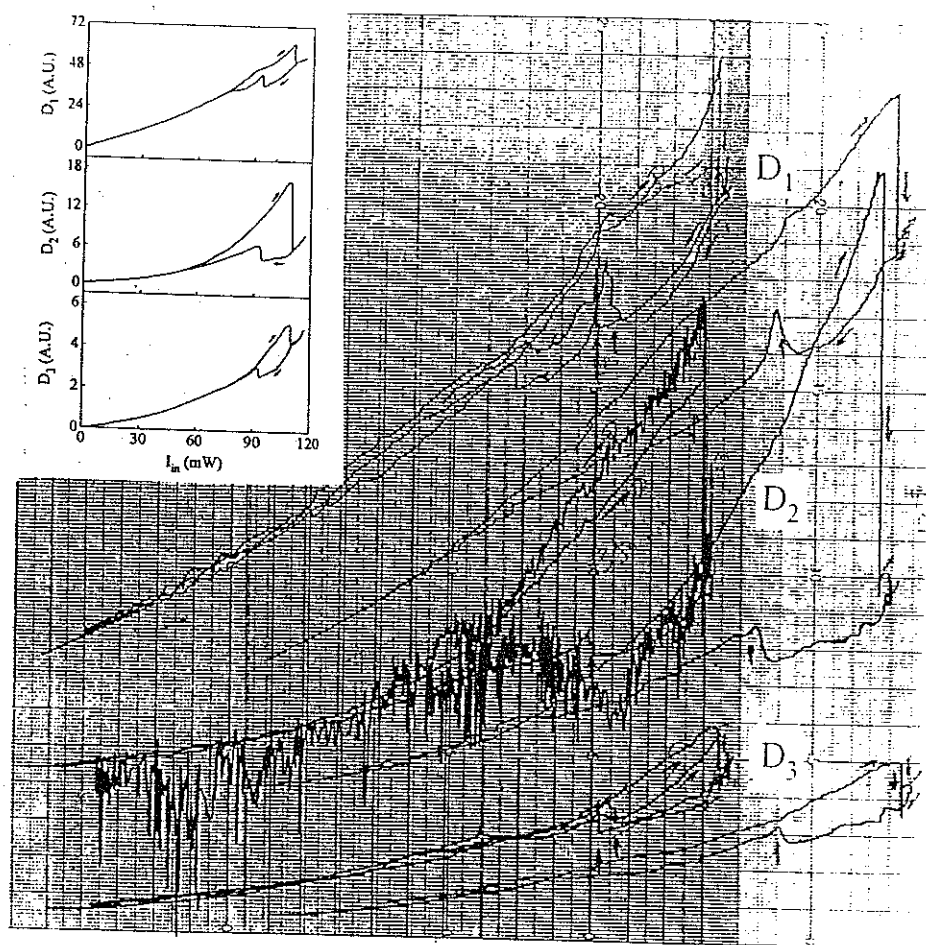


Figure 4.6: Observed optical bistability of the output beams of the 2D OSL thermally fixed at  $T = 150\text{ }^{\circ}\text{C}$  (Fig. 4.4 curve c) at the Bragg angle.

的入射功率，三束出射光都各自出现两个态，至于处于哪一个态上则依赖于入射光能量变化的历史。实验中测到的光“开”转换处的入射功率为110 mW(没有将样品表面的反射考虑进去)。当入射光信号的能量增加或减小而接近光转换的临界点时，出射光信号需经数秒之后才能稳定下来，这是双稳系统中典型的临界怠缓(critical slowing-downing)现象[19]。

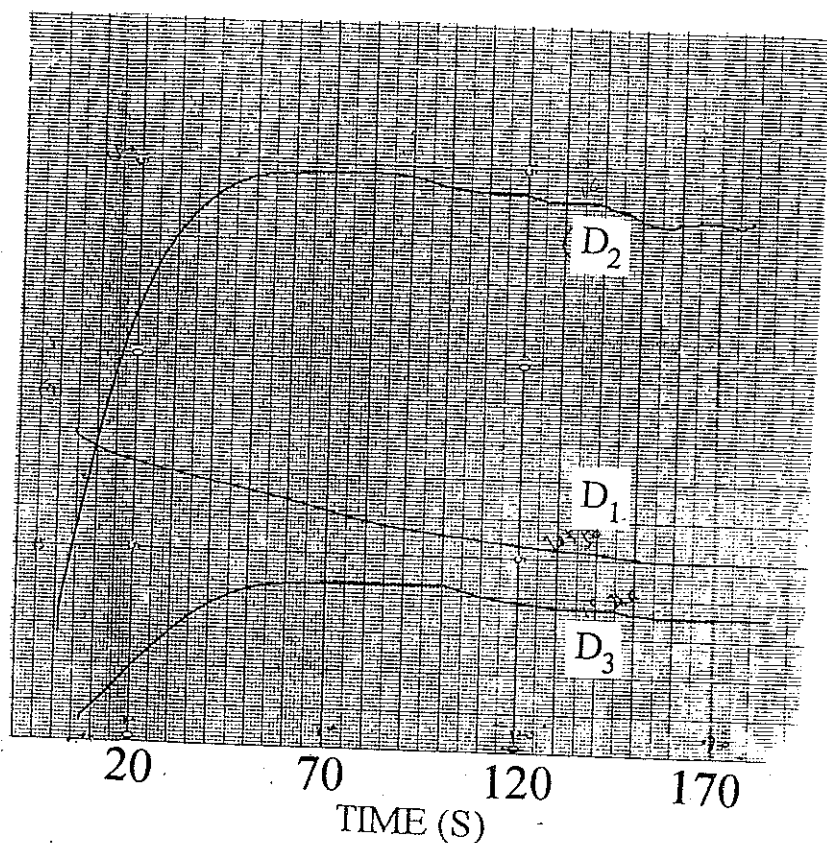


Figure 4.7: Time dependence of the output light intensities at room temperature after the fixing process for a 2D OSL with the same exposure procedure and fixing conditions as that in Fig. 4.6 except that the three writing beams had power of 120 mW in  $A_1$ , 130 mW in  $A_2$ , and 115 mW in  $A_3$ . As a probe beam, beam  $A_1$  of 20 mW incident on the crystal at the Bragg angle was used.

我们还通过改变写入光的强度来制备具有不同的调制幅值的二维光学超晶格。图4.7为另一个二维光学超晶格在经热固定处理后待冷却至室温便随即测得的出射光信号随时间的演化情况。该超晶

格的曝光次序与前面一样，只不过写入光的功率设定在： $A_1$  为 120 mW， $A_2$  为 130 mW，而  $A_3$  为 115 mW。这些值都是指照射到单晶表面的功率。图中再一次看到了热固定效应的存在。这表现在光照射后的初始阶段  $D_2$  和  $D_3$  两个探测器所探测到的信号是从几乎是零而逐渐增加的，并经近 200 s 左右饱和而稳定下来。在这个二维超晶格中

