北京大学

博士学位论文

基于表面等离子激元的空间光广角入纤研究

姓名:李光元

申请学位级别:博士

专业:通信与信息系统

指导教师:徐安士

20090601

摘要

空间光通信具有传输速率高等优点,是无线通信的重要发展方向之一,增 大空间光的接收视场角对于推动空间光通信的快速发展具有十分重要的意义。 激光雷达等空间光探测技术需要适应对未知目标、多目标以及快速运动目标的 探测,也要求空间光的大空域接收。将空间光耦入光纤的接收方法由于可以利 用光纤放大器和光纤滤波器等成熟的技术,来实现光信号放大和窄带滤波,接 收灵敏度能够接近量子极限,并有望实现大视场角,是未来空间光接收的发展 方向。

基于传统理论的入纤耦合光学系统由于受到衍射极限的限制,增大接 收视场角十分困难。本论文基于能突破衍射极限的表面等离子激元(Surface Plasmon Polaritons, SPP),提出了一种新的空间光广角入纤接收方案,围绕空 间光高效率耦合至平板波导(光纤)并发生场增强的结构和机理,空间光广角 入射引起的响应特性和具有广角透射增强特性的结构,以及光纤型TE偏振光接 收结构展开。论文的主要研究工作和成果如下:

结合SPP的透射增强特性,等离激元Bragg反射器,和由金属-介质-金属波 导和金属-介质-介质波导组成的低损耗定向耦合器,提出了一种直入射空间光 高效率耦合至平板波导并发生场增强的结构。理论和仿真结果表明:当定向耦 合器的参数设计合理时,场在其中每传播两倍耦合长度的距离,将比独立波导 的场获得一个额外的相位π。利用此相位特性对结构进行优化设计,得到60%左 右的耦合效率,且出射波导中光的能流密度比入射光的能流密度增大近一个数 量级。

研究了金属亚波长结构或SPP对广角入射空间光的幅度响应、相位响应及 透射增强响应。仿真结果表明:当矩形或三角形凹槽具有合适的深度和宽度 时,它所激发的SPP在±60°的入射角度范围内具有平坦的幅度响应;空间光 斜入射时激励的SPP具有单向传播增强的效应,此效应可用模式理论来初步解 释;细缝或矩形凹槽激励的SPP相对于入射光的相位差,即相移在±60°的入射 角范围内可以近似为常数π,并由此提出了相移广角常数近似的方法,解释了斜 入射时的异常透射现象。结合上述特性,提出了具有广角透射增强特性的等离 激元波纹喇叭结构,该结构在±30°的入射角范围内均具有较高且十分平坦的 透射增强系数。

- I -

由于SPP只对TM偏振有响应,上述工作和结论均是针对TM偏振的空间光入纤接收而言的。对于TE偏振的空间光入纤接收,本文深入研究了结合共振 原理和金属包层的光纤型TE偏振光接收结构,以滤去可能存在的TM偏振光, 而让TE偏振光的透过率尽可能高。利用SPP的模式特性首次实现了该类结构 的TM₀模式共振,给出了具有超低折射率芯区的金属包层三层波导结构所满足 的本征方程,获得了性能优异的TE通过型结构:作用长度在2.81-4.25mm之间 时,消光比达40dB以上,插入损耗小于0.2dB,带宽范围为1.4-1.6µm,允许中 间包层厚度的变化范围达2µm 以上。

基于有限元算法,开发了一套分析光与金属亚波长结构相互作用的数值计 算软件。

关键词: 空间光广角入纤接收,表面等离子激元,光纤型TE偏振光接收结构。

Research on Wide-Angle Coupling Free-Space Light

into Optical Fiber Based on Surface Plasmon

Polaritons

GuangYuan Li (Telecommunication & Information System) Directed by Professor AnShi Xu

Optical wireless communication is very attractive for its high speed, low cost and low power consumption. However, its development is hindered for many years by the optical receiver whose field-of-view (FOV) is very narrow. For free-space light detection system such as laser radar, it should be capable to detect wide-angle free-space light from unknown, multiple or even fast-moving targets. By coupling free-space light into optical fiber, it is possible to on-line amplify optical signal and filter noises, achieving both near quantum limited performance and wide FOV.

However, the conventional optical coupling system composed by lens or other concentrators is diffraction limited, making it impossible to realize wide FOV and meanwhile high optical gain. Based on surface plasmon polaritons (SPPs) which are beyond the diffraction limit, we proposed a novel mechanism on coupling free-space light into optical fiber/waveguide. Our focus is on the coupling normal-incident free-space light into planar waveguide via SPPs, SPPs' amplitude and phase shift responses at oblique incidence, and a high performance TE-pass polarizer based on SPPs. The major work and achievements are as follows:

Combining the transmission enhancement due to SPPs, plasmonic Bragg reflectors, and low-loss directional coupler composed by a metal-insulator-metal waveguide and a metal clad dielectric one, we proposed efficient and compact optical coupling from free space into waveguide with significant field enhancement. It's shown that, the field in a properly designed directional coupler will get an extra phase of π after propagating twice of the coupling length, compared to that in an individual waveguide. Under optimized parameters, coupling efficiency as high as 60% is achieved. Moreover, the flux density of the output waveguide is enhanced by almost one order of magnitude than that of the incidence.

The amplitude and phase shifts of SPPs excited by some basic subwavelength structures at wide-angle incidence are investigated. Simulations show that: for a rect-

angle or triangle groove of proper depth and width, SPPs excited keep almost the same amplitude for wide incidence angles from -60 degree to 60 degree; SPPs excited at oblique incidence are directionally enhanced, this enhancement can be explained by excitations of modes of different orders in the slit/groove; the phase differences between SPPs excited by a slit or groove and the incidence, or the phase shifts of SPPs can be approximated to π for wide incidence angles from -60 degree to 60 degree. With this approximation, the extraordinary transmission phenomena at oblique incidences are well explained. Bear these in mind, we propose a plasmonic corrugated horn structure, which presents relative high transmission enhancement efficiency for incidence angles from -30 degree to 30 degree.

As SPPs are of TM polarization, above-mentioned results are restrict to TMpolarized free-space light only. For TE-polarized incidence, the coupling into optical fiber is a routine. Here we focus on how to filter the possible TM-polarized mode in the fiber while keeping the loss of the TE-polarized mode low, or a high performance TEpass fiber polarizer. Making use of SPPs, we realized TM₀ resonance for the metal-clad fiber polarizer with a resonant buffer layer for the first time. The eigenvalue equation of a metal-clad three-layer waveguide with an ultra-low-index core is derived. The resulted TE-pass polarizer presents extraordinary high performance: when the interaction length is between 2.81mm and 4.25mm, the excitation ratio is more than 40dB and insertion loss below 0.2dB over wide spectrum from $1.4\mu m$ to $1.6\mu m$, permitting the cladding thickness varies more than $2\mu m$.

Programs based on finite element method are developed to analyze the interaction between photons and subwavelength structures on a metal film.

Key Words: Wide-angle coupling, free-space light, optical fiber, surface plasmon polaritons, TE-pass fiber polarizer.

版权声明

任何收存和保管本论文各种版本的单位和个人,未经本论文作者同意,不得 将本论文转借他人,亦不得随意复制、抄录、拍照或以任何方式传播。否则,引 起有碍作者著作权之问题,将可能承担法律责任。

北京大学学位论文原创性声明和使用授权说明

原创性声明

本人郑重声明: 所呈 交的学位论文, 是本人在导师的指导下, 独立进行研 究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外,本论文不含任何其他个人 或集体已经发表或撰写过的作品或成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集 体, 均已在文中以明确方式标明。本声明的法律结果由本人承担。

论文作者签名: 李光元 日期: 2009 年 6 月3 日

学位论文使用授权说明

(必须装订在提交学校图书馆的印刷本)

本人完全了解北京大学关于收集、保存、使用学位论文的规定,即:

- 按照学校要求提交学位论文的印刷本和电子版本;
- 学校有权保存学位论文的印刷本和电子版,并提供目录检索与阅览服
 务,在校园网上提供服务;
- 学校可以采用影印、缩印、数字化或其它复制手段保存论文;
- 因某种特殊原因需要延迟发布学位论文电子版,授权学校□一年/□两年
 /□三年以后,在校园网上全文发布。

(保密论文在解密后遵守此规定)

论文作者签名: 李光记 导师签名: 日期: 2019年6月3日

第一章 绪 论

1.1 研究背景

"白日登山望烽火,黄昏饮马傍交河。"这首来自唐代边塞诗人李颀的《古 从军行》生动地说明了烽火通信已经成为我国古代军事生活中的重要通信手 段。事实上,早在三千多年前,我华夏先民就已经开始采用烽火发出的光来进 行远程通信。烽火通信在西方的历史上没有明确记载(史学界猜测古罗马帝国 可能也有类似的通信方式),到了大航海时代(公元16世纪),西方国家普遍 采用旗语作为舰船之间的重要联络手段。1791年,法国人发明了灯信号的通信 手段——灯语 [1]。烽火通信、旗语、灯语,所有这些目视光的通信手段都是采 用大气来传播可见光,而用人眼来作为"光接收机",因而具有大视场接收角的 特性,只是这些通信手段都不能算是真正的光通信。

真正的光通信最早也是空间光通信。以发明电话而著名的贝尔,在1876年 发明了电话之后,就想到利用光来通电话的问题。1880年,他利用太阳光作光 源,大气为传输媒质,用硒晶体作为光接收器件,成功地进行了光电话的实 验,通话距离最远达到了213米。1881年,贝尔宣读了一篇题为《关于利用光线 进行声音的产生与复制》的论文,报导了他的光电话装置。在贝尔本人看来: 在他的所有发明中,光电话是最伟大的发明 [1]。

之后的一百多年来,人们从未放弃利用光来进行通信的努力。直到上个 世纪60年代,激光器的发明使人们看到了光通信的曙光。到了70年代,低损 耗光纤技术的重大突破,使光缆取代铜缆成为了有线通信的主要传播介质, 光通信的主要研究也转移到光纤通信中来。尽管如此,包括自由空间光通信 (FSO)、星际及星地激光通信以及室内光无线通信(分别如图1.1(a),(b),(c)所 示)在内的光无线通信由于具有无线通信的多种优势因而也一直在不断地发展 和进步。由于光的方向性很强,而空间光光接收机的视场角很小,光无线通信 的发射机与接收机之间要求精确对准。为了建立通信链路,需要进行捕获、跟 踪和对准(Acquisition, Tracking, and Pointing,简称为ATP)这一复杂的过程。 每当基座震动、终端移动等引起链路失效,都需要重复上述ATP过程以建立新 的链路,从而影响了通信的实时性和可靠性,极大地束缚了光无线通信的应用 和发展。因此,人们希望空间光接收机能够像人眼那样对光信号进行广角接

-1-

收,从而实现高可靠性的光无线通信,甚至把微波频段的个人移动通信等拓展 到光波段来。

在人类历史上,人眼同样是早期空间光探测中的广角"光接收机",物体的 发现、敌情的探测等均是通过人眼的大视场观察来完成的。望远镜的出现使人 眼能够看清远处暗弱物体发出的空间光,大大增加了探测的距离,但是望远镜 的视场角一般较小,需要通过旋转和移动来扩展。激光器的发明使激光雷达或 激光告警系统等空间光探测技术得到了迅速发展。空间光探测中的光接收机要 求能够适应对多目标、未知目标和快速运动目标的探测 [2],特别是近年来随着 超音速、超低空飞行、隐身、反辐射等技术在飞机和巡航导弹中的广泛应用, 对空间光探测设备的生存能力及探测有效性形成了很大的挑战。由于传统单基 站后向接收式激光雷达容易遭到反辐射导弹的袭击,多基站或等效多基站(如 图1.1(d)所示,运动的飞机相当于多基站)对漫射光的接收方式成为未来军用激 光雷达的发展方向,这更加要求对空间光的接收具有大空域、高灵敏度和实时 探测的性能。



图 1.1 (a)城域网中的自由空间光通信 [3];(b) 星际激光通信;(c) 室内光无线通信 [4];(d)激光雷达在飞机对地面目标实时探测中的应用 [5]。

空间光广角接收的实现将推动空间光通信、光探测等相关领域的快速发展。视场角的增大将加快光无线通信系统中发射机和接收机的对准与跟踪过程,并实现多个终端之间的通信,甚至可能使光波像射频那样用于个人移动通

-2-

信中,让人们告别手机辐射的困扰。对于双(多)基地激光雷达和激光告警等 空间光探测系统而言,空间光的广角接收能够用于快速运动目标、多个未知目 标的实时跟踪和探测 [6]。

1.2 国内外研究现状

本论文暂不关心空间光的来源是通信终端、探测目标还是光信号被建筑的 漫反射,也不考虑它在空气中传播所受到的各种畸变,以及它被接收后所进行 的光电转换、解调和解码等过程,而是仅研究空间光被接收的原理、结构及其 视场角特性。此外,由于空间光通信或光探测的距离比波长和接收馈源大很 多,因此,总是可以假设到达光接收机的光为平面波[7]。

对空间光的接收主要可以分为直接接收方式、相干(外差/差拍)接收方式 和带光学前放的接收方式[8],其中最后一种方式由于需要将空间光耦合进入光 纤,因而本文也将它称为入纤接收方式。下面将介绍国内外在这三种接收方式 关于视场角方面的研究工作,其中包括我们采用光学系统耦合入纤的一些前期 工作,说明采用传统方法对视场角的限制因素,并通过介绍表面等离子激元的 独特性质,阐明它在实现空间光广角入纤接收的潜在优势。

1.2.1 空间光的直接接收方式



图 1.2 直接接收框图 (图片在文献8基础上修改而得)

为了接收空间光,最简单最直接的方式就是直接接收,如图1.2所示。它通 过光学系统将空间光聚焦在光电检测器上,直接检测收集到的光能量,因此又 被称为非相干接收。为了增强检测光的强度,需要采用光学系统将空间光会聚 到一个较小的尺度范围内;为了减弱背景噪声,提高信噪比,需要采用光学窄 带滤波系统以抑制背景光。直接接收方式简单实用,但由于光电检测器的性能 有限,其接收灵敏度并不高,而且光学窄带滤波系统和光学系统则均会限制其 接收视场角。

- 3 -

1.2.1.1 窄带滤波技术对视场角的限制

为了减小杂散光的噪声干扰,提高系统信噪比,必须减小视场角或使用窄 带光谱滤波器。目前常用的窄带光谱滤波器有两种:干涉型滤波器(包括多层 薄膜滤波器、声光滤波器、FP滤波器等)和原子滤波器。尽管原子滤波器的带 宽极窄(可达到0.001nm),但透过率很低(一般低于50%)、响应时间长(一 般大于微秒量级)[9]。因此最常用的还是干涉型滤波器(带宽一般为纳米或亚 纳米量级,透过率可达近90%)。然而,这种滤波器的传输特性对入射角度十 分敏感。如图1.3所示,随着入射角的增加,滤波器的中心波长和通带范围均向 短波长移动,发生"蓝移"[10],这将极大地限制接收视场角。为此,目前多数 的商业红外系统一般都采用对入射角度不敏感的高通滤波器[11]。但是,这类 滤波器由于高于截止波长的光都能通过,因而具有很大的带宽。由此可见,空 间光窄带滤波器存在着带宽和视场角的矛盾。



图 1.3 Butterworth近似下多层薄膜滤波器的带通特性(左图)和中心波长(右图)随入射 角度的变化关系(在文献10的基础上修改而得)

1.2.1.2 光学系统对视场角的限制

本节以二维光学系统(如图1.4所示)为例,分析光学系统对视场角的限制。图中2a,2a'分别为光学系统入瞳和出瞳的孔径,*θ*,*θ*'分别为相应的视场半角,*n*,*n*'分别为光学系统入射区和出射区的介质折射率。根据集光率守恒定律,光学系统的入瞳与出瞳的孔径-视场角乘积满足以下关系[12]:

$$na\sin\theta = n'a'\sin\theta' \tag{1.1}$$

-4-



图 1.4 二维光学系统示意图(在文献12的基础上修改而得)

为了尽可能增加收集到的空间光能量,需要增大光学系统的光学增益,即 聚光率(Concentration Ratio)。根据公式(1.1),聚光率的表达式为

$$C = a/a' = n'\sin\theta'/(n\sin\theta).$$
(1.2)

假设入射端的介质为空气(n = 1),由于 $\theta' \le \pi/2$, sin $\theta' \le 1$,因此二维光学系统的聚光率理论最大值为[12]

$$C_{max} = n' / \sin \theta. \tag{1.3}$$

同样的,三维光学系统的聚光率理论最大值为[12]

$$C_{max} = \left(\frac{a}{a'}\right)^2 = \left(\frac{n'}{\sin\theta}\right)^2.$$
 (1.4)

由此可见,增大光学系统的聚光率,势必导致其接收视场角很小,而增大 接收视场角,则会导致聚光率减小,即它们之间存在不可克服的矛盾。一般为 了提高接收灵敏度而增大光学系统的聚光率,从而使得接收视场角极小。

1.2.1.3 视场角的扩展

为了扩展空间光接收机的视场角,人们采用了扫描系统、非扫描的角度分 集技术等多种方法。

(1) 光机扫描方式 [17]:通过转动平面反射镜、反射镜鼓或折射棱镜,或转动 整个镜组(即转动镜组的基座),使接收方式可以依次接收来自不同空间 方向的空间光。这种技术已经非常成熟,被大多数扫描系统所采用。但由 于机械惯性,它的扫描效率低,不适合大角度的快速扫描。



图 1.5 (a)全息光栅扫描 [13], (b)角度分集接收 [14], (c)光电检测阵列接收 [15], (d)单个 检测器在像平面扫描接收 [16]

- (2) 电光、声光扫描方式 [17]:采用电光效应或声光效应可以实现无惯性扫描。其扫描速度快、效率高,但扫描的视场角小,而且要保证扫描的均匀 性很困难。
- (3) 光栅扫描方式 [13,18,19]: 采用(全息)光栅的一维转动来实现二维扫描,如图1.5(a)所示。这种扫描方式减少了机械运动,扫描视场大、效率高、惯性小,但由于其低衍射效率导致扫描系统的透过效率不高,并且这种方式仍然需要机械转动。
- (4)角度分集技术 [14,15,20]:由于单个接收机的视场角较小,为了覆盖一个 很大的接收空域,角度分集技术采用多个同样的接收机按照一定的朝向组 成阵列,每个接收机接收来自不同方向的空间光,如图1.5(b)所示。这种 技术不需要任何扫描机制,是真正意义上的广角接收,但主要缺点是实现 起来比较复杂。
- (5) 多元检测器阵列: 它将多个单元检测器排成阵列,如CCD阵列或光电转换器(PIN/APD)阵列[15]放在成像光学系统的焦平面上,如图1.5(c)所示,也被称为成像式角度分集接收[14]。每个单元检测器的面积并不增大,只对应于一个小视场,由多元阵列合成一个较大的视场。尽管一些学

- 6 -

者将它视为非扫描方案,但它本质上与机械扫描式的单个光电转换器类 似 [16] (如图1.5(d)所示),只不过是将焦平面上的机械扫描改成检测器 阵列的电子扫描罢了,而且其总视场角仍然受到光学窄带滤波系统和聚光 系统的限制。

总之,不论哪种扫描方式,它只能依次扫描各个方向,终归要受到扫描速 度的限制:其中采用多元检测器阵列的方式,其视场角仍然受到窄带光学滤波 和聚光系统的限制。因此,这些扫描式扩展接收视场角的方法均无法实现对广 角入射空间光的快速有效接收。而角度分集技术通过多个接收机单元并行工 作,尽管没有任何扫描速度限制,但是,如果单元的视场角太小,系统需要许 多个单元才能实现大视场角的接收,此时结构将变得复杂。

1.2.2 空间光的相干接收方式

空间光的外差(heterodyne)或差拍(homodyne)接收通过将信号光与较强的本地光混频或差拍产生用于光电转换的中频或拍频信号,因此又被称为相干接收,如图1.6所示。相干接收方式可以得到比直接接收方式高7-8个数量级的接收灵敏度,接近量子极限 [21]。它主要用于中、远红外波段,如10.6微 米 [22]。



图 1.6 外差(相干)接收框图(图片在文献8基础上修改而得)

为了使相干的效率最大化,本振光与信号光必须具有高度的单色性和频率 稳定性,另外还要满足空间相干性条件 [23]:两束光具有相同的偏振态、径向 强度分布尽量相似、波前曲率相等、两束光之间的空间位移很小、角误差很小 等。这些要求使相干接收的实现十分复杂,其中对空间相干性的苛刻要求极大 地限制了其接收视场角。A.E. Siegman最早提出 [24]:相干激光雷达的接收视场 应该限制在立体角 $\Omega \approx \lambda_0^2/A_p$ 范围内(其中 λ_0 为空间光的波长, A_p 为入射光瞳 的面积),超过该限制条件,将无法进行相干接收。这个接收视场角的限制对 空间光通信的相干接收同样成立。为减小对视场角的严格限制,A. Waksberg提

-7-

出了改变系统结构和采用检测器阵列的方法 [25],但并没有从根本上解决相干 接收视场角小的问题。由此可见,尽管相干接收方式可以接近量子极限,但实 现复杂,而且接收视场角很小。

1.2.3 空间光的入纤接收方式

1.2.3.1 入纤接收方式的应用研究及优势



图 1.7 带光学前放的空间光入纤接收框图 (图片在文献8基础上修改而得)

在光电检测器的性能一定时,为了使接收机的灵敏度尽可能高,要求光学 系统能收集尽可能多的光子。然而光学系统的增益能力总是有限的,这时可以 像光纤通信接收系统那样利用掺铒光纤放大器(EDFA)来进一步对接收到的 光信号进行放大,这就是带光学前放的接收方式,即入纤接收方式,如图1.7所 示。空间光经过聚光和滤波后被耦合进入光纤,然后采用EDFA对信号光进行 在线放大,利用光纤布拉格光栅(FBG)滤波器滤去泵浦光和自发辐射噪声 (ASE),最后再进行光电转换成为电信号。Dong-Yiel Song等人采用EDFA光 学前放实现了4×10 Gb/s的WDM光信号(信道间隔为标准的100GHz)在自由 空间中传输1.2公里的记录 [26]。Huanlin Zhang等报道了一种高增益低噪声的 级联光学前置放大器,它应用于中红外波段的光无线连接接收机中,能将接 收到的微弱光信号(如低达-53dBm的光信号)净增益8-13dB,而ASE噪声却 被过滤,因此其性能可接近量子极限 [27]。此外,这种接收方式由于空间光 信号被耦入光纤,也非常便于进行光纤窄带滤波等光信号处理操作。R.J.De Young等将FBG滤波器引入了激光雷达的空间光接收,发现能极大地降低背景 噪声的影响,使激光雷达在白天也能取得良好的性能[28]。这种FBG滤波器 的通带范围(FWHM)可达几十皮米,比干涉滤波器(其FWHM一般为nm量 级)要窄100倍左右,最大反射率可达91%以上(干涉滤波器的透过率一般小 于90%)。

表1.1综合比较了空间光的直接接收、相干接收和入纤接收三种方式的性能。由表可见,入纤接收可以利用FBG滤波器进行高透过率的超窄带在线滤

- 8 --

表 1.1 空间光接收方式的性能比较(表中FOV表示接收视场角)

方式	接收灵敏度	窄带滤波方式	滤波限制FOV	聚光限制FOV	复杂性
直接式	较小	干涉型滤波	很大		简单
相干式	近量子极限	相干滤波	很大	_	复杂
入纤式	近量子极限	FBG滤波	无	很小	简单

波,不会对接收馈源的视场角增加额外的限制,从而能解除干涉型光学窄带滤 波器的角度敏感性对视场角的束缚。它通过采用EDFA对光信号进行放大而不是 通过提高光学系统的聚光能力来提高信号光的强度,能减小对光学系统聚光率 的要求,从而有利于增大光学系统的接收视场角。因此,这种方式有望解除光 学系统和干涉型窄带滤波器对视场角的限制,它不仅可以像相干接收那样接近 量子接收极限,而且实现更容易,是未来空间光接收的发展方向[8]。

