

曲阜师范大学

硕士学位论文

一维光子晶体传输特性的研究

姓名：高艳

申请学位级别：硕士

专业：凝聚态物理

指导教师：苏希玉

20070401

摘要

光子晶体是一种新型人工合成材料,其主要特点就是存在光子带隙。一维光子晶体在特定波长范围内对 TE 波和 TM 波来说,是一种从垂直入射到掠入射的全角度范围内都具有极高反射率的反射器,该波长范围就是一维光子晶体的光子禁带。这种介电常数呈周期性分布的材料可以改变在其中传播的光子的行为,由于光子晶体能够控制光在其中的传播,所以在光通信、微波通信等方面有着广泛的应用。近几年来,光子晶体已成为国内外的研究热点之一。

本论文的主要内容如下:

1.第一章系统地介绍了光子晶体产生的历史背景、物理基础及主要特点。并对光子晶体的制备方法、理论研究方法作了分析比较。列举了光子晶体的几个应用领域和目前光子晶体的主要研究方法,明确了本论文的研究目的。

2.第二章从麦克斯韦方程组出发,推导了光在光子晶体中传播的基本微分方程和一维光学传输矩阵理论。传输矩阵理论计算量小,精确度高,可以方便地计算一维光子晶体的能带特性。

3.第三章讨论了含负折射率材料一维光子晶体的能带特性,发现其透射峰随光子晶体周期数的增加迅速变窄,并进一步研究了含负折射率材料光子晶体的角度特性。

4.第四章利用光学传输矩阵法对由铁磁材料组成的一维光子晶体的能带结构进行了数值模拟计算。通过计算,发现铁磁光子晶体的带隙宽度随介质层厚度的增加是成非线性变化的。通过适当调节介质层的厚度可以构造宽禁带光子晶体,这为多通道窄带滤波技术的进一步发展提供理论基础。

关键词: 一维光子晶体, 能带结构, 负折射率材料, 铁磁材料, 传输矩阵法

Abstract

Photonic crystal is a new type of artificial materials with characteristic of photonic band gap (PBG) structure. One-dimensional photonic crystal is a kind of periodic medium reflector that has very high reflectivity in the whole range of incident angle within a given wave band, which is the band gap of the one-dimensional photonic crystal. Because photonic crystal can control the flow of photons, It has been widely used in the fields of optical communication, microwave communication. It has become one of the most important topics of the world.

The summary of the dissertation is as follows:

1. The historical background, the physical foundation and the main properties of photonic crystals are introduced in chapter I. Different design methods and different theoretical research methods are also compared in this chapter. Finally, possible utilization and main research fields in photonic crystal are listed so that we can set the aim of the present thesis.

2. We derived the basic differential equation of light spreading in photonic crystal and the theory of one-dimensional optical transfer matrix from the Maxwell's equation in chapter II. This theory has small calculation quantity and high precision in calculation and can calculate the band gap properties of photonic crystals.

3. The characters of band structure in one-dimensional photonic crystals containing negative refraction materials are discussed in chapter III. The result shows that the transmission bands varying with the number of period of the photonic crystal containing negative refraction materials, and the angular property is further studied.

4. The optical transmission properties of one-dimensional photonic crystals composed of ferromagnetic materials are studied by transfer matrix method.

The band gap of photonic crystals composed of ferromagnetic materials is found increasing nonlinearly with the thickness of dielectric layer. By adjusting the thickness of dielectric layer properly, photonic crystals with broader band gap can be made, which will provide theoretical support for multi-channel narrow pass band filtering.

Keywords: one-dimensional photonic crystals, band gap structures, negative refraction materials, ferromagnetic materials, transfer matrix method

第一章 引言

在过去的半个世纪中,人们通过对半导体的研究使得对电子的控制能力大大增强,随之产生了各种微电子器件以及大规模的集成器件,推动了电子工业和现代信息产业的迅速发展,从此人们进入了今天的信息时代。但这也不可避免地引发了一系列问题,比如电路中能量损耗过大,导致集成片发热。此外由于高速处理对信号在器件中的延迟提出了更高的要求,半导体器件的能力已基本到达了极限,因此科学家们把目光从电子转向了光子。

自从 1960 年制成第一台激光器以来,人们对光的特性以及光与物质的相互作用的理解日益深刻,尤其是 1970 年提出光子学概念后,光子学、光子技术得到了突破性进展。与电子相比,光子有着它自身的优势:光子是以光速运动的微观粒子,速度快;它的静止质量为零,彼此之间不存在相互作用,即在光线交会时也不存在干扰;它还有电子所不具备的频率和偏振等特性。电子能带和能隙结构是电子作为一种波的形式在凝聚态物质中传播的结果,而光子和电子一样具有波动性,那么是否存在这样一种材料,能让光子作为某种形式的波在其中传播也产生光子能带和能隙呢?在人们的反复思考和不断试验中,上世纪 80 年代末,光子晶体便应运而生了。

§ 1.1 光子晶体概述

光子晶体是一种新型的人造光学材料,是介质或金属材料在空间成周期排列的晶体。这是八十年代末提出的新概念,这种介电常数呈周期性分布的材料可以改变在其中传播的光子的行为,而光子晶体理论的提出为精确控制光子的运动提供了可能,如同现在在半导体中控制电子的运动一样。光子晶体不仅具有理论价值,更具有非常广阔的应用前景,有望在未来的光通信、光子集成器件等领域占据首要地位,为科学技术的发展和人类文明的进步带来新的推动力^[1]。光子晶体概念提出来后,引起了全世界科学家的广泛关注,

因此, 1999 年 12 月 7 日美国的 **Science** 杂志把光子晶体列为十大研究热点之一。

1.1.1 光子晶体的概念

光子晶体的概念是由 Yablonvitch^[2]和 John^[3]在 1987 年各自独立提出的, 它是根据传统的晶体概念类比而来的。他们最初的想法是用一种材料来改变在其中传播的光的性质, 就像我们利用半导体材料改变在其中通过的电子的性质一样。我们知道, 在半导体材料中, 原子排布的晶格结构产生的周期性电势场影响着在其中运动的电子的性质, 电子将形成能带结构。Yablonvitch 主要着眼于控制材料的自发辐射性质, 而 John 则侧重于研究无序介质对光局域化的影响, 他们提出了介电函数呈周期性变化的结构能够影响材料中光子的状态模式, 由此可以设计出能影响光子能带性质的材料。由此想到将介电常数不同的介质材料在空间周期性排列形成的结构将改变在其中传播的光的性质, 由于介电常数存在空间上的周期性, 所以它对光的折射率同样有周期性分布, 在其中传播的光波的色散曲线也会形成带状能带结构, 即光子能带 (Photonic band), 光子能带之间可能出现带隙, 即光子带隙也叫光子禁带 (Photonic band gap, 简称 PBG)。频率落在光子禁带中的光子, 在某些方向上是被严格禁止传播的。我们把具有光子带隙的周期性介电结构叫做光子晶体 (Photonic crystals)。光子晶体和自然晶体一样都具有周期性结构, 许多研究自然晶体的概念都被运用到光子晶体的研究中去, 如能带结构、态密度、缺陷态、倒格子、布里渊区、色散关系、Bloch 函数、Van Hove 奇点等。

1.1.2 光子晶体的分类

根据组成光子晶体的介质在空间的排列方式的不同, 可以将其分为一维、二维和三维光子晶体, 其空间结构如图 1.1.1 所示

所谓一维光子晶体是指介质只在一个方向上呈周期性排列的结构, 相当于不同介质组成的多层膜材料。简单结构的一维光子晶体通常由两种不同的介质交替叠层生长而成, 在垂直于介质层方向上介电常数是空间位置的周期

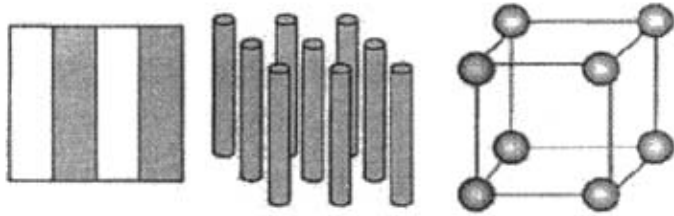


图 1.1.1 光子晶体的空间结构

性函数，而在平行于介质层平面的方向上介电常数不随空间位置变化。最初人们认为，一维光子晶体的光子带隙只可能出现在这个方向上。然而后来 Joannopoulos 和他的同事从理论和实验上指出一维光子晶体也可以具有全方位的三维带隙结构^[4]，因而在某些器件的制备中可以用一维光子晶体材料来代替二维、三维的光子晶体材料。并且，一维光子晶体在结构上最为简单，易于制备，因此一维光子晶体具有很大的研究意义和实际应用价值。

二维光子晶体是指在二维空间各方向上具有光子频率禁带特性的材料，它是由许多介质杆平行均匀地排列而成的。这种结构在垂直于介质杆的方向上（两个方向）介电常数是空间位置的周期性函数，而在平行于介质杆的方向上介电常数不随空间位置而变化。由介质杆阵列构成的二维光子晶体的横截面存在很多种结构，如矩形、三角形和石墨六边形结构等^[5-7]。截面形状不同，获得的光子频率禁带宽窄也不一样。矩形的光子频率禁带范围较窄，三角形和石墨六边形结构的光子频率禁带范围较宽。为了获得更宽的光子频率禁带范围，还可以采用同种材料但直径大小不同的两种介质圆柱杆来构造二维光子晶体^[8]。光子晶体光纤和光子晶体波导是二维光子晶体在实际中的应用。