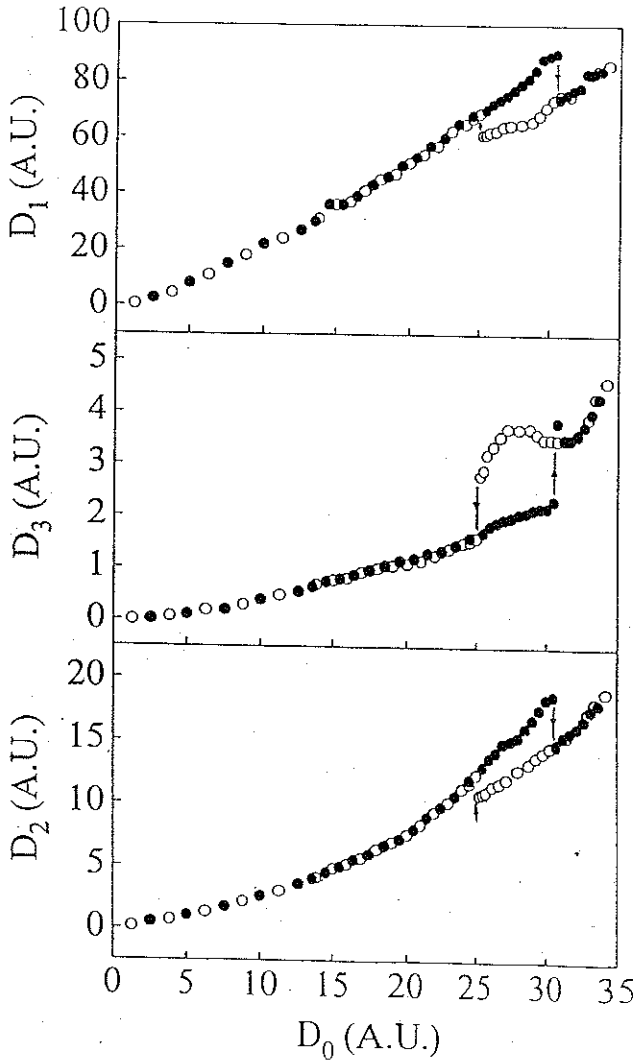


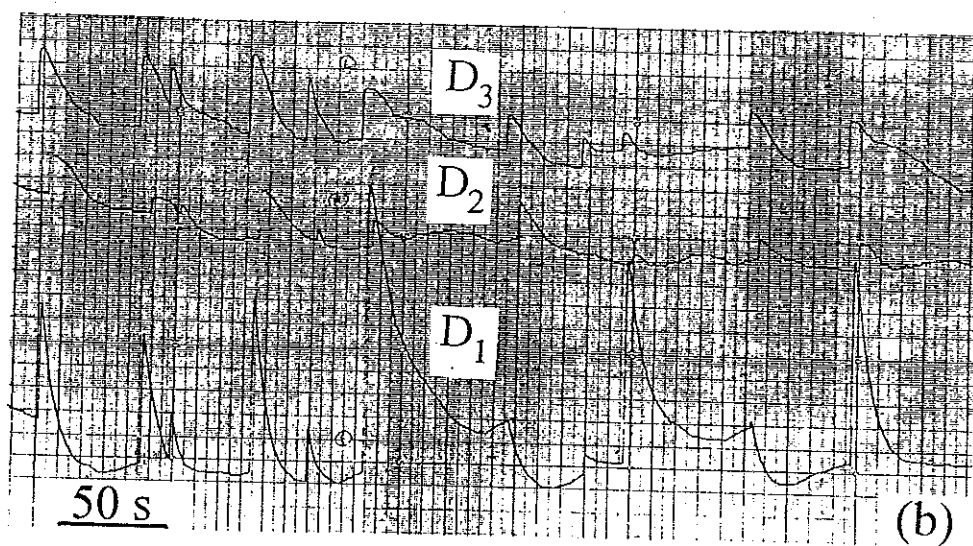
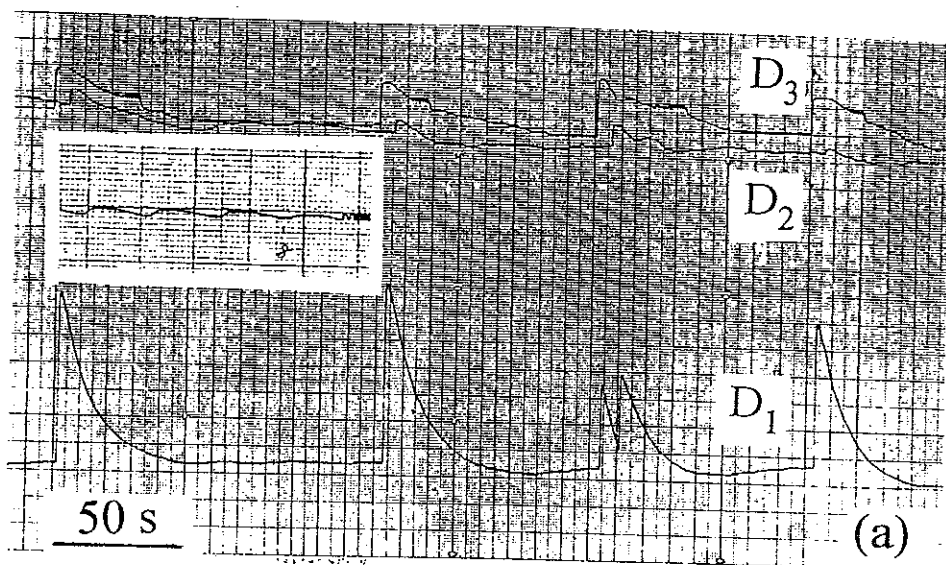
Figure 4.8: Intensities of output beams plotted as function of incident intensity for the 2D OSL in Fig. 4.7. The arrows indicate where the switching occurs.

我们也观测到光学双稳和滞后迴线。图4.8为测量结果。实验中采取了不连续的测量。入射光在 $I_i \leq 90 \text{ mW}$ 范围内变化时,该超晶格系统的光响应特性出现滞后迴线。对于这一超晶格系统,实验中测得光“开”转换位置处的入射光功率在75 mW左右。由于实验中测到的信号起伏比迴线的尺寸小得多,因此没有在图中标出实验数据误差范围。

在早期的研究中[20]我们曾采用三束写入光同时对 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体进行曝光的方法来制备二维光学超晶格。而所采用的曝光时间为30 s。曝光之后也没有对形成的二维超晶格进行任何固定技术处理。尽管 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 晶体在没有光照射时的光栅弛豫时间比较长,但在读出时,尤其是当读出光波长与写入光波长相同时,其擦除效应是十分明显的(前面测出其衰减时间因子在280 s左右)。我们相信早期观察到的出射光信号强度的不连续变化主要归因于光擦除效应所导致的折射率调制幅值的改变[21]。

#### §4.6 掺铁铌酸锂内二维光学超晶格的光学失稳现象

对应于图4.8的二维超晶格,当入射光的强度远高于光学双稳的“开”转换阈值时,出射光信号呈现周期性变化现象。图4.9为相应的测量结果。图中给出的结果是入射光功率分别固定在115 mW和125 mW时三束出射光的时间演化曲线。我们看到图4.9(a)存在两种类型的振荡:一种的时间间隔在数分钟量级,为三束出射光所共有;而另一种的周期( $T_1$ )在秒量级,只出现在其中一束出射光中。同时还应注意到这两种振荡的曲线形状差异。我们首先看第二种失稳现象,它的振荡曲线有点象正弦曲线。这从4.9(a)的插图中可清楚看出。在那里我们是将函数仪的走纸速度由原来的0.1 div/s提高到4 div/s而测得的结果。实验中测出其振荡周期为 $T_2 = 0.31 \text{ s}$ 。这一值与 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 材料的光折变响应时间在同一数量级上[2]。从这一点



TIME

Figure 4.9: oscillating output intensities for the 2D OSL of Fig. 4.7 at an input  $I_i = 115$  mW in (a) and 125 mW in (b). The inset in (a) shows an enlargement of the details of type II optical instability.

看，这种失稳与材料中二维光学超晶格的出现应有着一定的联系。至于说这种失稳为何仅出现在一束出射光中，这可能是晶体的各向异性所致。另外，这种类型失稳的出现还与入射光的能量有关，当

入射光的能量进一步升高时此类失稳消失。图4.9(b)给出了  $I_i = 125$  mW 时的测量结果，从图中看到第二类的失稳消失，但仍出现第一

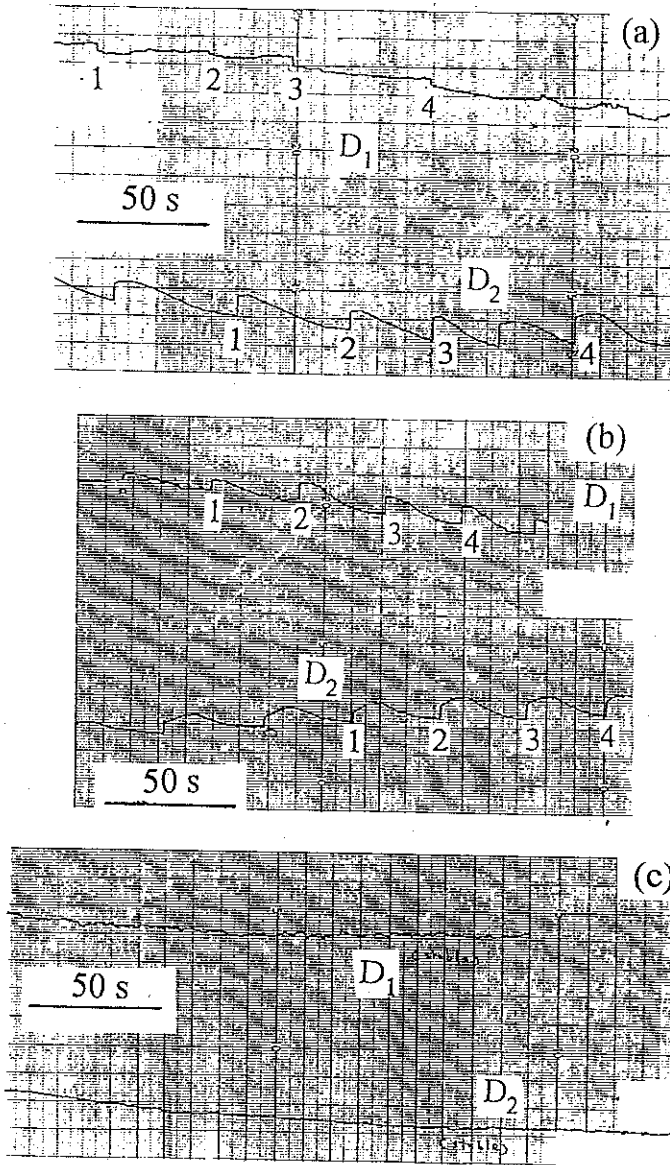


Figure 4.10: Oscillating output intensities of the 2D OSL fabricated in the same way as that in Fig. 4.9 but with different set of beam power. The power of the three writing beams was set equal to 100 mW. The results were measured at an input  $I_i = 135$  mW in (a), 115 mW in (b), and 55 mW in (c).