1.2.3.2 空间光入纤接收的耦合效率和视场角研究

由于空间光入纤接收的诸多优势,国内外许多学者对此展开了大量的基础研究,主要集中于入纤耦合效率方面,而对接收视场角关注较少。1988年,美国Arizona大学的S. Shaklan等天文学家 [29]对用于恒星探测的入纤耦合进行研究,结果表明:将单模光纤放置于大孔径望远镜的焦平面中心时,入纤耦合效率在理论上最大可达到近80%(即-1dB),其损耗是由望远镜焦平面处的场和光纤端面的场不匹配而导致的。1998年,P.J. Winzer 等人 [30]将入纤馈源引入激光雷达中,得到随机光信号耦合入单模光纤的最大耦合效率仅为42%(即-3.8dB)。近年来,M. Lazzaroni等人 [7]在考虑到单模光纤的严格理论场分布的情况下,分析了空间平面波经理想成像透镜耦入单模光纤的效率与光纤参数的理论关系。为了进一步提高入纤耦合效率,相干光纤束 [31]、自聚焦透镜 [32]和光子晶体光纤 [33]等也相继被用于入纤接收馈源中。

正如前文所述,光学系统受到集光率守恒定律的限制,由于光纤的芯径和数值孔径(NA)都很小,为了提高接收灵敏度,需要提高光学系统的聚光率,这会导致极小的接收视场角。这个限制可以用"大透镜+光纤束"[31]或多个"小透镜+光纤"阵列形成角度分集的接收方式[34]来缓解。这两种方法均可以在一定程度上拓宽系统的接收视场角,但二者的性能却有较大差异;前者可以获得较大的光学增益,而后者则对于斜入射空间光的接收效率较高。它们作为角度

-9-

分集方式,实现起来比较复杂。

1.2.3.3 项目支持和我们的前期工作

由于空间光的入纤接收具有诱人的应用前景,但目前得到的视场角很小, 实现空间光的广角入纤接收十分困难。为了探索空间光广角入纤接收的新原理 和结构,我们于2007年申请国家自然科学基金项目并获得批准。因此,本论文 得到了国家自然科学基金项目"微弱空间光信号广角入纤接收馈源的基础研究" (编号: 60772002)的资助。



图 1.8 光纤束耦合光学系统

表 1.2 大孔径大数值孔径光纤的耦合光学系统参数表。表中前后表面半径、厚度、孔径和到下一透镜距离的单位都是mm。

编号	前表面半径	后表面半径	厚度	孔径	材料	到下一透镜距离
1	6.40063	Infinity	6.0	12.7	BK7	0.0
2	6.40063	Infinity	6.0	12.7	BK7	95.92332
3	99.43856	-99.43856	8.0	50.0	LASF35	91.10973
4	7.52000	Infinity	3.0	12.0	G14SFN	2.96

我们在早期对空间光入纤接收的视场角问题进行了一些预研,主要采用 光学增益较大的"大透镜+光纤束"接收方式。我们采用ZEMAX软件设计了一个 由4个透镜组成光纤束耦合光学系统,如图1.8所示,图中前三个透镜为普通光 学玻璃透镜,第四个透镜为渐变折射率透镜(材料:G14SFN,型号:GPX-10-10,透镜的折射率沿光轴渐变),所有透镜均可从美国的LightPath公司购得, 详细参数参见表1.2*。像平面上的光纤束由7根大芯径大数值孔径的光纤(芯 径 $D = 0.8\mu$ m,NA=0.676,或最大接收角 $\theta = \pm 42.5^{\circ}$)组成。如果不考虑光

^{*}表中的前后表面半径,正数表示左凸,负号表示右凸,"厚度"表示前后表面之间的光轴距 离,"到下一透镜距离"一般指本透镜的后表面到下个透镜前表面之间的光轴距离,对于最后一 个透镜,它指透镜的后表面到像平面的光轴距离。

纤芯径之间不能接收光的部分(包括包层和空隙,常被称为"死区"),光纤 束的耦合效率随入射角度的变化关系如图1.9所示。由图可见,入射角度*小 于±9.8°时,光主要耦合进入中心光纤,0°时耦合效率最大,达24.53%;入射 角度在±(9.8°-22°)时,光能主要耦合进入两侧光纤,14°时耦合效率最大, 达16.69%。这说明,采用光纤束能够增大系统的视场角:中心角度小于22°的 圆锥内的光线按照耦合效率不小于11%的判据可以认为能耦合进入光纤束中, 而更大的入射角对应的耦合效率小于11%,可以认为无法进入光纤束中。需要 注意的是,由于光纤的芯径相对于包层直径一般较小,纤芯外不能接收空间光 的区域(由包层和光纤间空隙组成,被称为"死区")相对较大,这会导致光纤 束的接收视场角内部出现大片的盲区。



图 1.9 光纤束的耦合效率随入射角的变化关系图

另外,采用光纤束的接收方法在本质上仍是前文所述的角度分集接收方 式,如果单根光纤对应的接收视场角太小,则需要大量的光纤才能获得较大 的视场角。如图1.10所示,当单元的接收视场角为20°时,由7个单元组成的系 统即可达到30°的总视场角;而如果单元的接收视场角仅为10°,则由19个单 元组成的系统才只有25°的总视场角。对于芯径只有8-10μm,数值孔径一般 为0.1-0.2(对应的接收角约为12°)的普通单模光纤,如果单根光纤对应的视 场角仅有几度,为了实现数十度的总视场角,系统将会十分复杂(这种情况常 见于望远镜和光纤阵列组成的入纤接收系统)。

^{*}为简单计,此处只考虑了入射光与光轴所成的俯仰角,未考虑旋转角。



图 1.10 角度分集接收的视场角示意图。左图:单元的接收空间角为20°,系统的接收空间角为30°;右图:单元的接收空间角为10°,系统的接收空间角为25°。

1.2.3.4 表面等离子激元在空间光广角入纤接收中的潜在优势

由于目前所用的聚光耦合光学系统受到衍射极限的限制,增大视场角十分 困难。近年来有学者提出,可以考虑将纳米技术应用到激光雷达中 [35]。事实 上,最近纳米技术中的研究热点之表面等离子激元(Sufrace plasmon polaritons, SPP)在空间光的广角接收上确实具有潜在的优势。



图 1.11 沿着金属-介质界面传播的表面等离子体激元 [36]。

SPP是一种沿着介质-导体(通常是金属)的界面传播的电磁波,如 图1.11所示。在共振过程中,自由电子通过与光波共振谐振而发生集体响 应。这种光与表面电荷谐振的相互作用构成了表面等离子激元,并使得SPP具 有许多独特的性质[37]。

作为介质-金属这种两层波导结构的TM₀模式,SPP具有比自由光大很多的

波矢。求解介质-金属波导的本征值,不难得到SPP的传播常数为 [38]

$$k_{sp} = k_0 \sqrt{\epsilon_m \epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d)}$$
(1.5)

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为真空中的波矢, ϵ_d , ϵ_m 分别为介质和金属的介电常数。由于金属的介电常数的实部一般为负数,即Re[ϵ_m] < 0(其中Re[·]表示取实部),因而 $\sqrt{\epsilon_m\epsilon_d/(\epsilon_m + \epsilon_d)} = \sqrt{\epsilon_d/(1 + \epsilon_d/\epsilon_m)} > \sqrt{\epsilon_d}$,因此不等式 $k_{sp} > k_0\sqrt{\epsilon_d}$ 恒成立,这说明SPP的波矢总是大于自由光的波矢。所以,它无法用自由空间光直接激发,需要采用亚波长凹槽、细缝或小孔等结构来补偿这个波矢差后才能被空间光激发 [37]。需要特别指出的是,SPP是一种TM偏振模,因而只有TM偏振的空间光或波导模式才有可能激励它。

由于SPP的有效折射率特别大,因而它最大的一个特性就是能够突破衍射极限。根据衍射定理,圆形口径光学系统的夫朗和费衍射像即艾里斑的大小决定了光学系统所能聚焦到的最小尺寸 [39],其直径为 $1.22\lambda_0/(n'\sin\theta')$ 。对于一般的光学系统(处于空气中,n' = 1.0),在衍射极限下所能聚焦的最小尺寸为 $1.22\lambda_0$ 。在显微镜等应用中,为了进一步减小聚焦的尺寸,一般都将透镜浸在折射率较高的液体中。然而,传统的介质在可见光波段的折射率一般不会超过2,而利用SPP的超高有效折射率,则可以突破衍射极限的限制,将可见光聚焦到纳米尺度 [36]。依此类推,根据公式(1.3)或公式(1.4),利用SPP的超高有效折射率,也能突破集光率守恒定律的限制,同时实现高聚光率和大视场角。

1.3 研究内容及组织结构

本文提出基于表面等离子激元的空间光广角入纤接收的新方案,由 于SPP只对TM偏振的空间光有响应,对TE光没有响应。因此,本文分别 对TM偏振和TE偏振空间光的接收进行研究。

针对TM偏振的入射空间光,本文研究利用SPP的透射增强特性及广角特性 来实现空间光广角入纤接收的原理和结构。如图1.12所示,其过程可以分为三 大步骤:空间光引起的广角响应特性,空间光至平板波导的高效率耦合和定向 输出,平板波导耦合进入光纤。由于当前对广角入射时的SPP响应研究较少, 本文首先研究直入射空间光高效率耦合进入平板波导的原理和结构。由于当前 广泛采用的透射增强基本结构——"牛眼结构"(bull's eye structure)不具有广角 的透射响应,而且尚未有人提出具有广角响应的透射增强结构,为此本文将研

- 13 -



图 1.12 基于SPP的TM偏振空间光广角入纤接收的原理示意图

究广角入射空间光引起的响应特性,希望根据这些特性能够提出一种具有广角 透射增强的结构。本文并没有考虑空间光最终耦合进入光纤的问题,一方面是 由于光纤本身可以等效为平板的介质波导结构,另一方面则是由于从平板波导 到光纤的耦合已经是一个比较成熟的技术。因此在后文中,可以认为实现了空 间光耦合进入波导,就实现了空间光的入纤接收。

由于TE偏振的空间光无法激励SPP,因而不能采用TM偏振空间光的入纤耦 合新原理和结构,目前只能采用传统的聚光耦合光学系统来实现空间光的入纤 接收。这方面相关的工作很多,本文中仅给出一种光纤型TE偏振光接收结构的 研究,目的是滤去可能被光纤接收的TM偏振光,而使TE偏振光所受的损耗尽 可能小。

文章的内容是这样安排的(如图1.13所示):



图 1.13 论文的组织结构

第一章绪论,即本章。

第二章研究空间光耦合进入平板波导的机理和结构,探讨直入射空间光通

- 14 -

过激励SPP进而耦合进入平板介质波导并发生场增强的原理。首先建立光与金属亚波长结构相互作用的模型,利用有限元算法搭建了一个结果可靠的仿真平台;然后从金属亚波长透射增强的基本结构——"牛眼"结构出发,结合等离激元Bragg反射器(plasmonic Bragg reflector)和由金属-介质-金属波导和金属-介质-介质波导组成的低损耗定向耦合器,提出了一种直入射空间光定向激励波导模式并发生场增强的结构,分析其原理和性能。

第三章研究金属亚波长结构或SPP对广角入射空间光的响应特性以及具 有广角透射增强特性的结构。首先分析一些基本的金属亚波长结构所激励 的SPP对广角入射空间光的幅度和相移(定义为SPP相对于入射光的相位差) 特性,得出相移广角常数近似方法,然后根据这些广角响应特性提出了一个 具有广角透射增强特性的等离激元波纹喇叭结构(plasmonic corrugated horn structure)。

第四章研究一种高性能的光纤型TE偏振光接收结构。本章假设TE偏振空间 光已经被耦合进入光纤,主要研究利用SPP的偏振选择特性(只可能与TM偏振 的空间光或模式作用)来滤掉其中可能存在的TM偏振模式,同时使TE偏振模 式所受的损耗尽可能地小,从而获得一个高性能的TE偏振光接收结构。

第五章总结论文的工作,并展望下一步的研究工作。

本论文的主要创新点有:

- (1) 提出了一种基于表面等离子激元的空间光广角入纤接收方案;
- (2) 提出了一种直入射空间光高效率耦合至平板波导并发生场增强的结构;
- (3) 提出了相移广角常数近似方法,可解释斜入射时的异常透射现象;
- (4) 提出了一种具有广角透射增强特性的等离激元波纹喇叭结构;
- (5) 将SPP应用于共振型金属包层光纤偏振接收结构中,实现了该类结构的TM₀模式共振,获得了性能优异的TE偏振光接收结构,并给出了具有超低折射率芯区的金属包层三层波导结构的本征方程。

第二章 空间光至波导的高效耦合及场增强机理和结构

2.1 问题的提出

基于SPP的TM偏振空间光耦入介质波导可以分为两个过程:空间光激励SPP和SPP耦入介质波导。这两个独立的过程目前均有相关的报道,而由空间 光通过激发SPP再耦合进入介质波导的研究则尚无报道。

在基于SPP的传感 [40]和全光信号处理 [41]等应用中,利用空间光来激励SPP是最常用的方法。空间光与金属板上的亚波长凹槽 [41]或光栅 [42]结构作用,激励出沿着入射面上的介质(或空气)-金属界面传播的SPP。这种激励方法无法将SPP与入射光隔离,导致入射光成为SPP后续处理的主要噪声源;而若将SPP引导至远离入射区域,则又会由于SPP的传播损耗很大而降低其幅度,并且增大了系统的尺寸 [43]。为此人们提出了后向照射(back-side illumination)的方式,使空间光从刻有细缝和凹槽 [37]的厚金属板的某一面入射,而SPP则沿着金属板的另一面传播,由于金属板比较厚(相对于光的趋肤深度而言),入射光不会影响SPP的后续处理。由于SPP在出射面上往两个方向传播,只有一半能被用于后处理,为了提高可处理的SPP功率,近年来有学者提出了等离激元Bragg反射器(plasmonic Bragg reflector) [43]。利用此反射器可以使激励出来的SPP单向传播,从而提高了空间光到可利用SPP的耦合效率。

由于SPP的传播长度极其有限,将表面等离子波导与传统低损耗介质波导相结合成为了人们的共识,其中表面等离子波导用于连接亚波长尺寸的器件,介质波导则用于将信号传输至较远的距离 [44,45,46,47,48]。目前,关于表面等离子波导与传统介质波导之间的耦合主要有两种方法:一种是端对端的耦合 (end-fire coupling),现有的工作主要关心由介质波导到金属-介质-金属(metal-insulator-metal,MIM)波导结构的耦合 [45,48],而由MIM波导耦合至介质波导的研究比较少;另一种是定向耦合(directional coupling)的方法,它将表面等离子波导与介质波导组成定向耦合器,由于表面等离子波导的损耗很大,如何使耦合长度尽可能地短是一个重要研究内容 [44,46,47],然而这些工作却没有明确给出如何减小定向耦合器耦合长度的方法。

由于沿着空气-金属界面上传播的表面等离子激元(SPP)比空间光的波矢 要大,空间光无法直接激发SPP,需要利用金属亚波长结构如小孔、细缝、凹 槽或相应的阵列来补偿它们之间的波矢,从而使SPP能被激发 [40]。最初发现 这一现象的实验是在金属薄板上打上亚波长小孔阵列,光透过小孔会发生透射 增强效应 [49]。后来人们发现如果在小孔周围刻上一些周期性的凹槽结构,也 能使小孔发生极大的透射增强,这种结构被称为"牛眼"结构 [50]。"牛眼"结构 能够激励SPP并将其汇聚到中心小孔,其功能与聚光透镜有些类似,起着光学 增益的作用。只是这种"聚光"结构能突破衍射极限,可以将光会聚到纳米量级 的尺寸 [40]。如果在小孔出射面的附近放置一个纳米量级尺寸的光电检测器, 则可以很好地解决传统光电检测器的处理速度和单元尺寸之间的矛盾,实现超 快光电检测器(Ultrafast miniature photodetector) [50],如图2.1所示。"牛眼"结 构的这一特性还被用于实现超高密度光存储(ultra-high density optical storage) 上 [51]。



图 2.1 基于SPP的超快光电检测器的结构示意图(在文献50基础上抽象而得)。

需要注意的是,透过"牛眼"结构的光仅局域在小孔的附近,因此超快光电 检测器或超高密度光存储必须要在小孔出射面的近场进行处理。如果要将这种 具有光学增益的结构用于实现空间光的入纤(波导)耦合,将尺寸要大很多的 光纤(波导)直接放置在纳米量级尺寸的小孔出射面附近显然是不合适的。为 此,本章将从"牛眼"结构出发,探索空间光耦合进入平板波导并发生场增强的 机理,并提出一种相应的结构。出于由简入繁的思想,本章暂时先考虑空间光 是直入射的,广角入射的情况将在下一章讨论。由于SPP是光与金属亚波长结 构相互作用的结果,下面首先建立起这种相互作用的模型和有限元仿真平台, 然后再研究基于SPP的空间光耦入波导的机理及结构。

2.2 光与金属亚波长结构相互作用的模型

光与金属亚波长结构的相互作用可以用严格衍射模型(rigorous diffraction model)来描述,当前这一模型的主流数值算法有直线法(Method

- 17 -

of Lines, MOL)、体积分法(volume integral method, VIM)、时域有限 差分法(finite difference time domain, FDTD)和有限元法(finite element method, FEM)等[52]。采用这些算法来研究光与金属亚波长结构相互作用 的国外几家科研机构,包括法国光学研究院(Institut d'Optique),荷兰代尔 夫特理工大学(Delft University of Technology),德国根特大学(Ghent University),美国西北大学(Northwestern University)等,于2007年联合对这些算法 进行了统一的测试和标定,并与相应的实验结果进行对比。结果表明FDTD算 法由于金属色散模型存在的偏差导致仿真结果与其它几大算法总是存在一 定的偏差,而FEM算法则与其它算法吻合良好[52]。前人的研究[52,53]还证 明,FEM仿真的结果与实验吻合良好。基于这些结论并考虑到FEM算法能够 方便地描述任意几何结构和材料类型(如各向同性、各向异性),在此将采 用FEM算法来对光与金属亚波长结构的相互作用进行数值仿真。

空间光与金属亚波长结构的相互作用从FEM算法的角度来看是一种电磁场 的散射问题。普通电磁场散射问题的有限元建模在文献54中有详细的介绍,其 基本假设是空间中充满了同一方向的均匀平面波,散射体尺寸有限。这一假设 不适用于空间光与金属亚波长结构的相互作用,因为此时金属薄板相对于入射 空间光的光束尺寸而言可以认为是无限大。此时需要将背景光从均匀平面波改 为入射光被多层介质反射和透射后形成的总光场,而将与原来的多层介质结构 中不相同的部分,如金属薄板中的凹槽、小孔、细缝等结构当作散射体。本文 将没有散射体(仅有多层介质结构)时由入射光、反射光和透射光形成的背景 光场称为零场,而存在散射体时的场称为总场,将总场与零场之差称为散射 场。多层介质背景中的零场分布可由传输矩阵法或等效方法求解,详细内容请 参考文献55,需要注意的是该文献中的TE和TM的传输系数是不同的。

散射场问题的有限元建模包括总场建模、散射场建模和总场-散射场混合建 模三种方式,其中总场-散射场建模由于能够方便地处理散射体内部包含理想 导体的情况,近年来成为主流的建模方式。多层介质背景的有限元总场-散射 场建模之推导工作已经由荷兰代尔夫特理工大学H. P. Urbach 教授的博士生W. Xiu完成,详细内容请参考文献55,56。但是他们在推导中所采用的符号极其复 杂,而且由于采用的是W. C. Chew提出的拉伸坐标形式的共振匹配层(stretched co-ordinate perfect matched layer, SC-PML)[57],散射场区域中的散射场未知 变量需要进行复杂的变换,这些复杂的符号和变换导致了部分严重的错误和纰

- 18 -

漏¹。在这里,本文采用S. Gedney提出的各向异性形式的PML(uniaxial perfect matched layers, UPML) [58],因而不需要对散射区中的散射场做任何变换,并采用简单的符号,由此得到形式简单的有限元总场-散射场建模公式。



图 2.2 电磁场散射问题有限元算法的总场-散射场建模结构框图.

由于本文研究的细缝和凹槽等亚波长结构在y方向上都可以认为是无限延展,建模选在x – z二维平面上进行,如图2.2所示。

记零场为(\mathbf{E}^{0} , \mathbf{H}^{0}),总场为(\mathbf{E}^{tot} , \mathbf{H}^{tot}),散射场为(\mathbf{E}^{sc} , \mathbf{H}^{sc})。总的建模 区域 Ω 可以划分为总场区 Ω_{tot} 和散射场区 Ω_{sc} 。在总场区(含总场-散射场边 界 $\partial\Omega_{tot}$)中,未知变量为总场;而在散射场区(除去总场-散射场界面 $\partial\Omega_{tot}$) 中,未知变量为散射场。在总场-散射场界面 $\partial\Omega_{tot}$ 上,有连续性边界条件:

$$\begin{cases} \mathbf{E}^{tot} = \mathbf{E}^{sc} + \mathbf{E}^{0} \\ \mathbf{H}^{tot} = \mathbf{H}^{sc} + \mathbf{H}^{0} \end{cases} \quad \text{on } \partial\Omega_{tot}.$$
(2.1)

在散射场区,采用UPML对计算区域进行截断,以吸收散射场,减少截断 引起的散射场反射。二维PML区域(即此处的散射场区)中各向异性介质的本 构参数为

$$\bar{\epsilon} = \epsilon \bar{\Lambda}, \bar{\mu} = \mu \bar{\Lambda}, \tag{2.2}$$

$$\bar{\Lambda} = \begin{pmatrix} s_x^{-1} s_y & 0 & 0\\ 0 & s_x s_y^{-1} & 0\\ 0 & 0 & s_x s_y \end{pmatrix},$$
(2.3)

其中, $s_i = \kappa_i + \sigma_i / j \omega \epsilon_0$, (i = x, y) [59], κ 项用于加快对衰减场或消逝波的 吸收。PML的外边界(即散射场区的外边界)可以采用Direchlet边界条件,

¹例如, 文献55中填充矩阵时就出现了一些错误。

也可以采用Neumann边界条件,一般而言,Neumann边界条件得到的精度更高 [56]。Neumann边界条件的表达式为

$$\hat{\mathbf{n}}_{\partial\Omega} \times \bar{\bar{\mu}}_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{sc} = 0, \text{ on } \partial\Omega.$$
 (2.4)

从无源的矢量Helmholtz方程出发

$$\nabla \times \mu_r^{-1} \times \mathbf{E} - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = 0, \quad , \tag{2.5}$$

经过变分,离散等操作,最后得到线性方程组

$$\sum_{j=1}^{N} \int \int_{\Omega} \nabla \times \mathbf{W}_{i} \cdot \bar{\mu}_{r}^{-1} \nabla \times \mathbf{W}_{j} - k_{0}^{2} \mathbf{W}_{i} \cdot \bar{\epsilon}_{r} \mathbf{W}_{j} d\Omega E_{j}$$

$$= \sum_{j=1}^{N_{pw}} \left[\int \int_{\partial \Omega_{sc}^{pw}} \nabla \times \mathbf{W}_{i} \cdot \bar{\mu}_{r}^{-1} \nabla \times \mathbf{W}_{j} - k_{0}^{2} \mathbf{W}_{i} \cdot \bar{\epsilon}_{r} \mathbf{W}_{j} d\Omega b_{j} + j k_{0} \eta_{0} \oint_{\partial \Omega_{tot}} \mathbf{W}_{i} \cdot \mathbf{W}_{j} dl c_{j} \right].$$

$$(2.6)$$

求解该线性方程组,即可得到区域中的未知变量。由此本文开发出基于C++的 有限元仿真软件,经过多次与前人的结果进行对比,验证了软件的正确性。关 于变分、离散和软件测试的详细内容请参见附录A。

2.3 直入射空间光至平板波导的高效率耦合

结合具有很强光学增益的"牛眼"结构,本章提出了一个将直入射空间光耦 入平板波导的高效率耦合及场增强结构,如图2.3(a)所示。它的主体结构是由 一个MIM波导和金属-介质-介质(MII)波导组成的低损耗定向耦合器,它们通 过中间的金属薄层发生相互耦合。在此采用MIM波导,主要是由于它相比于介 质-金属-介质结构和金属-介质结构等更加适合用作SPP的器件 [45],尤其是对于 非线性或传感等功能器件而言 [44]。结构吸收了后向照射技术,其顶层采用厚 金属层以隔离入射光,金属层的上表面采用聚焦离子束(Focus Ion Beam, FIB) 技术刻上一些间距合理的亚波长细缝,在细缝之间及两侧表面均匀地刻上一 些亚波长凹槽,这些细缝与凹槽组成一个改进的"牛眼"结构。根据此结构的特 性,先忽略所有的细缝和凹槽,采用正交模式的耦合原理 [60]来设计作为主体 的定向耦合器使右向传播的场相干加强,且缩短其耦合长度以减少传播损耗。