三维光子晶体是指在三维空间各方向上具有光子频率禁带特性的材料。三维光子晶体具有出现全方位的光子带隙，即落在带隙中的光在任何方向都被禁止传播。这一特性有极重要的应用前景。1991 年，美国贝尔通讯研究所的 Yablonovitch 制造出了世界上第一个具有完全光子频率禁带的三维光子晶

体,它是一种由许多面心立方体构成的空间周期性结构,也称为钻石结构^[9]。不过三维光子晶体的制作相对来说比较复杂,对材料的设计和加工都有很高的要求,这使得对三维光子晶体的研究受到很大限制。

1.1.3 光子晶体的特性

光子晶体的根本特征是具有光子禁带,频率落在禁带中的电磁波是被禁止传播的。Yablonovitch 指出:光子晶体可以抑制自发辐射^[2]。爱因斯坦曾经认为自发辐射是不可控制的,它将不可避免的与受激辐射和受激吸收共存。现在利用光子晶体可以改变这一论断。我们知道,自发辐射的几率与光子态的数目成正比,而光子禁带中光子态的数目为零,因此,频率落在光子禁带中的电磁波的自发辐射被完全抑制,如图 1.1.2。

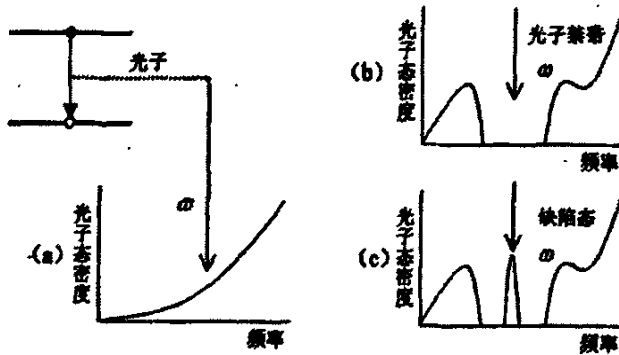


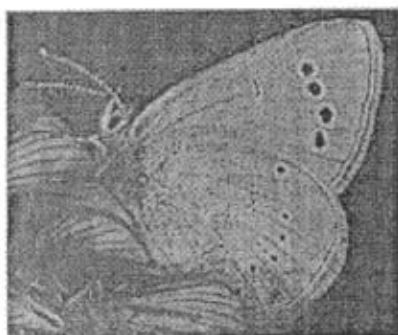
图 1.1.2 光子禁带对原子自发辐射的影响示意图

(a) 在自由空间; (b) 在有缺陷的光子晶体中(自发辐射被抑制); (c) 在有缺陷的光子晶体中(自发辐射增强)

光子晶体的另一主要特征是光子局域。John 于 1987 年提出^[3]: 在一种经过精心设计的无序介电材料组成的超晶格(相当于光子晶体)中光子呈现出很强的局域,称为 Anderson 局域。如果在光子晶体中引入某种程度的缺陷,和缺陷态频率吻合的光子有可能被局域在缺陷位置,一旦其偏离缺陷处就将迅速衰减。

§ 1.2 光子晶体的制备方法

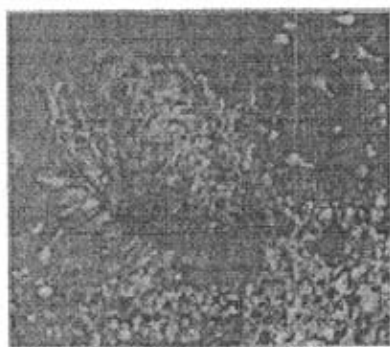
自然界中存在天然光子晶体的实例，如用来做装饰品的蛋白石、蝴蝶翅膀上的粉、还有一种深海中海老鼠身上的毛，通过电子显微镜可以看出它们由一些周期性微结构组成，由于在不同的方向上不同频率的光波散射和透射不一样，呈现出美丽的色彩。参见图 1.2.1。



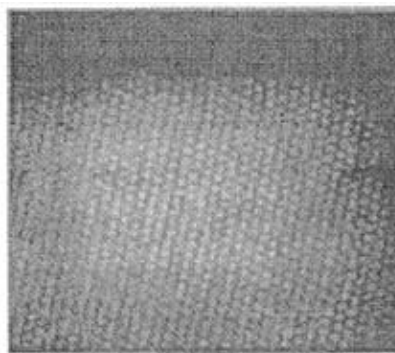
(a) 蝴蝶翅膀上面的粉的反射光



(b) 蝴蝶翅膀上的粉的微结构



(c) 海老鼠的毛



(d) 海老鼠毛的微结构

图 1.2.1 自然界中的光子晶体

但是，这些都是粗糙的光子晶体，因为它们没有形成完全的光子禁带。通过对 Maxwell 方程的求解可以发现，完全禁带的形成与两种材料的折射率的差、填充比以及排列方式有着密切的联系。一般说来，两种材料的折射率

差值越大,就越有可能形成光子禁带,当两种材料的折射率差大于2时,可以形成完全禁带。在自然界尚未曾发现此类的晶体。因而实验研究使用的光了晶体必须经过人工制备,但所需条件比较苛刻,因此制作具有完全光子带隙的光子晶体是一项巨大的挑战。

在实验中,光子晶体的制作,已经从最初的精密机械加工发展到现在的灌胶-凝胶、激光全息等多种方法,其尺寸也逐渐从微波波段发展到了可见光波段。其基本出发点主要是人为构造的周期性结构,所用材料有金刚石、Si、SiO₂、GaAs、AlGaAs等,另外还有一些半导体材料。在制作工艺上也大多采用在晶体上打孔或人为排布电介质的方法。最近又有很多人提出很多新材料和新方法来制作光子晶体,这都使其实用性和可操作性有了很大提高。目前,制备光子晶体的方法主要有以下几种,可以分为物理方法和化学方法两大类。

1.2.1 物理方法

1. 精密机械加工法

精密机械加工法以半导体工业成熟的技术为基础,是制备光子晶体最为稳定可靠的方法。微波波段的光子晶体由于其晶格常数在厘米至毫米数量级,用机械加工的方法可以比较容易地制作。精密机械加工法适于制备二维光子晶体,也可以用于制备三维光子晶体,并可用于制作一些光学元件,比如滤波器、光波导、探测器等。Yablonvitch 于1991年在实验室中采用精密机械加工法人工制造了第一块当时认为具有完全带隙的光子晶体,如图1.2.2所示。这种光子晶体的制作过程如下:在一片介电材料上镀上具有三角空洞阵列的掩膜,在每一空洞处向下钻三个孔,钻孔相互之间呈120度角,与介电片的垂线呈35.26度角。这样的结构具有金刚石结构的对称性,光子带隙从10GHz到13GHz,位于微波区域。但后来研究表明,这种结构不存在完全光子禁带,于是,Yablonvitch 改进了实验方法^[10],将圆柱改为椭圆柱获得了真正的完全带隙,这说明通过适当地改变晶格或原子的对称性,就有可能获得完全带隙。这种结构的光子晶体工作频率多落在微波波段。目前

还没有制造工作于短波长，尤其是工作于可见光波段的钻石结构光子晶体的实用方法。

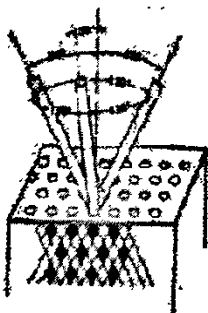


图 1.2.2 Yablonvitch 制作的三维光子晶体

2. 逐层叠加法

逐层叠加法 (Layer-by-layer 简称 LBL)，是在 1994 年 Ozaby 等人首先提出的。Ames 实验室的研究人员用这种方法制成了一种层状结构的光子晶体，其组成元是一维介电棒，如图 1.2.3^[11] 所示。它是由介质棒以四层为周期 (总长为 c) 堆积而成，每一层的介质棒是轴平行的，间距为 a ，相邻层的轴向彼此垂直，而第二近邻层的棒在沿垂直轴向方向上平移 $0.5a$ ，这样的结构具有面心四方对称性。通过适当的改变 a , c 的尺寸，可以获得需要的晶格。特别当 $c/a = \sqrt{2}$ 时，就是金刚石结构。其实，相邻两层的夹角可以在 60 度到 90 度之间变化，在此范围内都有全方位光子带隙，这种结构实验上第一次由氧化铝棒堆积而成^[12]。光子带隙在微波波段 12-14GHz。

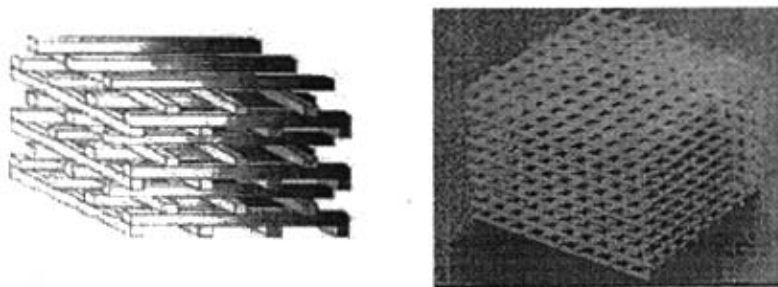


图 1.2.3 层状结构示意图及 Ozaby 等人制作的三维光子晶体

3. 激光全息光刻法

最近出现的激光全息光刻技术非常适合于制造具有亚微米尺度上周期性重复的三维结构,此技术是采用印刷制版中平板刻蚀技术,利用激光的多束光干涉产生三维全息图案,让感光树脂在全息图案中曝光,从而形成三维结构。通过调节激光束的光束数、传播方向和偏振,可以改变三维图形的结构和尺寸,产生各种不同的对称结构。