类的失稳现象。

关于第一类的周期性失稳现象，我们首先注意到的是其失稳曲线的形状。可以看到，每经过一段时间间隔，出射光的强度都发生突变。这表明材料内的二维结构或者说材料内的空间电场存在某种突变。我们知道，通过迁移而建立起来的体内电荷分布不会在这么短的时间内出现如此之大的不连续变化，合理的解释是空气中的电荷与晶体表面的电荷复合导致晶体内空间电场的急剧变化。从图4.9还可看出第一类失稳的周期与入射光能量没有很敏感的依赖关系。由于实验中光源的机械稳定性不佳，所以在这方面未能得到定量的关系。不过看来有一点是可以确信的，这就是只有当入射光能量高于某一阈值时这类失稳才出现。图4.10中给出的测量结果可以说明这一点。实验中二维光超晶格制备的条件是：三束写入光的功率均定在100 mW，制备过程中的曝光次序以及热固定程序与上面两个超晶格的制备情况完全相同。虽然在这样的超晶格中未能观察到光学双稳(见图4.11)，但观察到第一类的失稳现象。图4.11中我们给出了三种不同入射能量下的测量结果。可以看到当入射能量较低时第一类失稳消失。

#### §4.7 结论

采用全息写入法在 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 中制备出二维光学超晶格，成功地实施了热固定技术。通过曝光之后使晶体在 $\sim 100^\circ\text{C}$ 以上加热的固定工艺将二维光学超晶格的寿命由未实施固定前的 $10^2\text{ s}$ 量级提高到 $10^5\text{ s}$ 量级。

在热固定后的二维光学超晶格中观察到光学双稳和滞后迴线。实验结果的重复性好。首次结合 $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ 材料所特有的依赖于光强的光生伏特效应对这一非线性现象给予了合理的解释。

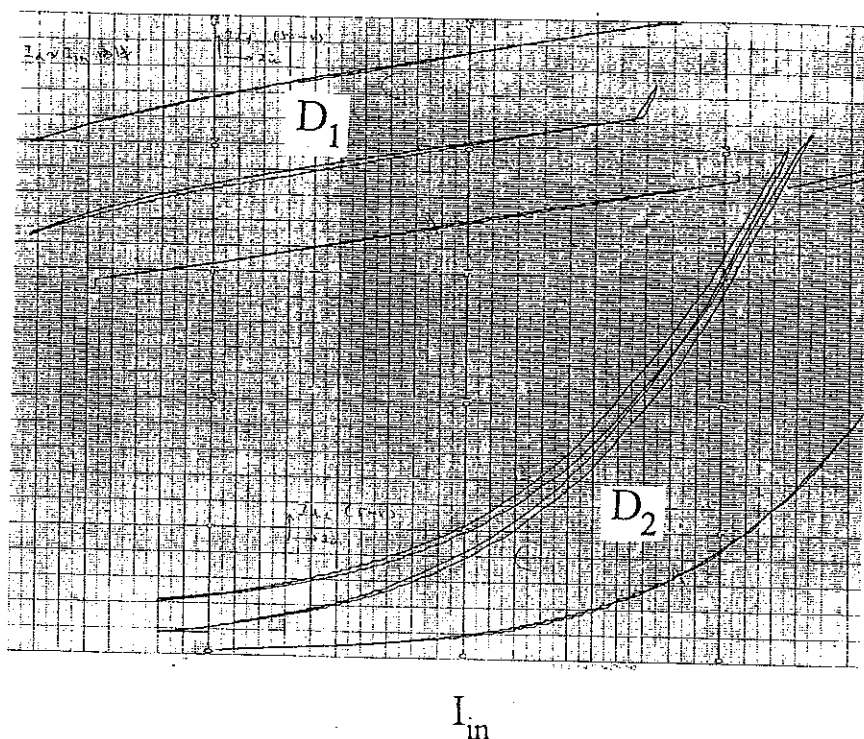


Figure 4.11: Optical response characteristics of the 2D OSL in Fig. 4.10. The results show nonlinear response instead of bistability.

同时，实验中还观察到两种类型的光学失稳现象，一种的周期在 $10^{-1}$  s 量级，而另一种的周期在 $10^2$  s 量级。前一种与材料内二维光学超晶格的形成有关，与理论模型所预见的相一致。而后一种则是空气中的电荷与晶体表面的电荷复合所致。

# Bibliography

- [1] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetski, *Ferroelectrics* **22**, 949 (1979).
- [2] P. Günter, *Phys. Rep.* **93**, 199 (1982).
- [3] J. J. Amodei, W. Phillips, and D. L. Staebler, *IEEE J. Quantum Electron.* **7**, 63 (1971).
- [4] W. Phillips, J. J. Amodei, and D. L. Staebler, *RCA Rev.* **33**, 94 (1972).
- [5] H. Kurz, and E. Kratzig, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 635 (1975).
- [6] H. Kurz, *Philips Tech. Rev.* **37**, 109 (1977).
- [7] D. M. Kim, R. R. Shah, T. A. Rabson, and F. K. Tittel, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 84 (1976).
- [8] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 223 (1968).
- [9] F. S. Chen, *J. Appl. Phys.* **40**, 3389 (1969).
- [10] M. Zgonik and P. Günter, *Ferroelectrics*, **126**, 33 (1992).
- [11] A. Motes and J. J. Kim, *Opt. Lett.* **12**, 199 (1987).
- [12] A. Motes and J. J. Kim, *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1379 (1987).
- [13] C. A. Brost, R. A. Motes, and J. R. Rotge, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1879 (1988).
- [14] A. M. Glass, D. von der Linde, and T. Negran, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 233 (1974).
- [15] D. M. Kim, J. G. Gallagher, T. A. Rabson, and F. K. Tittel, *Appl. Phys.* **17**, 413 (1978).

- [16] Z. L. Wang, J. Wu, Z. J. Yang, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, Proceedings of 1st Sino-American Workshop on Microstructured Crystals for Nonlinear Optics and Related Fields, April 1996, Nanjing, China, p19.
- [17] Z. L. Wang, J. Wu, Z. J. Yang, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, Chin. Phys. Lett. **13**, 440 (1996).
- [18] D. L. Staebler, W. J. Burke, W. Philips, and J. J. Amodei, Appl. Phys. Lett. **26**, 182 (1975).
- [19] H. M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic, Orlando, 1985).
- [20] B. Xu and N. B. Ming, Phys. Rev. Lett. **71**, 3959 (1993).
- [21] Z. L. Wang, J. Wu, Z. J. Yang, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, Solid State Commun. **98**, 1057 (1996).

## 第五章 二维非线性光学超晶格的带隙移动及其光学双稳

### §5.1 引言

根据第二章的分析, 二维光学超晶格能否出现四波动力学下的带隙取决于折射率调制比。对于图2.1所示的衍射几何配置, 当  $m > 1$  时无带隙存在, 第三章中对这一类系统的非线性响应作详细的分析, 由于系统不存在带隙因而这类非线性系统所具有的折射率调制机制光学双稳实质上是在不同的透过态(transmitting state)之间转换的光学双稳。当二维光学超晶格中折射率调制比  $m$  小于1时, 出射光的透射谱上出现了带隙。本章将讨论具有带隙的二维非线性光学超晶格的光传播特性。我们发现, 在考虑了介质的非线性效应后入射光能量的改变将导致带隙位置的移动, 利用这一非线性机制可以设计出新一类的二维光学超晶格双稳器件[1]。

### §5.2 非线性四波动力学的一般理论

我们所考虑的仍是一无损耗的、具有克尔型非线性的二维光学超晶格系统, 如图2.1所示。对于入射波矢存在位相失配的情形, 二维光学超晶格内的激发波  $E_o$  所遵循的已不再是第三章导出的方程(3.4), 取而代之的是如下的非线性矩阵方程,

$$\begin{vmatrix} -4\xi_o + \Delta M'_0 & M_x + \Delta M_x & \Delta M_{x-y} & M_y + \Delta M_y^* \\ M_x + \Delta M_x^* & -4\xi_h + \Delta M'_0 & M_y + \Delta M_y^* & \Delta M_{x+y}^* \\ \Delta M_{x-y}^* & M_y + \Delta M_y & 4\xi_o + \Delta M'_0 & M_x + \Delta M_x^* \\ M_y + \Delta M_y & \Delta M_{x+y} & M_x + \Delta M_x & 4\xi_h + \Delta M'_0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} E_o \\ E_h \\ E_{-o} \\ E_{-h} \end{vmatrix} = 0, \quad (5.1)$$

式中  $M_x$  和  $M_y$  为折射率调制强度,  $\Delta M'_0 = 4\delta + \Delta M_0$ , 而  $\delta = (\omega - \omega_B)/\omega_B$  是用来描述工作频率  $\omega$  相对于布喇格频率  $\omega_B$  的失配参数, 并且假设是一小量。式(5.1)中依赖于入射光强的调制项与式(3.5)完全相同。下面将结合第二章给出的边界条件来讨论具有带隙的二维非线性光学超晶格的光传播特征。为简单起见, 这里仅限于讨论布喇格角入射的情形, 不过上面的理论并不限于布喇格角入射。

对于低能量入射的极限情形, 将方程(5.1)线性化即可得到相应的色散方程,

$$\xi_0^4 + A\xi_0^2 + D = 0, \quad (5.2)$$

式中

$$A = \left(\frac{M_y}{2}\right)^2 \left[-\delta^2 + \frac{(1-m^2)}{2}\right],$$

$$D = \left(\frac{M_y}{2}\right)^4 \left[\frac{1}{16}(1-m^2)^2 + \delta^4 - \frac{\delta^2}{2}(m^2+1)\right].$$