- 20 -

上凹槽和细缝参数优化可以参考文献61的结论,下凹槽的设计和优化则可以参考文献43的原理进行。整体结构设计好后,利用上一节中的有限元软件来进行 仿真分析。



图 2.3 (a) 直入射空间光入纤(波导)的耦合增强结构示意图(侧视图),其中b 为上凹槽-细缝的间距, a为上凹槽阵列的周期,上凹槽的宽度为 W_{gr} ,深度为d,细缝宽度为 W_{sl} ,下凹槽-细缝的间距为d₁,下凹槽阵列的周期为p₁,宽度为w,深度为h,上层厚金属、SiO₂层、中间金属(Au)薄层和Si₃N₄层的厚度分别为 t_m 、 t_d 、 t_2 和 t_c 。将(a)中粉红色 虚框部分进行合理截断可以得到MIM波导(b)或介质(III)波导(c)的输出。

为了充分利用前人的工作和结论 [61],在此假设空间光的入射波长为 $\lambda_0 =$ 800nm,所用的金属为损耗低的贵金属材料金Au,它在波长为800nm时的折射 率为 $n_{Au} = 0.18 - 5.12j$ [62]。

2.3.1 高效率耦合及场增强的原理

单位幅度的TM偏振平面光从上向下垂直入射,它与"牛眼"结构相互作用 激励出SPP。SPP被"牛眼"结构汇聚并透过中心的细缝,引起细缝处的透射发生 增强效应,出射场的能流密度相对于入射光的发生极大的增强。紧邻中心细 缝的下方放置一金属薄层,它能阻挡透过细缝并向下辐射的光,使其有效地 转化为MIM波导中向两边传播的模式,这些模式通过定向耦合器进一步激发 出MII波导中的模式。

为了提高空间光至平板波导的耦合效率以及场增强系数,需要考虑以下几 个重要的问题:为了减少定向耦合器的传播损耗,需要减小其耦合长度;为了

- 21 -

提高有效(定向)进入波导的功率,本章采用了等离激元Bragg反射器以保证定 向耦合器中模式的单向传播;为了提高"牛眼"结构激发的SPP的利用率,需要 合理设计定向耦合器与上表面凹槽和细缝的参数;另外定向耦合器的输出可以 是MIM波导,也可以是介质波导,需要合理设计截断以减小由此带来的损耗。 下面分别讨论这几个问题的原理。

2.3.1.1 减小定向耦合器耦合长度的原理

定向耦合器可以用简正模的耦合模理论 [60]来分析。根据该理论,定向耦 合器所支持的任意模场(包括电场分量和磁场分量)均可以表示为

$$\varphi = a_e \varphi_e exp(-j\beta_e x) + a_o \varphi_o exp(-j\beta_o x), \qquad (2.7)$$

其中 φ_e 和 φ_o 分别为偶模和奇模,其对应的复传播常数为 $\beta_e = \beta_{er} + j\beta_{ei}$ 和 $\beta_o = \beta_{or} + j\beta_{oi}$, a_e 和 a_o 为其幅度。这些传播常数可以用有限元的本征值建模直接求解 [63,64]。其耦合长度可以表示为

$$L_c = \pi / (\beta_{er} - \beta_{or}). \tag{2.8}$$

为了减小耦合长度,奇偶模的传播常数实部之差(β_{er} – β_{or})应该尽可能地大。由于奇偶模的传播常数满足以下关系

$$k_0 n_{sub} < \beta_{or} < \beta_{er} < k_0 n_{core}, \tag{2.9}$$

此即

$$(\beta_{er} - \beta_{or}) < k_0 (n_{core} - n_{sub}), \qquad (2.10)$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, n_{core} 和 n_{sub} 分别是MII波导的芯区和衬底的折射率。由此不难 得出结论:耦合长度越短,要求MII波导的芯区-衬底之间的折射率差越高。

在此采用SiO₂/Si₃N₄基的材料来实现高折射率差的MII波导。对于800nm的 波长,SiO₂的折射率为 $n_{SiO_2} = 1.46$,Si₃N₄的折射率为 $n_{Si_3N_4} = 2.02$ 。

2.3.1.2 合理设计定向耦合器和多缝以提高"牛眼"结构的利用率

由于凹槽激励出来的SPP会沿着厚金属上表面向左右两边传播,在只有一个中心细缝的普通"牛眼"结构中,只有向中心传播的SPP才有可能透过细缝,进

- 22 -

而对空间光至波导的耦合有贡献。为了充分利用激励出来的SPP,可以在SPP向 右传播的途中增加一些细缝,这样SPP在右向传播过程中可以不断透过细缝, 从而增加透过细缝结构的能量。基于这个想法,本章提出改进型"牛眼"结构。

在改进型"牛眼"结构中,细缝的增加对凹槽阵列激励的SPP发生相干加强没 有影响,从而不同凹槽激励的SPP在传播过程中不断累积能量。当凹槽阵列的 周期为 $a = \lambda_{SPP_1}$ (其中 λ_{SPP_1} 为沿着空气-Au界面上传播的SPP的波长)时,它 要求上凹槽-细缝的间距为b = 0.5a。此外,根据相位关系和干涉理论[65],为 使得相邻凹槽激励出来的同向传播SPP相干加强,它们之间的相位差应为

$$\phi_1 = 2\pi a / \lambda_{SPP_1} = 2\pi, \tag{2.11}$$

为使细缝处的入射场与其相邻凹槽激励出来的SPP相干加强,从而引起透射增强,它们之间的相位差也应该为

$$\phi_1 = \phi_{shift} + 2\pi b / \lambda_{SPP_1} = 2\pi, \qquad (2.12)$$

这要求凹槽激励出来的SPP与入射光磁场之间的相位差,即相移应该为 $\phi_{shift} = \pi_s$

为了得到相移 $\phi_{shift} = \pi$,上凹槽的最优参数应该为 [61]: $a = \lambda_{SPP_1} =$ 785nm, $W_{gr}/a = 0.56$,d = 80nm。因此,如果相邻细缝间有n个凹槽,则它们之间的距离应该为

$$p = n\lambda_{SPP_1}, n$$
 为整数. (2.13)

此时,上凹槽的个数越多,改进型"牛眼"结构的透射增强系数越高 [61],因而 由空间光耦合至波导中的能量也越多。作为例子,在此取20个上凹槽以分析其 性能。

另外,为了使源自不同细缝的右向传播模式能相干加强,定向耦合器的参数也需要精心设计。忽略传播损耗,由式(2.7)可以得到

$$\varphi|_{x=2L_c} = \varphi|_{x=0} exp(-j\beta_r 2L_c) exp(j\pi), \qquad (2.14)$$

其中 $\beta_r = (\beta_{er} + \beta_{or})/2$ 。如果 β_r 与独立MIM波导传播常数的实部 β_{MIMr} 近似相

- 23 -

等,即

$$\beta_r \approx \beta_{MIMr},$$
 (2.15)

那么由式(2.14) 不难: 定向耦合器中的场每传播2*Lc*的距离,将比独立的MIM波 导中的场获得一个额外的相位π。当

$$(\beta_{er} + \beta_{or})/(\beta_{er} - \beta_{or}) = 2q + 1, q 为整数$$
(2.16)

时,定向耦合器中的场每传播2 L_c 就会同相,即 $\varphi|_{z=2L_e} = \varphi|_{z=0}$ 。 如果相邻细缝之间的距离为

$$p = 2L_c, \tag{2.17}$$

而且式(2.13)至(2.16)同时得到满足,空间光透过细缝会发生透射增强,并且 源自不同细缝的右向传播模式之间也会发生相干加强,这意味着凹槽激励 的SPP不断透过细缝,并激励出定向耦合器的右向传播模式也不断累积能量, 从而提高了空间光耦合进入波导的功率。事实上,由于2*L*_c为定向耦合器中能量 发生来回转换的最短距离,这个距离就是相邻细缝间的最小距离。小于这个距 离时,能量尚未完全转换回来,因而不能发生完全的相干加强。

由于左侧细缝的右向传播模式需要在定向耦合器中传播2*L*_c才能与右侧相邻 细缝产生的右向传播模式相干加强,降低定向耦合器传播损耗对于提高右侧输 出场的能量极其关键。根据MIM波导的色散关系和损耗特性 [66],其介质层应 足够薄以使其高损耗的非对称模式截止,同时也应足够厚以使所利用的对称模 式的损耗较低。为了使MII中高损耗的TM₀模式(SPP模式,永不截止)远离共 振¹,MII波导的芯区折射率应该高于MIM的芯区折射率。另外中间金属薄层的 厚度应该足够薄,以使得定向耦合器的传播损耗和耦合长度均较小;而另一方 面,这个厚度值也不能太小,因为太小时透过细缝的光将不能被有效阻挡,因 而直接向下辐射出去。

综合考虑上述因素,得到各层介质的厚度参数为: $t_d = 116$ nm, $t_2 = 17$ nm, $t_c = 470$ nm, $p = 2L_c = 4.712 \mu$ m, $W_{sl} = 50$ nm, $t_m = 200$ nm(其中细缝的参数已优化使其透射最强)。

¹详细原因请参考4.3节的内容。

2.3.1.3 等离激元Bragg反射器的设计

在厚金属层的左下方采用等离激元Bragg反射器,它使左向传播的模式反射,并与右向传播模式相干加强。根据文献43的设计原理,凹槽周期以及下凹槽-细缝间距应该为

$$p_1 = \lambda_1/2, d_1 = \lambda_1/4,$$
 (2.18)

其中 $\lambda_1 = 2\pi/\beta_r$ 为定向耦合器的有效波长。此时周期性凹槽引起左向传播模式 反射而得到的相位为 $\beta_r p_1 = \pi$,因而左向传播模式反射后与右向传播模式之间 的相位差为 $\beta_r p_1 + \beta_r 2d_1 = 2\pi$,它们相干加强。此外,源自右侧细缝的左向传 播模式被等离激元Bragg反射器反射后,也会与右向传播的模式相干加强,这是 因为它们之间的相位差为 $\beta_r p_1 + \beta_r 2(d_1 + p) = 2\pi + 2(2q+1)\pi$,为2 π 的整数倍。 注意:由于左向传播模式在左右来回传播过程中会出现损耗,这会降低等离激 元Bragg反射器的有效性。总之,采用等离激元Bragg反射器后,右向传播的模 式在传播过程中不断相干加强、累积能量,而左向传播的模式则被有效反射而 变得很弱。由此,空间光激励出了单向性极强的波导模式。

由于下凹槽数目越多时反射率越大,但当此数目大于10时,等离激 元Bragg反射器反射率已经趋近饱和,因此本章假设下凹槽的数目为10。对 等离激元Bragg反射器的凹槽深度和宽度进行优化,使其对定向耦合器的反射率 最大,优化得到的下凹槽参数为: *p*₁ = 225nm, *d*₁ = 112nm, *h* = 50nm, *w* = 50nm。

需要指出的是:对于高频信号光,等离激元Bragg反射器会引起较大的色散,因而不能采用。与采用等离激元Bragg反射器的结构相比,此时唯一的问题 是出射场的单向性没有保证,因而耦合效率降到了原来的一半左右。

2.3.1.4 输出截断的优化

如果将定向耦合器的右端进行合理的截断,出射的波导可以是MIM波导 或介质波导。要得到MIM波导输出,直接将最右端细缝右侧的金属层替换 为Si₃N₄即可,如图2.3(b)所示。而要输出介质波导则需要进行特别的处理,如 图2.3(c)所示:根据耦合理论,在最右端细缝再向右一个耦合长度*L*_c位置处, 能量刚好从MIM波导中完全转移到MII波导中,因此,该位置右侧的金属层应 该用SiO₂来替代;此外还需要对输出介质波导(这里实际上为带有金属Au包 层的SiO₂/Si₃N₄/SiO₂波导)的芯区(Si₃N₄层)的厚度进行合理调整,以使定 向耦合器到输出介质波导的耦合效率最高。如图2.4所示,当截断后输出波导

- 25 -

的Si₃N₄层厚度为最优值321nm时,输出介质波导的模式与截断处定向耦合器的 场分布之间的重叠最好。根据耦合效率的重叠积分计算公式,此时从定向耦合 器至输出介质波导的耦合效率最高。



图 2.4 幅度归一化后的模式分布 $|H_z|$ 。"Field at L_c "为截断处定向耦合器的场分 布,"Odd 1"和"Even 1"分别为没有调整芯区厚度的带金属包层的输出介质波导SiO₂/470nm Si₃N₄/133nm SiO₂/Au的奇、偶模场分布,"Odd 2"和"Even 2'分别为芯区厚度最优时的带金 属包层输出介质波导SiO₂/321nm Si₃N₄/312nm SiO₂/Au的奇、偶模场分布,"Eigen 3"为不带 金属包层的纯介质波导SiO₂/321nm Si₃N₄/SiO₂的本征模场分布。注意,上述各种结构的衬 底SiO₂均位于黑色实线的左侧。

2.3.2 仿真结果与讨论

首先比较细缝的个数对空间光耦合进入平板波导之功率的影响情况。耦合 结构中采用1个、2个和3个细缝时的散射场如图2.5 所示,显然易见,图中的结 果与理论设计的预期完全一致:光透过细缝时发生透射增强,透过细缝向下辐 射的场被紧邻细缝的中间金属薄层有效地阻挡,使大部分透射的光能量转换 为MIM波导中向左右两边传播的模式;左下方的等离激元Bragg反射器使得源自 不同细缝的左向传播模式均被有效反射,并与右向传播模式相干加强;另外, 源自不同细缝的右向传播模式发生明显的相干加强。

为了定量地衡量增加细缝对定向耦合器中的功率影响,本文选取从最右侧细缝再往右一个耦合长度L。位置处的MII波导功率作为评价参数。图2.5中, 采用2个和3个细缝时MII波导中的功率相对于只有1个细缝时的功率相比分别 增加了28%和15%,采用2个细缝时进入MII波导中的功率最高。这是由于细缝 越多,对上凹槽激励的SPP的利用率就越高,但是当细缝太多时,右侧细缝距

- 26 -



图 2.5 耦合增强结构中有1个(a)、2个(b)和3个(c)细缝时的散射磁场幅度|H_v^{sc}|。

离Bragg反射器越来越远,因而它们产生的左向传播模式所受的损耗越大;另一方面,源自左侧细缝的右向传播模式也需要经过更远的传播距离才能到达 右端,它所受的损耗也越大。可见:由于模式在传播中存在损耗,细缝过多 时MII中的功率反而下降。根据这个原理,如果不采用这种定向耦合器而只采 用MIM波导作为主体结构,则由于传播损耗更大,多个细缝的性能还不如单个 细缝的性能。这进一步说明了采用定向耦合器具有明显的低损耗优势。



图 2.6 (a)MIM波导输出时的散射磁场幅度 $|H_y^{sc}|$, (b)带金属包层的介质波导输出时的散射磁场幅度 $|H_y^{sc}|$,其中 $t'_a = 312$ nm, $t'_c = 321$ nm。

图2.6给出了所提出的结构将空间光耦合进入MIM波导或介质波导并发

- 27 -

生场增强的过程。由图可见,由于改进型"牛眼"结构的透射增强效应,不管 是MIM输出波导还是介质输出波导中光的能流密度都比入射光的能流密度增大 了将近一个数量级。根据前文的论述,如果增加上凹槽的数目,输出波导中的 光功率还将进一步得到增强。由图还可以看出,MIM波导的损耗很大(其相应 的传播长度一般为数十微米),而带金属包层的介质波导的损耗则特别小(传 播长度可达毫米量级)。如果将图2.6(b)中输出介质波导的金属包层进一步截 断,则可以得到理论损耗为零的全介质波导,而且由图2.4可见,带金属包层的 介质波导与全介质波导的模式重叠极好,进一步截断带来的损耗很低。

为了计算空间光至平板波导的耦合效率,需要求出空间光透过细缝结构的 效率以及透过细缝的功率再转移至截断后平板波导中的转移效率。一般而言, 描述透射增强结构性能的参数为透射增强系数,其定义为透过细缝的光功率 与入射到细缝的光功率之比。在2个细缝的耦合结构中,左缝的透射增强系数 为2800%,右缝的透射增强系数为3130%。由此,可以得到透过所有细缝的光 功率与入射到整个结构(包括所有细缝和凹槽)的光功率之比,即入射空间 光透过细缝结构的效率为(2800%+3130%)*0.2/15.35=77.2%,公式中细缝的宽度 为0.2μm,整个结构的尺寸为15.35μm。

为了衡量透射光到MIM波导的转移效率,本文仿照文献45中耦合效率的定 义,定义透射光至MIM波导的转移效率为紧邻截断处的MIM输出波导的光功率 与透过所有细缝的光功率P_{trans}之比。同样,透射光至介质波导的转移效率定义 为紧邻截断处的介质输出波导的光功率与P_{trans}之比。需要注意,上述两个定 义中的"截断处" 是不同的位置,是分别针对MIM波导输出或介质波导输出而言 的。图2.6中,透射光至MIM波导的转移效率高达86%,透射光至介质波导的转 移效率也有77%,这说明,绝大多数透过细缝结构的功率都被引导到MIM输出 波导或介质输出波导中去了。如此高的转移效率主要得益于以下几个因素:中 间金属薄层对直接向下辐射光的有效阻挡,左侧等离激元的Bragg反射器对左向 传播模式的有效反射,以及合理截断引起的损耗很小。小部分的功率损耗则是 由辐射、传播和截断引起的。

将空间光透过细缝的效率与转移效率相乘即可得到耦合效率:入射空间光 至MIM波导的耦合效率为66.4%,入射空间光至介质波导的耦合效率为59.4%。

2.3.3 结论

本节研究了基于SPP的空间光至平板波导的高效率耦合及场增强的原理,

- 28 -

并提出了一种相应的结构。该结构通过结合低损耗定向耦合器和多个细缝的改 进型"牛眼"结构,提高了上凹槽所激发SPP的利用率,使得透过细缝的光功率大 大增强;通过在紧邻细缝的下方放置一层金属薄层,以及在左下方采用等离激 元Bragg反射器,保证了定向耦合器中模式的单向传播特性;通过合理设计截 断,使截断引起的损耗很小。当该结构采用2个细缝时,入射到整个结构的空间 光有77.2%的功率透过了细缝,而透过细缝的光功率转移到MIM输出波导或介 质输出波导的效率高达77%以上,因此入射空间光至平板(MIM或介质)波导 的耦合效率达60%左右;另外,由于改进型"牛眼"结构的透射增强效应,输出 波导中光的能流密度比入射光的能流密度增大了约一个数量级。

由于MIM或介质波导中的输出场比入射场均有极大的增强,而且这些场都 是紧束缚的,因此得到的MIM或介质输出波导均非常适合用于光与物质的非线 性作用,其中介质波导损耗极低,其有效作用长度可以非常的长。这些特性在 全光信号处理、微弱空间光信号的间接检测等应用中具有很高的价值。

此外,本章还阐明了缩短定向耦合器耦合长度的方法,并给出了一些降低 其传播损耗的建议。本节得到的超短耦合长度的定向耦合器也可以应用于传统 介质波导与SPP波导之间的集成中。

2.4 本章小结

本章首先建立了光与金属亚波长结构相互作用的严格衍射模型,开发了相应的有限元仿真软件。这方面工作作为部分内容已经发表在2008年亚太光通信 会议(Asia Pacific Optical Communication, APOC 2008)论文 [67]上,并且获得 大会的最佳学生论文奖。本章的第二部分研究了直入射空间光耦合至平板波导 并发生场增强的原理,提出了一种相应的结构。它将低损耗定向耦合器和改进 型"牛眼"结构结合起来,使入射空间光的60%左右的功率均耦合到了输出的金 属-介质-金属波导或介质波导中,并使输出波导的能流密度比入射光的增大近 一个数量级。这方面的工作已经投稿到OSA Optics Express [68]。
第三章 广角入射空间光引起的响应特性及广角透射的结构

3.1 问题的提出

3.1.1 "牛眼"结构的不足

上一章采用的金属亚波长透射增强结构是在超快光电检测器 [50],超高密 度光存储 [51]等应用中所用的"牛眼"结构,该结构具有"光学天线"的功能 [40], 当两侧的凹槽数很多时能提供极高的光学增益 [61]。然而,目前人们研究"牛 眼"结构时只考虑了空间光垂直入射的情况,尚未研究斜入射时的透射增强特性 或者说其透射增强系数的广角特性。



图 3.1 "牛眼"结构的透射增强系数随着入射角度的变化关系,两侧的凹槽数均为6。

改变空间光的入射角度,可以得到"牛眼"结构的透射增强特性随入射角度 的变化关系如图3.1所示。由图可见,当两侧均有6个凹槽时,"牛眼"结构在空 间光垂直入射时的透射增强系数达到将近40,而随着角度的增大,这一系数迅 速下降到垂直入射时的1/80左右,而且呈现出极不平坦的特性。显然,角度略 微增大引起如此大的落差和不平坦特性对于空间光的广角接收都是不合适的。 因此,需要探索具有广角透射增强响应的新结构。

3.1.2 现有广角响应研究中存在的问题

目前关于金属亚波长结构或SPP对入射空间光的广角响应特性方面的研究 较少,只有下面几篇文献报道了具有广角响应的SPP机制及其应用。



图 3.2 基于SPP的广角反射型红外光滤波器的结构及反射谱 [69]。

1999年, J. A. Porto等人 [70]研究了SPP的类型及其与入射角度的关系,结 果表明SPP引起异常透射效应主要有两种机制:存在于极深极窄金属细缝中 的局域SPP(localized SPP),它导致的透射效应几乎与入射光的角度无关, 但对波长极为敏感;沿着空气-金属表面传播的耦合SPP(coupled SPP),它 引起的透射现象则对入射角度十分敏感。由此可见,利用局域SPP有望用于实 现对入射光的广角响应。基于这一想法, C. M. Wang等人 [69]于2008年提出了 一种与空间光入射角度无关的反射型红外光滤波器,其结构如图3.2(a)所示。 它的主体是金属-介质-金属(MIM)组成的三层波导,上层金属中刻有周期 性的亚波长细缝。从上面入射的TM偏振光与这个结构相互作用, 会激励出上 述两类的SPP-----沿着空气-金属界面传播的耦合SPP和局域于MIM波导中的局 域SPP,分别如图3.2(a)中的上下两个模场分布曲线所示。与Porto等人得出的结 论相同:耦合SPP对入射角度敏感,导致反射谱中的响应波长随着入射角度改 变而移动,如图3.2(b)中的箭头所示;而局域SPP则对入射角度不敏感,不同角 度的入射光均可以激发出局域SPP,使得反射谱中呈现出与角度无关的波谷, 如图3.2(b)中的虚线所示;与极深极窄金属细缝中的局域SPP类似,MIM波导中 的局域SPP也对空间光的波长十分敏感,由此得到的广角反射型滤波器的半高 全宽 (full-width at half-maximum, FWHM) 仅为0.5µm。

尽管上述两类局域SPP对入射空间光均具有广角响应特性,但是它们或者

- 31 -

局限在细缝内部 [70],或者局限在MIM波导中(成为驻波) [69],不能传播至 较远位置,因而无法用于实现上一章所需的广角透射增强结构。



图 3.3 与入射角度无关的平板金属微腔结构及其角度响应谱 [71]。

H. Shin等人 [71]通过对MIM波导的介质层厚度进行合理设计,使光在波导 中反射引起的相移与传播引起的相移相抵消,从而设计出一种任意入射角的空 间光均可以激发的平板金属微腔(波导)结构,其能量转移效率随着角度的变 化曲线如图3.3所示。由图可见,空间光到这种结构的能量转移效率随着角度变 大而急剧变小。此外由于空间光需要透过上面的金属薄层才能进入波导结构, 其损耗会很大,加上这种耦合方法没有透射增强功能,这些都使得空间光至波 导的耦合效率很低。这个问题在他们的相似工作——采用MIM结构来实现全角 负折射(all angle negative refraction) [72]中也同样存在。

