

## 摘要

相位延迟器是偏光器件中的一个重要组成部分，它能使透过它的振动方向相互垂直的两束光波彼此之间产生一定的相位差，是一类重要的光学器件。相位延迟器同其它偏光器件相配合，可以实现光的各种偏振态的相互转换、偏振面的旋转以及各类光波的调制。目前应用较多的是  $\lambda/4$  波片和  $\lambda/2$  波片， $\lambda/4$  波片（产生  $90^\circ$  的相位延迟）常用来将线偏振光转换成圆偏振光或椭圆偏振光，亦或将椭圆偏振光转变成线偏振光； $\lambda/2$  波片（产生  $180^\circ$  的相位延迟）可以将线偏振光的偏振面旋转。可以说几乎所有应用偏光技术的地方都离不开相位延迟器。

常规相位延迟器是由双折射材料制成的，由于材料的双折射率同波长密切相关，使其产生的相位延迟量也同波长具有严格的对应关系，因而常规相位延迟器多用于单一波长，这给使用中带来诸多不便。而消色差相位延迟器大大消弱了延迟量对波长的依赖关系，可以用于较大的光谱范围。消色差相位延迟器，根据设计的机理不同可分成两大类：双折射型消色差相位延迟器和全内反射型消色差相位延迟器。

双折射型消色差相位延迟器是由特殊的双折射材料鱼眼石加工制做的，在自然界中存在的具有光学品味的鱼眼石极为稀少，目前尚未发现有其它材料可以代替鱼眼石，故难以推广使用。另外可由两种或三种双折射材料组合构成消色差相位延迟器，但由于对组合单元的每一种材料，其厚度均要求有较高的精度，这给制作带来很大难度。

全内反射型消色差相位延迟器是根据全反射相变理论设计的一类菱体型相位延迟器。目前这类器件的结构大致有以下几类：

(1) 菲涅耳菱体 (2) 穆尼菱体 (3) 直角棱镜复合菱体 (4) 消色差器 1 (AD-1) 和消色差器 2 (AD-2) (5) 斜入射菱体型等。全内反射型相位延迟器是一类简单、稳定的消色差相位延迟器，其中菲涅耳菱体型消色差相位延迟器的应用较多。虽然全内反射型

消色差相位延迟器比双折射型相位延迟器具有更好的消色差性，但随着激光技术的发展，人们对延迟精度以及消色差性提出了更高的要求。

对介质薄膜的光学特性的研究到本世纪六十年代已基本完备，并形成了薄膜光学这一光学中的新学科。七十年代，国际上对光学薄膜的偏振特性及其在偏振光学元件上的应用的研究报道逐渐增多，此种势头一直持续到九十年代，近几年来此领域研究活动仍十分活跃。由于光学介质膜在倾斜入射时可以等效为一个二向色性线偏振器和一个位相延迟器，所以可以通过在延迟器件表面蒸镀光学介质膜的方法来提高延迟器件的延迟精度。反射式介质膜光学相位延迟器件，是指用反射而不用透射的方法使反射偏振光的两个互相正交的分量之间产生一定位相差的器件。

本论文先从薄膜光学的发展历史出发，介绍了薄膜光学从创立到最近的发展情况。介绍了薄膜光学的电磁理论基础—麦克斯韦方程，然后介绍了膜系设计的两种基本方法，矢量法和导纳匹配法。第三章首先介绍了全反射相变理论，这是全内反射型相位延迟器的理论基础，然后对于入射光在薄膜与基底分界面上发生全反射时产生的相位延迟进行了理论推导。这是入射光在镀膜型相位延迟器上发生全反射时产生相位延迟的理论基础之一。第四章选用了两种玻璃材料，运用第二章的公式对材料进行了设计，得出了对于给定材料相位延迟量最稳定的结构角。对两个菲涅耳菱体型相位延迟器进行了加工制作，测试了未镀膜时器件的延期量与入射光波长之间的变化关系。通过膜系设计软件对菲涅耳菱体型相位延迟器进行膜系设计，在韩国的 Alpha\_plus,ML\_EB900 镀膜机上对样品进行加工，最后用搭建的试验装置测试样品的相位延迟量，测试结果表明对样品的理论设计符合要求。

本论文的创新点主要集中在第四章，对  $\text{LaK}_2$  和  $\text{ZbaF}_3$  玻璃为基底的两种菱体  $\lambda/2$  全介质光学薄膜相位延迟器的优化设计与误差分析。