可见对于所有处于区域  $\omega_B - \Delta\omega/2 < \omega < \omega_B + \Delta\omega/2$  内的频率, 方程(5.2)给出虚数解的  $\xi_0$ , 此处  $\Delta\omega$  为频率带隙宽度并由式(2.18)给出。因此对于频率处在带隙内的入射波, 其能量在结构内逐渐衰减, 并通过四波相互耦合而将能量转移到后向波  $K_{-}$  和  $K_{-h}$  中。

为了下面的讨论方便, 我们再引进一个无量纲的小参数  $\Omega$ , 定义为

$$\Omega = 2(\omega - \omega_B)/\Delta\omega, \quad (5.3)$$

入射波的强度仍用  $I_{i,c}$  归一,  $I_{i,c}$  满足  $M_\alpha I_{i,c} = 10^{-4}$ , 且总是取  $M_\alpha = 10^{-4}$ 。

### §5.3 结果和讨论

图5.1给出了二维非线性光学超晶格作为频率失谐参数  $\Omega$  函数的相对出射系数。系统的结构参数为  $m = 0.1$  及  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ 。很显然, 区域  $|\Omega| < 1$  对应于全反射。同时我们还注意到线性近似下在带

隙边缘附近出射系数呈现振荡特性。这是光学双稳建立的必要条件之一。

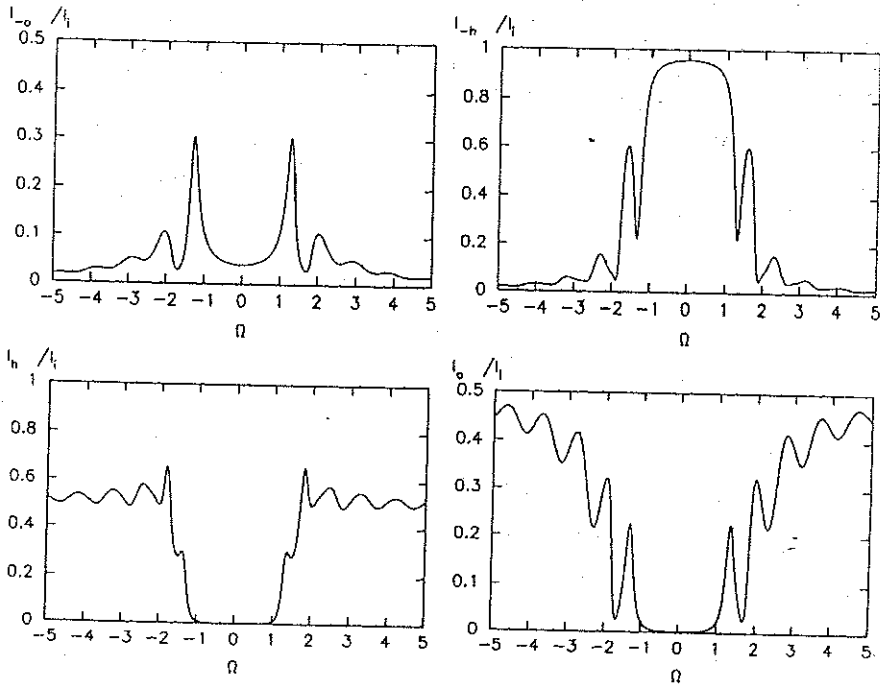


Figure 5.1: Linear output coefficients of four exiting waves of a 2D nonlinear OSL as a function of the frequency detuning parameter  $\Omega$ . The structure parameters are  $m = 0.1$ ,  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ ,  $M_\alpha = 10^{-4}$ , and  $L = 3.5 \times 10^4$ .

当入射光的能量开始增加后，这些频谱线的形状变得不对称，并且带隙的位置向低频一侧移动。这一效应可以用来设计一由入射光驱动的光限幅器来保护仪器免于过载。在一维非线性周期结构[2-6]、半导体[7-9]、有机材料[10]以及富勒结构(fullerence)[11-13]中的光限幅现象也都是人们很感兴趣的研究课题之一。图5.2给出了非线性效应对频谱影响的结果。图中我们给出了两种不同的入射光强下我们感兴趣的带隙低频一侧的非线性相对出射系数。线性谱线也在图中画出以便进行比较。带隙的这种侧移量正比于超晶格内折射率的变化，因而也正比于超晶格内光强的变化。由于超晶格内的光强分布是与频率密切相关的(见图5.1)，因而这一侧移量也密切依赖频

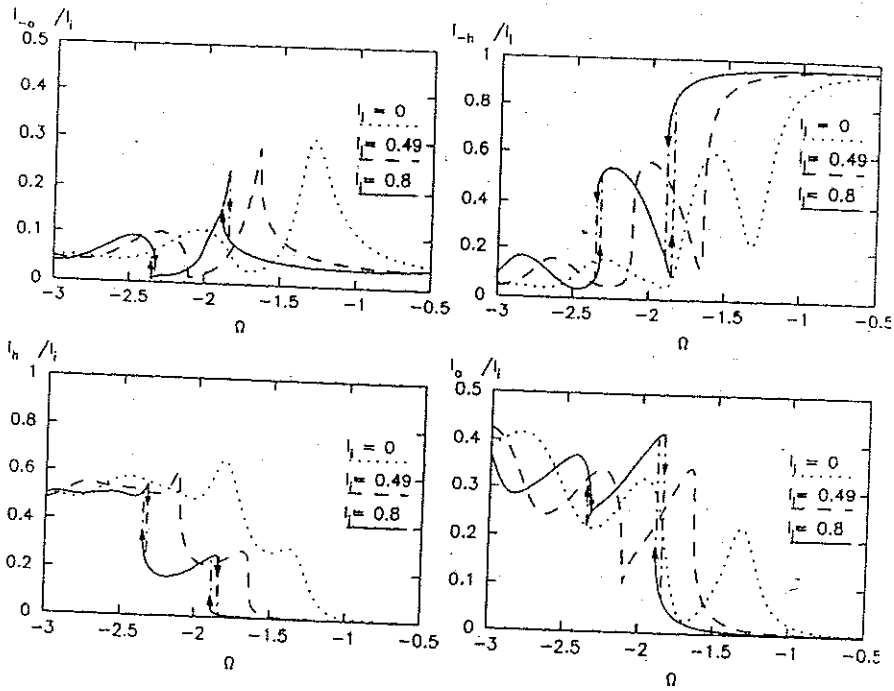


Figure 5.2: Nonlinear output coefficients of four exiting waves of a 2D nonlinear OSL as a function of the frequency detuning parameter  $\Omega$  with various input intensities  $I_i \approx 0$  (dotted),  $I_i = 0.49$  (dashed), and  $I_i = 0.8$  (solid). The structure parameters are as in Fig. 5.1.

率。而谱的最大侧移发生在透射谱的最大陡度位置附近。这就解释了为什么谱线的形状在一定入射量下会出现畸变现象。当入射光能量超过某一阈值时，谱线极度扭曲以致在带隙低频一侧的某些频率处出现了多值解。这是典型的双稳行为。在本例中，光学双稳的入射量阈值为  $I_i = 0.49$ 。因此当入射光强增至  $I_i = 0.8$  时，频谱线就明显依赖于波长扫描的方向。在实际中我们只要将激光器出射光的波长从长波往短波方向扫描，然后沿相反方向再扫描一次就应能观察到这类非线性现象。

对于给定结构参数  $M_y$ ，二维非线性光学超晶格，系统出现单一转换的临界失谐参数  $\Omega_c$  是折射率调制比  $m$  的函数。 $\Omega_c$  与  $m$  之间的关系见图 5.3。我们看到当调制比增加时，尽管临界失谐参数  $\Omega_c$  在迅

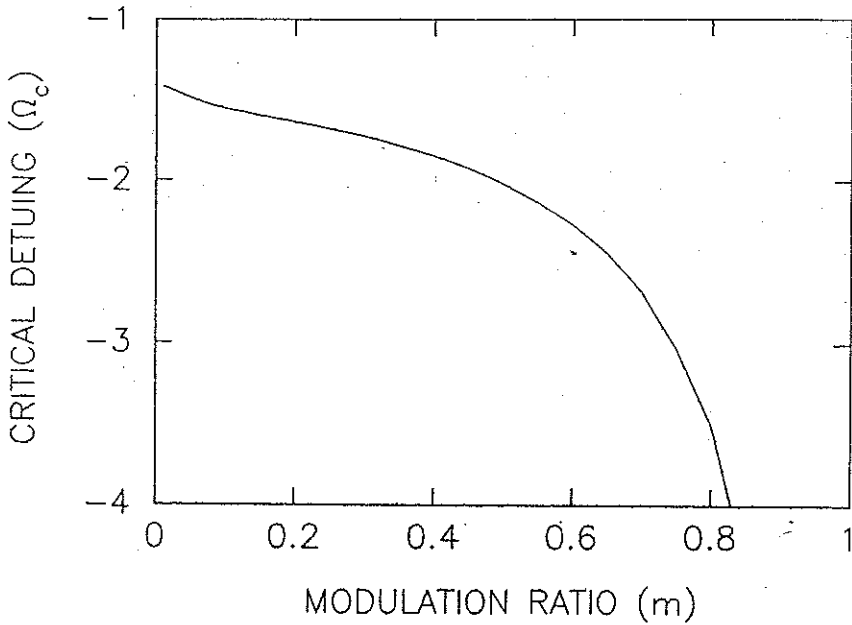


Figure 5.3: Critical value of frequency detuning  $\Omega_c$  as a function of  $m$  for 2D nonlinear OSLs with parameters:  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ ,  $M_\alpha = 10^{-4}$ , and  $L = 3.5 \times 10^4$ . Optical bistability exists for  $\Omega < \Omega_c$ .