激光干涉全息法最早是由 Berger 等人提出的^[13]。1997 年, Berger 等人用三个光栅的激光衍射图叠加,结合离子蚀刻方法制作了二维的六角周期结构^[14]。2000 年, Campbell 等将四束三倍频 Nd: YAG ($\lambda=355\text{ nm}$) 激光从非共面的四个方向干涉形成三维图像,再将环氧树脂上未曝光部分溶掉,制成了三维 FCC 光子晶体结构^[15]。Shoji 等用五束 He-Cd ($\lambda=442\text{ nm}$) 激光连续照射感光树脂,得到 $500\text{ }\mu\text{m} \times 500\text{ }\mu\text{m} \times 150\text{ }\mu\text{m}$ 的光子晶体结构^[16]。2001 年, Kondo 等研制出一套简单的适合多束飞秒激光脉冲干涉制作光子晶体结构的光学装置,其主要元件是一个衍射分束器,这套装置可以通过灵活地改变干涉光束数而制备出一、二、三维光子晶体^[17]。2003 年, Divliansky 等制作出一个中间开孔,周围有三个光栅和孔都成 120° 度角的屏蔽板,当入射光通过后,可形成四束激光干涉,制备三维光子晶体结构。这个简单的屏蔽板使整套光学系统比以前 Berger、Cambell、Shoji 等使用的光学系统在校准性和稳定性方面更好^[13]。同年,中山大学的王霞等人用四束 514 nm 可见光干涉也制备出具有 FCC 结构的三维光子晶体,使用可见光的优点是便于控制干涉图样,观察最佳实验结果^[18]。在 2004 年 6 月出版的 Nature 上, Minghao Qi 等人发表的文章称,他们采用一种新颖的“layer-by-layer”法已成功制备出具有点缺陷的三维光子晶体结构^[19],这克服了激光全息法不易制备出带有缺陷的光子晶体结构的不足。

激光全息法不仅能够制备出具有微周期的聚合物结构,而且用它们作为模板,还可以制造出具有高折射率比值的完全带隙结构。因此,激光全息法是一种很有潜力的微加工技术,近几年来引起了科技工作者极大的兴趣。

1.2.2 化学方法

1. 自组装有序方法^[20]

在构造光子晶体方面,还有一种工艺上很简单的技术,是利用单分散的胶体颗粒悬浮液的自组装特性制备胶体晶体。将一定尺度的单分散颗粒如 300 nm SiO_2 小球分散在水溶液中,然后,静置使 SiO_2 颗粒在重力作用下缓慢沉降以达到有序三维结构。目前采用的主要有自然沉降法、强制有序化法、场诱导有序化法、电泳法和离心沉积法等。

2. OPAL 方法^[21]

天然蛋白石 (Opal) 的显微结构为几百纳米的 SiO_2 小球在三维空间周期有序排列,经研究发现具有准带隙结构。受此启发,人们获得制造人工 Opal 类光子晶体的方法,即将一定尺寸的纳米级小球三维有序排列,以期产生光子带隙结构。相对于 Opal 光子晶体而言,将小球转化为空气,而原来的空气变成某种介质,恰好与 Opal 相反,故称反蛋白石 (Inverse opal)。以 TiO_2 为例,先在 SiO_2 堆积的间隙中填充 TiO_2 ,然后将 SiO_2 烧结移去,留下三维有序多孔结构。这种 Inverse opal 光子晶体具有明显带隙结构,它又克服了 Opal 类光子晶体相对折射率低的缺点。

§ 1.3 光子晶体的理论研究方法

光子晶体的概念提出之后,人们迅速在理论和实验研究上给予了高度重视,并且两者都得到很快的发展。在理论上,工作者开始关心光子能带的计算,最初采用的是标量波理论^[22-23],但理论与实验结果有较大差异。人们马上意识到这种差异来源于忽略了电磁波是矢量波,于是开始采用矢量波方法,这与实验符合得很好。与电子能带计算不同,光子之间没有相互作用,解 Maxwell 方程得到的光子能带几乎是完全正确的。因此,可以先从理论上判断是否存在光子带隙,然后再实验制作,消除了许多盲目性。近些年来,光子晶体的理论研究取得了令人瞩目的进展,在众多的理论研究方法中,下面列举几种使用比较广泛的计算方法。

1. 平面波展开法

这是光子晶体计算中使用较早也较多的一种方法。它是用布洛赫定理把介电函数的电场或磁场用平面波展开,将 Maxwell 方程组化成一个本征方程,求解本征方程即可得到光子能带,这种光子晶体的能带计算方法实际上是套用了电子能带的方法,并在平面波展开方法的基础上进一步套用了缀加平面波方法^[24]、紧束缚方法^[25]等,在处理有缺陷的情况时,若采用平面波方法,则要用超原胞,需要很大数目的平面波。紧束缚方法可以克服这个困难,这种方法的优点是思路清晰,易于编程;缺点是计算量正比于所用波数的立方,因此对于结构复杂的光子晶体或处理有缺陷的体系需要大量的平面波,可能因为计算能力的限制而不能计算或者难以准确计算。如果介电函数不是常数而随频率变化,就没有一个确定的本征方程形式,而且有可能在展开中出现发散而导致根本无法求解。

2. 传输矩阵法

这种方法是由 Pendry 和 Mackinnon 发展起来的,并十分成功的应用于 LEED 实验分析和有缺陷的光子晶体中^[26]。其实质是把电场或磁场在实空间格点位置展开,将 Maxwell 方程组化成传输矩阵形式,同样变成求解本征值问题。传输矩阵表示某一层(面)格点的场强与近邻的另一层(面)格点场强的关系,它假设构成空间中同一个格点层(面)上有相同的态和相同的频率,这样可以利用 Maxwell 方程组将场从一个位置外推到整个晶体空间。这种方法对介电函数随频率变化的金属系统特别有效,由于传输矩阵小,矩阵元少,计算量较前者大大降低,只与实空间格点数的平方成正比,精确度也非常好,而且还可以方便地计算反射系数和透射系数。

3. 多重散射法^[27]

这种方法将具有光子带隙结构的光子晶体作为散射体置于开放系统中,当电磁波与散射体相互作用时,研究目标的散射、吸收和透射等特性。入射电磁波与物体作用要产生散射波,散射波与入射波之和满足在媒质分界面上切向分量连续的边界条件。因此在物体所在区域直接计算入射波和散射波之

和的总场更为方便。将电磁场量分别作一阶 Bessel Hankel 函数展开, 又因为 Maxwell 方程是线性的, 故散射场和入射场分别满足 Maxwell 方程, 通过求解可得到散射振幅, 传输系数等。这种方法对某些特殊问题的效果是相当不错的。

4. 时域有限差分法

这种方法直接把含时间变量的 Maxwell 方程在 Yee 氏网格空间中转化为差分方程^[28]。在这种差分格式中, 每个网格点上的电场或磁场分量仅与它相邻的磁场或电场分量及上一时间步该点的场值有关, 在每一时间步计算网格空间各点的电场和磁场分量, 随着时间步的推进, 即能直接模拟电磁波的传播及其与物体的相互作用过程。由于在差分格式中被模拟空间电磁性质的参量是按空间网格给出的, 因此, 只需对相应空间点设定适当的参数, 对介质的非均匀性、各向异性、色散特性和非线性等结构均能很容易地进行精确模拟。这种方法的优点是简单直观, 容易编程, 且可大大减少计算量, 节省计算机内存。

§ 1.4 光子晶体的应用

由于光子晶体能够控制光在其中的传播, 所以自从它诞生以来, 科学工作者们就给予了高度关注。其主导思想就是利用光子禁带或禁带结构中的缺陷态来改变光子晶体中某种电磁波的态密度, 以制作全新原理或以前所不能制作的高性能器件, 并希望能推广到光纤通讯、微波通讯、光子集成器件等光学领域。现在, 在实验室里已经进行了大量的可行性应用设计, 这些工作主要集中在如下几个方面。

1. 制作高性能反射镜、偏振片、超棱镜等光学器件

由于频率落在光子带隙中的光子或电磁波不能在光子晶体中传播, 因此, 选择没有吸收的介电材料制成的光子晶体, 可以反射从任何方向的入射光, 反射率几乎为 100%。并且能量吸收低, 反射光子的频段及频宽可以灵

活设计, 方便应用。这种光子晶体反射镜有许多实际用途, 如以光子晶体为基底制成的微波天线^[29], 迈出了光子晶体实际应用的第一步。

光子晶体对不同模式(TE 或 TM) 的波, 禁带的分布不同, 对于同一频率的不同模式的入射波, 既可能反射也可能透射, 利用这一差异, 可以制作光子晶体偏振片。传统的偏振片工作频段窄, 对入射角度要求较高, 极大的限制了偏振片的灵活使用, 光子晶体制作的偏振片正好弥补了这些不足, 给偏振片的应用带来了光明的前景。近年来, 利用二维光子晶体设计偏振片得到了许多好的结果^[30]。