3.1.3 本章的研究内容

由于上一章所需的"牛眼"结构不具有广角的透射增强特性,而现有研究中 有关广角特性的结构或原理均无法用于实现具有广角透射增强响应的结构,因 此本章将探索新的原理和结构,使之具有广角透射增强的特性。由于透射增强 结构一般都是由凹槽或细缝组成,本章将从SPP对入射空间光的广角响应特性 研究入手,首先分析两种常见形状的金属亚波长凹槽结构所激发SPP的幅度和 相移广角特性,提出相移广角常数近似方法,并说明该方法可以解释斜入射时 的异常透射现象; 然后结合幅度和相移的广角响应特性,以及斜入射时激励 的SPP具有单向传播增强的效应,提出了一种在较大入射角范围内具有透射增

- 32 -

强特性的等离激元波纹喇叭结构。

3.2 幅度广角特性

本节分析两种常见形状——矩形和三角形(如图3.4所示)的金属亚波长 凹槽结构与广角入射空间光相互作用激励出来的SPP幅度特性。为简单起见, 假设厚金属板上仅刻有一个亚波长凹槽结构,金属板上方及凹槽中均充满了 空气。入射的空间光参数与上一章相同,仍为从上面入射的TM偏振平面波, 其幅度为单位幅度,波长为800nm。此外,本章还假设文中所用金属均为金 (Au),它在800nm波长时的介电常数为 $\epsilon_{Au} = -26.2 - j1.85$ 。由于距离凹槽中 心7µm远位置的散射场主要是SPP(近处的散射场则还含有其它形式的场,如向 空间辐射的分量等),且此时SPP的幅度值足够大,因此取这个位置的散射场 幅度作为SPP的采样幅度。下面将考察上述两种凹槽激励出来的SPP采样幅度随 空间光入射角度的变化关系。



(b) 三角形凹槽

3.2.1 矩形凹槽

图3.5 显示了矩形凹槽在不同角度入射光照射下所激发的SPP幅度随凹槽深度和宽度的变化关系图。由图3.5(a)可以观察到很强烈的Fabry-Perot共振峰,这说明SPP的激发效率对凹槽深度十分敏感。对于某一个凹槽宽度,只有选取满足FP共振条件的凹槽深度,才能使SPP的激发效率最高。由图还可以发现,对

- 33 -

图 3.4 矩形和三角形的亚波长凹槽结构示意图。

于任意凹槽深度,不同角度所激发的SPP幅度值都相差不大,这个特性对于设 计广角器件非常有用。它使得在设计凹槽深度时只需考虑FP共振条件便可以得 到高效的广角响应。与此相反的是,凹槽宽度对SPP幅度的影响却非常复杂, 而且与角度严格相关。从图3.5(b)可以看出,当凹槽宽度大于0.45λ₀时,40度入 射时所激发的SPP幅度大概是直入射时候的2倍。此外,在空间光斜入射时,宽 凹槽所激发的SPP幅度也几乎是同深度窄凹槽所激发的SPP 的2-3倍。对于宽凹 槽来说,这种增强主要是来自于SPP的非对称激发,关于其原理将在后面详细 讨论。尽管这样,还是可以看出,当凹槽的宽度小于0.2λ₀时,各种角度入射所 激发的SPP幅度基本是相同的。结合上面讨论,可以得出结论:当凹槽的宽度 小于0.2λ₀而且深度满足FP共振条件时,单凹槽结构就能"广角"激发SPP。



图 3.5 不同角度入射下,单个矩形凹槽结构所激发的SPP幅度与凹槽深度(a)和宽度(b)之间的关系。(a)中凹槽的宽度为200nm,(b)中凹槽的深度为120nm。

图3.6(a) 给出了经过广角优化设计后的矩形单凹槽结构激发SPP的角度-幅度曲线图。由图可以看出,优化后的凹槽深度为100nm,宽度为157nm (≈ 0.2λ),此时SPP的幅度在入射角度为±60°的范围内都具有非常平坦的响 应,约为入射空间光幅度的一半左右。

3.2.2 三角形凹槽

三角形凹槽的参数较多,在此仅给出一些简单的仿真结果(仿真采用的最 大深度仅为150nm):

(1) 随着凹槽不断变深, SPP的幅度不断变大。



图 3.6 单个矩形(a)或三角形(b)亚波长凹槽结构单元激发的SPP幅度广角响应曲线,其 中 $a = \lambda_{sp} = 785$ nm。

(2) 假设空间光从左侧斜入射,浅凹槽激励的左向传播SPP比右向传播SPP具 有更大的幅度,而且其幅度值随着入射角度的增加先增大后减小;随着 凹槽逐渐变深,右向传播的SPP幅度变大;当凹槽足够深时,右向传播 的SPP幅度会大一些。

综合上述特性,总能找到一组合适的凹槽宽度和深度,使左向传播的SPP 和右向传播的SPP在很大角度范围内重合。这意味着:不论光是从左侧还是从 右侧入射,左右侧的SPP幅度在很大的入射角度范围内变化缓慢。在此也给出 两组合适宽度和深度的三角形凹槽所激励的SPP采样幅度随入射角度的变化曲 线,如图3.6(b)所示。由图可见,对于这两组三角形凹槽,当入射角度在±75° 的范围内,SPP的幅度响应在0.4-0.5之间缓慢变化。

总之,对于厚金属板上的单个矩形或三角形亚波长凹槽,斜入射空间光激励 出来的SPP会呈现出明显的单向传播增强效应;当凹槽的深度和宽度合适时, 向左传播的SPP与向右传播的SPP具有几乎相同的幅度,且该幅度值在±60° 以上的入射角度范围内变化缓慢,即SPP对广角入射空间光具有平坦的幅度响 应。需要指出的是,由于仅有一个凹槽,SPP的幅度仅为入射空间光幅度的一 半左右,要进一步提高幅度值,需要采用多个凹槽级联的结构,此时需要利 用SPP相对于入射光磁场的相位差,即相移来进行参数的优化设计[61]。下一节 将研究空间光广角入射时的SPP相移特性。

3.3 相移广角特性

SPP的相移定义为空间光与金属亚波长结构(凹槽、细缝或小孔)相互作 用激励出来的SPP相对于亚波长结构中心位置入射光磁场的相位差。这个概念 最早由O.T.A.Janssen等人于2006年提出的,他们分析了空间光直入射时的相 移,有限元仿真结果表明金属亚波长细缝[65]或凹槽[61]结构激励的相移均可 以近似为π。利用这一相移常数近似方法,并与干涉理论[73]相结合,可以解释 直入射时的透射增强和透射减弱现象[65]:如果SPP与入射光相干加强,同时 不同亚波长细缝激励出来的SPP相干相消,则发生透射增强:反之如果SPP与入 射光相干相消,同时不同亚波长细缝激励出来的SPP相干加强,则发生透射减 弱。这个相移π随后被其他研究人员分别从电磁场理论解析分析[74]和实验[53] 两种不同的途径所验证,这也间接证明了有限元仿真结果的可靠性。利用这 个相移及干涉理论,Janssen等人对"牛眼"结构进行了优化,并得到与前人工作 十分不同的结论,该工作发表于2007年的Physics Review Letter上[61]。由此可 见,采用SPP的相移特性来对金属亚波长结构进行优化设计是十分合理的。由 于当前所有关于相移的研究[65,74,53]都尚未考虑入射角度的影响,为此有必要 讨论空间光广角入射时的SPP相移特性。

3.3.1 SPP的相移与空间光入射角的关系

本节以金属亚波长细缝为例,分析SPP的相移与空间光入射角度的关系。 与文献65类似,在分析相移特性时需要假设金属板上只有一个细缝。

3.3.1.1 空间光直入射情形

前文中已经说明,空间光直入射时的SPP相移可以近似为 π 这一结论被有限 元仿真 [65],电磁场理论解析分析 [74] 和实验方法所验证 [53],因此,在分析 空间光斜入射时的SPP相移之前,有必要先验算一下直入射时的SPP相移,以 验证本文开发的有限元软件求解相位的正确性。为此,本节选取与文献65相同 的参数,即细缝深度t = 200nm,宽度w = 200nm,波长 $\lambda_0 = 800$ nm,金属的 介电常数 $\epsilon_{Au} = -26.2 - j1.85$ 。定义沿着金属上表面传播的SPP相对于细缝中 心位置入射光的相移为 ψ^{up} ,其求解过程如下:先求出散射场,再在距离细缝 中心5 μ m到14 μ m的范围内对散射场采样,求出各采样点散射场的相位,然后利 用SPP的波长回推至细缝处得到相移。求解时可以假设细缝中心位置入射光磁

- 36 --

场的相位为零,此时相移的计算公式为

$$\psi^{up} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (\varphi_i - 2\pi d/\lambda_{sp} x_i), \qquad (3.1)$$

式中N是采样点的数目, *x*_i是采用点的坐标, *φ*_i 是采样点处散射场的复相位 角,并且所有的采样点均需要距离细缝一定的位置范围,因为在此范围内散射 场主要都是SPP,而且这些位置处的SPP幅度还比较大。





由于空间光直入射时具有对称性,左向传播SPP的相移 ψ_l^{up} 和右向传播SPP的相移 ψ_l^{up} 应该是相等的,即 $\psi_l^{up} = \psi_r^{up} = \psi^{up}$ 。图3.7给出了单缝与直入射TM平面波相互作用得到的散射磁场,以及散射磁场(在距离细缝中 心5 μ m外的散射磁场主要都是SPP)的相移随着采样位置到细缝中心距离的变化 关系。由图可见,相移在距离细缝中心5 μ m到14 μ m的范围内变化缓慢,这就是 文献65 求解相移时在这个范围内对散射场进行采样的原因。对这个范围内采样 位置的SPP相移求平均,不难得到:左右向传播SPP的相移相等且均可近似为常 数 π ,即 $\psi_l^{up} = \psi_r^{up} \approx \pi$ 。

3.3.1.2 空间光斜入射情形

正如前人工作所述 [75], 斜入射将会破坏左右对称性。因此, 沿着金属上 表面向左传播的SPP相移ψ⁴⁹ 与向右传播的SPP相移ψ⁴⁹可能会不相等。图3.8中

- 37 -



图 3.8 SPP相移随入射角度的变化关系

给出了SPP相移随着入射角度的变化关系,图中ψ^{down}和ψ^{down}分别为沿着金属下 表面左向传播SPP和右向传播SPP的相移。由图可见,随着入射角度的增大,沿 着金属上下表面左右向传播的SPP相移均减小;而且当入射角从0度增大到90度 时,上表面左右向传播SPP的平均相移都减小了将近90度。另外随着入射角度 的增大,上表面左向传播SPP的相移和右向传播SPP的相移之间的差别越来越 大,而下表面左右向SPP的相移却一直保持近似重合的特性。

由相移-角度关系图还可以看出,尽管所有的SPP相移都随着入射角度 的增加而减小,但是在一个很大的入射角度范围内如0°到60°,左右向传 播SPP的相移均可以近似为常数:沿着上表面左右向传播SPP的相移可以近似 为 π ,即 $\psi_l^{up} \approx \psi_r^{up} \approx \pi$:沿着下表面左右向传播SPP的相移可以近似为5 π /4, 即 $\psi_l^{down} \approx \psi_r^{down} \approx 5\pi/4$ 。在这个角度范围外,SPP的相移均随着入射角增大而 迅速减小。根据SPP相移在很大的入射角度范围内可以近似为常数 π 的结论,本 文提出一种被称为相移广角常数近似的方法。

需要指出的是,随着入射角度的增大SPP的幅度将一直减小,这是由于空 气-金属-空气组成的三层结构的透射系数越来越小的原因,当角度太大时,散 射场和SPP的幅度将特别小。此外,当空间光从左边斜入射时,金属亚波长细 缝激励出来的右向传播SPP的幅度要比左向传播SPP的幅度大一些。这个由斜入 射引起的SPP单向传播增强的特性及其应用将在下一节中详细讨论。

说明:上述关于SPP相移的所有结论对金属亚波长凹槽结构同样成立。

3.3.2 相移广角常数近似方法在解释异常透射现象中的应用

空间光斜入射时细缝阵列发生异常透射现象最早是由Cao等人 [76]偶然发现 的。他们的仿真研究发现,当入射光以一定的倾角入射时,会发生零透射的现 象。随后Y. Xie等人采用Bloch模式激励的方法从理论上得出了零透射与斜入射 角的关系 [75]。但是,正如文献53 所指出的,Bloch模式激励的解释可能会导致 错误的预测结果,这说明Bloch模式激励机制并不可靠。因此,采用其它方法来 解释斜入射时的透射异常现象显得很有必要。在此,采用相移广角常数近似方 法来给出这个现象的简单解释。



图 3.9 金属薄板上刻有的两个亚波长凹槽与斜入射空间光相互作用,激励出来的SPP与入射光之间以及SPP之间的干涉。

为了描述光与亚波长细缝的相互作用,先分析最简单的例子,即金属薄板 上只有两个亚波长细缝的结构来研究SPP与入射光之间、以及SPP之间的干涉作 用,如图3.9所示,得到相应的关系式后再推广到细缝阵列去。这种做法在分析 透射现象的研究中十分常见 [65,77]。

3.3.2.1 空间光斜入射情形

根据SPP的相移特性和干涉理论,双缝结构中右缝激励的SPP向左传播到左缝后,与该处入射角度为 θ 的斜入射光之间的相位差为 $2\pi d/\lambda_{sp}$ + ψ_l^{up} + $2\pi d\sin\theta/\lambda_0$,它与左缝激励的SPP在左缝左侧的相位差为 $2\pi d/\lambda_{sp}$ + $2\pi d\sin\theta/\lambda_0$,其中 $2\pi d/\lambda_{sp}$ 是源自SPP左向传播的相位差, $2\pi d\sin\theta/\lambda_0$ 是斜入 射空间光的光程差导致的相位差, ψ_l^{up} 是右缝激励的左向传播SPP相对于右缝中 心位置入射光的相位差。因此左缝处的入射光与右缝激励的左向传播SPP相干 加强,导致左缝透射增强的条件为

$$2\pi d/\lambda_{sp} + \psi_l^{up} + 2\pi d\sin\theta/\lambda_0 = 2m_1\pi, \qquad (3.2)$$

- 39 -

而两个细缝激励的左向传播SPP在左缝左侧区域发生相干相消的条件为

$$2\pi d/\lambda_{sp} + 2\pi d\sin\theta/\lambda_0 = (2m_2 + 1)\pi.$$
(3.3)

类似地,右缝处的入射光与左缝激励的右向传播SPP相干加强,导致右缝发生透射增强的条件为

$$2\pi d/\lambda_{sp} + \psi_r^{up} - 2\pi d\sin\theta/\lambda_0 = 2m_3\pi.$$
(3.4)

而两个细缝激励的右向传播SPP在右缝右侧区域发生相干相消的条件为

$$2\pi d/\lambda_{sp} - 2\pi d\sin\theta/\lambda_0 = (2m_4 + 1)\pi.$$
 (3.5)

其中, m_1, m_2, m_3, m_4 均为整数。

利用SPP的相移广角常数近似方法:对于入射角度为0°到60°范围内的空间光斜入射,沿着金属上表面左向和右向传播的SPP相对于入射光磁场的相移都可以近似为 π ,即 $\psi_l^{up} \approx \psi_r^{up} \approx \pi$,由公式(3.2)和(3.3)可以得到亚波长细缝发生透射增强的入射角度应该满足关系式:

$$\operatorname{Re}[n_{sp}] \pm \sin \theta = (m - 1/2)\lambda_0/d, m \operatorname{\operatorname{BV}};$$
(3.6)

其中用到了以下关系:沿着空气-金属界面传播的SPP的波长 $\lambda_{sp} = \lambda_0/\text{Re}[n_{sp}], n_{sp} = \sqrt{\epsilon_m \epsilon_d/(\epsilon_m + \epsilon_d)}, \text{Re}[\cdot]表示取实部。同理,亚波长细缝发生透射减弱或零透射的入射角度应该满足关系式:$

$$\operatorname{Re}[n_{sp}] \pm \sin \theta = m\lambda_0/d, \qquad (3.7)$$

其中左缝对应于"+"号,而右缝对应于"--"号。当双缝扩展为周期为d的细缝阵 列时,"+"号对应于左缝处的入射光与右缝产生的左向传播SPP之间的干涉, 而"--"号则对应于右缝处的入射光与左缝产生的右向传播SPP之间的干涉。 透射减弱或零透射的入射角度关系式(3.7)与文献76¹和75完全一致,这说 明采用SPP相移广角常数近似方法是合理的。与文献75 采用的Bloch模式展开方 法相比,本文的方法更为简单易懂。在文献75中,满足式(3.7)的斜入射角度被 称为SPP反常角(SPP anomalous angles)。

下面考察空间光斜入射时的散射场分布。空间光的入射角度从0°以10°为步长增加至80°时激励的散射磁场如图3.10所示,由图可见,入射角可以分为 三个大类:

- (1)如果入射角满足关系式(3.6),如0度和70度,则会出现透射增强现象, 且SPP在双缝的外侧区域相干相消;
- (2) 如果入射角满足关系式(3.7),如20度、30度和60度,则会出现透射减弱现象,且SPP在双缝的外侧区域相干加强;
- (3)如果入射角在上述两类角度之间,如10度、40度、50度和80度,则左缝和右缝的透射,以及SPP在左缝左侧区域和右缝右侧区域的干涉取决于SPP实际的相移与近似的相移值π之间的差别。采用相移广角常数近似时,关系式(3.6)和(3.7)都无法得到满足,但由于这一额外的相移差,使得实际情况仍可能满足两式中的一个公式,从而导致细缝处出现透射增强或减弱,以及SPP在细缝的外侧发生相干相消或相干加强的现象。另外,由于左向传播SPP与右向传播SPP之间的相移差绝对值不会大于π/2,因而左右缝的透射情况往往相反,即一缝为透射增强,而另一缝为透射减弱;相应的,SPP在左右缝外侧区域的干涉结果也相反,一侧发生相干减弱,而另一侧则发生相干加强。

对于上述三类入射角度,前两类由于会导致透射增强或减弱现象,因而 备受人们的关注;而第三类入射角由于左右两侧的透射现象和SPP干涉效应均 相反,目前尚无任何报道。其中,特定入射角度引起的SPP左右向传播不均匀 性,即单向传播增强特性有许多潜在的应用价值。例如一定的入射角度下, 向某个方向传播的SPP比向反方向传播的幅度上要大很多,如图3.11所示。当 双缝扩展为多缝阵列时,某个方向传播的SPP将不断得到增强,而反方向传播 的SPP则十分微弱,这意味着通过采用斜入射可以得到单向传播的SPP,这一特 性将在下一节中得到应用。

¹文献76相应的公式中采用λ来表示真空中的波长。



图 3.10 双缝(间距为 $d = 15.3\mu$ m)与TM平面波作用引起的散射磁场幅度 $|H_y^{sc}|$ 。从左上至右下(向右再向下)的入射角为从0度开始,以10度为步长增加到80度。



图 3.11 间距为 $d = 15.3\mu$ m的双缝在 $\theta = 75$ 度斜入射时引起的散射磁场幅度 $|H_{u}^{sc}|$ 。

3.3.2.2 空间光直入射情形

空间光直入射时,只需令关系式(3.6)和(3.7)中的入射角 $\theta = 0$,即可方便 地得到直入射时发生透射增强或减弱的条件:细缝发生透射增强,同时上表 面SPP发生相干相消的条件为

$$\operatorname{Re}[n_{sp}] \pm \sin \theta = (m - 1/2)\lambda_0/d, m 为整数;$$
(3.8)

而细缝发生透射减弱,同时上表面SPP发生相干加强的条件为

$$\operatorname{Re}[n_{sp}] \pm \sin\theta = m\lambda_0/d,\tag{3.9}$$

对应的双缝透射增强或减弱时的散射磁场分布如图3.12所示。对比文献65,发 现上述条件和透射增强或减弱现象均与文献65完全一致¹。这说明直入射时的透 射现象只是斜入射透射现象中的一个特例,也再次证明了本文开发的有限元仿 真软件是正确的。



图 3.12 双缝在TM平面波直入射情况下引起的散射磁场幅度 $|H_y^{sc}|$,其中上图的双缝间距为 $d = 14.8\mu$ m(满足公式(3.9),对应透射减弱),下图的双缝间距为 $d = 15.3\mu$ m(满足公式(3.8),对应透射增强)。

需要说明的是,如果细缝发生透射增强(或减弱),则上表面的同向传播SPP之间应发生相干相消(加强),只有这样才能满足能量守恒定律。以上与透射异常现象相关的各公式均满足这一规律。

¹注意:散射场的幅度不同源自于此处的入射光磁场幅度(假设为单位幅度)与他们的不同 (原文中没有给出,因而无法相同)。

3.4 等离激元波纹喇叭结构

结合3.2节中的广角幅度响应和3.3节中的SPP相移广角常数近似方法,本节 将设计所需的具有广角透射增强特性的金属亚波长结构。

3.4.1 斜入射时凹槽激励SPP的单向传播增强特性

与金属亚波长细缝结构完全类似,在斜入射空间光的照射下,金属亚波长 凹槽结构激励的SPP也具有单向传播增强的特性。如图3.13所示,厚金属板上的 单个亚波长凹槽与左侧斜入射空间光相互作用,激励出来的右向传播SPP的幅 度比直入射时的幅度大大增强,而左向传播SPP的幅度却减弱不少。根据3.2节 中关于矩形凹槽的特性,凹槽的深度对于单向性具有很大的影响:斜入射情况 下,浅凹槽激励出来的SPP单向性并不明显,而深凹槽则会引起十分强烈的单 向传播SPP。

前文提到,在斜入射TM光的照射下,当凹槽的宽度大于 $w = 0.45\lambda_0$ 时, 能观察到强烈的SPP非对称激发现象。如果将凹槽左右两侧的SPP幅度值同时画 在一幅图中,这种现象就将变得更加明显了,如图3.14所示,图中红色实线代 表凹槽右边的SPP幅度,蓝色虚线代表凹槽左边的SPP幅度,星号、矩形、三角 型、和圆形符号分别代表入射光的角度为0°、20°、40°和60°时的情况。由 图3.14可见,SPP在左右两侧的幅度值基本都是在 $w = 0.45\lambda_0$ 处开始分岔,之后 差异急剧增加并且在 $w = 0.6\lambda_0$ 附近达到最大值,之后又慢慢减小。本文将这种 现象称为SPP的单向传播增强效应。

SPP的这一单向传播增强效应可以利用波导模式来解释。文献 [78]指出, 单凹槽结构实际上可以当作金属-介质-金属(MDM)波导来进行研究。对 于MDM波导来说,它的单模截止厚度为w_{cut},当介质层的厚度小于w_{cut}时,波 导中就只存在一个导模。w_{cut} 满足如下关系 [79]:

$$\frac{w_{cut}}{\lambda_0} = \frac{1}{\pi\sqrt{\epsilon_d}} \arctan\left(\sqrt{-\frac{\epsilon'_m}{\epsilon_d}}\right)$$
(3.10)

其中 ϵ_d 是介质的介电常数, ϵ'_m 是金属介电常数的实部。通过公式(3.10)可以计算 出所研究的矩形凹槽的截止宽度(对于MDM波导来说是厚度)为0.44 λ_0 ,这个 点正是左右SPP幅度开始出现分岔的那个点。当凹槽宽度小于 w_{cut} 时,在矩形凹

- 44 -



图 3.13 宽度为 $W_{gr} = 440$ nm,深度为d = 150nm的单凹槽激励的散射磁场幅度 $|H_{y}^{sc}|$ 。子图(a)为直入射情形,子图(b)为入射角为30度的左侧斜入射情形。



图 3.14 单个矩形凹槽结构在空间光以不同角度入射时所激发的左向和右向传播SPP的幅度对比。图中,红色实线代表左向传播SPP的幅度,蓝色虚线代表右向传播SPP的幅度,星号、矩形、三角型和圆形符号分别表示入射光的角度为0°、20°、40°和60°。矩形凹槽的深度为120nm。