速减小，但绝对失谐量并没有这样的敏感依赖关系。这是因为调制比增加时带隙的宽度反而在减小[参见式(2.18)]。

图5.4为出射光强度与入射光强度之间的关系。图中给出了具有不同的频率失谐量的两束入射光的结果，两工作频率都选在带隙低频一侧的通带中(线性情况)因而当入射光强增加时其非线性效应将会使得带隙向这些工作频率处移动。而出现光学双稳的临界失谐参数 $\Omega_c$ 为-1.65。对于失谐量大于1.65并处在带隙低频一侧的入射光来说，在低入射量下它能透过二维非线性光学超晶格，而当入射光能量增加时，由于非线性效应不仅使得带隙向工作频率处移动，而且带隙的宽度也在增加，以致于在一定的入射量下，使得工作频率落入带隙中。此时出射光 $I_o$ 和 $I_h$ 立即消失。当光强减小时出射光光强的变化并没有顺着原先的轨迹，使得出射—入射函数表现出双稳滞后现象。总之，对于频率处在二维光学超晶格带隙低频一侧通

带中的入射光，只要光强具有适当的值，二维非线性光学超晶格就能阻止它的通过。

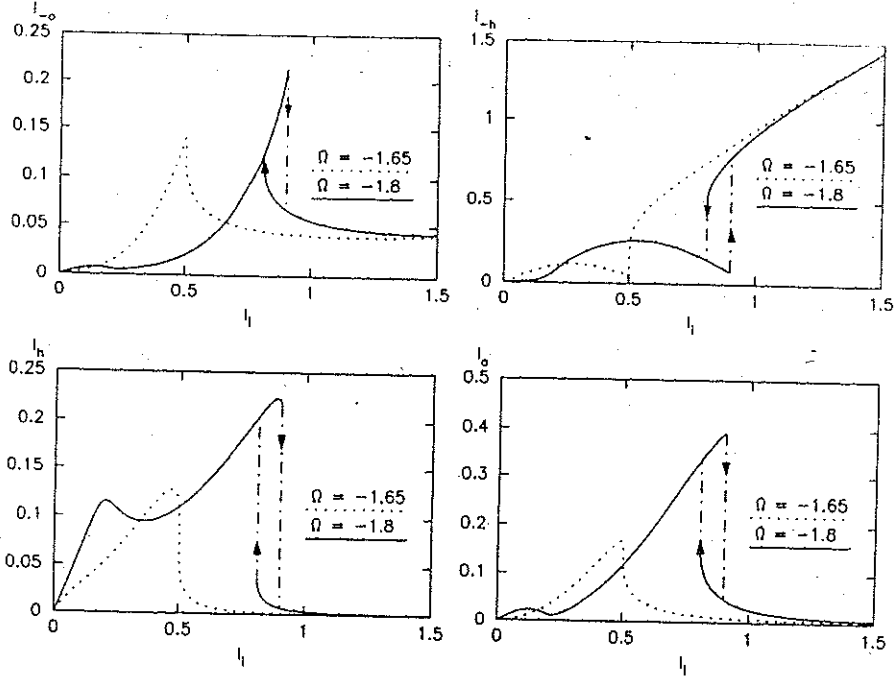


Figure 5.4: Outputs as a function of input (normalized) of a 2D nonlinear OSL for two different frequency detunings:  $\Omega = -1.65$  (dotted) and  $\Omega = -1.8$  (solid). The structure parameters are as in Fig. 5.1.

图5.4中的双稳转换行为与折射率调制机制的光学双稳的不同之处是显而易见的。由于后者所发生的系统不存在带隙，因而在不同的透过态之间的光转换，而前者是基于带隙的出现以及作用在带隙上的非线性机制(带移及带隙加宽)，因而这种双稳是在透过态与非透过态之间的双稳转换。

对于具有结构参数  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$  的二维非线性光学超晶格系统，图5.5总结了这些系统光学双稳滞后区域的宽度对失谐参数以及折射率调制比的依赖关系。可以看到随着失谐量的增加，滞后迴线也在增加，不过这同时也需要更高的入射光强。因此为了降低光学双稳的转换场，工作频率应选在靠近带隙的低频区，而超晶格的

调制比也应相对较高些。如果要求出射光  $I_h$  在“开”转换和“关”转换处也具有高的对比度，则又要求调制比不可太大[14]。

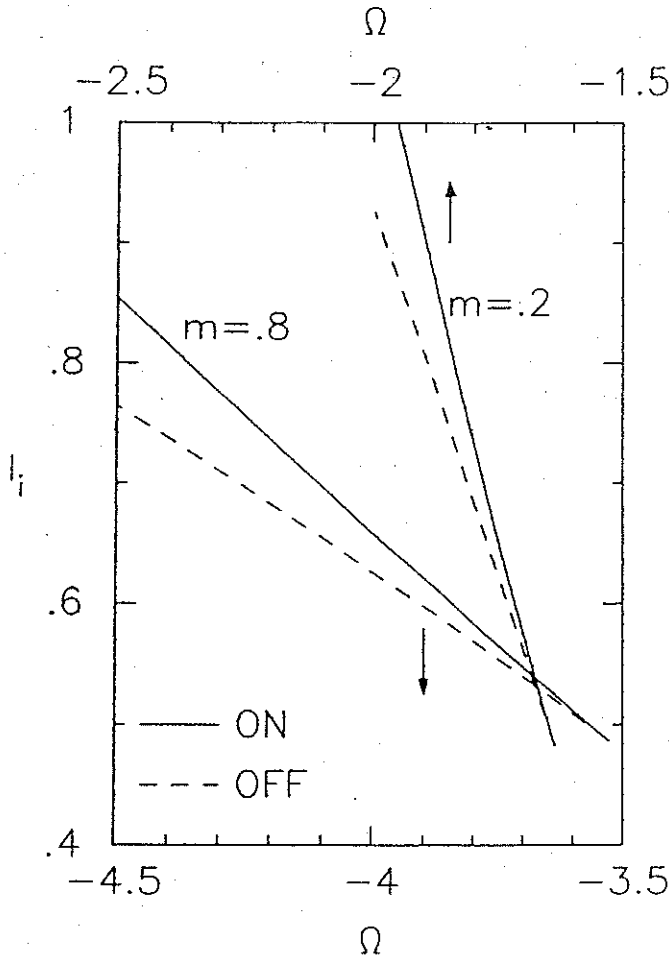


Figure 5.5: “On” and “off” fields for optical bistable operation versus frequency detuning parameter  $\Omega$  for two 2D nonlinear OSLs with different modulation ratios  $m = 0.2$ , and  $m = 0.8$   $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ ,  $M_\alpha = 10^{-4}$ , and  $L = 3.5 \times 10^4$  in both cases.

我们在这里给出的  $M_\alpha > 0$  时的所有结论对具有负的非线性系数的二维非线性光学超晶格系统也成立。不过在这种情况下工作频率应选在带隙高频一侧的通带中，这是因为此时的非线性效应会使得带隙向高频一侧移动。

## §5.4 结论

运用所提出的位相失配下的非线性四波动力学理论研究了具有带隙的二维光学超晶格光传播特性。发现在考虑了材料的非线性效应之后,系统的带隙出现了两方面的变化:一是随着入射光能量的增加,带隙的位置向低频方向移动;二是光强增加时带隙也在变宽。对于频率处在通带中的入射光,适当的入射能量变化可使出射光在透过态与非透过态之间进行光转换。根据这一性质可运用具有带隙的二维光学超晶格来实现以0(即非透过态)和1(即透过态)的二进制方式的信息传递。

# Bibliography

- [1] Z. L. Wang, Y. Y. Zhu, Z. J. Yang, and N. B. Ming, *Phys. Rev. B* **53**, 6984 (1996).
- [2] H. G. Winful, *Appl. Phys. Lett.* **46**, 527 (1985).
- [3] F. Delyon, Y-E. Levy, and B. Souillard, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2010 (1986).
- [4] D. Hennig, H. Gabriel, G. P. Tsironis, and M. Molina, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2934 (1994).
- [5] M. Scalora, J. P. Dowling, C. M. Bowden, and M. Blomer, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1368 (1994).
- [6] L. M. Kahn, *Phys. Rev. B* **53**, 1429 (1996).
- [7] E. W. Van Stryland, Y. Y. Wu, D. J. Hagan, M. J. Stoileau, and K. Mansour, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1981 (1988).
- [8] D. J. Hagan, E.W. Van Stryland, M. J. Stoileau, and Y. Y. Wu, *Opt. Lett.* **13**, 315 (1988).
- [9] W. Ji, A. K. Kukaswadia, Z. C. Feng, and S. H. Tang, *J. Appl. Phys.* **75**, 3340 (1994).
- [10] Q. W. Song, C. Zhang, R. Gross, and R. Birge, *Opt. Lett.* **18**, 775 (1993).
- [11] B. L. Justus, Z. H. Kafafi, and A. L. Huston, *Opt. Lett.* **18**, 1603 (1993).
- [12] A. Kost, L. Tutt, M. B. Klein, T. K. Dougherty, and W. E. Elias, *Opt. Lett.* **18**, 334 (1993).
- [13] M. P. Joshi, S. R. Mishra, H. S. Rawat, S. C. Mahandale, and K. C. Rustagi, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 1763 (1993).
- [14] Z. L. Wang, Z. J. Yang, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, *Opt. Commun.* **123**, 649 (1996).
- [15] B. Xu and N. B. Ming, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1003 (1993).