当入射光通过光子晶体时, 出射方向会发生一定的偏离, 对于不同入射频率的光, 偏离角度不同。由此可制作光子晶体超棱镜, 它的分辨率可比一般的棱镜高出上千倍, 体积反而是传统棱镜的百分之一。例如对波长 1.0 微米和 0.9 微米的两束光, 传统的棱镜几乎不可能将它们分开, 但是采用光子晶体超棱镜可以将它们分开到 60 度^[31], 这对光通讯中的信息处理具有重要意义。

2. 光子晶体波导

光波导是光电集成回路中光子器件间的导线, 传统的波导可以支持直线传播的光, 但在拐角处会损失能量。理论计算表明, 光子晶体波导可以改变

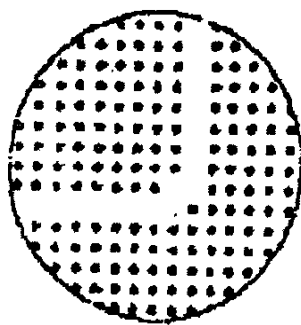
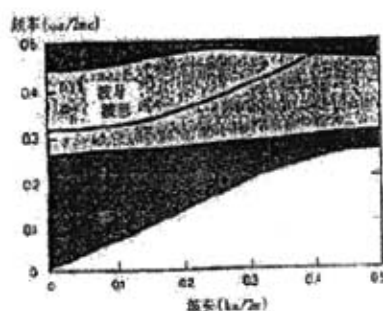


图 1.4.1 用二维光子晶体制作
的光子晶体波导



光子晶体波导中波矢与频率
的对应关系

这种情况^[32]，光子晶体波导不管是对直线路径还是对转角都有很高的效率，如图 1.4.1 所示。

如果在光子晶体中引入缺陷，频率落在缺陷态中的光波将呈现很强的局域态，其传播方向是受严格控制的，如果我们引入的是一个线缺陷，这种缺陷态就可以作为一种电磁波波导。因此，我们可以通过光子晶体的组合设计制造出多种符合要求的光波导。

3. 制作优质滤波器

利用光子晶体的光子频率禁带特性可以实现对光子的极优良的滤波性能。这是由于光子晶体的滤波带宽可以做得比较大，钻石结构的光子晶体的滤波带宽可以做到中心频率的 20%，而由 S. Gupta 等人所提出的金属-介质复合型光子晶体可以将低频（频率接近 0Hz）直到红外波段的电磁波完全滤掉^[33]。这种大范围的滤波作用利用传统的滤波器是难以实现的。

另外，研究还发现，当光子晶体中的某些单元被取消而造成缺陷时，就会使得光子晶体的光子频率禁带出现一些可穿透窗口，即光子频率禁带内的某些频率会毫无损失地穿过光子晶体，称该频率模式为光子晶体的缺陷模。利用光子晶体的这一特性可以用来制作高品质的极窄带选频滤波器。

4. 制作光子晶体光纤

在传统的光纤中，光在中心氧化硅芯传播。通常，为了提高其折射系数采取掺杂的办法以增加传输效率，但不同的掺杂物只能对一种频率的光有效。英国 Bath 大学的研究人员用二维光子晶体成功制成新型光纤^[34]，由几百个传统的氧化硅棒和氧化硅毛细管依次绑在一起组成六角阵列，然后在 2000 度下烧结而形成。直径约 40 微米，蜂窝结构的亚微米空气孔就形成了。为了导光，在光纤中引入额外空气孔，这种额外的空气孔就是导光通道。与传统的光纤完全不同，在这里光是在空气孔中传播而不是氧化硅中，实验证明这种光纤可导波的范围很大。

5. 制作高效发光二极管、低阈值激光器等

在光子晶体中引入缺陷,可以产生谐振腔,可以抑制或增强光子晶体的自发辐射,利用这一特性,可以增强某一频率模式的光辐射,而抑制周围附近频率模式的光,由此可制得单色性和方向性都很好得高效发光二极管^[39]。

同样,在激光器中引入光子晶体可以实现低阈值振荡,当光子晶体的禁带频率和激光工作物质的自发辐射频率一致时,激光器中的自发辐射被抑制,这样以来,因自发辐射引起的损耗会大大降低,从而使激光器的阈值变得很低。

§ 1.5 本论文主要工作

光子晶体奇异的特性不仅具有理论价值,更具有非常广阔的应用前景,它已成为光子学和光子工程研究中的一个重要课题。为此,我们对一维光子晶体及其应用进行了研究。本论文主要从以下几个方面对一维光子晶体进行了研究:

1. 采用传输矩阵方法,建立了研究一维光子晶体能带结构的模型。
2. 讨论了含负折射率材料的光子晶体的能带特性,通过计算,发现其透射峰与光子晶体的周期数有很大关系,并进一步讨论了含负折射率材料光子晶体的角度特性。
3. 研究了由铁磁材料组成的一维光子晶体的光学传输特性。研究了其能带结构随介质层厚度变化的规律。

第二章 传输矩阵法理论

光子晶体研究的基础工作就是研究光在光子晶体中的传播规律,即光在周期介质中的传播规律,可以从光学的角度进行计算。Maxwell 方程从根本上决定了光场在光子晶体内的传播规律,在具体计算中可以采用在第一章中提到的几种理论研究方法。本论文是利用光学传输矩阵方法进行计算的,所以本章从光学的角度,根据 Maxwell 方程组推导了光在光子晶体中传播的基本微分方程,并进一步对一维光学传输矩阵理论进行了推导^[36-37]。

§ 2.1 光在光子晶体中传播的基本微分方程

光是一种电磁波,所以光在光子晶体中的传输特性可由 Maxwell 方程组准确描述

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.1.2)$$

$$\nabla \times \vec{D} = \rho \quad (2.1.3)$$

$$\nabla \times \vec{B} = 0 \quad (2.1.4)$$

考虑一个平面时谐电磁波从一分层介质内传播。我们知道任何平面波,不论其偏振如何,都可以分解成 TE 和 TM 两种波,并且垂直分量和平行分量在介质分界面处的边界条件是相互独立的,所以这两种波也相互无关。此外,如果把 Maxwell 方程中 E 和 H 、 ε 和 μ 同时相互对调,则方程保持不变。这样,有关 TM 波的任何定理,均可由 TE 波的相应结果经此置换而得出。因此,这里仅以 TE 波为例。

取 yz 平面为入射面, z 是分层次方向。对于 TE 波, $E_y = E_z = 0$, 麦克斯韦方程组化为下列六个标量方程

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} + \frac{i\epsilon\omega}{c} E_x = 0 \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \quad (2.1.7)$$

$$\frac{i\omega\mu}{c} H_x = 0 \quad (2.1.8)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{i\omega\mu}{c} H_y = 0 \quad (2.1.9)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{i\omega\mu}{c} H_z = 0 \quad (2.1.10)$$

上述方程表明, H_y , H_z 和 E_x 只是 y 和 z 的函数。由 (2.1.5), (2.1.9) 和 (2.1.10) 得到

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + n^2 k_0^2 E_x = \frac{d(\log \mu)}{dz} \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (2.1.11)$$

式中

$$n^2 = \epsilon\mu, \quad k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (2.1.12)$$

令 $E_x(y, z) = Y(y)U(z)$ 代入 (2.1.11) 得

$$\frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} = -\frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dz^2} - n^2 k_0^2 + \frac{d(\log \mu)}{dz} \frac{1}{U} \frac{dU}{dz} \quad (2.1.13)$$

从方程 (2.1.13) 可以看出, 方程左边一项只是 y 的函数, 而右边各项仅与 z 有关。因此只有当两边等于某一常数 $-K^2$ 时, (2.1.13) 式才能成立:

$$\frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} = -K^2, \quad (2.1.14)$$

$$\frac{d^2 U}{dz^2} - \frac{d(\log \mu)}{dz} \frac{dU}{dz} + n^2 k_0^2 U = K^2 U \quad (2.1.15)$$

$$\text{令} \quad K^2 = k_0^2 \alpha^2 \quad (2.1.16)$$

则由 (2.1.14) 式可得 $Y = \text{常数} \times e^{ik_0 \alpha y}$

因而 E_x 的形式为

$$E_x = U(z) e^{i(k_0 \alpha y - \alpha t)} \quad (2.1.17)$$

同理, 由 (2.1.9) 和 (2.1.10) 知, 可以得出

$$H_y = V(z) e^{i(k_0 \alpha y - \alpha t)} \quad (2.1.18)$$

$$H_z = W(z) e^{i(k_0 \alpha y - \alpha t)} \quad (2.1.19)$$

由 (2.1.5), (2.1.9) 和 (2.1.10) 知, U , V 和 W 这三个振幅函数有下列关系

$$\left. \begin{aligned} U' &= ik_0 \mu V \\ V' &= ik_0 \left(\epsilon - \frac{\alpha^2}{\mu} \right) U \end{aligned} \right\} \quad (2.1.20)$$

$$\text{进而可得} \quad \frac{d^2 U}{dz^2} - \frac{d(\log \mu)}{dz} \frac{dU}{dz} + k_0^2 (n^2 - \alpha^2) U = 0 \quad (2.1.21)$$

$$\frac{d^2 V}{dz^2} - \frac{d[\log(\epsilon - \frac{\alpha^2}{\mu})]}{dz} \frac{dV}{dz} + k_0^2(n^2 - \alpha^2)V = 0 \quad (2.1.22)$$