槽中就只存在一个基模,由于基模是对称的,因此它只能对称的激发SPP,从 而使得左右两侧的SPP幅度基本相等;当凹槽宽度大于w_{cut}时,凹槽中开始出现 第二个模式,这个模式是反对称的,而且在斜入射照射下它还是被主要激发, 因此它直接导致了左右两侧SPP幅度的不同;当凹槽宽度进一步增大时,开始 出现第三个对称模式,因此它又能减少左右SPP的幅度差异。此外,由于矩形 凹槽结构的对称性,直入射时非对称的二阶导模始终没有被激发,这也说明了为什么当空间光直入射($\theta = 0^\circ$)时,左右两侧SPP的幅度始终没有差异的原因。

根据SPP在斜入射情况下会出现单向传播增强的特性,不难理解"牛眼"结构 不具有广角透射增强特性的结论。这是因为当空间光从左边斜入射时,左右两 侧凹槽激励的右向传播SPP均会发生增强,而左向传播SPP均会发生减弱,因此 可能透过中心细缝的SPP—— 左侧凹槽激励的右向传播SPP增强,而右侧凹槽激 励的左向传播SPP减弱,因而斜入射时的透射性能并不会很高。

将单个凹槽扩展为凹槽阵列时,其周期性间距需要特殊设计。根据能量守 恒定律,为了使沿着金属上表面右向传播SPP的幅度最大,右向传播SPP与左侧 入射空间光之间的干涉必须是相消的,从而使进入凹槽(然后被反射到上面的 空气中)的光能量最少。由相移特性及干涉理论,这要求

$$\psi_r^{up} + 2\pi a / \lambda_{sp} - 2\pi a \sin \theta / \lambda_0 = (2m_1 + 1)\pi, m_1 \; \text{bb} \; \text{bb}, \tag{3.11}$$

式中第一项是右向传播SPP相对于入射光的相移,第二项是由SPP传播引起的相移,第三项是光在空间中的光程差对应的相移(如图3.15(a)所示)。

与此同时,不同凹槽激励出来的右向传播SPP之间必须相干加强,从而使 右向传播SPP在传播过程中不断累积能量。此时有

$$2\pi a/\lambda_{sp} = 2m_2\pi, m_2$$
 为整数. (3.12)

利用上一节的相移广角常数近似方法,凹槽激励出来的SPP相移在很大的入射角范围内均可以近似为 π ,即 $\psi_*^{up} \approx \pi$,不难得到:当

$$a = 2\lambda_{sp}, \theta = \theta_0 = \sin^{-1}(n_{sp}/2),$$
 (3.13)

时,式(3.11)和(3.12)均可得到满足。此时,凹槽阵列激励的右向传播SPP的能量 最大。

与文献61中优化"牛眼"结构的做法类似,本节采用SPP的采样幅度值来优 化凹槽的宽度和深度,其中SPP的采样幅度值定义为距离最右侧凹槽7 μ m处 的SPP幅度。仿真结果表明,空间光以 $\theta = \theta_0 \approx 31^\circ$ 斜入射时的最优凹槽深度

- 46 -



图 3.15 (a)右向传播SPP与入射光之间的相移及干涉,以及右向传播SPP间的干涉示意 图。(b)不同凹槽数时, SPP的幅度|H^{sc}|随入射角度的变化曲线。

和宽度与直入射时的完全相同,即d = 70nm, $W_{gr} = 0.56\lambda_{sp} = 440$ nm [61]。 此时,入射角为32度左右(与理论值十分接近)的空间光激励出来的右向 传播SPP之幅度比零度入射的幅度大很多,而且这个幅度增量随着凹槽个数 的增多而变大,如图3.15(b)所示。如果凹槽的深度和宽度取为其它参数, 如d = 150nm的情形,则SPP幅度在凹槽数较小时就已经饱和,增加凹槽也无 益。

3.4.2 等离激元波纹喇叭结构的原理



图 3.16 本文提出的等离子激元波纹喇叭结构(侧视图)。入射光为TM偏振的平面波, 其幅度为单位幅度。

为了获得广角的透射增强性能,需要提高结构在空间光斜入射时的透射

增强系数,为此,本章将"牛眼"结构进行变形,提出了等离激元波纹喇叭结构 (plasmonic corrugated horn structure),如图3.16 所示。这个名字来源于其几何 形状与微波段所用的波纹喇叭形天线 [80]十分相似。从形状上来看,该结构结 合了"牛眼"结构,以及近年来被用于从传统波导模式和自由空间光耦合至SPP波 导模式中的拉锥结构 [48]和漏斗结构 [81]。在此并不关心其作为"天线"的辐射 特性,而仅讨论其透射增强的广角特性。

等离激元波纹喇叭结构的工作原理十分简单。其侧边与水平线所成的倾 斜角需要设计为与前文凹槽阵列的最优斜入射角度相等,即 $\varphi = \theta_0$ 。如果空间 光的入射角度为 θ ,则左右侧凹槽感受到的实际入射角度分别为 $\theta_l = \theta + \varphi$, 和 $\theta_r = \theta - \varphi$ 。对于直入射, $\theta = 0$,可以得到 $\theta_l = \varphi = \theta_0$, $\theta_r = -\varphi = -\theta_0$,其 中负号表示实际的入射光来自右边。当入射角度满足关系式

$$-\varphi < \theta < \varphi \tag{3.14}$$

时, θ_l > 0, θ_r < 0,这说明左侧凹槽实际感受的入射光来自左边,而右侧凹槽 实际感受的入射光来自右边,于是两侧凹槽激励向中心方向传播的SPP均被增 强,而向远离中心方向传播的SPP被减弱,从而透过中心细缝的透射增强系数 与"牛眼"结构相比均会得到很大的提高。当空间光的入射角度发生正向或负 向增大时,一侧凹槽实际感受到的入射角度减小,它所激励的向中心方向传 播SPP的增幅减小,而另一侧凹槽实际感受的入射角度增大,它所激励的向中 心方向传播SPP的增幅增大,因而透过中心细缝的透射增强系数具有比较平坦 的特性。总之,只要入射角度在±φ之间,等离激元波纹喇叭结构与"牛眼"结 构相比,具有更高更平坦的透射增强系数。由此可见,等离激元波纹喇叭结构 的原理与"牛眼"结构相比,主要优点是两侧凹槽实际感受到的入射角都是倾斜 的,它们所激励的向中心细缝传播的SPP均被大大增强,从而利用了空间光斜 入射时激励SPP的单向传播增强效应。

中心细缝到相邻凹槽的间距优化可以采用前文所提出的相移广角常数近 似方法。对于空间光入射角为θ的情况,中心细缝处的入射光与左侧凹槽激励 的SPP相干加强的条件为

$$\phi_r^{up} + 2\pi b / \lambda_{sp} - 2\pi b \sin \theta_l / \lambda_0 = 2m\pi, \qquad (3.15)$$

- 48 -

它与右侧凹槽激励的SPP相干加强的条件为

$$\phi_l^{up} + 2\pi b / \lambda_{sp} - 2\pi b \sin \theta_r / \lambda_0 = 2m\pi, \qquad (3.16)$$

3.4.3 透射增强系数及其广角性能的提高

3.4.3.1 透射增强广角特性的改善

等离激元波纹喇叭结构(凹槽周期为 $2\lambda_{sp}$)和"牛眼"结构(凹槽周期分 别为 λ_{sp} 、 $2\lambda_{sp}$,最优的凹槽-细缝间距均为 $b = 0.54\lambda_{sp}$ [61])的透射增强性能 随空间光入射角度的变化关系如图3.17所示,所有结构的中心细缝最优宽度 为50nm,最优深度为200nm。图中只给出了正入射角度(空间光从左侧入射) 的透射增强系数,实际上由于结构的对称性,负入射角度(空间光从右侧入 射)对应的透射增强系数与相应的正入射角度的透射增强系数完全相等。由图 可见,仿真结果与理论预期完全一致:当入射角度在±30°范围内(与理论上 设计的±($\varphi = 31$)°十分接近)变化时,波纹喇叭结构的透射增强系数均比"牛 眼"结构的要高。特别是当入射角度在±5°到±30°范围内变化时,波纹喇叭结 构的透射增强系数十分平坦,维持在4左右,为"牛眼"结构之透射增强系数的两 倍以上,基本上可以满足实际应用的需要。

需要说明的是:上述结果中,两种结构的透射增强系数均在 $\theta = 0^{\circ}$ 呈现 出特别高的峰,这是由于所仿真的结构都是针对空间光垂直入射情况进行优化

¹此(实际为斜入射角引起的)相移与直入射时的相移值0.93π [61]十分接近,这个近似与上 一节的工作相吻合。



图 3.17 "牛眼"结构和波纹喇叭结构的透射增强系数随着入射角度的变化关系,两侧的凹 槽数均为6。

的。如果将结构的优化设在其它的入射角度,则峰值位置会发生一些移动。例 如凹槽周期为2λ_{sp}的"牛眼"结构,其结构参数是在0°时优化的,但是对于30° 也刚好满足次优化条件,因此其透射增强系数在30°位置会出现一个次峰。

3.4.3.2 透射增强性能的改善与凹槽数目的关系

对于空间光垂直入射的情况,等离激元波纹喇叭结构两侧凹槽激励的向中 心传播SPP均被增强,因此,此时其透射增强性能会比"牛眼"结构改善很多,如 上节的图3.17所示。本节将讨论这个性能改善的幅度与凹槽数目(两侧凹槽设 为对称)之间的关系。

图3.18比较了等离激元波纹喇叭结构和"牛眼"结构的透射增强性能随单侧 凹槽数目的变化关系。由图易见,当单侧凹槽的数目介于4到10时,等离激元波 纹喇叭结构的透射增强系数比具有相同凹槽周期的"牛眼"结构增大了10以上。 由于相应的喇叭结构(不含任何凹槽)的透射增强系数只有3.6左右,所以可 以认为透射增强性能的改善主要是由斜入射时引起的SPP单向传播增强效应所 导致的。由于SPP的单向传播增强效应,当凹槽数较少时(小于10个),等离 激元波纹喇叭结构的透射增强系数高于"牛眼"结构。但是当凹槽数太多时(大 于10个),凹槽周期为λ_{sp}的"牛眼"结构之透射增强性能会更好,这是由于等离 激元波纹喇叭结构的周期为"牛眼"结构的两倍,因而远离中心细缝的凹槽所激 励之SPP需要经过很长的传播距离,其损耗会很大。这个原因也可以解释凹槽 周期为λ_{sp}的"牛眼"结构性能一直优于凹槽周期为2λ_{sp}的"牛眼"结构,以及图中

- 50 -



所有这些结构的透射增强系数均会随着凹槽数的增加而趋于饱和的现象。

图 3.18 透过中心细缝的能量T与入射光透过细缝的能量To之比(即通常所定义的透射增强系数)随着单侧凹槽数目(左右凹槽对称)的变化关系图。



图 3.19 直入射情况下的散射磁场幅度|*H^{sc}*|,两侧的凹槽数均为5。(a)凹槽周期 为2λ_{sp}的"牛眼"结构,(b)(具有相同凹槽周期的)波纹喇叭结构。

图3.19给出了直入射情况下,波纹喇叭结构与具有相同凹槽周期的"牛眼"结构所引起的散射场。由图可以直观地看出,前者的透射场比后者提高很 多。此外,我们还注意到波纹喇叭结构的凹槽上侧边界处具有很大幅度的散射 场,这一奇异点现象与水流引起的漩涡场有些相似。根据类推关系,若将波纹 喇叭结构的矩形凹槽设计为光滑流水型曲线的话,其透射增强系数或许还能够 进一步提高。由于这方面工作偏离本论文的目标,在此不做进一步的讨论。

需要指出的是,深度h对波纹喇叭结构或不含任何凹槽的喇叭结构之透射性 能影响很小。由于在仿真单侧凹槽数不超过10和大于10的波纹喇叭结构所用的 深度不同,图3.18中波纹喇叭结构的透射增强系数在凹槽数为11时有一个小的 跳变。由于喇叭的倾斜角决定了两侧凹槽实际感受到的入射角,其偏移对性能 的影响十分明显。当凹槽数目较少时,小的倾斜角偏移所引起的性能恶化尚不 明显;但是当凹槽数目增多时,它将会导致性能的急剧恶化。这是由于距离中 心越远的凹槽所受的影响越大,它所激励的SPP因传播而引起的相位差变化会 特别大。

等离激元波纹喇叭结构在实际制作时可以采取以下步骤:先将硅基衬底做 成具有设定倾角的喇叭口形状,然后在其上面镀上一层较厚的金属层(金或 银),然后在金属层上用FIB技术刻出细缝和凹槽结构。因为喇叭结构的倾斜 角并不大(约为31度),这些工艺并不难实现。如果考虑到等离激元波纹喇叭 结构比"牛眼"结构的制作工艺略微复杂,它特别适合于采用较少的凹槽来实现 中等透射增强的应用情况。另外,这种结构在超高密度光存储、超快光电检测 器、非线性器件、以及纳米光电结构的耦合装置中具有潜在的应用价值。

3.5 本章小结

本章首先分析了厚金属板上单个矩形或三角形凹槽所激励出来的SPP的幅 度广角特性。研究表明:当凹槽的宽度和深度合适时,SPP的幅度具有广角的 响应特性;但是由于单个凹槽激励的SPP较弱,需要将多个金属亚波长基本结 构结合起来。由于金属亚波长复杂结构的优化需要利用SPP的相移,因此分析 了SPP的相移广角特性。仿真结果表明:在±60°的入射角范围内,亚波长凹 槽或细缝激励的SPP相移均可以近似为常数π,由此提出了相移广角常数近似方 法,利用该方法解释了斜入射透射异常现象。仿真结果还表明,斜入射时亚波 长凹槽或细缝激励的SPP具有单向传播增强的效应,利用MDM波导的各阶模式 激励可以解释这一现象。上述第二部分的工作发表在2008年的亚太光通信会议 (Asia Pacific Optical Communications, APOC)上[67],并获得了大会的最佳学 生论文奖。

结合上述特性,本章提出了一种具有广角透射增强特性的新结构——等离

激元波纹喇叭结构。这种结构结合了"牛眼"结构的透射场增强效应、单向传播 增强效应和喇叭(或漏斗)形状的透射增强三大效应。理论研究和仿真结果表 明:当凹槽数目不太大时,这种结构"牛眼"结构具有更高的透射增强系数,它 在较大的入射角度范围内(±30°)具有十分平坦的透射增强响应。因此本章 得到了具有广角透射增强性能的结构,与上一章的高效率耦合原理相结合,可 以实现对空间光的广角入纤接收和场增强。这方面的工作已经投稿到Chinese Physics Letters [82]。

第四章 光纤型TE偏振光接收结构的研究

由于SPP是一种TM模式,只有TM偏振的空间光或波导模式才有可能与之 发生作用,由此前两章的原理和结论只适用于TM偏振的空间光入纤接收。对 于TE偏振的空间光入纤接收,目前还只能采用传统的聚光耦合光学系统来实 现。本章研究高性能的光纤型TE偏振光接收结构,其目的是:滤去光纤中可能 存在的TM偏振模式,而同时使TE偏振模式的损耗最小。

4.1 问题的提出

偏振光接收结构的基本原理是:选择性地增大TE(准TE)模式 或TM(准TM)模式的损耗,从而实现TM通过或TE通过的偏振光接收结构。经过几十年的研究,人们报道了多种实现方法,如采用金属包层 [83,84,85,86]、双折射率覆盖层[87]、一小段质子交换型波导(proton exchanged waveguide)[88]、或亚波长宽度的狭缝[89]等。其中,采用金属包层来实现偏 振光接收结构的方法工艺简单,尤其是在光纤侧边抛磨型的结构中具有明显的 优势。关于这种方法及其改进版本,又包括以下几种结构:金属包层直接涂敷 的结构[90],在金属包层和芯区之间增加低折射率[83]或高折射率[84]介质层 的结构,在金属包层外增加折射率匹配介质层的结构[86]。然而,这些结构在 具有高消光比的同时,其(通过模式的)插入损耗也比较大。

K. Thyagarajan 等人 [91] 提出,采用共振层可以实现高性能的TE通过型、 或TM通过的偏振光接收结构。其主要原理是:改变共振层的参数(厚度或折射 率),可以人为选择一种模式使其损耗很大而被滤去,使另外一种模式的损耗 很小而通过。其主要性能是共振层的折射率越高,TE和TM模式间的有效折射 率之差越大,因此在消光比不变的情况下,其插入损耗越低。此性能随后被采 用共振原理的光纤型偏振光接收结构的实验所验证 [92]。这种共振现象在J. M. Hammer 等人的文章 [93]中被称为共振层效应(resonant-layer effect, RLE)。 尽管采用共振原理可以实现TE通过或TM通过,但仅通过采用高折射率的共振 层并不能有效地将TE和TM模式分开,因此不共振的模式即通过模式仍然会有 较大的插入损耗。

由于采用金属包层导致TE与TM模式之间的折射率差比采用空气包层的情形要大好几倍 [94],由此可以预测,若将金属包层和共振层相结合,所获得

- 54 -

的TE通过或TM通过偏振光接收结构之性能应该会更好。K.-T. Kim等人实验报 道了光纤型的这类结构发生高阶模式共振时的损耗特性 [94],但是却没有给出 理论分析,也没有给出低阶模式共振尤其是TM₀模式共振时的损耗特性,其原 因是他们认为:"尽管当单模光纤的TM模式与金属包层平板波导的TM₀模式发 生共振时,其损耗会很大,但是这种TM₀模式共振的条件无法实现"。同实验室 的师兄武刚博士利用标量近似法给出了这种结构的理论分析 [95],画出了y型偏 振(TM)模式的损耗趋势曲线,但是由于所用方法过于近似,无法得到x型偏 振(TE)模式的损耗特性。他在文章中建议采用折射率为1.4的有机物作为共振 层来减小TM偏振光接收结构的插入损耗,忽略了低折射率时可能存在的TM₀共 振。

总之,对于结合共振层和金属包层的光纤型偏振光接收结构,尽管当发 生TM₀模式共振时可获得性能优异的TE偏振光接收结构,但是现有的研究工作 还无法得到该共振的条件。其可能的原因是:人们理所当然地认为共振层的 折射率必须大于中间包层的折射率,从而使它们与金属包层所组成的三层波 导具有较高折射率的芯区;或者认为金属包层平板波导的TM₀模式作为表面波 (SPP)模式,仅与金属包层-共振层有关,因此按照两层波导的SPP模式来设 计,也无法得到共振条件。为了找出TM₀共振的条件,我们需要跳出传统思维 的束缚,仔细分析这种结构的各种参数对其性能的影响,发现规律,从理论上 推出TM₀共振的条件,进而获得所需的高性能光纤型TE偏振光接收结构。

4.2 光纤型偏振光接收结构的损耗理论



图 4.1 共振型金属包层偏振光接收结构的结构示意图(光沿着z方向传输)

根据光纤与平板波导之间的等效关系 [96],结合共振层和金属包层的光 纤型偏振光接收结构可以等效为图4.1中所示的结构。本章将给定波导(简称 为WG-1)的参数选取为与文献93的相同¹:工作波长为1.55 μ m,芯区为掺杂的SiO₂ ($n_1 = 1.452$),衬底和包层均为未掺杂的SiO₂ ($n_2 = 1.447$),芯区的厚度选为 $w = 6\mu$ m以保证它的单模特性。在给定波导的包层上方先后镀上一层介质层(折射率为 n_3 ,厚度为 t_b)和厚金属包层(折射率为 n_4)。本章将由中间包层、介质层和金属包层组成的三层平板波导简称为WG-2。因为在光纤侧边抛磨的实践中,基本上无法将包层完全去除,所以总是假定中间包层的厚度不可为零。

根据共振原理,当介质层的厚度和折射率设计合理时,WG-1的TE或TM模 式可与WG-2中的对应模式发生共振耦合,导致其损耗很大;而WG-1中相位失 配的TM或TE模式则由于介质层的缓冲因而损耗很小。与最近报道的共振型结 构 [93]相比,本章分析的结构相当于将其中的空气包层替换为金属包层。由 于金属包层以及可能采用的高折射率介质层将增大TE和TM模式之间的折射率 差,金属包层还使TE、TM模式所得的欧姆损耗不相等,因此,相比之下,本 章所分析的结构将具有更大的消光比和更低的插入损耗。

因为利用共振原理的偏振光接收结构可以看成是由WG-1与WG-2组成的定向耦合器,其内部模式耦合,以及它与输入、输出波导之间耦合所引起的损耗均可用简正模形式的耦合理论 [60,97,98]来分析。一般而言,相位匹配的(TE或TM)模式总可以表示为奇、偶简正模的线性组合:

$$\begin{cases} \mathbf{E} = a_e \mathbf{E}_e e^{-j\beta_e z} + a_o \mathbf{E}_o e^{-j\beta_o z} \\ \mathbf{H} = a_e \mathbf{H}_e e^{-j\beta_e z} + a_o \mathbf{H}_o e^{-j\beta_o z} \end{cases}$$
(4.1)

其中, \mathbf{E}_{e} , \mathbf{E}_{o} 和 \mathbf{H}_{e} , \mathbf{H}_{o} 分别是奇、偶简正模的电场和磁场分量, $\beta_{e} = \beta_{er} + j\beta_{ei}$, $\beta_{o} = \beta_{or} + j\beta_{oi}$ 是相应的复传播常数, a_{e} , a_{o} 为相应的幅度。类似的, 相位失配的 模式可以表示为:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_u e^{-j\beta_u z}, \mathbf{H} = \mathbf{H}_u e^{-j\beta_u z}$$
(4.2)

其中 $\beta_u = \beta_{ur} + j\beta_{ui}$ 为其传播常数。

- 56 -

率可以表示为

$$P_{out} = |R_e e^{-j\beta_e z} + R_o e^{-j\beta_o z}|^2$$

= |R_e e^{\beta_{ei} z} + R_o e^{\beta_{oi} z} e^{j\Delta\beta_r z}|^2, (4.3)

而相位失配模式的功率透射率表示为

$$P_{out} = |R_u e^{-j\beta_u z}|^2 = |R_u e^{\beta_{ui} z}|^2,$$
(4.4)

其中, $\Delta\beta_r = \beta_{er} - \beta_{or}$, 相位匹配模式的耦合长度为 $L_c = \pi/\Delta\beta_r$, 而且

$$R_{i} = \frac{\langle 1|i \rangle \langle i|1 \rangle}{\langle 1|1 \rangle \langle i|i \rangle} \quad i = e, o, u$$
(4.5)

为输入、输出波导模式与定向耦合器模式之间的激励系数, < *i*|*j*>表示不同模式之间的重叠积分:

$$\langle i|j \rangle = \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{+\infty} (\mathbf{E}_i^* \times \mathbf{H}_j + \mathbf{E}_j \times \mathbf{H}_i^*) \cdot \hat{\mathbf{z}} dx$$
 (4.6)

其中i, j = 1, e, o, u, "1"表示输入波导模式, "e, o"分别对应相位匹配时的偶、奇简正模式, "u"对应失配时的模式。

上述所有的模式及其传播常数均可用有限元方法来求解 [54,63]。有限元 法是求解光波导本征值问题最常用的数值分析方法之一,它的精度高、通用性 强。近年来,随着大规模稀疏矩阵本征值问题求解器 [64]的飞速发展,有限元 算法已经能够直接、精确且高效地求解一维、二维乃至三维的复数本征值问 题。

此外,为了从理论上预测相位匹配条件和解释损耗特性,WG-2中模式的传播常数或有效折射率(实部用于获得相位匹配条件,虚部用于分析损耗特性) 十分重要。这些参数均可以采用微扰法求解三层波导结构的本征方程而得,详 细内容请参考附录B。

4.3 TM₀共振的条件及理论

本节将说明如果介质层的折射率较高,则无法通过改变其厚度来实现TM₀共振;而采用超低折射率的介质层,则在一定厚度时可以实现TM₀共

- 57 -

振。另外,本节还将给出介质层厚度和折射率对性能影响及其解释。考虑 到金属铝Al具有熔点低、损耗大等优点,在此采用Al($\lambda_0 = 1.55 \mu m$ 时折射 率 $n_4 = 1.4 - j16$)作为金属包层。

4.3.1 改变高折射率介质层的厚度无法实现TM₀共振

为了研究偏振光接收结构的损耗特性随介质层厚度t_b的变化关系,首先 假定其它参数不变,并设中间包层厚度为t_c = 2μm,讨论不同的介质层折射 率n₃(假定n₃ > n₂)的情况,以期找出一些规律。