关键词： 薄膜光学、延迟量、消色差相位延迟器、全反射、延迟量

## Abstract

Phase retarders are important optical components that introduce a phase shift between orthogonal and linearly polarized components of light transmitted through them. Fitted with other polarimetric elements, they can realize modifying of light and controlling of polarization states.  $\lambda/4$  wave plate and  $\lambda/2$  wave plate are more being applied at present, the  $\lambda/4$  wave plate is much used for changing linearly polarized light into circularly polarized light or elliptical polarized light (produce  $90^\circ$  phases defer), also or transforms elliptical polarized light into linearly polarized light;  $\lambda/2$  wave plate (produce  $180^\circ$  phases defer) can to revolve polarization plane of linearly polarized light. We can speaking, Almost all the local which applied the polarized light's technology can't be separated from the phase retarder.

The routine phase retarder is made from double refraction material, since the material's birefringence has relation with the wavelength, makes the phase defer amounts have strict correspondence relation also with wavelength, the routine phase retarder is used for unitary wavelength as a result, much, so it bring about a lot of trouble when being used. But the achromatic phase retarder greatly weakde the dependency relationship between phase retarder and wavelength, can be used for bigger spectrum range. The achromatic phase retarder, can be divided into two major kinds according to the mechanical design: double refraction achromatic phase retarder and total internal reflection achromatic phase retarder.

The double refraction achromatic phase retarder is made of apophyllite, there is so little apophyllite with use-value in nature, and until now have not discovered other materials to replace apophyllite, so it is difficult to extend. We can also constitute the achromatic phase retarder from two kinds or three kinds of double refraction material besides, but to every kind of material of combination element, whose thickness demands to have higher accuracy equally, this brings greatly difficulty to fabrication.

The total internal reflection achromatic phase retarder is an rhomb-type phase tearter which according to total reflection phase change theory to design. We devide this kind of retarder by the structure as following: (1) Fresnel rhomb-type (2)

Mooney rhomb-type (3)Rectangle prism compound (4) Achromatic implement 1 (AD-1) and achromatic implement 2 (AD-2) (5)Oblique incidence rhomb-type etc.The total internal reflection achromatic phase retarder is a kind of simple , stable achromatic phase defer implement , among so many retarders , Fresnel rhomb-type phase retarder are applied more. Though total internal reflection achromatic phase retarder has the more better achromatism than the double refraction achromatic phase retarder, but people defers accuracy and the achromatism with the development of Laser Technology, face to face.

To medium, already basically, film optics characteristic property research complete, and has formed thin film optics new discipline in this one optics to the century in the sixties. The polarization characteristic property to the optical thin film and their applicative research news report mimicking a component going ahead in polarized light increases by gradually in the 70's, on the international , this grows tendency continuing for till 90's , this field studies the activity is still very active during the past the past few years.Because of optics dielectric film can be equivalent into a dichroic linear polarized device and a phase retarder when the light leanly incident into a surface of optics dielectric film , so we can steam optics dielectric film into device's surface to improve the accuracy of phase defer. The reflecting dielectric film phase retarder , is to point to the component using the certain place reflecting but making to come into being between two each other orthogonal component of the polarized light reflecting without the transmission method to there is difference between.

The thesis first sets off from the development history of optics of thin film , and introduces some information of the optics of thin film which from the foundation to nearest development. Have introduced the optics of thin film's electromagnetic theory – Maxwell equation, and then introduced two kinds fundamental method of film's design, vector law and admittance matching method .Third chapters have introduced total reflection phase transition theory firstly , this has been the rationale of the total internal reflection phase retarder ,then with regard to incidence when generating total reflection between the boundary surface of film and base ,have deduced the phase defer from the

theory. This is one of the rationales when incidence producing the phase defer only when total reflection happened on plating with the film type phase defer. Fourth chapter have selected and used two kinds of glass material, have applied second chapter's formula to have carried out design on material, have reached the structure angle that phase defer amounts stabilize most to given material. The implement has carried out treating fabrication on two Fresnel rhomb-type phase defer, has tested the varied relationship between incident light's wavelength and phase defer of rhomb that having not plated with the film. The Fresnel rhomb-type phase defer has been designed by the film-design-software, coated the rhomb in Korea Republic, ML\_EB900 film machine, tested the result finally with testing apparatus self-putting up, the result indicates to the sample's designs that according with request.