对于 TM 波, 同理可得

$$\frac{d^2 U}{dz^2} - \frac{d(\log \epsilon)}{dz} \frac{dU}{dz} + k_0^2(n^2 - \alpha^2)U = 0 \quad (2.1.23)$$

$$\frac{d^2 V}{dz^2} - \frac{d[\log(\mu - \frac{\alpha^2}{\epsilon})]}{dz} \frac{dV}{dz} + k_0^2(n^2 - \alpha^2)V = 0 \quad (2.1.24)$$

§ 2.2 传输特征矩阵的推导

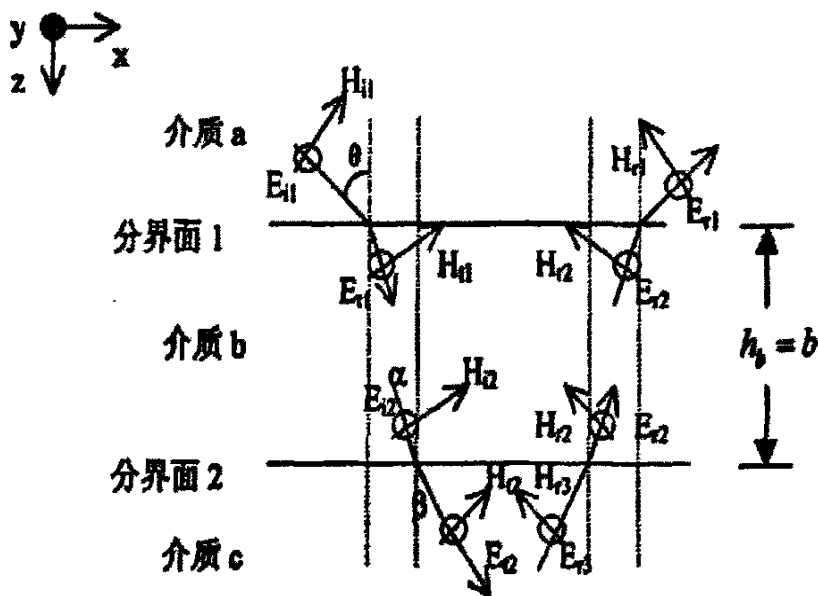


图 2.2.1 光在不同介质面上的反射、透射光场

如图 2.2.1 所示, 光从介质 a 向介质 b 入射, 经过介质 b 后进入介质 c,

以 TE 波（电场极化的情况）为例，考虑一般的斜入射情况，并且仅考虑各向同性介质的情况。在分界面 1 和 2 处，入射光场和透射光场都在下图中详细的标出。

当介质中无自由电荷或传导电流时，根据电磁场边界条件，在分界面 1 处，分界面两侧的电场 E 和磁场 H 在切向方向的分量是连续的，可以得到

$$E_1 = E_{i1} + E_{r1} = E_{t1} + E'_{r2} \quad (2.2.1)$$

$$H_1 = H_{i1} \cos \theta_{i1} - H_{r1} \cos \theta_{r1} = H_{t1} \cos \alpha_{t2} - H'_{r2} \cos \alpha_{r2} \quad (2.2.2)$$

对界面 2， E_2 ， H_2 也有类似公式。界面 1 上的透射场 $E_{t1}(x, y, z=0)$ 与界面 2 上的入射场 $E_{i2}(x, y, z=b)$ 可以表示为

$$E_{t1} = E_{i10} e^{-i(k_x x + k_z z)} \Big|_{z=0} \quad (2.2.3)$$

$$E_{i2} = E_{i10} e^{-i(k_x x + k_z z)} \Big|_{z=b} = E_{i1} e^{-ik_z b} = E_{i1} e^{i\delta_b} \quad (2.2.4)$$

式中 $\delta_b = -k_z b = -\frac{\omega}{c} n_b b \cos \theta_b$ ($\theta_b = \theta_{i1} = \theta_{t2}$) 表示波矢为 \vec{k} 的平面波在介质层中垂直横跨过两个界面时的相位差。

同理有 $E'_{r2} = E_{r2} e^{i\delta_b} \quad (2.2.5)$

利用 $H = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E$ ，则 (2.2.1)、(2.2.2) 式可写为

$$\begin{cases} E_1 = \cos \delta_b E_2 - \frac{i}{\eta_b} \sin \delta_b H_2 \\ H_1 = -i\eta_b \sin \delta_b E_2 + \cos \delta_b H_2 \end{cases} \quad (2.2.6)$$

$$\text{其中 } \eta_b = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sqrt{\varepsilon_b} \cos^2 \theta_b$$

写为矩阵形式即为

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta_b & -\frac{i}{\eta_b} \sin \delta_b \\ -i\eta_b \sin \delta_b & \cos \delta_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_2 \\ H_2 \end{pmatrix} \quad (2.2.7)$$

上面方程中, 作用矩阵即为该介质层的传输特征矩阵, 与介质有关的参数皆为该层介质的参数。

§ 2.3 光在一维光子晶体中的传输特征矩阵

对于由多层不同介质周期排列组成的一维光子晶体, 可逐层应用(2.2.7)式的单介质层传输方程。对第N层介质, 设其左界面的场矢量为 E_N 、 H_N , 右界面的场矢量为 E_{N+1} 、 H_{N+1} , 则有

$$\begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} = M_N \begin{pmatrix} E_{N+1} \\ H_{N+1} \end{pmatrix} \quad (2.3.1)$$

式中, M_N 是第N层介质的传输特征矩阵。同样, 对第N-1层介质, 应用(2.3.1)

式可得

$$\begin{pmatrix} E_{N-1} \\ H_{N-1} \end{pmatrix} = M_{N-1} \begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} \quad (2.3.2)$$

由上两式可得

$$\begin{pmatrix} E_{N-1} \\ H_{N-1} \end{pmatrix} = M_{N-1} M_N \begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} \quad (2.3.3)$$

依次类推, 可得光通过所有层之后的传输方程

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ H_1 \end{pmatrix} = M_1 M_2 \cdots M_{N-1} M_N \begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_N \\ H_N \end{pmatrix} \quad (2.3.4)$$

由上式可进一步写出整个结构的反射系数和透射系数^[40]

$$r = \frac{(m_{11} + m_{12}p_l)p_1 - (m_{21} + m_{22}p_l)}{(m_{11} + m_{12}p_l)p_1 + (m_{21} + m_{22}p_l)} \quad (2.3.5)$$

$$t = \frac{2p_1}{(m_{11} + m_{12}p_l)p_1 + (m_{21} + m_{22}p_l)} \quad (2.3.6)$$

其中, $p_1 = \sqrt{\epsilon_1/\mu_1} \cos\theta_1$, 表示该结构左侧接触的外界环境系数,

$p_l = \sqrt{\epsilon_l/\mu_l} \cos\theta_l$, 表示该结构右侧接触的外界环境系数。

则反射率和透射率分别为

$$R = |r|^2 \quad (2.3.7)$$

$$T = \frac{p_l}{p_1} |t|^2 \quad (2.3.8)$$

类似的, TM 波的相应公式可对 (2.3.5) - (2.3.8) 作简单代换得到。即把

其中的 p_1 和 p_l 换成

$$p_1 = \sqrt{\mu_1/\epsilon_1} \cos\theta_1 \quad p_l = \sqrt{\mu_l/\epsilon_l} \cos\theta_l \quad (2.3.9)$$

此时, r 和 t 是磁矢量的振幅比, 而不是电矢量的振幅比。

第三章 含负折射率材料一维光子晶体的光学传输特性

§ 3.1、引言

近几年来,一种称为负折射率材料也称左手性材料(LHM)的新型材料在理论和实验上引起了人们的广泛关注^[38-39]。这种材料同时具有负的介电常数和负的磁导率,从而具有负的折射率。早在1967年 Veselago 就提出了负折射率的概念,他假想了一种介电常数 ε 和磁导率 μ 同时为负值的介质,平面电磁波在其中传播时,波矢量 \vec{k} 、电场强度 \vec{E} 和磁场强度 \vec{H} 构成的矢量组遵守左手定则,并通过计算证明了这种材料具有负的光学折射率,即 $n = -\sqrt{\varepsilon\mu}$ ^[40]。负折射率材料具有一些奇特的光学与电磁学性质,比如 Doppler 效、Cerenkow 辐射、Snell 折射以及反常的透镜成像等。

由于电磁波在负折射率材料中传播与在正折射率材料中传播相位相反,将正负折射率材料组合在一起可以构成一种新型光子晶体,其带隙具有与通常布拉格带隙不同的性质。本章主要利用传输矩阵法,研究了含有负折射率材料的一维光子晶体的能带结构。并与两种材料的折射率取正值时的带隙结构进行了比较。

§ 3.2、对含负折射率材料光子晶体的研究

考虑图 3.2.1 所示的一维光子晶体示意图,该光子晶体是由 A、B 两种不同的材料沿 Z 轴方向交替生长的多层膜体系,相应的实际厚度分别为 d_A 和 d_B ,晶格周期为 $d = d_A + d_B$,其中 A 层为负折射率材料,介电常量为 ε_A ,磁导率为 μ_A ; B 层为正折射率材料,介电常量为 ε_B ,磁导率为 μ_B 。介质的折射率分别为 $n_A = -\sqrt{\varepsilon_A\mu_A}$ 和 $n_B = \sqrt{\varepsilon_B\mu_B}$, θ 代表电磁波的传播方向和