图 4.2 介质层采用有机物介质(a)和硫化锌(b)时,插入损耗随其厚度t_b的变化关系,图 中m表示TE或TM共振模式的阶次。

当介质层采用较低折射率的有机物 (Polymer, $n_3 = 1.6$)、中等折射率的硫化锌 (ZnS, $n_3 = 2.2706$)和较高折射率的砷化镓 (GaAs, $n_3 = 3.374$)¹时,WG-1中TE、TM模式与WG-2中不同阶次的相应模式共振引起的损耗特性分别如图4.2和4.3所示²。由图可见,对于某些特定的折射率和厚度组合,WG-2中某个阶次的TE或TM模式与WG-1中对应的TE或TM模式相位匹配,发生共振耦合。这些共振的折射率和厚度组合均可以通过令WG-2的有效折射率与WG-1的相等,忽略公式(B.1)中虚部,求解所得的超越方程即可准确地得到。需要说明的是,仿真得到的共振折射率和厚度组合与理论公式预测的结果吻合

¹为了排除各向异性的影响,本章所选用的均为各向同性的介质。其中有机物介质的折射率 来自文献99,94,其它材料的折射率来自文献62。

²本章以dB/cm为单位的损耗图均没有将相位失配模式的激励因子R_u考虑进来。相位匹配模式的作用长度均假设为其耦合长度的偶数倍以使作用长度接近为3mm,这种选取方法将在4.4中解释。



图 4.3 介质层为砷化镓时,插入损耗随其厚度t_b的变化曲线。(a) (b)中,t_b的扫描步长 (即最小加工精度)分别为1nm和0.1nm。

良好,从而论证了有限元仿真的可靠性。

由图4.2和4.3还可以看出,介质层的折射率越高,WG-1的模式损耗对其 厚度t_b的容差要求越高(即越敏感),这一特性在折射率特别高时表现尤为 明显。如图4.3所示,当t_b的最小精度为1nm时,TE共振模的插入损耗总体上 随着其阶次的增加而减小,但有一些不规则的跃变;然而当最小精度减小 为0.1nm时,TE共振模插入损耗的特性十分规律,与预期完全一致。这一敏感 特性可以用相位匹配条件来解释。根据公式(B.1),WG-2中模式的有效折射率实 部*N*′对t_b的偏导可以表示为

$$\partial N' / \partial t_b = \frac{\epsilon_3 - N'^2}{N' t_e} \tag{4.7}$$

其中 t_e 的定义见附录B。因此,折射率 n_3 越高,偏导 $\partial N'/\partial t_b$ 的绝对值越大,这 意味着有效折射率N'对厚度 t_b 更加敏感:当 n_3 特别高时,除非 t_b 的精度很高,否 则某些模式的相位匹配条件将无法满足,因而得不到期望的损耗值。

相位匹配模式的损耗特性可以很好地由WG-2的模式损耗来解释。图4.4给 出了WG-2的TE、TM模式损耗随其芯区(即介质层)厚度的变化趋势。在此仅 关心共振的TE和TM模式,而WG-2的有效折射率实部N'与WG-1的相应值近似 相等,因此可以将这些模式的N'令为与WG-1对应模式的有效折射率相等,然 后根据附录B求解WG-2的模式损耗。对比图4.2、4.3 和图4.4,不难发现:偏振 光接收结构中共振的各阶TE、TM模式与WG-2对应模式的损耗特性在趋势上吻

- 59 -



图 4.4 WG-2的TE、TM模式的损耗随介质层厚度t_b的变化趋势。

合良好:当介质层的折射率给定时,厚度越大,共振模式的阶次越高,其损 耗也越大。由式(B.1)可知,改变介质层的厚度t_b与改变工作波长λ₀是等效的, 由此本节等效地解释了前人实验得到的高阶共振模式的损耗特性 [94]。此外, 当介质层的折射率n₃增大时,TE共振模的损耗增加很多,TM共振模的损耗只 有很小的增幅。在相同折射率时,随着阶次的提高,TE共振模的损耗迅速减 小,TM共振模的损耗则减小缓慢。



图 4.5 偏振光接收结构失配模式的损耗特性,为图4.2和4.3(b)的局部放大图。(a)(b)(c)中的n₃分别为1.6,2.3,3.374,图中"E_m"和"M_m"分别表示该厚度下共振的第m阶TE和TM模式。

相位失配模式的损耗特性如图4.5所示,它是图4.2 和4.3(b)的局部放大。 由图可见,在各阶模式相位匹配的厚度位置,相应相位失配模式的损耗几乎

- 60 --

不变,而且采用中等折射率介质层得到的相位失配TM模式的损耗最小。其原因是:介质层的折射率较低时,TE和TM模式的折射率差较小,因此相位失配的TM模式之间仍然存在一定的耦合,故其损耗还比较大;而当介质层的折射率较高时,尽管TM模式的耦合强度很小,但由于此时WG-2中TM模式的损耗很大,因而WG-1中TM模式的损耗也会比较大。对于相位失配的TE模式而言,由于它被介质层很好的缓冲,折射率越高时,其损耗越小。

由此可以认为:介质层对于共振的TE或TM模式而言,表现为共振层的功能:而对于相位失配的TE模式,其功能则更像是缓冲层。如果考虑到消光比、加工容差和插入损耗,采用中等折射率介质层得到的TM通过型偏振光接收结构 具有更好的性能,此时WG-2中的共振模式是TE₀。

4.3.2 超低折射率介质层与TM₀共振

需要注意的是,上文中TE共振模式从零阶开始,而TM共振模式却只能从 第一阶开始。尽管人们普遍认为TM₀模式共振具有更好的性能,却无法通过改 变高折射率介质层的厚度或等效地改变工作波长 [94]来实现。这是因为当介质 层的折射率高于中间包层的折射率时,WG-2的TM₀模式永不截止(其截止厚 度t_b < 0)。

由于TM₀共振时WG-2中的共振模式为表面波模式(SPP模式),因此可 以利用SPP模式的特性来找出TM₀共振的条件。根据绪论中的论述,SPP模式 作为介质-金属两层波导的模场,其有效折射率总是高于介质层的折射率, 即*n_{sp} > n₃*。如果选用折射率低于给定波导芯区和包层的材料作为介质层,则有 可能实现TM₀共振。为此,本节考虑介质层折射率*n₃*对偏振光接收结构性能的 影响,并让它在很大的范围内(多数材料的折射率均处于1到4的范围)变化, 希望能找到TM₀共振及其条件。

当介质层的厚度 t_b 给定时,TE、TM共振模式的阶次均随着介质层折射率 n_3 的增加而增大,由图4.6(a)所示。当 $n_3 > n_2$ 时,偏振光接收结构的损耗特性与上一节的结论一致: n_3 增大时,TE共振模式的损耗增加很快,而TM共振模式(TM₀共振除外)的损耗则几乎不变;利用TE模式共振的TM通过型起偏振光接收结构,中等折射率介质层给出的(TM模式的)插入损耗最小,而利用TM模式共振的TE通过型偏振光接收结构,其(TE模式的)插入损耗几乎与介质层的折射率无关。而当 $n_3 < n_2$ 时,本文可以找出TM₀模式共振。与高阶TM模式共振相比,TM₀共振时,(相位匹配的)TM模式的损耗异常的高,

- 61 -



图 4.6 (a) 偏振光接收结构的损耗随着介质层折射率 n_3 的变化关系; (b) WG-2中TE、TM共振模式随 n_3 变化的损耗趋势图(其求解过程与图4.4类似)。 $t_b = 1.124 \mu m$, $t_c = 2 \mu m$ 。, 网格线对应于各阶模式共振的折射率位置。

而(相位失配的)TE模式的插入损耗却格外的低。与上一节相同,上述的损耗 特性同样可以用WG-2的模式损耗特性来解释,它们同样具有一致的趋势,如 图4.6(b)所示。因此,利用超低折射率的介质层,可以实现TM₀模式共振,此时 得到的TE偏振光接收结构可以同时获得异常高的消光比和异常低的插入损耗。

需要指出的是,TM₀共振时的介质层已经不再是WG-2的导模层:WG-2不 能支持任何TE模式,它所支持的TM₀模式是束缚于介质层-金属包层界面的表面 波模式(SPP)。因而WG-1中的TE模式永远无法与WG-2发生共振耦合,即它 被超低折射率的介质层很好地缓冲了,故其损耗异常的低。显然,此时超低折 射率的介质层对于相位匹配的TM模式起的是共振层的作用,而对于相位失配 的TE模式则起着缓冲层的作用。

尽管WG-2中的表面波(SPP)模式束缚在介质层-金属包层的界面,并且 此时中间包层、介质层和金属包层不能再被看作是传统的金属包层三层波导结 构,但是SPP模式的有效折射率与这三层的参数都有关系,而不是仅与金属层 和介质层有关。事实上,我们发现:这三层结构的本征方程仅仅是传统三层波 导结构本征方程的一个简单变换形式(详细内容请参考附录B),只是此时其 芯区的折射率小于包层的折射率,即n₃ < n₂。这表明,此时的三层结构仍然可 以被当作金属包层三层波导来看待,只是这种波导具有超低折射率的芯区。由 此,可以用模式匹配原理和本征值方程从理论上预测TM₀共振时介质层的折射 率和厚度组合。 实际上,这种求解TM₀共振时WG-2的本征值方法在图4.6(b)中的求解超低 折射率的模式损耗特性时就已经被采用,由图4.6(b)与4.6(a)中损耗趋势的良好 吻合程度也证明了这种处理方式的合理性。因此,在预测TM₀模式共振的折射 率和厚度组合的理论值时,不必像前人的工作那样求解五层波导结构的复杂本 征值问题 [90,83],而只需要求解上面给出的三层波导本征方程,并让WG-2的 有效折射率与WG-1的相等即可。

4.4 TM₀共振时TE偏振光接收结构的性能分析

本节将分析介质层厚度t_b、折射率n₃,中间包层厚度t_c,作用长度L和工作 波长λ对偏振光接收结构损耗性能的影响,并据此给出一组优化的参数及其性 能。

4.4.1 介质层的厚度和折射率对性能的影响



图 4.7 偏振光接收结构的TM模式损耗随着(a)介质层厚度 t_b 和(b)折射率 n_3 的变化关系。其中 $t_c = 2\mu m$,X轴的标记对应于由本征方程(B.1)(当 $n_3 > n_2$ 时)或本征方程(B.8)(当 $n_3 < n_2$ 时)所求得的相位匹配的理论值((a)图为 t_b ,(b)图为 n_3)。超低折射率介质均为有机物[99]。

偏振光接收结构的性能随着介质层厚度和折射率的变化关系如图4.7所示。由图可见,当其它参数给定时,介质层的折射率n₃和厚度t_b存在最优的组合,这些组合均可以用附录B中WG-2的本征方程求得(图(a)与(b)中由仿真得到的n₃和t_b最优组合之间的微小差异来自于计算中的截断误差)。与采用高折射率介质层(n₃ > n₂)的其它阶次TE或TM模式共振相比,采用超低折射率介质

- 63 -

层(n₃ < n₂)的TM₀共振得到的TM模式之损耗最大,而且它所允许的介质层 厚度t_b的变化范围也大得多;当n₃ < n₂时,n₃越大,共振时TM模式的损耗越 大,TE模式的损耗也越大(图中未显示),所允许的折射率n₃变化范围越大, 但是所允许厚度t_b的变化范围却越小。因此,考虑到实际中介质层的折射率和 厚度具有一定的偏差,采用中等的超低折射率如折射率为1.437的介质层,可以 得到性能最佳的TE偏振光接收结构。



图 4.8 金属包层直接涂敷型偏振光接收结构的损耗随厚度 t_b 的变化关系。 $t_c = 0.1 \mu m$, $n_3 = n_2$ 。此时 $t_c + t_b$ 为实际的中间包层厚度。

需要注意的是,图4.7(a)中TM模式的损耗曲线具有明显的阶跃点。这些阶 跃点对应于共振的厚度位置:当介质层的厚度大于共振厚度时,TE偏振光接 收结构出现奇偶简正模,TM模式的损耗较高;而当介质层厚度小于共振厚度 时,WG-1中TM模式与WG-2中SPP表面模式之间的耦合则类似于金属包层直接 涂敷的偏振光接收结构 [90],其性能如图4.8所示,因而TM模式的损耗会低一 些。由损耗曲线的阶跃特性显而易见,利用共振原理的金属包层偏振光接收结 构比金属包层直接涂敷的结构具有更加优越的消光比性能。

4.4.2 中间包层厚度的影响

中间包层的厚度是非常重要的加工参数,它对于包层抛磨光纤型偏振光接 收结构尤为重要,这是因为光纤的剩余包层厚度很难精确地控制或测量。

作用长度取为3mm时,TM₀共振和TE₀共振的损耗随中间包层厚度的变化关系如图4.9所示。由图可见,当作用长度给定时,相位失配模式的插入损耗随



图 4.9 偏振光接收结构的模式损耗与中间包层厚度 t_c 的关系。(a)为TM₀共振, $n_3 = 1.437$, $t_b = 0.357 \mu m$; (b)为TE₀ 共振, $n_3 = 2.2706$, $t_b = 0.214 \mu m$ 。

着中间包层厚度的增大而变小,而共振模式的损耗则呈现出一些波动。对于前 者,只要把中间包层当作缓冲层看待即可理解;而后者则是由于不同的包层厚 度对应于不同的耦合长度,因此相同的作用长度如果正好对应于耦合长度的奇 数倍和偶数倍,则共振模式会出现损耗极大值和极小值。

对应于TM₀共振的TE偏振光接收结构和TE₀共振的TM偏振光接收结构,其 消光比在很大的包层厚度范围内(> 2μm)分别高于40dB和45dB,而插入损耗 却分别低于0.3dB和0.5dB,即它们在包层厚度变化超过2μm的范围内仍拥有优 异的性能。这一特性对于包层抛磨光纤型偏振光接收结构特别重要。

4.4.3 作用长度的影响

由于本章所分析的偏振光接收结构利用了定向耦合的原理,因此其性能还 与作用长度有关。这在上一节的讨论中已经有所涉及,本节将专门讨论作用长 度的影响。

TE、TM偏振光接收结构的消光比和插入损耗随着作用长度的变化 关系如图4.10所示,图中中间包层的厚度是在作用长度为3mm时的优化 参数,取自图4.9中的峰值点。对于TE通过型结构(利用TM₀共振), 在2.26 < L < 2.43mm和2.81 < L < 4.25mm时,其消光比大于40dB,而插 入损耗却低于0.18dB;而对于TM通过型结构(利用TE₀共振),在2.41 < L < 2.52mm和2.78 < L < 4.42mm时,其消光比高于45dB,而插入损耗低于0.4dB。


图 4.10 偏振光接收结构的消光比和插入损耗随着作用长度L的变化关系。(a)为TM₀共振, $n_3 = 1.437$, $t_b = 0.357 \mu m$, $t_c = 2.564 \mu m$; (b)为TE₀共振, $n_3 = 2.2706$, $t_b = 0.214 \mu m$, $t_c = 2.26 \mu m$.

这些结果表明,采用零阶模式共振的TE通过型或TM通过型偏振光接收结构均 允许作用长度具有较大的变化范围。

图4.10中,消光比的峰值点发生在作用长度为奇数倍L_c的位置,而且峰值 总体上随着作用长度增加而增大。而在作用长度为偶数倍L_c的位置,消光比表 现为极小值,且这些极小值与作用长度具有线性关系,它们的连线给出了不 同作用长度下的最小消光比。这个线性关系对于以dB/cm为单位的损耗图来说 特别重要,因为没有这个线性关系,前文中以dB/cm为单位的损耗图没有任何 意义。此外,当作用长度取为3mm附近时,利用TM₀共振、TE₀共振分别实现 的TE、TM偏振光接收结构之消光比均高于40dB。这就是前文将相位匹配模式 的作用长度值设为偶数倍耦合长度,并使其在3mm附近的原因,此时得到的 以dB/cm为单位的损耗实际给出的是该作用长度下的损耗下限,而且性能也与 偏振光接收结构的实际要求(消光比高于40dB)比较接近。

4.4.4 带通特性

由于光偏振光接收结构在很多时候也起着滤波的作用,本节将分析本章所 分析结构的带通特性,即其损耗性能对波长的敏感特性。本文将WG-1和金属 铝 [62]的色散关系考虑进来,而其它介质材料由于其折射率对波长不敏感,其 色散关系均被忽略不计。

图4.11对比了TE(利用TMo共振)、TM(TEo共振)偏振光接收结构的带

- 66 -



图 4.11 偏振光接收结构的带通特性对比。(a)为TE通过型(利用TM₀ 共振), $n_3 = 1.437$, $t_b = 0.357\mu$ m, $t_c = 2.564\mu$ m; (b)为TM通过型(利用TE₀ 共振), $n_3 = 2.2706$, $t_b = 0.214\mu$ m, $t_c = 2.26\mu$ m。

通特性,图中的中间包层厚度和介质层参数均是在作用长度L = 3mm 时优化得到的。由图可见,TE偏振光接收结构具有很宽的带宽,在1.4 < λ_0 < 1.6 μ m的 波长范围内,其消光比大于40dB,插入损耗低于0.2dB;而TM偏振光接收结构 的带宽很窄,仅在1.534 < λ_0 < 1.562 μ m的波长范围内具有消光比大于30dB,插 入损耗低于0.4dB的优良性能。



图 4.12 有效折射率的实部N'随着波长的变化关系。标签从上到下分别表示WG-1中的TE模、TM模,WG-2中的TM₀模、TE₀模、TM₁模和两层金属-介质界面的表面波模式TM₀模。TM₀模和TE₀模的参数与图4.11 相同,TM₁模的参数为 $n_3 = 1.6, t_b = 1.124 \mu m$ 。

事实上,这种TE偏振光接收结构的宽带特性为利用SPP得到的特有性质。

- 67 -

包括TE₀共振在内的其它模式共振均为窄带带通特性,此结论与文献93相吻 合。所有的这些带通特性都可以用模式匹配原理,以及WG-1和WG-2的色散关 系来解释。如图4.12所示,WG-2中仅有TM₀模式与WG-1中的TM模具有几乎重 合的色散曲线,因此也只有TM₀共振才能在很宽的波长范围内得以维持。此 外,图中还清晰地说明了此时WG-2中的TM₀模式(SPP表面波模式)满足的是 具有超低折射率"芯区"和金属包层的三层波导本征方程,而不是传统的金属-介 质两层波导的本征方程。

4.5 本章小结

本章研究了共振型金属包层的光纤偏振光接收结构,获得了性能优异的TE通过型结构。此结构在TE偏振空间光的入纤接收中,可用于滤去可能存在的TM偏振光,同时使TE偏振光的透过率尽可能地高。

利用简正模耦合理论和有限元法,本章将结构中由于模式耦合,偏振光 接收结构与输入、输出波导之间耦合引起的损耗都考虑进来,从而使仿真结 果更加接近实际情况。研究表明:当介质层的折射率高于中间包层的折射率 时,通过改变介质层的厚度或等效地改变工作波长,无法获得TM₀模式共振, 从而解释了前人无法找出TM₀模式共振条件的原因。通过分析SPP的特性, 采用超低折射率材料作为介质层,首次实现了这类结构的TM₀模式共振,并 给出了其理论预测公式。尽管此时由中间包层、介质层和金属包层组成的波 导WG-2中,TM₀模式为表面波(SPP)模式,WG-2可以看作是一个"芯区"折射 率低于包层折射率的三层波导结构,其本征方程可由传统金属包层三层波导的 本征方程进行简单变换而得,而不是金属-介质两层波导的本征方程。本章从损 耗特性的趋势、相位匹配条件和带通特性三个角度分别论证了这一结论。

此外,本章还阐明了介质层对于不同模式的具体功能:它对TE、TM共振 模式和相位失配的TM模式起着共振层的功能,而对于相位失配的TE模式则更 像缓冲层。还分析了介质层的折射率和厚度、中间包层厚度、作用长度和工作 波长对偏振光接收结构性能的影响。仿真结果表明:各阶次TE、TM共振模式 的损耗均可由WG-2中相应模式的损耗特性来解释。如果将消光比、插入损耗 和加工精度都考虑进来,则采用中等折射率介质层实现的TE₀共振和采用超低 折射率介质层实现的TM₀共振将分别对应于性能最优的TM通过型和TE通过型 偏振光接收结构:TE通过型偏振光接收结构的消光比高于40dB,而插入损耗低 于0.2dB,而且带宽宽达200nm;而利用TE₀模式共振的TM通过型偏振光接收结

- 68 -

构的消光比高于30dB,而插入损耗低于0.40dB,带宽只有28nm;这两种结构对 中间包层的厚度和作用长度均不敏感,上述性能允许中间包层厚度的变化范围 超过2μm,作用长度变化的范围超过1.4mm。

这方面工作发表在2008年5月的IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology上 [100]。

第五章 结论与展望

5.1 结论

空间光的广角接收对于空间光通信和空间光探测等相关领域具有十分重要 的意义。空间光的入纤接收方式有望解除光学系统和干涉型窄带滤波器对视场 角的限制,它不仅可以像相干接收方式那样接近量子接收极限,而且实现更容 易,是未来空间光接收的发展方向。然而传统的入纤耦合光学系统由于受到衍 射极限的限制,增大接收视场角十分困难。而表面等离子激元(SPP)可以突 破衍射极限的约束,为实现空间光的广角入纤接收提供了新的途径。从这个思 路出发,本论文提出了一种基于SPP的空间光广角入纤接收的新方案,主要完 成了以下工作:

- (1)提出了一种直入射空间光耦合至平板波导并发生场增强的结构,其耦合效率高达60%左右。利用定向耦合器的相位特性,通过合理增加细缝,提高了凹槽所激发SPP的利用效率;利用等离激元Bragg反射器和金属薄板使透射的光功率77%以上都转移到输出波导中,而且出射波导中光的能流密度比入射光增大近一个数量级,容易发生非线性效应。
- (2)研究了金属亚波长结构对入射空间光的广角响应特性。对于单个矩形或三 角形凹槽,当深度和宽度选择合适时,它所激发的SPP在±60°的入射角 度范围内具有平坦的幅度响应;空间光斜入射时激励的SPP具有单向传播 增强的效应,此效应可用模式理论来初步解释;细缝或矩形凹槽结构激励 的SPP相对于入射光的相位差,即相移在±60°的入射角范围内可以近似 为常数π,由此提出了相移广角常数近似方法,解释了斜入射时的异常透 射现象。结合上述特性,提出了具有广角透射增强特性的等离激元波纹喇 叭结构,该结构在±30°的入射角范围内均具有较高且十分平坦的透射增 强系数。
- (3) 将SPP应用于共振型金属包层光纤偏振光接收结构中,采用超低折射率介质作为共振层,首次实现了该类结构的TM₀模式共振,并给出了此时芯区折射率低于包层折射率的金属包层三层波导结构所满足的本征方程。此外,还还阐明了介质层对于不同模式的共振或缓冲功能,分析了介质层的厚度和折射率、中间包层厚度、作用长度和工作波长等参数对结构性能的

- 70 -

影响及其原因,结果表明,利用TM₀共振的TE偏振光接收结构具有优异的 性能:作用长度在2.81-4.25mm之间时,消光比达40dB以上,插入损耗小 于0.2dB,带宽范围为1.4-1.6μm,允许中间包层厚度的变化范围达2μm以 上。

(4) 开发了一套分析光与金属亚波长结构相互作用的有限元仿真软件。

综上所述,本论文的主要创新点可以归结为以下五点:

- (1) 提出了一种基于表面等离子激元的空间光广角入纤接收方案;
- (2) 提出了一种直入射空间光高效率耦合至平板波导并发生场增强的结构;
- (3) 提出了相移广角常数近似方法,可解释斜入射时的异常透射现象;
- (4) 提出了一种具有广角透射增强特性的等离激元波纹喇叭结构:
- (5) 将SPP应用于共振型金属包层光纤偏振接收结构中,实现了该类结构的TM₀模式共振,获得了性能优异的TE偏振光接收结构,并给出了具有超低折射率芯区的金属包层三层波导结构的本征方程。