The originality-innovation-dot concentrates on fourth chapters mainly, design and error analysis to entire medium layer phase defer implement.

**Keywords:** optics of thin film, retardation, achromatic phase retarder, total reflection

# 第一章 绪论

光的偏振特性说明光是横波,表征了光本身的传播状态。早在 1808 年,马吕斯就发现了光的偏振现象,然而,由于一般的光学检测仪器很难直接观察和识别光的偏振状态,因此偏光技术的发展相对缓慢。但是,从上个世纪中期开始,随着激光技术和光通信技术的发展,偏光技术和偏光器件得到了飞速的发展和越来越广泛的应用<sup>[1][2]</sup>。

相位延迟器是偏光器件中的一个重要组成部分,它能使振动方向相互垂直的两束光波彼此之间产生一定的相位差,是一类重要的光学器件。相位延迟器同其它偏光器件相配合,可以实现光的各种偏振态的相互转换、偏振面的旋转以及光波的调制。如  $\lambda/4$  波片(产生  $90^\circ$  的相位延迟)常用来将线偏振光转换成圆偏振光或椭圆偏振光,亦或将椭圆偏振光转变成线偏振光; $\lambda/2$  波片(产生  $180^\circ$  的相位延迟)可以将线偏振光的偏振面旋转。可以说几乎所有应用偏光技术的地方都离不开相位延迟器。

常规相位延迟器是由双折射材料制成的,由于材料的双折射率同波长密切相关,使其产生的相位延迟量也同波长具有严格的对应关系,因而常规相位延迟器多用于单一波长,这给使用中带来诸多不便。而消色差相位延迟器大大消弱了延迟量对波长的依赖关系,可以用于较大的光谱范围;宽带消色差相位延迟器,其应用范围可以扩大到整个可见光谱区,甚至可以延伸到近红外。现代偏光技术和光调制技术除了对单一波长延迟器件提出高的要求外,对宽光谱的消色差延迟器件也相应的提出了更高的要求,但是当前设计与实际使用要求尚有一定差距,因此研究宽光谱范围内延迟偏差尽可能小的高精度消色差相位延迟器件是一项有意义的工作<sup>[3][4][5]</sup>。

消色差相位延迟器,根据设计的机理不同可分成两大类<sup>[2]</sup>:双折射型消色差相位延迟器和全内反射型消色差相位延迟器。

双折射型消色差相位延迟器是由双折射材料制成的。目前满足该条件的双折射材料除鱼眼石外,自然界中尚未发现有其它材料,并且在自然界中存在的具有光学品味的鱼眼石极为稀少,故难以推广使用。另外可由两种或三种双折射材料组合而构成消色差相位延迟器,这些材料有结晶石英、

蓝宝石、氟化镁、方解石、ADP、KDP 等，不同的组合消色差性能不一样，由于对组合单元的每一种材料，其厚度均要求有较高的精度，这给制作带来很大难度。

由于光学介质膜在倾斜入射时可以等效为一个二向色性线偏振器和一个位相延迟器，所以可以通过在延迟器件表面蒸镀光学介质膜的方法来提高延迟器件的延迟精度。反射式介质膜光学相位延迟器件，是指用反射而不用透射的方法使反射偏振光的两个互相正交的分量之间产生一定位相差的器件。

对介质薄膜的光学特性的研究到上世纪六十年代已基本完备，并形成了薄膜光学这一光学中的新学科。但其研究兴趣多集中于对振幅特性的研究，主要应用目标在于光学镜头的增透或增反膜的设计。然而，从上世纪激光器问世以后，随着偏振技术的飞跃发展，尤其是激光技术及偏振光学在科研、生产各领域中广泛的应用，原有的薄膜光学理论对光学薄膜的相位特性的研究已觉不足。因此，从上世纪七十年代起，国际上对光学薄膜偏振特性及其在偏振光学元件上应用的研究报道逐渐增多<sup>[6-7]</sup>，此种势头一直持续到九十年代，近几年来此领域研究活动仍十分活跃<sup>[8-10]</sup>。

相位延迟器的应用范围涉及通信、生物、地质、航空航天、海洋等领域。随着我国激光技术的迅速发展，对相位延迟器的需求量会越来越大，但同时对延迟器的延迟精度也提出了更高的要求，这使得相位延迟器的推广与应用有着良好的市场前景，因此对反射式宽带薄膜相位延迟器的研究与开发是一项十分有意义的工作。