介质表面法线方向的夹角。我们首先考虑 TE 波从空气中入射到该模型的光子晶体上。

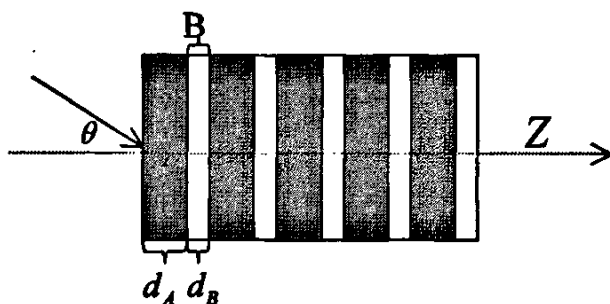


图 3.2.1 由正负材料交替组成的一维光子晶体示意图

电磁波在分层介质中的传播可以用传输矩阵来表示。在任意层（第 j 层）内的光场可以用下列矩阵表示^[4]

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos k_x d_j & -\frac{\mu_j}{\sqrt{\varepsilon_j \mu_j - \sin^2 \theta}} \sin k_x d_j \\ \frac{\sqrt{\varepsilon_j \mu_j - \sin^2 \theta}}{\mu_j} \sin k_x d_j & \cos k_x d_j \end{pmatrix} \quad (3.2.1)$$

其中 $k_x = \pm \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon_j \mu_j - \sin^2 \theta}$ ，对于正折射率材料取“+”，对于负折射率材料则取“-”。利用电磁场的切向分量在界面上连续的条件，设衬底材料的折射率为 1，可得透射系数

$$t = \frac{2 \cos \theta}{[x_{11} + x_{22}] \cos \theta + i[x_{12} \cos^2 \theta + x_{21}]} \quad (3.2.2)$$

其中的 x_{ij} 是下面矩阵的矩阵元

$$X_N = \prod_{j=1}^N M_j(d_j, \lambda) \quad (3.2.3)$$

其中 d_j 为第 j 层的厚度，它的序列与多层膜体系的结构一致。

我们取 A、B 两种材料的折射率分别为 $n_A = -1.5$, $n_B = 3.0$ 。为方便计算取两介质层的光学厚度相同, 即 $-n_A d_A = n_B d_B = \lambda_0 / 4$ (λ_0 是中心波长)。图 3.2.2 给出了在正入射情况下, 该结构的透射率随无量纲量 λ_0 / λ 的变化关系曲线。

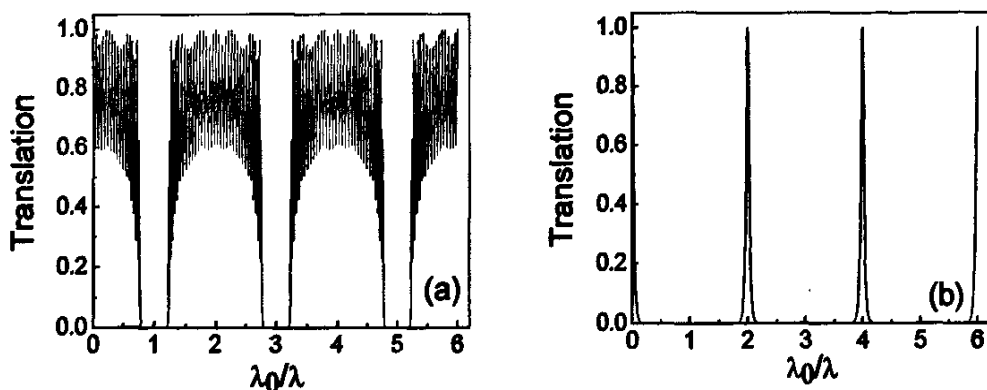


图 3.2.2 (a) 传统一维光子晶体的透射谱 (b) 含负折射率材料一维光子晶体的透射谱

从图 3.2.2(b)中可以看出: 在 λ_0 / λ 的奇数倍的地方具有很宽的光子禁带, 在 λ_0 / λ 的偶数倍的地方具有狭窄的透射带。与具有相同绝对值参数的传统光子晶体的透射谱相比较(如图 3.2.2(a)所示), 在 λ_0 / λ 的偶数倍的附近区域, 它们具有完全不同的透射谱。对于传统的光子晶体, 两个反射峰之间出现细密的旁通带; 而对于含负折射率材料的光子晶体, 其透射率迅速单调减少形成狭窄的透射带, 反射带也较宽。即当光通过正负材料交替的光子晶体时, 只有其波长 $\lambda = \lambda_0 / 2n$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) 的波能透过该光子晶体, 其它波长均被反射。利用这个特性可以制作性能良好的窄带滤波器。

这种正负材料交替的光子晶体还可以通过改变它的周期数来改变其透射带宽度。如图 3.2.3 所示。在 (a)、(b)、(c) 三个图中可以清楚地看到透射带随光子晶体中介质层周期数的增加迅速变窄, 所以要想得到更窄的透射带只要增加周期数就可以。通过这种方式可以方便地实现窄带滤波。

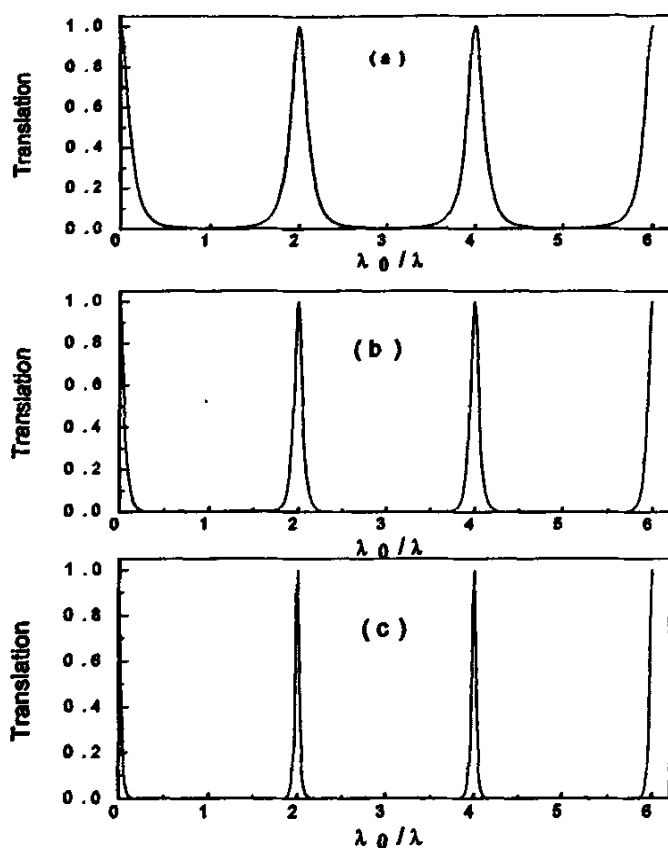


图 3.2.3 含负折射率材料一维光子晶体不同周期时的透射谱

(a) 5 个周期 (b) 10 个周期 (c) 20 个周期

对于含负折射率材料的光子晶体,当光波以中心波长入射时。在 TE 模式下是全方位反射的。虽然反射谱在 TM 模式下会在 80° 附近有所下降趋势(如图 3.2.4 中的实线所示),但是最低点的反射率还是保持在 95% 以上。而对于传统的光子晶体,虽然在 TE 模式下也是全方位反射的。但是在 TM 模式下反射率随着入射角的增大而迅速下降。在 70° 附近降为零(如图 3.2.4 中虚线所示),然后随着角度的增加又逐渐进入反射带。通过比较可以看出:含负折射率材料的光子晶体要比传统的光子晶体具有更好的角度特性,因此可以用来实现全方位反射。

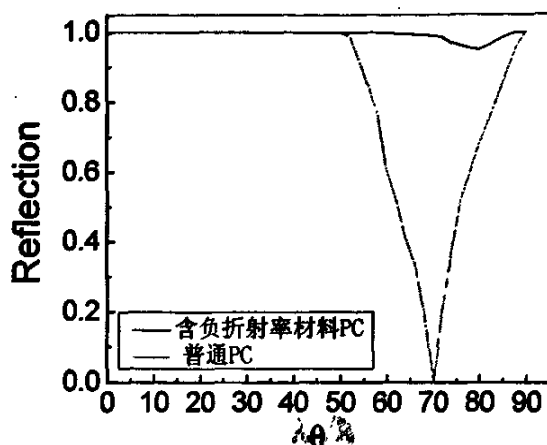


图 3.2.4 光以中心波长入射时的反射率随入射角变化的特征曲线

§ 3.3、小结

本章利用光学传输矩阵法对含负折射率材料的一维光子晶体的光学传输特性进行了研究。与传统的一维光子晶体相比较发现，在正入射时，含负折射率材料的一维光子晶体具有更宽的光子禁带并存在狭窄的透射带。并且透射带随光子晶体周期数的增加迅速变窄，通过计算还发现，含负折射率材料的一维光子晶体比传统的光子晶体具有更好的角度特性，可以据此实现对中心波长的全方位反射。

第四章 一维铁磁光子晶体的光学传输特性

§ 4.1、引言

人们对光子晶体的研究已有近二十年,无论在理论上还是实践中都取得了很大的进展,其中光子晶体的带隙分布及光子晶体的传输特性是研究光子晶体性能的核心部分,每一种光子晶体的设计和研究都要从其带隙结构出发。随着光子晶体在光电子和光通信中的进一步应用,人们希望研制出具有较宽禁带的光子晶体,这更是发展多通道窄带滤波技术的前提。