5.2 下一步工作展望

目前本文提出的等离激元波纹喇叭结构的透射增强系数尽管具有广角特 性,但其透射增强性能还有进一步提高的空间,因此下一步研究的重点就是探 索改善性能的新原理和结构。另外,在直入射空间光高效率至平板波导并发生 场增强的结构中,出射波导中光的能流密度比入射光的能流密度增大很多,容 易发生非线性效应,下一步可以考虑利用此非线性来实现一些全光逻辑器件。

参考文献

- [1] 中国科普博览-电信博物馆-光通信的历史之贝尔的光电话[Z], 2006. URL http: //www.kepu.net.cn/gb/technology/telecom/fiber/fbr105.html
- [2] 毛登森,张记龙. 微弱激光辐射探测技术在激光告警设备中的应用[J]. 测试技术学报. 2004, 18(4):373–376
- [3] G. Hansel, E. Kube, J. Becker, J. Haase, P. Schwarz. Simulation in the Design Process of Free Space Optical Transmission Systems[C]. Proceedings of the 6th Workshop "Optics in Computing Technology". 2001, 45–53
- [4] V. Jungnickel, A. Forck, T. Haustein, U. Kruger, V. Pohl, C. von Helmolt. Electronic Tracking for Wireless Infrared Communications[J]. IEEE Transactions on Wireless Communications. 2003, 2(5):989–999
- [5] Michael E. O' Brien, Daniel G. Fouche. Simulation of 3D Laser Radar Systems[J]. Lincoln Laboratory Journal. 2005, 15(1):37-60
- [6] 李光元,徐安士. 空间光通信广角接收馈源研究进展[J]. 中兴通讯技术. 2008, 14(2):44-48
- [7] Massimo Lazzaroni, Fabio E. Zocchi. Optical coupling from plane wave to step-index singlemode fiber[J]. Opt Commun. 2004, 237:37–43
- [8] Vincent W. S. Chan. Optical Space Communications[J]. IEEE J Select Top Quant Electron. 2000, 6(6):959–975
- [9] 掌蕴东等. 超窄带光学滤波器[J]. 激光技术. 1999, 23(5)
- [10] R. Ramirez-Iniguezn, R. J. Green. Optical antenna design for indoor optical wireless communication systems[J]. Int J Commun Syst. 2005, 18:229-245
- [11] Joseph M. Kahn, John R. Barry. Wireless Infrared Communications[C]. Proc. IEEE. 1997, vol. 85, 265–298
- [12] W. T. Welford, R. Winston. High Collection Nonimaging Optics[M]. San Diego: Academic Press, 1989
- [13] G. Schwemmer, D. Miller, T. Wilkerson, D. Guerra, R. Rallison. NASA lidar uses HOEs for lightweight scanning[J]. Laser Focus World. 2002, 38(6):141–147

- [14] P. Djahani A. Weisbin B. Teik J. Kahn, R. You, A. Tang. Imaging Diversity Receivers for High-Speed Infrared Wireless Communication[J]. IEEE Commun Magazine. 1998, 36:88– 94
- [15] G. Yun, M. Kavehrad. Indoor infrared wireless communications using spot diffusing and fly-eye receivers[J]. Can J Elect & Compo Eng. 1993, 18(4):90–96
- [16] M. Castillo-Vazquez, A. Puerta-Notario. Single-Channel Imaging Receiver for Optical Wireless Communications[J]. IEEE Commun Lett. 2005, 9(10):897–899
- [17] 王晓鸥等. 成像激光雷达中的扫描方案[J]. 红外与激光工程. 1998, 27(2):49-51
- [18] 铁艳霞等. 用于激光雷达扫描的计算全息光栅扫描器[J]. 哈尔滨工业大学学报. 1998, 30(4):4-7
- [19] 高皓,杨华军,向劲松. 一种实现空间光一单模光纤的自动耦合方法[J]. 光电工程. 2007, 34(8):126-129
- [20] Jeffrey B. Carruthers, Joseph M. Kahn. Angle Diversity for Nondirected Wireless Infrared Communication[J]. IEEE Trans on Commun. 2000, 48(6):960–969
- [21] I. Lyubomirsky. Coherent Detection for Optical Duobinary Communication Systems[J]. IEEE Photon Technol Lett. 2006, 18(7):868-870
- [22] 维客-激光探测[Z], 2006. URL http://http://www.wiki.cn/wiki
- [23] 王春晖, 王骐, 尚铁梁. 相干激光雷达中光学天线与探测器光敏面的最佳匹配关系[J]. 中国激光. 2004, 20(Z1):387-389
- [24] A. E. Siegman. The Antenna properties of optical heterodyne receivers[J]. Appl Opt. 1966, 5(10):1588–1594
- [25] A. Waksberg. Field of View Increase for optical Heterodyne receivers[J]. International Journal of Infrared and Millimeter Waves. 1999, 20(6):1059–1071
- [26] Dong-Yiel Song, et al. 4×10 Gb/s terrestrial optical free space transmission over 1.2 km using an EDFA preamplifier with 100 GHz channel spacing[J]. Opt Express. 2000, 7(8):280– 284
- [27] Huanlin Zhang, et al. High-Gain Low-Noise Mid-Infrared Quantum Cascade Optical Preamplifier for Receiver[J]. IEEE Photon Technol Lett. 2005, 17(1):13–15
- [28] R.J. De Young. A narrow band fiber Bragg grating filter for lidar receivers[C]. Conference on Lasers and Electro-ptics. Optical Society of America, 2001, 494–495

- [29] S. Shaklan, F. Roddier. Coupling starlight into single-mode fiber optics[J]. Appl Opt. 1988, 27(11):2334–2338
- [30] P. J. Winzer, W. R. Leeb. Fiber coupling efficiency for random light and its applications to lidar[J]. Opt Lett. 1998, 23(13):986–988
- [31] Yamac Dikmelik, Frederic M. Davidson. Fiber-coupling efficiency for free-space optical communication through atmospheric turbulence[J]. Appl Opt. 2005, 44(23):4946–4952
- [32] 谭林伟, 元秀华, 黄德修. 无线光通信系统中的光接收机设计[J]. 光学与光电技术. 2005, 3(4):16–18
- [33] Jason C.W. Corbett, Jeremy R. Allington-Smith. Coupling starlight into single-mode photonic crystal fiber using a field lens[J]. Opt Express. 2005, 13(7):6527-6540
- [34] O. Guyon. Wide field interferometric imaging with single-mode fibers[J]. Astronomy & Astrophysics. 2002, 44(387):366–387
- [35] 王建华. 激光雷达在地面防空中的应用[J]. 火控雷达技术. 2004, 33(2):48-49,57
- [36] Josh Conway. Efficient Optical Coupling to the Nanoscale[D]. Ph.D. thesis, University of California, Los Angeles, Ottawa, ON, Canada, 2006
- [37] W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature. 2003, 424:824–830
- [38] J. R. Sambles, G. W. Bradbery, F. Z. Yang. Optical excitation of surface plasmons: an introduction[J]. Contemporary Physics. 1991, 32:173-183
- [39] 什么是衍射极限? -百度知道[Z], 2009. URL http://zhidao.baidu.com/ question/92210946.html
- [40] S. Lal, S. Link, N. J. Halas. Nano-optics from sensing to waveguiding[J]. Nature Photon. 2007, 1:641-648
- [41] D. Pacifici, H. J. Lezec, H. A. Atwater. All-optical modulation by plasmonic excitation of cdse quantum dots[J]. Nature Photon. 2007, 1:402–406
- [42] M. J. Preiner, K. T. Shimizu, J. S. White, N. A. Melosh. Efficient optical coupling into metalinsulator-metal plasmon modes with subwavelength diffraction gratings[J]. Appl Phys Lett. 2008, 92:113109
- [43] F. Lopez-Tejeira, S. G. Rodrigo, L. Martin-Moreno, F. J. Garcia-Vidal, E. Devaux, T. W. Ebbesen, J. R. Krenn, S. I. Bozhevolnyi I. P. Radko, M. U. Gonzalez, J. C. Weeber, A. Dereux. Efficient unidirectional nanoslit couplers for surface plasmons[J]. Nature Phys. 2007, 3:324–328

- [44] M. Hochberg, T. Baehr-Jones, C. Walker, A. Scherer. Integrated plasmon and dielectric waveguides[J]. Opt Express. 2004, 12:5481–5486
- [45] G. Veronis, S. Fan. Theoretical investigation of compact couplers between dielectric slab waveguides and two-dimensional metal-dielectric-metal plasmonic waveguides[J]. Opt Express. 2007, 15:1211–1220
- [46] M. L. Nesterov, A. V. Kats, S. K. Turitsyn. Extremely short-length surface plasmon resonance devices[J]. Opt Express. 2008, 16:20227–20240
- [47] H. Ditlbacher, N. Galler, D. M. Koller, A. Hohenau, A. Leitner, F. R. Aussenegg, J. R. Krenn. Coupling dielectric waveguide mode to surface plasmon polaritons[J]. Opt Express. 2008, 16:10455-10464
- [48] P. Ginzburg, D. Arbel, M. Orenstein. Efficient coupling of nano-plasmonics to microphotonic circuitry[C]. Conference on Lasers and Electro-ptics. Optical Society of America, 2005, paper CWN5
- [49] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolff. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. Nature. 1998, 391:667–669
- [50] T. Ishi, J. Fujikata, K. Makita, T. Baba, K. Ohashi. Si nano-photodiode with a surface plasmon antenna[J]. Jpn J Appl Phys. 2005, 44:L364
- [51] G. Gbur, H. F. Schouten, T. D. Visser. Achieving superresolution in near-field optical data readout systems using surface plasmons[J]. Appl Phys Lett. 2005, 87:191109
- [52] P. Lalanne, et al. Numerical analysis of a slit-groove diffraction problem[J]. Journal of the European Optical Society: Rapid Publications. 2007, 2:07022
- [53] D. Pacifici, H. J. Lezec, H. A. Atwater, J. Weiner. Quantitative determination of optical transmission through subwavelength slit arrays in Ag films: Role of surface wave interference and local coupling between adjacent slits[J]. Phys Rev B. 2008, 77:115411
- [54] Jian Ming Jin. The Finite Element Method in Electromagnetics[M], second. New York: John Wiley & Sons, 2002
- [55] X. Wei. Three Dimensional Rigorous Model for Optical Scattering Problems[D]. Ph.D. thesis, Delft University of Technology, Lorentzweg 1, 2628 CJ Delft, Netherland, 2006. Http://www.optica.tn.tudelft.nl/publications/summary/wei.asp
- [56] X. Wei, A. J. Wachters, H. P. Urbach. Finite-element model for three-dimensional optical scattering problems[J]. J Opt Soc Am A. 2007, 24:866–881

- [57] W. C. Chew, W. H. Weedon. A 3D perfectly matched medium from modified Maxwell's equations with stretched coordinates[J]. Microwave Opt Technol Lett. 1994, 7:599–604
- [58] S. D. Gedney. An anisotropic perfectly matched layer-absorbing medium for the truncation of FDTD lattices[J]. IEEE Trans Antennas Propag. 1996, 44:1630–1639
- [59] J. A. Roden, S. D. Gedney. Convolutional PML (CPML): An efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media[J]. Microw Opt Techno Lett. 2000, 27:334–339
- [60] W. P. Huang. Coupled-mode theory for optical waveguides: An overview[J]. J Opt Soc Am A. 1994, 11:963–983
- [61] O. T. A. Janssen, H. P. Urbach, G. W. 't Hooft. Giant optical transmission of a subwavelength slit optimized using the magnetic field phase[J]. Phys Rev Lett. 2007, 99:043902
- [62] Edward D. Palik. Handbook of Optical Constants of Solids[M]. New York: Academic Press, 1985
- [63] Katsunari Okamoto. "Finite element method" in Fundamentals of Optical Waveguides[M], second. New York: Academic Press, 2005
- [64] Vicente Hernandez, Jose E. Roman, Vicente Vidal. SLEPc: A Scalable and Flexible Toolkit for the Solution of Eigenvalue Problems[J]. ACM Trans Math Softw. 2005, 31
- [65] O. T. A. Janssen, H. P. Urbach, G. W. Hooft. On the phase of plasmons excited by slits in a metal film[J]. Opt Express. 2006, 14:11823–11832
- [66] I. G. Breukelaar. Surface Plasmon-Polaritons in Thin Metal Strips and Slabs: Waveguiding and Mode Cutoff[D]. Master's thesis, Faculty Eng., Univ. Ottawa, Ottawa, ON, Canada, 2004
- [67] Guangyuan Li, Anshi Xu. Phase shift of plasmons excited by slits in a metal film illuminated by oblique incident TM plane wave[C]. Proc. SPIE. 2008, vol. 7135, 71350T-1
- [68] Guangyuan Li, Cai Lin, Feng Xiao, Anshi Xu. Efficient and compact optical coupling from free space into waveguide with significant field enhancement[J]. Opt Express (submitted). 2009
- [69] C. M. Wang, et al. Angle-Independent Infrared Filter Assisted by Localized Surface Plasmon Polariton[J]. IEEE Photon Technol Lett. 2008, 20(13):1103–1105
- [70] J. A. Porto, F. J. Garcia-Vidal, J. B. Pendry. Transmission resonances on metallic gratings with very narrow slits[J]. Phys Rev Lett. 1999, 83(14):2845-2848

- [71] Hocheol Shin, et al. Omnidirectional resonance in a metal dielectric metal geometry[J]. Appl Phys Lett. 2004, 84(22):4421-4423
- [72] Hocheol Shin, Shanhui Fan. All-Angle Negative Refraction for Surface PlasmonWaves Using a Metal-Dielectric-Metal Structure[J]. Phys Rev Lett. 2006, 96:073907
- [73] H. F. Schouten, N. Kuzmin, G. Dubois, T. D. Visser, G. Gbur, P. F. A. Alkemade, H. Blok, G. W. Hooft, D. Lenstra, E. R. Eliel. Plasmon-Assisted Two-Slit Transmission: Young' s Experiment Revisited[J]. Phys Rev Lett. 2005, 94:053901
- [74] J. Weiner. Phase shifts and interference in surface plasmon polariton waves[J]. Opt Express. 2008, 16:950-956
- [75] Yong Xie, Armis R. Zakharian, Jerome V. Moloney, Masud Mansuripur. Optical transmission at oblique incidence through a periodic array of sub-wavelength slits in a metallic host[J]. Opt Express. 2006, 14:10220–10227
- [76] Qing Cao, Philippe Lalanne. Negative Role of Surface Plasmons in the Transmission of Metallic Gratings with Very Narrow Slits[J]. Phys Rev Lett. 2002, 88:057403
- [77] Bora Ung, Yunlong Sheng. Interference of surface waves in a metallic nanoslit[J]. Opt Express. 2007, 15:1182-1190
- [78] P. Lalanne, et al. approximate model for surface-plasmon generation at slit apertures[J]. J Opt Soc Am A. 2006, 23:1608-1615
- [79] 佘守宪. 导波光学物理基础[M]. 北京: 北方交通大学出版社, 2002
- [80] C. A. Balanis. "Horn antennas" Ch. 8 in: Antenna handbook: Theory, Applications and Design (Y.T.Lo and S.W.Lee, eds.)[M]. New York: Van Nostrand Reinhold Co., 1997
- [81] T. Holmgaard, S. I. Bozhevolnyi, L. Markey, A. Dereux. Dielectric-loaded surface plasmonpolariton waveguides at telecommunication wavelengths: excitation and characterization[J]. Appl Phys Lett. 2008, 92:011124
- [82] Guangyuan Li, Cai Lin, Feng Xiao, Anshi Xu. Plasmonic Corrugated Horn Structure for Optical Transmission Enhancement[J]. Chinese Physics Letters (submitted). 2009
- [83] Y. Yamamoto, T. Kamiya, H. Yanai. Characteristics of Optical Guided Modes in Multilayer Metal-Clad Planar Optical Guide with Low-Index Dielectric Buffer Layer[J]. IEEE J Quantum Electron. 1975, 11:729–736
- [84] H. A. Jamid, S. J. Al-Bader. TM-pass polariser using metal-clad waveguide with high index buffer layer[J]. Electron Lett. 1988, 24:229-230

- [85] Walter Johnstone, G. Stewart, T. Hart, B. Culshaw. Surface plasmon polaritons in thin metal films and their role in fiber optic polarizing devices[J]. J Lightw Technol. 1990, 8:538–544
- [86] Shiao-Min Tseng, Kuang-Yu Hsu, Hon-Sco Wei, Kun-Fa Chen. Analysis and experiment of thin metal-clad fiber polarizer with index overlay[J]. IEEE Photon Technol Lett. 1997, 9:628-630
- [87] Alain Morand, Celia Sanchez-Pèrez, Pierre Benech, Smail Tedjini, Dominique Bosc. Integrated optical waveguide polarizer on glass with a birefringent polymer overlay[J]. IEEE Photon Technol Lett. 1998, 10:1599–1601
- [88] Paul G. Suchoski, Talal K. Findakly, F. J. Leonberger. Low-loss high-extinction polarizers fabricated in LiNbO3 by proton exchange[J]. Opt Lett. 1988, 13:172-174
- [89] Chyong-Hua Chen, Lin Pang, Chia-Ho Tsai, Uriel Levy, Yeshaiahu Fainman. Compact and integrated TM-pass waveguide polarizer[J]. Opt Express. 2005, 13:5347–5352
- [90] T. Yu, Y. Wu. Theoretical study of metal-clad optical waveguide polarizer[J]. IEEE J Quantum Electron. 1989, 25:1209–1213
- [91] K. Thyagarajan, Supriya Diggavi Seshadri, A. K. Ghatak. Waveguide polarizer based on resonant tunneling[J]. J Lightw Technol. 1991, 9:315–317
- [92] Arun Kumar, Rajeev Jindal, R. K. Varshney, R. Kashyap. Fiber-Optic Polarizer Using Resonant Tunneling through a Multilayer Overlay[J]. Opt Fiber Technol. 1997, 3:339–346
- [93] Jacob M. Hammer, Gary A. Evans, Gokhan Ozgur, Jerome K. Butler. Isolators, polarizers, and other optical waveguide devices using a resonant-layer effect[J]. J Lightw Technol. 2004, 22:1754–1763
- [94] Kwang-Taek Kim, et al. Polarizing properties of optical coupler composed of single mode side-polished fiber and multimode metal-clad planar waveguide[J]. Opt Commun. 2000, 180:37-42
- [95] Gang Wu, Ziyu Wang. Propagation characteristics of multi-coating D-shaped optical fibres[J]. J Opt A: Pure Appl Opt. 2006, 8:450–453
- [96] A. Sharma, J. Kompella, P. K. Mishra. Analysis of fiber directional couplers and coupler half-blocks using a new simple model for singlemode fibers[J]. J Lightw Technol. 1990, 8:143-151
- [97] Kuo-Liang Chen, Shyh Wang. Cross-talk problems in optical directional couplers[J]. Appl Phys Lett. 1984, 44:166–168

- [98] V. R. Chinni, et al. Crosstalk in a lossy directional coupler switch[J]. J Lightw Technol. 1995, 13:1530-1535
- [99] TexLoc Refractive Index of Polymers[Z], 2006. URL http://www.texloc.com/ closet/cl\$_\$refractiveindex.html
- [100] Guangyuan Li, Anshi Xu. Analysis of the TE-pass or TM-pass metal-clad polarizer with a resonant buffer layer[J]. J Lightw Technol. 2008, 26(10):1234–1241
- [101] A. F. Peterson. Vector Finite Element Formulation for Scattering. from Two-Dimensional Heterogeneous Bodies[J]. IEEE Trans Antennas Propagat. 1994, 43:357–365
- [102] M. Koshiba, S. Maruyama, K. Hirayamd. Vector finite element method with the high-order mixed-interpolation-type triangular elements for optical waveguiding problems[J]. J Lightwave Technol. 1994, 12:495–502
- [103] UMFPACK: unsymmetric multifrontal sparse LU factorization package[Z], 2008. URL http://www.cise.ufl.edu/research/sparse/umfpack/
- [104] Satish Balay, Kris Buschelman, Victor Eijkhout, William D. Gropp, Dinesh Kaushik, Matthew G. Knepley, Lois Curfman McInnes, Barry F. Smith, Hong Zhang. PETSc Users Manual[R]. Tech. Rep. ANL-95/11 - Revision 2.1.5, Argonne National Laboratory, 2004
- [105] Satish Balay, Kris Buschelman, William D. Gropp, Dinesh Kaushik, Matthew G. Knepley, Lois Curfman McInnes, Barry F. Smith, Hong Zhang. PETSc Web page[Z], 2001. Http://www.mcs.anl.gov/petsc
- [106] P. Lalanne, J. P. Hugonin. Interaction between optical nano-objects at metallo-dielectric interfaces[J]. Nature Phys. 2006, 2:551-556
- [107] Shou Xian She. Propagation loss in metal-clad waveguides and weakly absorptive waveguides by a perturbation method[J]. Opt Lett. 1990, 15:900–902

附录 A 有限元的总场-散射场建模

本附录给出电磁场散射场问题采用有限元算法描述的总场-散射场建模之公式推导, 离散以及自编软件的测试。

在总场-散射场建模中,总的建模区域 Ω 被划分为总场区 Ω_{tot} 和散射场区 Ω_{sc} 。在总场区(含总场-散射场边界 $\partial\Omega_{tot}$)中,未知变量为总场(\mathbf{E}^{tot} , \mathbf{H}^{tot}),而在散射场区(除去总场-散射场界面 $\partial\Omega_{tot}$)中,未知变量为散射场(\mathbf{E}^{sc} , \mathbf{H}^{sc})。

A.1 变分公式

无源矢量Helmholtz方程中的电场可以用"旋度-旋度"("curl-curl")形式表示。对于总场有

$$\nabla \times \mu_r^{-1} \times \mathbf{E}^{tot} - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E}^{tot} = 0, \quad \text{in } \Omega_{tot}.$$
(A.1)

对于散射场有

$$\nabla \times \bar{\bar{\mu}}_r^{-1} \times \mathbf{E}^{sc} - k_0^2 \bar{\bar{\epsilon}}_r \mathbf{E}^{sc} = 0, \quad \text{in } \Omega_{sc}.$$
(A.2)

公式(A.1)对应的变分形式为

$$\int \int_{\Omega_{tot}} \nabla \times \mathbf{E}^a \cdot \mu_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{tot} - k_0^2 \mathbf{E}^a \cdot \epsilon_r \mathbf{E}^{tot} d\Omega - \oint_{\partial \Omega_{tot}} \mathbf{E}^a \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\partial \Omega_{tot}} \times \mu_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{tot} dl = 0,$$
(A.3)

公式(A.2)对应的变分形式为

$$\int \int_{\Omega_{sc}} \nabla \times \mathbf{E}^{a} \cdot \bar{\mu}_{r}^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{sc} - k_{0}^{2} \mathbf{E}^{a} \cdot \bar{\epsilon}_{r} \mathbf{E}^{sc} d\Omega + \oint_{\partial\Omega_{tot}} \mathbf{E}^{a} \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\partial\Omega_{tot}} \times \bar{\mu}_{r}^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{sc} dl - \oint_{\partial\Omega} \mathbf{E}^{a} \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\partial\Omega} \times \bar{\mu}_{r}^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{sc} dl = 0,$$
(A.4)

其中,**E**^a为试探函数, $\hat{\mathbf{n}}_{\partial\Omega_{tot}}$ 和 $\hat{\mathbf{n}}_{\partial\Omega}$ 分别为总场区外边界 $\partial\Omega_{tot}$ 和散射场区外边界 $\partial\Omega$ 的单位 外向法向矢量。

考虑到总场-散射场界面∂Ω_{tot}上的连续性边界条件

$$\begin{cases} \mathbf{E}^{tot} = \mathbf{E}^{sc} + \mathbf{E}^{0} \\ \mathbf{H}^{tot} = \mathbf{H}^{sc} + \mathbf{H}^{0} \end{cases} \text{ on } \partial\Omega_{tot}, \tag{A.5}$$

PML外边界上的Neumann边界条件

$$\hat{\mathbf{n}}_{\partial\Omega} \times \bar{\bar{\mu}}_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{sc} = 0, \quad \text{on } \partial\Omega, \tag{A.6}$$

- 80 -

以及

$$\bar{\bar{\mu}}_r = \mu_r^0 \tag{A.7}$$

$$\bar{\mu}_r^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^0 = -jk_0 \eta_0 \mathbf{H}^0 \text{ on } \partial\Omega_{tot}$$
(A.8)