当前国内外对位相延迟器的研究主要集中在通过在器件表面预镀金属膜，然后在金属膜上面镀多层介质膜，以达到消色差的目的。本论文通过膜系设计软件，运用常用的膜料，对器件的结构角进行了设计并在器件表面直接镀制介质膜，设计了几种新型的消色差位相延迟器。



## 第二章 薄膜光学的基本理论

### § 2.1 薄膜光学简介

今天，薄膜光学已经成为现代光学不可缺少的一个重要组成部分，可以毫不夸张的说，没有光学薄膜，大部分近代的光学系统就不能正常工作。光学薄膜在增加或减少反射（透射）；在彩色的合成与还原；在调整光束的偏振态和改变光束的相位状态等方面发挥着重要作用，简而言之，在光学系统中的几乎所有方面都发挥着重要作用。

#### § 2.1.1 薄膜光学的发展历史

早在十七世纪，薄膜的奇特性质就引起了人们的注意，但是当时人们对光本性的认识远远落后于客观实际，不能从理论上给予圆满的解释，直到后来，即1801年托马斯扬发表光的干涉实验结果后，人们才逐渐认识到薄膜的奇特现象都是基于薄膜内的干涉效应<sup>[4]</sup>。至今，光的干涉实验及其理论仍然是研究薄膜光学性质的实验基础和基本理论。1873年，麦克斯韦在总结前人研究的基础上创立了电磁理论，并与波动理论相结合，导出了两媒质界面上入射光、反射光和透射光之间的振幅、能量和位相关系，从而给出了分析薄膜光学所有问题的理论基础。十九世纪的光学仪器较为简单，虽然十九世纪人们制备出了单层增透膜，由于对多层膜没有实际的需要，并且没有实用的技术手段制备多层光学薄膜，没有发展多层膜的概念。

薄膜光的真正发展是在1930年出现了真空蒸发设备——油扩散泵之后<sup>[5]</sup>，真空技术的发展为工业真空镀膜提供了设备基础。利用真空镀膜技术，人们成功地蒸镀了多种不同的膜层；同时，生产的发展促进了薄膜光学理论的前进，在1937—1947年之间，增透膜、高反膜以及干涉滤光片的多层薄膜理论相继应运而生。

第二次世界大战后，在光学技术，彩色摄影和彩色电视，激光及空间技术发展推动下，光学薄膜技术也得到了飞速发展。薄膜光学工作者在理论和实验方面都做了相应的努力：理论上，提出了薄膜系统的矩阵算法，用光的电磁论对分层介质作了最普遍的处理；研究了一些特殊的膜系结构单元，如对称膜系、周期性结构以及四分之一波堆；发展了非常有效的解

析设计技术等。实验上,为光学多层薄膜研制了专用蒸镀装置;对适用于不同光谱区的各种膜料进行了大规模研究;对膜层的各种机械性能亦做了探索。此外,还发展了蒸镀的控制方法,研究了膜层的光学常数,多孔特性等等。

到了上个世纪末,薄膜光学出现了新的分支——光学波导及其相应器件。在薄膜光波导中,光沿着与其界面平行的方向在膜层内传播,这种波导可以制成光开关、光调制器、选模器以及连线等,将这些单元薄膜器件组合在一起就是集成光路,因此以光学薄膜为基础的集成光学就发展起来[11-12]。

### § 2.1.2 薄膜光学的研究现状

科学技术的发展正在对传统的薄膜光学产生深刻的影响,特别是激光技术和信息光学的发展,对光学薄膜产品长寿命,高可靠性以及高强度的要求越来越高,从而发展出一系列新型光学薄膜设计及其制备技术,光学薄膜的发展走进了一个新阶段<sup>[8]</sup>。

#### 1. 高功率激光膜<sup>[14]</sup>

高功率激光膜的发展集中在紫外反射镜的制备、激光器用减反射膜、及高功率激光器中高损伤阈值和低吸收的光学薄膜等领域。

高损伤阈值和低吸收光学薄膜材料的研究也有很大进展。在  $ZrO_2$  中掺入  $MgO$  或  $SiO_2$  可以降低散射;在  $TiO_2$  中掺入  $ZrO_2$  等其他氧化物可以减少膜的吸收;在  $MgF_2$  中掺入  $CaF_2$  或  $ZnF_2$  可以降低膜的应力。