## 第六章 具有带隙的二维非线性光学超晶格中的带隙孤子

### §6.1 引言

1987年, Chen 和 Mills 对有限尺寸的一维非线性周期介电结构系统作了一数值分析, 发现在一定的入射光强下频率处在系统带隙中的入射光能完全透过该周期结构[1-3]。他们认为导致出现这一现象的根源是在非线性周期结构中一种空间共振即所谓带隙孤子的激发。随后 Mills、Sipe 分别与 Trullinger 及 Winful 合作得到了波传播方程的带隙孤子解的解析表达式[4,5]。关于一维非线性周期结构带隙孤子的动力学行为已有许多研究讨论[6-14]。Yablonovitch [15] 曾经讨论过光子带隙材料许多可能的应用领域, 比如可用作具有高增益的腔。我们知道, 在线性情况下带隙模(gap mode) 是通过缺陷的引入而产生的。而对于非线性的周期结构, 带隙模也可通过带隙孤子实现。最近美国贝尔实验室的研究人员联合加拿大和澳洲的学者在掺  $\text{GeO}_2$  的  $\text{SiO}_2$  玻璃光纤栅中观察到了带隙孤子的传播[16]。

同样地, 二维非线性周期结构系统中带隙的存在也提供了出现多种非线性动力学现象的可能性。最近 John 和 Aközbek 采用变分方法预见了一无限大尺寸的二维光子带隙材料中存在孤波(solitary wave)[17]。我们一直感兴趣的是将这些二维非线性光学超晶格用作光学双稳元件, 所以在论文的前几章, 我们讨论了二维非线性光学超晶格的光响应特性, 证明了光学双稳现象的存在, 而且还发现了克尔非线性所导致的带隙移动现象。Tran [18] 在具有克尔非线性的二维光子带隙材料中也发现了这类隙移现象。本章介绍带隙内的光

波在二维非线性光学超晶格传播特性的理论研究结果。我们首先导出了描述波传播的四个耦合非线性方程。然后联系边界条件对这组方程进行了数值求解。对于一维的非线性周期系统，我们提出的理论能很精确地复制出该系统的解，其中包括一维周期结构的光学双稳和带隙孤子[19]。对于二维光学超晶格，我们发现当材料具有克尔非线性效应时，该超晶格可以容许频率处在其带隙内的入射光波透过它。进一步对结构内场分布的研究表明这种非线性透射共振是由于结构内一种孤子形空间共振的激发所至。这些结果是对具有克尔非线性的二维光子带隙材料中空间共振现象的第一个数值证明[20]。

## §6.2 基本方程

和前面讨论一样，我们考虑频率为 $\omega$ 的光波在具有带隙的二维非线性光学超晶格中的传播，如图2.1所示。电场矢量 $\mathbf{E}$ 和极化矢量 $\mathbf{P}$ 都垂直于它传播所在的 $\hat{x}\hat{y}$ 面。在这样一个二维周期结构中四波理论就是仅保留电场的四个傅里叶分量，

$$E(\mathbf{r}, t) = \sum_{\sigma} E_{\sigma}(y) \exp [i(\mathbf{K}_{\sigma} \cdot \mathbf{r} + \omega t)], \quad (6.1)$$

式中 $E_{\sigma}(y)$ 为在空间缓慢变化的波包函数，矢量 $\mathbf{K}_{\sigma}$ 和 $\mathbf{r}$ 为 $\hat{x}\hat{y}$ 面内的二维矢量，下标 $\sigma$ 表示 $o$ ,  $h$ ,  $-o$ 和 $-h$ 。在低能量极限下函数 $E_{\sigma}(y)$ 实际上就是二维光学超晶格中Bloch波的波幅，而此时这些函数不依赖于空间位置[4]。

我们将式(6.1)代入麦克斯韦方程，并忽略包含 $E_{\sigma}(y)$ 的二阶导数项，同时仅保留正比于因子 $\exp(i\mathbf{K}_{\sigma} \cdot \mathbf{r})$ 的项。令每一因子的系数之和等于零即可得到四个相互耦合的关于 $E_{\sigma}(y)$ 的微分方程，

$$\frac{2i\gamma}{k_B} \frac{\partial E_{\sigma}}{\partial y} = 4(\delta - \xi_{\sigma})E_{\sigma} + (M_x + M_{\alpha}E_{-h}E_{-o}^*)E_h + (M_y + M_{\alpha}E_hE_{-o}^*)E_{-h} + M_{\alpha}(2\sum_{\sigma} |E_{\sigma}|^2 - |E_o|^2)E_o,$$

$$\begin{aligned}
\frac{2i\gamma}{k_B} \frac{\partial E_h}{\partial y} &= 4(\delta - \xi_h)E_h + (M_y + M_\alpha E_o E_{-h}^*)E_{-o} + (M_x + \\
&\quad M_\alpha E_{-o} E_{-h}^*)E_o + M_\alpha(2 \sum_\sigma |E_\sigma|^2 - |E_h|^2)E_h, \\
-\frac{2i\gamma}{k_B} \frac{\partial E_{-o}}{\partial y} &= 4(\delta + \xi_o)E_{-o} + (M_x + M_\alpha E_h E_o^*)E_{-h} + (M_y + \\
&\quad M_\alpha E_{-h} E_o^*)E_h + M_\alpha(2 \sum_\sigma |E_\sigma|^2 - |E_{-o}|^2)E_{-o}, \\
-\frac{2i\gamma}{k_B} \frac{\partial E_{-h}}{\partial y} &= 4(\delta + \xi_h)E_{-h} + (M_y + M_\alpha E_{-o} E_h^*)E_o + (M_x + \\
&\quad M_\alpha E_o E_h^*)E_{-o} + M_\alpha(2 \sum_\sigma |E_\sigma|^2 - |E_{-h}|^2)E_{-h}, \quad (6.2)
\end{aligned}$$

式中  $\gamma = \cos \theta_B$ ,  $k_B$  为布喇格波数, 参数  $\xi_o$  和  $\xi_h$  由式(2.14)所定义且两者的关系满足式(2.19), 而  $\delta = (\omega - \omega_B)/\omega_B$  则是衡量系统偏离布喇格频率  $\omega_B$  的失谐参数。式(6.2)中的  $M_x$  和  $M_y$  为折射率调制强度,  $M_\alpha$  为非线性系数。由于我们感兴趣的只是那些靠近布里渊区边界  $K_\sigma = k_B$  的波矢, 因而在推导方程(6.2)时已采取了式(2.16)的近似处理。

如果令参数  $M_\alpha$  为零, 则  $E_\sigma(y)$  便与  $y$  无关。这样令一适当的  $4 \times 4$  矩阵为零即可得到布喇格角入射时二维光学超晶格的色散关系,

$$\xi_o^2 = \frac{M_y^2}{8} \left[ \delta^2 - \frac{1-m^2}{2} \pm (\delta^2 + 3\delta^2 m^2 - 3\delta^4)^{1/2} \right]. \quad (6.3)$$

可以看出这一具有四分支的色散关系中存在一带隙, 其下界为  $\omega_- = \omega_B - \Delta\omega/2$ , 而上界则为  $\omega_+ = \omega_B + \Delta\omega/2$ , 此处  $\Delta\omega$  为带隙宽度, 并由式(2.18)给出。下面我将把注意力集中在频率落在带隙内边缘处的入射光在二维非线性光学超晶格内的传播性质。

如果设二维光学超晶格的入射面为  $y = 0$ , 出射面为  $y = -l$ , 则关于  $E_\sigma(y)$  的边界条件可写成,

$$\begin{aligned}
E_i &= E_o(0), \\
0 &= E_h(0), \\
0 &= E_{-o}(l) \exp(-iK_{-oy}l), \\
0 &= E_{-h}(l) \exp(-iK_{-hy}l), \quad (6.4)
\end{aligned}$$

式中  $E_i$  为入射波电场幅值。我们通过数值计算方法寻求既满足方程 (6.2) 又满足边界条件的那些  $E_o(y)$ ，然后求得系统的四束出射光强。

### §6.3 带隙孤子

#### 6.3.1 一维非线性周期介质中的带隙孤子

作为上面理论的特例，也是用来检验理论的近似程度，我们首先讨论一维情形的结果。

注意到如果超晶格  $x$  方向的调制相对  $y$  方向的调制可忽略且是垂直入射 ( $\gamma = 1$ )，则方程组 (6.2) 将简化为一对描述波在一维非线性周期介质中传播的非线性微分方程。Winful 等曾采用常规的耦合模理论证实了该系统中带隙孤子的存在 [21]。虽然本章理论的出发点 (方程 6.1) 与文献 [21] 稍有不同，但导出的基本方程 (6.2) 也能很精确地给出这些带隙孤子解。