其中 $\eta_0 = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ 。将公式(A.3) 与(A.4)相加,得到总的变分公式:

$$\int \int_{\Omega} \nabla \times \mathbf{E}^{a} \cdot \bar{\mu}_{r}^{-1} \nabla \times \mathbf{E} - k_{0}^{2} \mathbf{E}^{a} \cdot \bar{\epsilon}_{r} \mathbf{E} d\Omega$$

=
$$\int \int_{\partial \Omega_{ee}^{pw}} \nabla \times \mathbf{E}^{a} \cdot \bar{\mu}_{r}^{-1} \nabla \times \mathbf{E}^{0} - k_{0}^{2} \mathbf{E}^{a} \cdot \bar{\epsilon}_{r} \mathbf{E}^{0} d\Omega + j k_{0} \eta_{0} \oint_{\partial \Omega_{tot}} \mathbf{E}^{a} \cdot \hat{\mathbf{n}}_{\partial \Omega_{tot}} \times \mathbf{H}^{0} dl,$$
(A.9)

其中 $\partial \Omega_{sc}^{pw}$ 表示散射场区中与总场/散射场界面 $\partial \Omega_{tot}$ 相关的单元,

$$\bar{\bar{\epsilon}} = \begin{cases} \epsilon & \text{in } \Omega_{tot} \\ \bar{\bar{\epsilon}} & \text{in } \Omega_{sc} \end{cases}, \quad \bar{\mu} = \begin{cases} \mu & \text{in } \Omega_{tot} \\ \bar{\bar{\mu}} & \text{in } \Omega_{sc} \end{cases}, \quad (A.10)$$

总建模区域Ω中的未知变量为

$$\mathbf{E} = \begin{cases} \mathbf{E}^{tot} & \text{包括界面 } \partial \Omega_{tot} \text{ 的总场区 } \Omega_{tot} \\ \mathbf{E}^{sc} & \text{不包括界面 } \partial \Omega_{tot} \text{ 的散射区 } \Omega_{sc} \end{cases}$$
(A.11)

A.2 离散与求解

有限元算法将求解区域离散为许多个小三角形(或矩形)单元,而将任意的函数或未 知变量表示为三角形节点上或边上之值的线性叠加。采用节点上函数值展开的方式称为标 量基展开,而采用边上函数值展开的方式称为矢量基展开。由于标量基在求解电磁场的本 征值问题时可能会得到非物理解(也被称为赝解,spurious mode),它用于电磁场散射场 问题的建模中也可能会导致非物理解的出现 [101]。而矢量基利用基于边的基函数,它能自 动满足切向分量连续和散度为零的约束条件,因而能够抑制非物理解的出现。此外,由于 用零阶矢量基函数(常数切向分量和线性法向分量,constantangential/linear-normal vector basis functions)离散得到的解精度不够,而用一阶矢量基函数(线性切向分量和二阶法向 分量,linear-tangential/quadratic-normal vector basis functions)离散则可以得到较高精度的 解 [101]。在此采用一阶矢量基函数来对总的变分公式A.9进行离散。

总建模区域 Ω 中的未知变量E用一阶矢量基函数 W_j 展开得到

$$\mathbf{E} = \sum_{j=1}^{N} E_j \mathbf{W}_j, \tag{A.12}$$

- 81 -

其中,N是总的边界数。同样,总场/散射场界面∂Ωtot上的零场也可以用此基函数来表示

$$\begin{cases} \mathbf{E}^{0} = \sum_{j=1}^{N_{pw}} b_{j} \mathbf{W}_{j}, \\ \mathbf{\hat{n}}_{\partial\Omega_{tot}} \times \mathbf{H}^{0} = \sum_{j=1}^{N_{pw}} c_{j} \mathbf{W}_{j}, \end{cases}$$
(A.13)

其中, N_{pw} 是边界 $\partial\Omega_{tot}$ 上的总边数。将离散公式(A.12)和(A.13)代入变分公式(A.9)中,最后得到线性方程组

$$\sum_{j=1}^{N} \int \int_{\Omega} \nabla \times \mathbf{W}_{i} \cdot \bar{\mu}_{r}^{-1} \nabla \times \mathbf{W}_{j} - k_{0}^{2} \mathbf{W}_{i} \cdot \bar{\epsilon}_{r} \mathbf{W}_{j} d\Omega E_{j}$$

$$= \sum_{j=1}^{N_{pw}} \left[\int \int_{\partial \Omega_{sc}^{pw}} \nabla \times \mathbf{W}_{i} \cdot \bar{\mu}_{r}^{-1} \nabla \times \mathbf{W}_{j} - k_{0}^{2} \mathbf{W}_{i} \cdot \bar{\epsilon}_{r} \mathbf{W}_{j} d\Omega b_{j} + j k_{0} \eta_{0} \oint_{\partial \Omega_{sc}} \mathbf{W}_{i} \cdot \mathbf{W}_{j} dlc_{j} \right].$$
(A.14)

其中,矢量基函数及相关积分的表达式请参考文献101,102,在此不再赘述。

根据有限元的单元特性,这个线性方程组是一个大规模的稀疏线性系统。它可以 采用UMFPACK [103]直接求解,或采用PETSc [104,105]并行迭代求解。其中PETSc是一个 专门针对大型稀疏线性方程组的求解器,它集成了当前多数的流行算法,如ILU预处理 和GMRES迭代算法等。直接求解算法速度快,但不能处理未知变量太多的情形;而迭代 求解算法速度慢,但能适应超大规模的稀疏线性方程求解。因此本文充分发挥UMFPACK 和PETSc两者的优点,编写了一套基于C++的有限元仿真软件,使之能根据未知变量的规 模自动选择求解器。

注意:由于光与金属作用时有趋肤效应,实际分网时应当对介质-金属的界面上进行 充分的加密,否则所得的结果会有较大的误差。

A.3 程序测试

为了测试所开发的有限元仿真软件的正确性,本文与前人的一些重要仿真结果进行了 对比,这些结果分别来自于发表在2006年的Nature Physics [106]和2007年的Physics Review Letter [61]上的文章。

P. Lalanne等人通过对金属上的单个亚波长凹槽-细缝结构与入射空间光之间的相互作 用进行深入的仿真分析,并与前人的实验相对比,澄清了SPP模型而非组合衍射消逝波 (CDEW)模型才是引起光与亚波长结构相互作用的主要模型。该文否定了2004年以来备 受关注的CDEW模型,具有特别重要的意义,刊登在Nature Physics上 [106]。文中一个重 要的仿真结果就是单个凹槽激发的散射磁场,如图A.1(a)所示。本文采用完全相同的参数 进行仿真,得到的结果见图A.1(b)。比较两图不难发现,本文的结果与原文的结果吻合良 好。

H. P. Urbach等人在发表于Physics Review Letter的文章 [61]中分析了厚金属板上11个亚

- 82 -





波长凹槽所激励的SPP幅度值随凹槽宽度Wgr(或占空比Wgr/a,其中a为凹槽的周期性间 距)和深度d的变化关系。本文采用相同的参数进行仿真,结果的定量对比见表A.1。由表 中数据可见,本文的结果与他们的结果之间的相对误差在1%之内,吻合很好。

对上述两个完全不同的模型进行仿真得到的结果均与前人的结果吻合良好。由此可以 认为:本文的有限元仿真软件所求得的结果是可靠的。本论文将多次利用这个仿真软件来 对光与金属亚波长结构的相互作用进行分析。

- 83 -

表 A.1 直入射空间光与厚金属板上刻有11个凹槽作用激励出的SPP幅度值,凹 槽的周期间距为 $a = \lambda_{SPP} = 785$ nm,入射光为单位幅度的TM平面波,波长 为800nm。表中"他们的结果"指的是来自文献61 的结果。

占空比 W_{gr}/a	凹槽深度d (nm)	本文的结果	他们的结果	相对误差
0.20	70	1.481	1.490	0.604%
0.40	70	1.940	1.950	0.513%
0.50	56	2.497	2.500	0.120%
0.50	80	2.497	2.500	0.120%
0.56	70	2.810	2.822	0.249%
0.56	80	2.624	2.635	0.418%
0.60	20	1.028	1.037	0.868%
0.60	30	1.518	1.522	0.263%
0.60	56	2.546	2.522	0.952%

附录 B 金属-介质-介质波导的传播常数求解公式

本附录给出金属-介质-介质三层波导(即金属包层三层波导)结构之传播常数(或有效折射率)的求解公式。为了与4.2节中的符号一致,我们将金属包层波导也简称为WG-2,并假设芯区(即4.2中的介质层)折射率为 n_3 ,衬底(即4.2中的中间包层)的折射率为 n_2 ,金属包层的折射率为 n_4 ,相应的介电常数为 $\epsilon_i = n_i^2$, i = 2,3,4 ($\epsilon_4 = \epsilon'_4 + j\epsilon'_4$),芯区的厚度为 t_b , λ_0 是真空中的波长。

B.1 传统的金属包层波导

对于传统的金属包层波导WG-2($n_3 > n_2$),其有效折射率可以通过求解其本征方程 [107]而得:

$$Kt_b = m\pi + \arctan(c_{32}p/K) + \arctan(c_{34}q/K), m = 0, 1, 2, \cdots$$

$$p = k_0 \sqrt{N^2 - \epsilon_2}, q = k_0 \sqrt{N^2 - \epsilon_4}, K = k_0 \sqrt{\epsilon_3 - N^2}$$
(B.1)

其中,有效折射率 $N = N' + jN'' = \beta/k_0$ (β 为传播常数), $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, c_{32} 和 c_{34} 为

$$\begin{cases} c_{32} = c_{34} = 1, & 对于TE 模式 \\ c_{32} = \epsilon_3/\epsilon_2, c_{34} = \epsilon_3/\epsilon_4, & 对于TM 模式 \end{cases}$$
(B.2)

根据微扰理论,忽略 ϵ_4 的虚部可以得到一个实数本征方程,求解该方程即可得到有效折射率的实部N'。此实数方程实质上是一个超越方程,其求解过程可以用MATLAB轻松实现,在此不再赘述。决定模式损耗的虚部N''可以由 $\partial N' / \partial \epsilon'_4$ 乘上 ϵ''_4 给出 [107]:对于TE模,有

$$N'' = \frac{1}{2} \frac{1}{k_0 N' t_e} \left(\frac{\epsilon_3 - N'^2}{\epsilon_3 - \epsilon'_4}\right) \frac{\epsilon''_4}{\sqrt{N'^2 - \epsilon'_4}},\tag{B.3}$$

对于TM模(TM₀模除外),有

$$N'' = \frac{1}{k_0 N' t_e} \frac{(N'^2 - \epsilon_4'/2)(\epsilon_3 - N'^2)\epsilon_3}{\epsilon_3^2 (N'^2 - \epsilon_4') + \epsilon_4'^2 (\epsilon_3 - N'^2)} \frac{\epsilon_4''}{\sqrt{N'^2 - \epsilon_4'}},$$
(B.4)

其中t_e为芯区的有效厚度,其定义为

$$t_{e} = \begin{cases} t_{b} + 1/p + 1/q, & \text{对FTE 模式} \\ t_{b} + D_{1}/p + D_{2}/q, & \text{对FTM 模式} \end{cases}$$
(B.5)

- 85 -

 $D_1和D_2为$

$$D_1 = (\epsilon_3 - \epsilon_2)\epsilon_3\epsilon_2 \left[\epsilon_3^2(N'^2 - \epsilon_2) + \epsilon_2^2(\epsilon_3 - N'^2)\right]^{-1}, D_2 = (\epsilon_3 - \epsilon_4')\epsilon_3\epsilon_4' \left[\epsilon_3^2(N'^2 - \epsilon_4') + \epsilon_4'^2(\epsilon_3 - N'^2)\right]^{-1}.$$
(B.6)

B.2 具有超低折射率"芯区"的金属包层波导

当芯区的折射率低于衬底的折射率(n₃ < n₂)时,WG-2中的TM₀模式为表面模 (SPP模),它沿着金属-介质的界面传播,因而芯区不再是导模层,因此,它不能被看做 传统的三层结构波导。但是,由于芯区的厚度较小,它也不能被看做由金属-介质组成的两 层波导结构。值得欣慰的是,我们发现:它的参数仍然满足传统金属包层三层波导之本征 方程的一个简单变换形式。

利用

$$\begin{cases} \tan(jz) = j * \tanh(z), \\ \tanh^{-1}(z) = [\ln(1+z) - \ln(1-z)]/2, \end{cases}$$
(B.7)

传统金属包层三层波导的本征方程(B.1)可以变换为

$$k_0 t_b (N^2 - \epsilon_3)^{1/2} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 - x_{32}}{1 + x_{32}} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 - x_{34}}{1 + x_{34}},$$
(B.8)

其中,

$$\begin{cases} x_{32} = \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2} (\frac{N^2 - \epsilon_2}{N^2 - \epsilon_3})^{1/2}, \\ x_{34} = \frac{\epsilon_3}{\epsilon_4} (\frac{N^2 - \epsilon_4}{N^2 - \epsilon_3})^{1/2}. \end{cases}$$
(B.9)

为了保证公式中 $|x_{32}| < 1$ 及 $|x_{34}| < 1$ 成立,芯区的折射率必须小于衬底的折射率,即 $n_3 < n_2$,而且还要满足条件 $n_3 < 1/\sqrt{1/N'^2 - 1/\epsilon_4}$ 。此时,SPP模式的传播常数实部 β_r 或有效折射率实部N'同样可以根据微扰理论求得:忽略 ϵ_4 虚部得到实数本征方程,求解该方程即得到N'。与传统的金属包层三层波导类似,此时决定SPP模式损耗的参数N''可以由下式求出

$$N'' = \frac{1}{k_0 N' t_e} \frac{(N'^2 - \epsilon_4'/2)(N'^2 - \epsilon_3)\epsilon_3}{-\epsilon_3^2(N'^2 - \epsilon_4') + \epsilon_4'^2(N'^2 - \epsilon_3)} \frac{\epsilon_4''}{\sqrt{N'^2 - \epsilon_4'}},$$
(B.10)

其中 t_e 与公式(B.5)相同,但参数 D_1 和 D_2 不同:

$$\begin{cases} D_1 = (\epsilon_2 - \epsilon_3)\epsilon_3\epsilon_2 \left[-\epsilon_3^2 (N'^2 - \epsilon_2) + \epsilon_2^2 (N'^2 - \epsilon_3) \right]^{-1}, \\ D_2 = (\epsilon_4' - \epsilon_3)\epsilon_3\epsilon_4' \left[-\epsilon_3^2 (N'^2 - \epsilon_4') + \epsilon_4'^2 (N'^2 - \epsilon_3) \right]^{-1}. \end{cases}$$
(B.11)

- 86 -

攻读博士期间的研究成果

已发表论文

- <u>Guangyuan Li</u>, Anshi Xu. "Analysis of the TE-pass or TM-pass metal-clad polarizer with a resonant buffer layer", IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, 26(10), pp. 1234-1241, 2008. (SCI: 316TA, EI: 082811362901)
- [2] <u>Guangyuan Li</u>, Cai Lin, Anshi Xu. "Recent progress on wide field-of-view optical receiver", Chinese Science Bulletin, 2009. (已接收)
- [3] <u>Guangyuan Li</u>, Anshi Xu. "Phase shift of plasmons excited by slits in a metal film illuminated by oblique incident TM plane wave", 2008 Asia-Pacific Optical Communications Conference (APOC), 26-30 Oct. 2008, Hangzhou. Proc. SPIE, Vol. 7135, pp. 71350T (APOC 2008 最佳学生论文奖, EI: 20091311984746)
- [4] <u>Guangyuan Li</u>, Anshi Xu. "Resonance between free space light and waveguide TM mode via surface plasmon wave", 2008 International Nano-Optoelectronics Workshop (i-NOW 2008), 2-15 Aug. 2008, pp. 199-200 (2008) (EI: 084811742889)
- [5] <u>李光元</u>,徐安士."空间光通信广角接收馈源研究进展",中兴通讯技术, 14(2), pp. 44-48, 2008.
- [6] <u>李光元</u>,蔡琳,徐安士."广角光接收机研究进展",中国科学通报.(已接 收)
- [7] <u>Guangyuan Li</u>, Cai Lin, Anshi Xu. "Wide Field-of-View Optical Detection with Surface Plasmon Polaritons", 5th Joint Symposium on Opto- & Micro-electronic Devices and Circuits (SODC 2009), 9-15 May, 2009, Beijing, China.
- [8] Feng Xiao, <u>Guangyuan Li</u>, and Aanshi Xu. "Modeling and design of irregularly arrayed waveguide gratings", OSA Optics Express, 15, pp. 3888-3901, 2007. (SCI: 153BJ, EI: 071610551103)
- [9] Feng Xiao, <u>Guangyuan Li</u> and Anshi Xu. "Cascade arrangement of irregular optical phased arrays", Optics Communications, 281(8), pp. 1945-1949, 2008.
 (SCI: 282KH, EI: 080911123325)
- [10] Feng Xiao, <u>Guangyuan Li</u>, Yanping Li, and Anshi Xu. "Fabrication of irregular optical phased arrays on silicon-on-insulator wafers", Optical Engineering, 47(4),

pp. 040503, 2008. (SCI: 306IT)

[11] Feng Xiao, <u>Guangyuan Li</u>, Yanping Li, and Anshi Xu. "Fabrication of irregular optical phased arrays on SOI wafers", 2007 International Nano-Optoelectronics Workshop (i-NOW 2007), July 29-Aug. 11, 2007, pp. 200-201. (EI: 083111413505)

已投稿论文

- <u>Guangyuan Li</u>, Cai Lin, Feng Xiao, Anshi Xu. "Efficient and compact optical coupling from free space into waveguide with significant field enhancement", OSA Optics Express.
- [2] <u>Guangyuan Li</u>, Cai Lin, Feng Xiao, Anshi Xu. "Plasmonic Corrugated Horn Structure for Optical Transmission Enhancement", Chinese Physics Letters.
- [3] Cai Lin, <u>Guangyuan Li</u>, Anshi Xu. "Wide Field-of-View Free-space Optical Receiver Based on Surface Plasmon", China Communications.

申请专利

- [1] 徐安士,<u>李光元</u>,李明."空间光的广角入纤接收方法及系统",申请号: 200710119334.0,公开号: CN101098194A
- [2] 肖峰,徐安士,<u>李光元</u>."非规则排列阵列波导光栅结构",申请号:
 200610144811.4,公开号: CN101191872

参与课题

- [1] 徐安士教授主持的国家自然科学基金项目:"微弱空间光信号广角入纤接 收馈源的基础研究",编号: 60772002 (项目组负责人)
- [2] 胡薇薇教授主持的国家自然科学基金项目:"波长控制相控阵光波波束研 究",编号: 60477002(骨干成员)
- [3] 徐安士教授主持的总装重点预研研究项目: "×××××× 激光探测新技术" (骨干成员)

所获学术奖励

[1] 2008年亚太光通信会议最佳学生论文奖(APOC 2008 Best Student Paper Award, 全会仅4个), 见下图。



致 谢

弹指一挥间,我在在燕园已经度过了整整五年的时光。经过长年以来的努 力和拼搏,终于完成了这篇论文。在这篇不满百页的论文中,承载了我五年来 的青春和心血,更是得到了来自老师、同学、同行、朋友和亲人的大力支持。 在此,我谨对所有曾经帮助、关心、支持、鼓励和安慰过我的人献上我最诚挚 的感谢。

首先衷心感谢我敬爱的导师徐安士教授。本论文从选题、具体研究工作的 展开、相关工作成果的获得到论文的撰写、修改、定稿都是在徐老师的悉心指 导下完成的。徐老师高瞻远瞩、与时俱进、学识渊博、治学严谨,通过言传身 教,让我耳濡目染,必将对我今后的工作和生活产生深远的影响。在五年朝夕 相处的日子里,无论在学习、生活还是工作等方面,徐老师都给予了我无尽的 关怀与帮助,并尤其注重对我的全面培养和完整的科研训练。入学之处即鼓励 我旁听一些包括人文社科方面的讲座,拓宽知识面。推荐我担任北京大学光电 信息协会会长,锻炼组织协调能力、支持我参加赴中国石油华北公司的暑期社 会实践,切身体会光纤传感在石油生产中的应用:指定我担任课题组负责人, 培养团队协作精神和领导能力。难以忘记那在我第一篇准备投稿至JLT期刊论文 中逐词逐句的修改,促使我在以后的论文发表中更加严谨;难以忘记那一次又 一次地指导我撰写及修改国家自然科学基金的申请书: 难以忘记一回又一回地 约见,教我如何更好地表述自己的观点。五年的时间很短,也很长。在这五年 中,徐老师教会我的绝不仅仅是知识,更是一种科学的素养,是做人的准则和 对信仰的追求。徐老师为人正直、宽厚仁和,坚持原则以及无私奉献的情怀永 远是我学习的榜样。在此,再次向徐老师表示最深情的感谢和祝福。

感谢李正斌教授在我五年多的科研和生活中给予的无私关心和帮助。李老师是我本科毕业论文的指导老师之一,从一开始就不断培养我独立工作的能力。五年来,李老师和我亦师亦友。他常常通过一些轻松的话题,及时纠正我的一些错误观念和思想,促使我不断成长。与李老师坐而论道,成为我平淡科研生活中的一大乐趣来源。李老师思维发散,知识渊博,能迅速找到事物之间的本质联系,对我的科研工作有很大的帮助。李老师在整个论文的行文与具体修改方面都给予了许多宝贵意见。

感谢李艳萍老师和李力老师在实验上给予的热心帮助和指导。感谢胡薇薇

- 90 -

教授,陈章渊教授,王子宇教授在科研上给予我的关心和帮助,与他们的讨论 让我受益匪浅。感谢吴德明教授,谢麟振教授,李红滨教授,何永琪教授,张 帆老师,朱立新老师和张振荣老师对我的关心和指导。感谢杨莘梅老师在日常 生活和工作中给予的关心和帮助。

感谢师兄肖峰博士和蔡琳师弟,我们三人志同道合、背景相似、优势互补、合作十分愉快且成果丰硕。感谢杨川川博士、伍刚博士、张德朝博士和张 宇博士,他们乐于与我分享关于科研和人生的经验,对我的研究工作、就业和 人生都有很大帮助。感谢师兄吴琳多年来对我的照顾,并帮我熬夜审读论文, 给出了许多特别重要的修改建议。感谢其他同在"广角接收"课题组的王飞,袁 鹏辉,刘运,郭芃等对我工作的支持以及论文表述的改进。感谢其他同在总装 预研项目组的李明,彭超,洪成,张倩,高岩和窦亮博士。

感谢苏鹏,胡经伟,李建学,陈宇,张以蕾,张晓儒,杨莉,赵华,程 雯,梁骞,单梁博士,李巨浩博士,李维,武俊等同学一起在实验室度过难忘 的学习生活。感谢其他博士生同学郭俊奇,高鹏骐,马海建,汪大明,隋建 波,黄舟等在精神上给予的安慰和支持。感谢我的本科同学吴庆伟,张云,袁 广军,谢俊青,曹洋等多年来一直鼓励和支持我。

感谢清华大学罗毅教授和中国科学院半导体所黄永箴研究员给予的鼓励。感谢西班牙Valencian University of Technology的J. E. Roman博士两年来一直 关心和帮助我进行电磁场有限元仿真软件的开发工作。感谢荷兰Delft University of Technology的H. P. Urbach教授,美国University of Kentucky的S. Gedney教 授,University of Illinois at Urbana-Champaign的W. C. Chew教授及其学生Yuan Liu先生对我理解和掌握有限元算法所提供的帮助和宝贵建议。感谢美 国Photonics Consulting的J. M. Hammer博士和加拿大McMaster University的W. P. Huang教授在定向耦合器理论上提供的帮助。感谢美国University of California, Berkley的Eli Yablonovitch教授热心地回答我关于SPP的疑惑,直接促使我采 用SPP来进行本论文的研究工作。再次感谢这些学术"大拿"们的热心帮助,他们 多数与我素昧平生,从不嫌弃我的愚钝,却乐于分享自己的知识和经验,让我 十分感动。

最后,感谢我的父母和家人,他们一直在背后默默地支持我,鼓励我不断 前进。感谢我的女友,她在我最困难的时候认识了我,时刻激励我奋发有为, 并督促我坚持锻炼。她的出现,让我的生活充满了阳光和欢乐。

- 91 -