#### 2. 类金刚石及金刚石膜

类金刚石膜除了有极高的硬度和耐磨性外,从红外到紫外较宽的光谱范围内有很高的透射比,可以用作航天器或其它光学仪器的窗口镀层。类金刚石膜的研究主要集中在光学、电学性能和制备技术上。

金刚石膜在机械、电子、光学和空间技术等众多领域也有很好的应用前景,如用于航天整流罩、固态微波器件和红外窗口镀膜等。进入 20 世纪 90 年代,利用新的镀膜技术已经可以在  $Ge$ 、 $Si$ 、 $ZnS$ 、 $ZnSe$  和石英等光学材料上制备出高质量金刚石膜。

#### 3. 软 X 射线多层膜

近几年来, X 射线天文学、软 X 射线显微术、软 X 射线投影光刻以及软 X 射线激光均取得了很好的发展, 其中软 X 射线多层膜起着关键作用。目前世界上最好的软 X 射线多层膜均是采用磁控溅射方法制备的。中科院长春光机所采用离子束溅射和磁控溅射方法制备 C/Si、C/Al、Mo/Si、Mo/B4C 软 X 射线多层膜取得了很好的研究成果, 光学性能已达到国际先进水平。

#### 4. 光无源器件薄膜<sup>[15]</sup>

光无源器件包括光纤连接器、光衰减器、光耦合器、光波分复用器、光隔离器、光开关、光调制器等, 它们是光纤通信设备重要组成部分, 由于其工作原理遵循电磁波理论, 故薄膜器件部分的结构设计和工作原理与薄膜技术息息相关。

此外, 波分复用器(WDM)和密集型波分复用器(DWDM)在宽带高速光通信系统、接入网、全光网络等领域中有着广泛的应用前景。

#### 5. 膜系设计发展趋势<sup>[16]</sup>

膜系设计是薄膜技术发展的基础环节之一, 随着科学技术的发展, 特别是一些先进膜厚控制方法的出现, 例如石英晶振膜厚控制方法、椭偏在线膜厚控制技术, 使得镀制任意膜厚的膜层成为可能, 这也为膜系优化设计的发展创造了必要条件。由于需要设计的膜系日趋复杂, 其初始结构很难提出, 因此今后膜系优化设计方法的发展主流是可以从任意膜层开始设计, 膜层厚度、折射率和总的膜层数共同参与优化。为了得到最好的设计, 必将采用多种方法混合使用的技术, 例如先采用一种方法来优化总的膜层数, 再采用另一种方法优化每一层的膜层厚度。现在无论国内还是国外都提出这样一个思想, 理想的膜系设计软件应该是: 毫无经验的新手也能用它设计出令人满意的膜系, 这一软件在设计完用户所要求的膜系后, 能够自动控制镀膜机完成整个镀膜工艺过程, 最后将实际镀制成的薄膜的各项光学特性进行测试并打印输出测试结果。

## § 2.2 薄膜光学的电磁理论基础

薄膜光学的研究对象是膜层对光的反射、透射、吸收、位相特性以及偏振特性等, 既研究光在分层媒质中的传播特性。而其所有特性计算都是基于麦克斯韦方程、菲涅尔反射原理以及边界条件。本节对这一理论进行

总结和归纳<sup>[4]</sup>。

### § 2.2.1 麦克斯韦方程

麦克斯韦方程是研究光在通过分层介质中传播的理论方程，而处理薄膜问题最有效的方法就是解麦克斯韦方程；其积分形式和微分形式分别如下<sup>[12]</sup>：

$$\left\{ \begin{array}{l} \oiint \vec{D} \cdot d\vec{S} = 4\pi \iiint \rho dV \\ \oiint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \\ \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{1}{c} \iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} \\ \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \frac{4\pi}{c} \iint (\vec{J} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot d\vec{S} \end{array} \right. \quad (2.2.1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho \\ \nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} (\vec{J} + \vec{J}_D) \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 \end{array} \right. \quad (2.2.2)$$

此外必须考虑到介质对电磁场的影响，表征介质特征的量是介电常数  $\epsilon$ ，磁导率  $\mu$  和电导率  $\sigma$ ，它们对电磁场的影响方程称为物质方程：

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \vec{B} = \mu \vec{H}, \vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.2.3)$$