在光子晶体的研究中,介电常数 ε 和磁导率 μ 是描述均匀媒质中电磁场性质的两个最基本的物理量,对一般非磁性介质而言,介电常数 ε 和磁导率 μ 都是非负的常数,这样取值计算比较方便,所以大部分光子晶体的研究工作中都取 ε 和 μ 为常数^[42-43];但我们知道对铁磁体来说,其磁导率 μ 则是入射平面波场强的非线性函数^[44],不能把磁导率看作是一个不变的常数,本章对一种由铁磁材料组成的光子晶体进行了研究,利用光学传输矩阵的方法对该结构的带隙分布作了详细的研究。我们发现这种光子晶体的禁带宽度随介质层厚度的增加成非线性变化,且在某一特定的厚度时出现较宽的禁带。

§ 4.2 电磁波在铁磁性材料中的传输特性

考虑由 A 、 B 两种不同的铁磁材料沿 Z 轴方向交替生长成的多层膜体系,如图 4.2.1 所示。

两种介质的实际厚度分别为 d_A 和 d_B , 晶格周期为 $d = d_A + d_B$, 介质的折射率分别为 n_A 、 n_B , θ 代表电磁波的传播方向和介质表面法线方向的夹角。

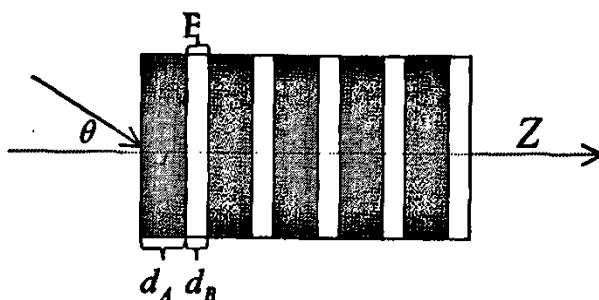


图 4.2.1 一维光子晶体示意图

根据电磁波在分层介质中的传输特性可以用传输矩阵表示^[40-41]，考虑 TE 波，在任意一层（第 j 层）的传输矩阵可表示为

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos \delta_j & -\frac{i}{p_j} \sin \delta_j \\ -ip_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{pmatrix} \quad (4.2.1)$$

式中
$$\begin{cases} \delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_j \cdot d_j \cdot \cos \theta \\ p_j = \sqrt{\frac{\varepsilon_j}{\mu_j}} \cdot \cos \theta = \frac{n_j}{\mu_j} \cdot \cos \theta \end{cases}$$

式中 n_j , ε_j , μ_j 分别为第 j 层的折射率、介电常数、磁导率， θ 为入射角。

因此光通过整个一维光子晶体的传播行为可表示为：

$$M = \sum_{j=1}^N M_j = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}$$

整个结构的透射系数为：

$$t = \frac{2p_1}{(M_{11} + M_{12}p_1)p_1 + (M_{21} + M_{22}p_1)}$$

其中 $p_1 = \sqrt{\varepsilon_1 / \mu_1} \cos \theta_1$, $p_l = \sqrt{\varepsilon_l / \mu_l} \cos \theta_l$

透射率为: $T = \frac{P_t}{P_i} |\mu|^2$

我们再分析一下铁磁导体中的平面电磁波, 在工频稳定状态, JT. P. 聂曼采用平均磁化曲线及附加代表磁滞损耗的角度的复数磁导率 $\dot{\mu}$, 来描述铁磁导体材料的特性, 即

$$\dot{\mu} = \mu e^{j\psi}$$

其中 μ 是场强 H_m 的非线性函数, ψ 取决于材料的磁滞回线面积。但是在平面波的情况下, 如果以 Z 代表电磁波的传播方向, 场强 H_m 又是 Z 的函数。因此可以将磁导率 μ 写为 Z 的函数^[44], 令

$$\mu = \frac{1}{(b - az)^2} \quad (4.2.2)$$

其中 a 、 b 为常数, 其意义为

$$z = 0, \mu = \mu_e = \frac{1}{b^2}, b = \frac{1}{\sqrt{\mu_e}};$$

$$z = b/a = z_t, \mu = \mu_{\max} \rightarrow \infty, H_{zt} \rightarrow 0.$$

μ_e 为介质表面处的磁导率, 对由铁磁导体组成的光子晶体的研究中磁导率可以用式 (4.2.2) 来表示。

计算结构为 $(AB)^{10}$, 由铁磁材料组成的一维光子晶体的能带结构, 本章的计算中, 我们取 A 、 B 两种介质的折射率分别为 $n_A = 1.5$, $n_B = 3.0$ 。为方便计算取两介质层的实际厚度为 $d_A = 2d_B = h$, 设两种材料的表面磁导率都为 1, 在对该结构的光子晶体的计算中取参数 $a = 9/\lambda_0$ (λ_0 是中心波长)。设光是从空气中穿过光子晶体的, 即 $\varepsilon_i = \varepsilon_t = 1, \mu_i = \mu_t = 1$ 。以 TE 波为例, 不考虑传输过程中的电磁损耗, 我们讨论介质层厚度在 $0 \sim 0.5\lambda_0$ 范围内时, 介质层厚度对带隙宽度的影响, 计算结果见图 4.2.2。

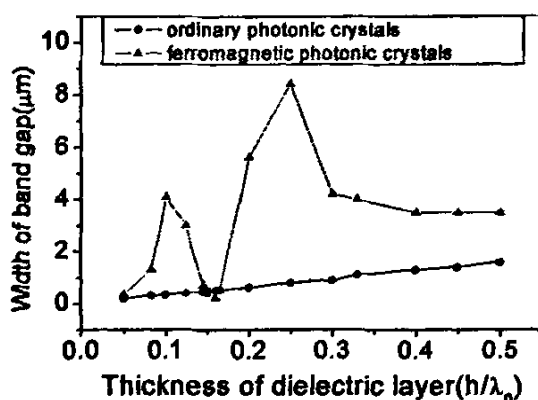
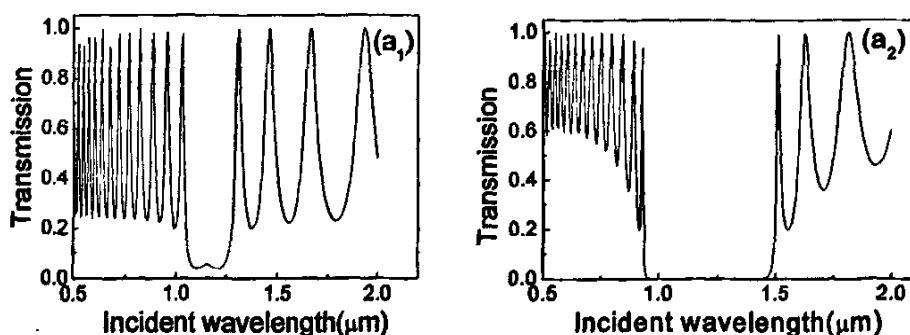


图 4.2.2 带隙宽度随介质层厚度的变化规律

从图 4.2.2 所示的关系曲线中, 我们看到普通光子晶体的带宽变化和介质层厚度的变化接近线性正比关系, 进而可以算出, 其在该区间内的正比系数 K , 即 $K \approx \frac{\Delta d}{\Delta h} = 3.1$; 而铁磁光子晶体的带隙宽度随介质层厚度的增加则成非线性变化。从图中我们可以清楚地观察到介质层厚度在 $0.15\lambda_0 \sim 0.165\lambda_0$ 之间时, 铁磁光子晶体的带宽是小于普通光子晶体的, 但是当 h 取其他任意值时, 其带宽远远大于普通光子晶体的带宽。

通过进一步的计算, 得到当 $h=0.16\lambda_0$ 时, 铁磁光子晶体的带隙宽度最小。图 4.2.3 (a_1)、(a_2) 分别给出了铁磁光子晶体和普通光子晶体的透射谱。


 图 4.2.3 (a_1) 铁磁光子晶体透射曲线图

 (a_2) 普通光子晶体透射曲线图

当 $h = \lambda_0/4$ 时, 铁磁光子晶体的透射谱中的禁带宽度达到最大值。图 4.2.4(b₁)、(b₂) 分别给出了 $h = \lambda_0/4$ 时铁磁光子晶体和普通光子晶体的透射谱线。

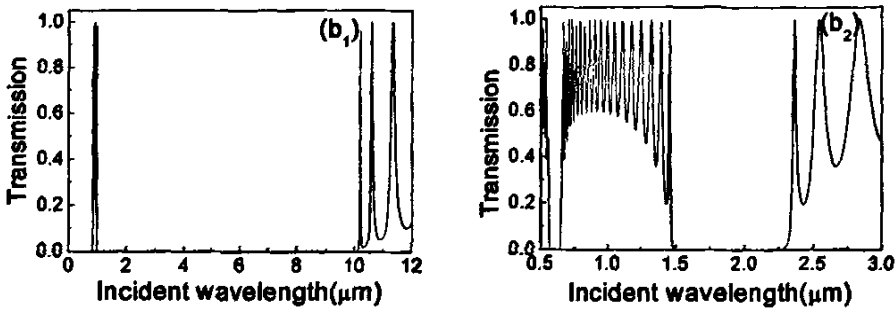


图 4.2.4 (b₁) 铁磁光子晶体能带特性图 (b₂) 普通光子晶体能带特性图

§ 4.3 小结

本章利用光学传输矩阵法对由铁磁材料组成的一维光子晶体的能带结构进行了数值模拟计算。发现, 介质层的厚度 h 对铁磁光子晶体的带隙宽度有很大的影响, 并与普通光子晶体的能带结构与介质层厚度的关系作了比较。发现当 $0.15\lambda_0 < h < 0.165\lambda_0$ 时铁磁光子晶体的带隙宽度略小于普通光子晶体的带隙宽度, h 取其他任意值时则远远大于普通光子晶体的带隙宽度, 并在 $h = 0.25\lambda_0$ 时存在最大值; 与传统的光子晶体不同的是, 铁磁光子晶体的带隙宽度随介质层厚度的增加是成非线性变化的。通过适当的调节介质层的厚度可以方便地构造具有宽禁带的光子晶体, 可为光通信波分复用技术和多通道窄带滤波技术提供理论基础。