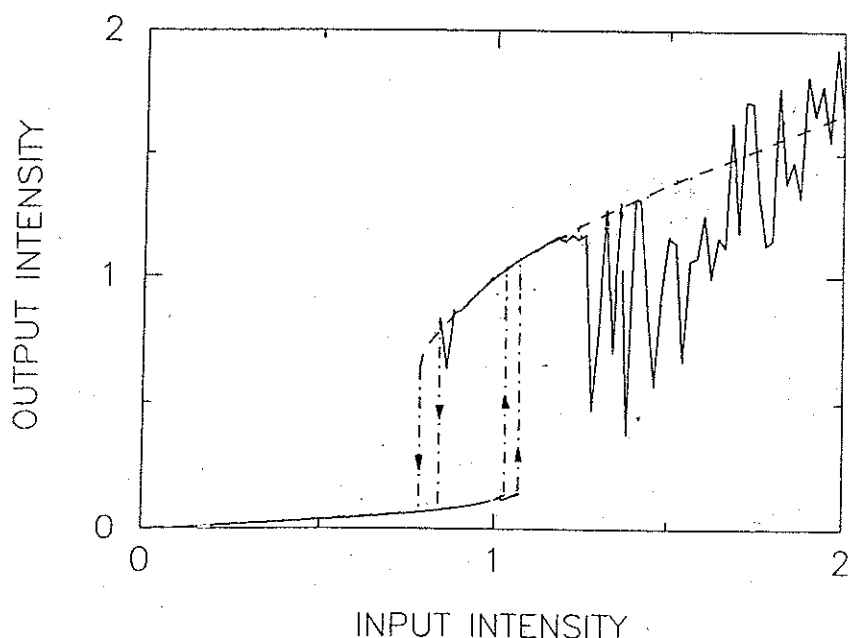


Figure 6.1: Output versus input intensity of 1D nonlinear periodic structure obtained using different theories: dashed curve in coupled wave theory and solid one in the present theory.

图6.1为求得的一维非线性周期结构的出射—入射光强的结果。所有的结构参数都取自文献[22]。为了便于比较,在图中也给出了耦合模理论[22]的结果。可以看出虽然两种理论给出的光转换场稍有差异,但就整个入射范围而言,两种理论所得到的结果还是相当一致的。在高能量区域,我们的数值计算出现了不收敛。不过在这段区域这些不收敛还是合理的,因为根据与时间有关的动力学分析[23,24]当介质的弛豫时间远小于光通过介质的时间间隔时,图6.1中的上支曲线所对应的态总是不稳定的,出射光信号会出现自脉冲或混沌现象。而对于图中的下支,我们的数值计算总是收敛的,这也与文献[23,24]中的结果也相一致。

从图6.1中可以看到在入射光强 $I_i = 1$ 处出现了透射共振。事实上无论哪一种理论,对应于 $I_i = 1$ 都有两个不同的出射态。而与这

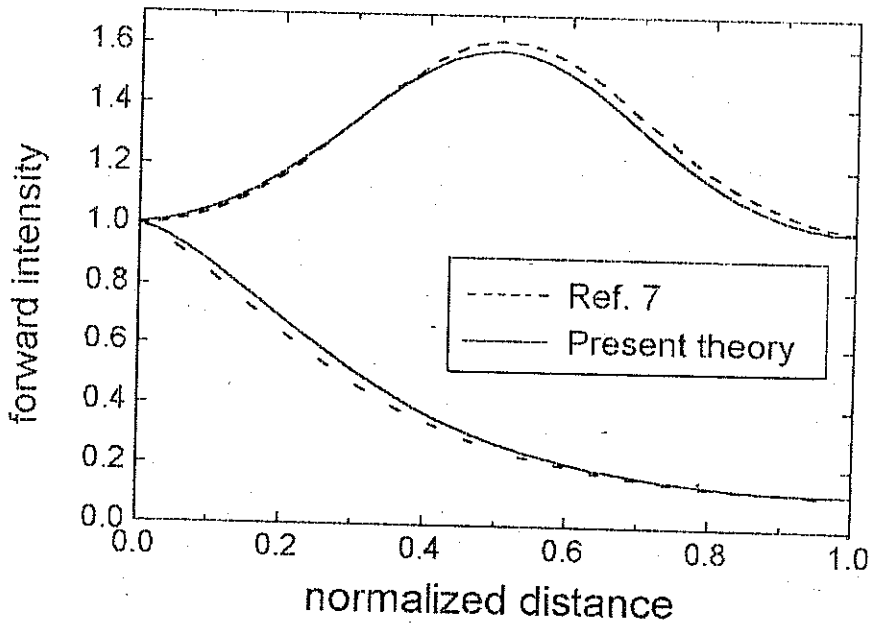


Figure 6.2: Spatial distribution of field intensity within a 1D nonlinear periodic medium obtained using different theories: dashed curves in the coupled wave theory and solid ones in the present theory. The distance is normalized in units of  $l$ , the thickness of the structure. The lower curves correspond to field intensity distribution before switching, while the upper ones correspond to after switching. The upper curves are the nonlinear spatial resonance or gap solitons.

些不同的出射态相对应的是两种截然不同的光场空间分布形式，如图6.2所示。首先我们再一次看到两种理论所得到的场分布结果吻合得相当好。其次图中下端的分布形状正是我们所期望的光波频率满足布喇格条件时入射光场的近似于指数形式的衰减曲线，而上端的分布却是在相同的入射量下一维非线性周期结构内的空间共振或带隙孤子，正是这些带隙孤子的激发才导致了一维非线性周期结构透射共振现象的出现。

### 6.3.2 二维非线性光学超晶格内的带隙孤子

为简单起见我们仅限于讨论布喇格角入射的情况，并且作为一个典型的例子，我们将二维非线性光学超晶格的结构参数设定为  $m = 0.1$ ,  $M_y = 4.5 \times 10^{-4}$ 。现在我来讨论一些主要的结果。

在图6.3中我们给出了作为频率失谐参数  $\Omega$  函数的线性相对出射

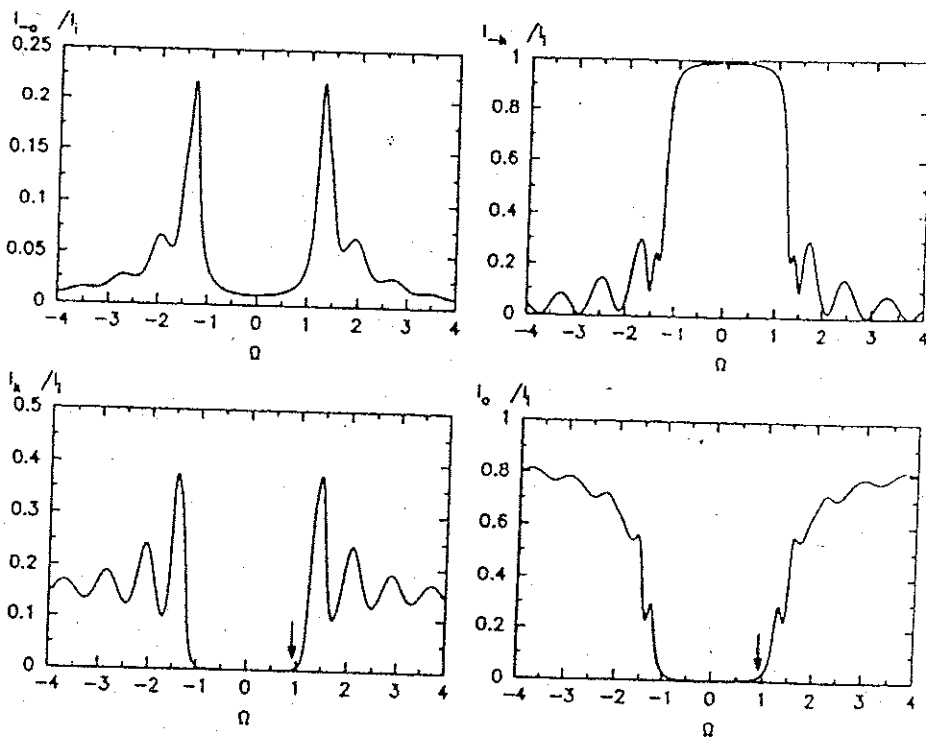


Figure 6.3: Linear frequency spectra of four exiting waves of the 2D nonlinear OSL in the vicinity of the stop gap.