### § 2.2.2 菲涅尔反射原理

光学薄膜一般是由多个界面组成，因此，光在单一界面上的反射和折射规律是其基本规律。其 S 分量和 P 分量的菲涅尔反射和透射系数分别为

$$\left\{ \begin{aligned} r_p &= \frac{N_0 \cos \theta_1 - N_1 \cos \theta_0}{N_0 \cos \theta_1 + N_1 \cos \theta_0} = \frac{\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_0)}{\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_0)} \\ r_s &= \frac{N_0 \cos \theta_0 - N_1 \cos \theta_1}{N_0 \cos \theta_1 + N_1 \cos \theta_0} = \frac{\sin(\theta_1 - \theta_0)}{\sin(\theta_1 + \theta_0)} \\ t_p &= \frac{2N_0 \cos \theta_0}{N_0 \cos \theta_1 + N_1 \cos \theta_0} = \frac{2 \sin \theta_1 \cos \theta_0}{\sin(\theta_0 + \theta_1) \cos(\theta_0 - \theta_1)} \\ t_s &= \frac{2N_0 \cos \theta_0}{N_0 \cos \theta_0 + N_1 \cos \theta_1} = \frac{2 \sin \theta_1 \cos \theta_0}{\sin(\theta_0 + \theta_1)} \end{aligned} \right. \quad (2.2.4)$$

式中  $N_0$ 、 $N_1$  分别为入射介质和出射介质的光学导纳， $\theta_0$ 、 $\theta_1$  分别为入射角和折射角。

### § 2.2.3 E 和 H 的边界条件

利用麦克斯韦方程解决光在薄膜中的传播问题需要考虑电场矢量  $\mathbf{E}$  和磁场矢量  $\mathbf{H}$  的边界条件，这是解决薄膜问题的必要条件：

利用法拉第电磁感应定律：

$$\oint_l \bar{\mathbf{E}} \cdot d\mathbf{l} = \frac{1}{c} \iint \frac{\partial \bar{\mathbf{B}}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \quad (2.2.5)$$

对于薄膜的具体问题我们可以把上式改写为：

$$(E_{1t} - E_{2t})l = \frac{1}{c} \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right) ld \quad (2.2.6)$$

$E_{1t}$  和  $E_{2t}$  各为两介质中  $\mathbf{E}$  的切向分量，消去两边的  $l$ ，再令  $d$  趋于零，得：

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (2.2.7)$$

即光在通过不同介质时，电矢量  $\mathbf{E}$  的切向分量是连续的。

利用同样的方法可以证明，磁矢量的切向分量也是连续的，即：

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (2.2.8)$$

### § 2.3 光学薄膜系统特性的计算方法

对光学薄膜系统的特性进行分析是研究光学薄膜的一种重要方法。原则上只要利用麦克斯韦方程及适当的边界条件，就可以直接确定膜系的反射和透射光的振幅或强度，而用这种方法所得的最终方程十分麻烦。因此实际分析薄膜的系统特性时常用其它的方法，这些方法有：矩阵法，矢量法，菲涅尔系数法，递推法等<sup>[12-13]</sup>，其中利用矩阵法最为方便和简洁。

如图 2-3-1 所示，单层膜的两个界面在数学上可用一个等效面来表示。

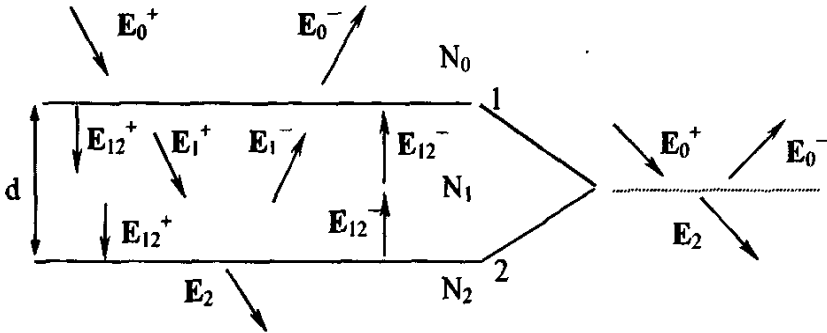


图 2-3-1 单层薄膜等效层

膜层和基片的组合导纳是  $Y$ ，根据导纳定义<sup>[5, 13, 14]</sup>有如下关系：

$$(2.3.1)$$

其中，  $Y(\vec{k} \times \vec{E}_0) = \vec{H}_0$

$$\vec{H}_0 = \vec{H}_0^+ + \vec{H}_0^-, \vec{E}_0 = \vec{E}_0^+ + \vec{E}_0^- \quad (2.3.2)$$