参考文献:

- [1] 茹宗玲, 向安, 高建平; 光子晶体结构、制备技术和应用进展; 《电子原件与材料》, 2002, 21(9):17-20
- [2] E. Yablonovitch, Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics, *Phys. Rev. Lett.*, 1987, Vol.58, 2059-2062
- [3] S. John, Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices, *Phys. Rev. Lett.*, 1987, Vol.58, 2486-2489
- [4] Y. Fink, J. Winn, S. Fan et al. A Dielectric Omnidirectional Reflector [J]. *Science*, 1998, 282:1679-1682
- [5] M. Plihal, A. Maradudin, Photonic band structure of two-dimensional systems: the Triangular lattice [J]. *Phys. Rev. B*. 1991, 44(16):8565-8571.
- [6] P. R. Villeneuve, M. Piche, Photonic and band gaps in two-dimensional square and hexagonal lattices [J]. *Phys. Rev. B*. 1992, 46(8):4969-4972.
- [7] F. Gadot, A. Chelnokov, De Lustrac, et al. Experimental demonstration of complete photonic band gap in graphite structure [J]. *Appl. Phys. Lett*, 1997, 71 (13): 1780-1782.
- [8] C. M. Anderson, K. P. Giapis, Larger two-dimensional photonic band gaps [J]. *Phys. Rev. Lett*, 1996, 77(14):2949-2952.
- [9] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, K. M. Leung, Photonic band structure: The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms [J]. *Phys. Rev. Lett*, 1991, 67(12): 2295-2298.
- [10] E. Yablonovitch, K. M. Leung, Hope for Photonic band gaps, *Nature*, 1991, 351:278-281.
- [11] K. M. Ho, C. T. Chan, C. M. Soukoulis et al, Photonic band gaps in three dimensions: new layer-by-layer periodic structures, *Solid State Commun*, 1994, Vol.89, No.5, 413-416.
- [12] E. Ozbay, A. Abeyta et al, Measurement of a three-dimensional photonic band gap in a crystal structure made of dielectric rods, *Phys. Rev. B*, 1994, 50(3), 1945-1948.

- [13] Ivan Divliansky, Theresa S. Mayer, Kito S. Hollidy, et al. Fabrication of three-dimension-al polymer photonic crystals structures using single diffraction element interference lithography. Appl. Phys. Lett, 2003, 82: 1667-1669.
- [14] V. Berger, O. Gauthier-Lafaye, E. Costard, Photonic band gaps and holography [J]. Appl. Phys, 1997, 82:60-64.
- [15] M. Cambell, D. N. Sharp, M. T. Harrison, et al. Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum holographic lithography [J]. Nature, 2000, 404:53-56.
- [16] S. Shoji, S. Kawata, Photo fabrication of three-dimensional photonic crystals by multibeam laser interference into a photopolymerizable resin [J]. Appl. Phys. Lett, 2000, 76: 2668-2671.
- [17] T. Kondo, S. Matsuo, S. Juodkazis, et al. Femtosecond laser interference technique with diffractive beam splitter for fabrication of three-dimensional photonic crystals[J]. Appl. Phys. Lett, 2001, 79: 725-727.
- [18] X. Wang, J. F. Xu, H. M. Su, et al. Three-dimensional photonic crystals fabricated by visible light holographic lithography [J]. Appl. Phys. Lett, 2003, 82: 2212-2214.
- [19] Minghao Qi, E. Lidorikis, T. Rakich, et al. A three-dimensional photonic crystal with designed pointe defects [J]. Nature, 2004, 429: 538-542.
- [20] N. A. Clark, A. J. Hurd, B. J. Ackerson, Single Colloidal Crystal, Nature, 1979, Vol.281, 57-60.
- [21] J. Wijnhoven, W. L. Vos, Preparation of photonic crystals mode of air spheres in Tilania, Science, 1998, Vol.281, 802-804
- [22] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter, Photonic band structure: The face- entered-cubic case, Phys. Rev. Lett., 1989, Vol.63, 1950-1953.
- [23] K. M. Leung, Y. F. Liu, Photon band structures: the plane-wave method, Phys. Rev. B, 1990, 41(14), 10188-10190.

- [24] W. C. Sailor, F. M. Mueller, P. R. Villeneuve. Augment-plane-wave method for photonic band-gap materials. *Phys Rev B*. 1998, 57(15): 8819-8822.
- [25] E. Lidorikis, M. Sigalas, Tight-binding parametrization for photonic band gap materials. *Phys. Rev. Lett*. 1998, 81(7): 1405-1408.
- [26] J. B. Pendry, A. Mackinnon. Calculation of photon dispersion relation [J]. *Phys. Rev. Lett*. 1992, 69: 2772-2775.
- [27] W. H. Butler, One-dimensional model for transition metals and their alloys, *Phys.Rev.B*, 1976, 14(2), 468-478.
- [28] 王秉中. 计算电磁学 [M]. 北京: 科学出版社, 2002.
- [29] E. R. Brown, C. D. Parker, E. Yabnolovitch, Radiation properties of a planar antenna on a photonic-crystal substrate[J], *Opt. Soc. Am. B*, 1993, 10(2), 404-407.
- [30] 万钧, 张淳, 王灵俊等. 光子晶体及其应用. *物理*. 1999, 28(7): 393-398.
- [31] H. Kosaka et al. Superprism phenomena in photonic crystals [J]. *Phys. Rev. B*. 1998, 58(16): 10096-10099.
- [32] A. Mekis et al, High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides, *Phys. Rev. Lett*, 1996, 77(18), 3787-3790
- [33] S. Gupta et al., Infrared filters using metallic photonic band gap structures on flexible substrates, *Appl. Phys.Lett*, 1997, 71(17), 2412-2414
- [34] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, P. J. Russell, Photonic band gap guidance in optical fibers, *Science*, 1998, Vol.282, 1476-1478
- [35] 欧阳征标, 李景镇, 朱俊等. 一种高效率光子晶体发光二极管. *发光学报*. 2002, 23(5): 473-478.
- [36] M. 波恩, E. 沃耳夫; 光学原理 [M]; 北京: 北京科学出版社, 1978, 77-89.
- [37] Wang Hui, Li Yong ping. An eigen matrix method for obtaining the band structure of photonic crystals. *Acta. Physica Sinica*(物理学报). 2001, 50(11): 2172-2178(in Chinese).
- [38] R. A. Shelby, D. R. Smith, S.Schultz. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. *Science*, 2001, 292(10): 77-79.

- [39] D. R. Smith, N. Kroll. Negative refractive index in left-handed materials [J]. Phys. Rev. Lett, 2000, 85(14): 2933-2936.
- [40] V. C. Veselago. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. Sov. Phys. Uspekhi, 1966, 10(4): 509-514.
- [41] N. H. Liu, S. Y. Zhu, H. Chen, et al Superluminal pulse propagation through one-dimensional photonic crystals with a dispersive defect [J]. Phys. Rev. E. 2002, 65(4):046607-046615
- [42] Li Rong, Ren Kun, Ren Xiaobin *et al.* Angular and Wavelength of Band gaps of holographic Photonic Crystal for different Polarizations. Acta Physica Sinica(物理学报), 2004, 53(8):2520-2525 (in Chinese).
- [43] N. H. Liu. Defect Modes of Stratified Dielectric Media. Phys. Rev. B, 1997, 55(7):4097-4100.
- [44] 王先冲. 电磁场理论及应用. 北京: 科学出版社, 1986.

硕士期间发表论文

- [1] 苏希玉, 高艳, 王海锋, 一维铁磁材料光子晶体的光学传输特性, 量子光学学报, 2007, 13 (2)
- [2] Wang Hai-Feng, Lin Zhen-Quan, Kong Xiang-Mu and Gao Yan, Kinetics of competition between catalyzed birth and catalyzed death in aggregation growth, (待发表)
- [3] Wang Hai-Feng, Lin Zhen-Quan, Gao Yan, Exchange-driven aggregation growth with catalyzed death. (待发表)
- [4] 苏希玉, 高艳, 王海锋, 含负折射率材料光子晶体的角度响应 (待发表)

致谢

在此论文完成之际，首先感谢我的导师苏希玉教授几年来的悉心指导与关怀。他渊博的知识、开阔的胸襟、严谨的治学态度以及平易近人的个性无不感染着我，激励着我，使我顺利地完成了硕士阶段的学习。在此向恩师表示由衷的感谢。

感谢物理工程学院的夏云杰教授、孔祥木教授的支持和帮助。感谢王海锋、孙志青、全秀梅、张宪科、李坤、刘存海等在学习和生活中给我的关怀和帮助，还有这几年中在一起学习生活的同窗好友们，你们的友谊永远是我宝贵的财富。

最后，特别感谢家人在我多年的学习生活中给我的关爱和支持。

高艳

2007年4月