系数。二维光学超晶格的带隙对应于 $|\Omega| < 1$ 的区域。

相对出射量与归一化的入射量之间的关系如图6.4所示。图中结果的计算所采用的参数 $\Omega$ 为-0.99，这一值对应于一处在带隙内但位于其顶部的工作频率。图6.3中的小箭头表示了这一频率。我们看到对于 $M_\alpha > 0$ ，在较低的阈值下即出现了透射共振。对于频率处在带隙内但靠近带隙的底部的入射光，要实现透射共振则要求材料的非线性系数 $M_\alpha$ 小于零。

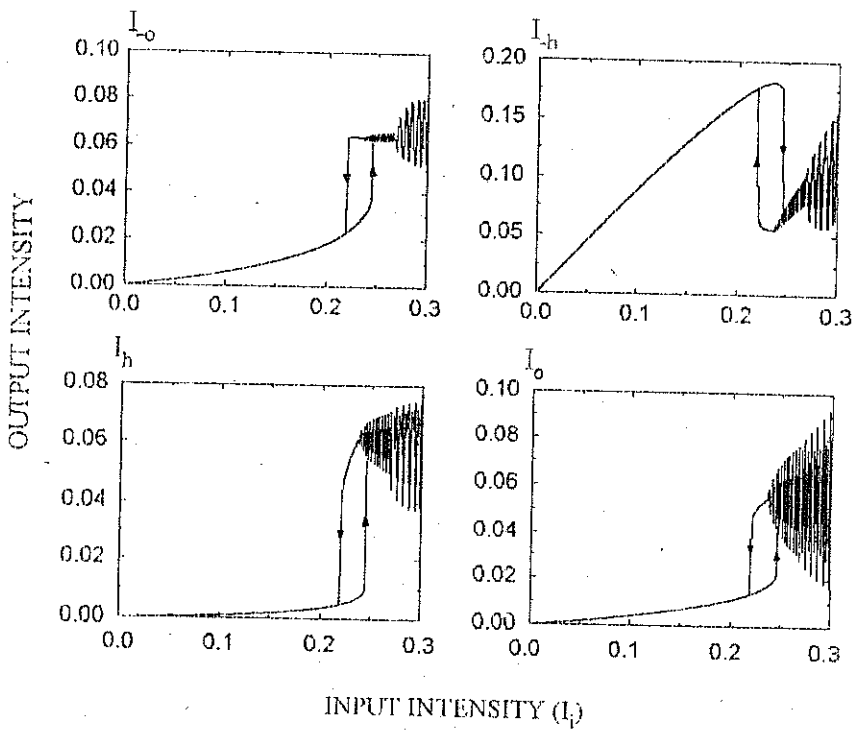


Figure 6.4: Outputs versus input of the 2D nonlinear OSL for frequency detuning  $\Omega = 0.99$ .

图6.5中给出的结果让我们能够洞察出具有带隙的二维非线性光学超晶格透射共振的根源。在该图中我们画出了在入射量 $I_i = 0.24$ 时的两个不同的出射态所对应的光场强度 $|E_\sigma(y)|^2$ 的分布。 $|E_\sigma(y)|^2$ 的度量单位为 $I_i$ 。可以看到对应于透射共振，入射光与超晶格内一孤子形客体(object)相耦合，而这一客体是以静态的方式存在于结构的

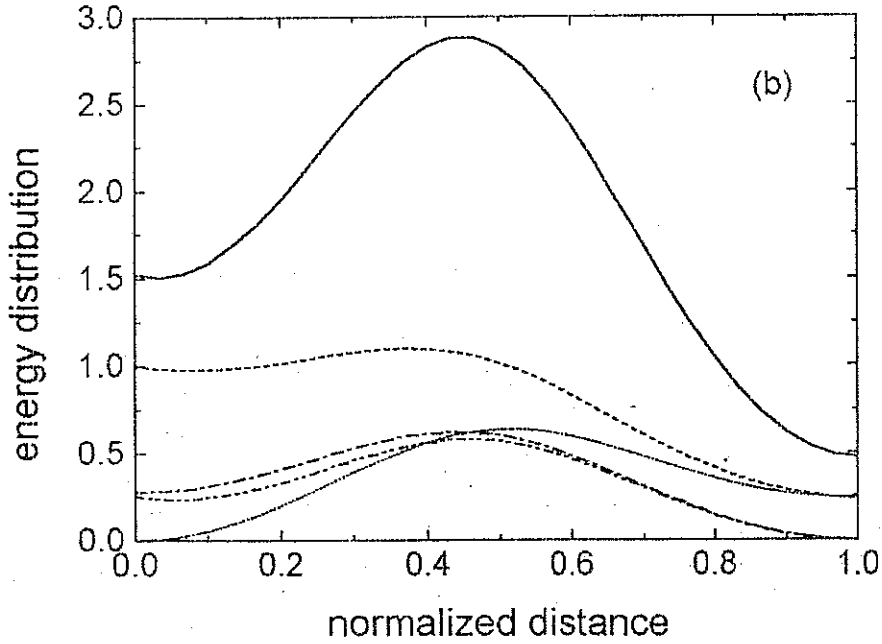
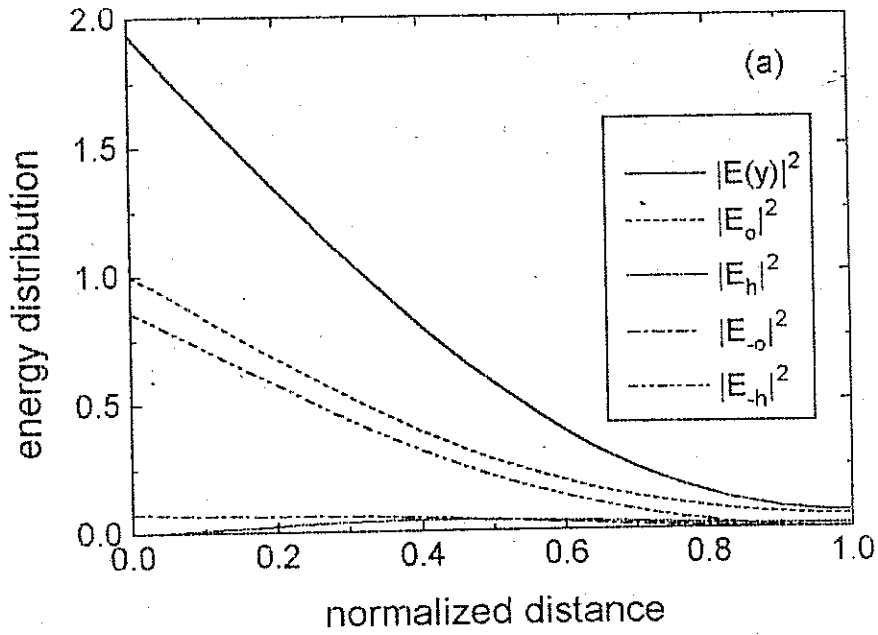


Figure 6.5: Spatial intensity distribution inside the 2D nonlinear OSL (a) before switching and (b) after switching. The square module of the four excited wave amplitudes are also shown. The distance is normalized in units of  $l$ , the thickness of the structure.

中间区域。不过与一维情形不同的是二维非线性光学超晶格内的光自局域态包含了由两个倒格矢所构成的完备基 $G_x$ 和 $G_y$ 的布喇格散射[20]。无论在带隙的上或下边缘处我们都发现了这种透射共振现象,而随着频率远离带隙边缘深入带隙中央,数值计算同样出现了失稳现象,所以在这儿我们仅讨论带隙边缘处的频率。对于这些入射波,二维非线性光学超晶格内激发的孤子的尺寸是空间调制周期的许多倍。这种带隙孤子激发导致透射共振的现象非常类似于量子力学中我们熟悉的势垒透射共振。

#### §6.4 结论

基于首次导出的四个相互耦合的非线性微分方程,研究了带隙内光波在二维非线性光学超晶格中的传播特性,发现用频率处在带隙中的光波入射这些系统时,在并不高的入射强度下即发生透射共振现象。当光强增加至一定值时系统呈现出从低透射到高透射态的光转换。超晶格内孤子形空间共振的激发导致了这种透射共振。

# Bibliography

- [1] W. Chen and D. L. Mills, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 160 (1987).
- [2] W. Chen and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **35**, 524 (1987).
- [3] W. Chen and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **36**, 6269 (1987).
- [4] D. L. Mills and S. E. Trullinger, *Phys. Rev. B* **36**, 947 (1987).
- [5] J. E. Sipe and H. G. Winful, *Opt. Lett.* **13**, 132 (1988).
- [6] D. N. Christodoulides and R. J. Joseph, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1746 (1989).
- [7] H. G. Winful, R. Zamire, and S. Feldman, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1001 (1991).
- [8] R. E. Nabiev, P. Yeh, and D. Botez, *Opt. Lett.* **18**, 1612 (1993).
- [9] J. Feng, *Opt. Lett.* **18**, 1302 (1993).
- [10] L. M. Kahn, K. Huang, and D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **39**, 12449 (1989).
- [11] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **38**, 5149 (1988).
- [12] A. B. Aceves and S. Wabnitz, *Phys. Lett. A* **141**, 37 (1989).
- [13] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *Opt. Lett.* **14**, 871 (1989).
- [14] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **42**, 2858 (1990).
- [15] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987).
- [16] U. Mohideen, R. E. Slusher, V. Mizrahi, T. Erdogan, M. Kuwata-Gonokami, P. J. Lemaire, J. E. Sipe, C. M. de Sterke, and N. G. R. Broderick, *Opt. Lett.* **20**, 1674 (1995); B. J. Eggleton, R. E. Slusher, C. M. de Sterke, P. A. Krug, and J. E. Sipe, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1627 (1996).
- [17] S. John and N. Aközbek, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1168 (1993).
- [18] P. Tran, *Phys. Rev. B* **52**, 10673 (1995).

- [19] Z. L. Wang, N. B. Ming, to be submitted.
- [20] Z. L. Wang, N. B. Ming, to be submitted.
- [21] H. G. Winful, R. Zamire, and S. Feldman, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1001 (1991).
- [22] H. G. Winfull, J. H. Marburger, and E. Garmire, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 379 (1979).
- [23] H. G. Winful and G. D. Cooperman, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 298 (1982).
- [24] C. M. de Sterke and J. E. Sipe, *Phys. Rev. A* **42**, 2858 (1990).