单层膜的振幅反射系数为：

$$r = (\eta_0 - Y) / (\eta_0 + Y) \quad (2.3.3)$$

因此，只要确定了组合导纳  $Y$ ，就可以计算出单层膜的反射和透射系数，下面先推导组合导纳  $Y$  的表达式。

在入射介质和膜层之间的界面上，应用  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  的切向分量在界面两侧连续的边界条件

$$\begin{cases} \vec{k} \times \vec{E}_0 = \vec{k} \times \vec{E}_{11}^+ + \vec{k} \times \vec{E}_{11}^- \\ \vec{H}_0 = \eta_1 (\vec{k} \times \vec{E}_{11}^+ - \vec{k} \times \vec{E}_{11}^-) \end{cases} \quad (2.3.4)$$

在膜层和出射介质之间的界面上具有相同坐标的点，只要改变波的相位因子，就可以确定它们在同一瞬间的状况。正向前进的波其位相因子应乘以  $e^{-i\delta_1}$ ，而负向前进的波其位相因子应乘以  $e^{i\delta_1}$ ，其中  $\delta_1$  为相同坐标的两光束间的相位差，它由下式给出，

$$\delta_1 = 2\pi N_1 d_1 \cos \theta_1 / \lambda \quad (2.3.5)$$

$$\text{即} \quad \begin{cases} \vec{k} \times \vec{E}_0 = (\vec{k} \times \vec{E}_{12}^+) e^{i\delta_1} + (\vec{k} \times \vec{E}_{12}^-) e^{-i\delta_1} \\ \vec{H}_0 = \eta_1 e^{i\delta_1} (\vec{k} \times \vec{E}_{12}^+) - (\vec{k} \times \vec{E}_{12}^-) \eta_1 e^{-i\delta_1} \end{cases} \quad (2.3.6)$$

用矩阵表示为：

$$\begin{bmatrix} \vec{k} \times \vec{E}_0 \\ \vec{H}_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{i\delta_1} & e^{-i\delta_1} \\ \eta_1 e^{i\delta_1} & -\eta_1 e^{-i\delta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{k} \times \vec{E}_{12}^+ \\ \vec{k} \times \vec{E}_{12}^- \end{bmatrix} \quad (2.3.7)$$

在基片中没有负向前进的波，所以在界面 2 应用边界条件得：

$$\begin{cases} \vec{E}_{12}^+ + \vec{E}_{12}^- = \vec{E}_2 \\ \vec{k} \times \vec{E}_{12}^+ + \vec{k} \times \vec{E}_{12}^- = \vec{k} \times \vec{E}_2 \\ \vec{H}_{12}^+ + \vec{H}_{12}^- = \vec{H}_2 \\ \eta_1 (\vec{k} \times \vec{E}_{12}^+ - \vec{k} \times \vec{E}_{12}^-) = \vec{H}_2 \end{cases} \quad (2.3.8)$$

运算后写成矩阵形式：

$$\begin{bmatrix} \vec{k} \times \vec{E}_{12}^+ \\ \vec{k} \times \vec{E}_{12}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/2 & 1/2\eta_1 \\ 1/2 & -1/2\eta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{k} \times \vec{E}_2 \\ \vec{H}_2 \end{bmatrix} \quad (2.3.9)$$

将上式代入 (2.3.5) 并化简得：

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \vec{k} \times \vec{E}_0 \\ \vec{H}_0 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} e^{i\delta_1} & e^{-i\delta_1} \\ \eta_1 e^{i\delta_1} & -\eta_1 e^{-i\delta_1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1/2 & 1/2\eta_1 \\ 1/2 & -1/2\eta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{k} \times \vec{E}_2 \\ \vec{H}_2 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{k} \times \vec{E}_2 \\ \vec{H}_2 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

因为  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  的切向分量在界面两边是连续的, 而且由于在基片中仅有一列正向前进的波, 所以 (2.3.10) 式就把入射面的  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  的切向量与透过最后界面的  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  的切向量联系起来, 又因为:

$$\begin{cases} \bar{H}_0 = Y(\bar{k} \times \bar{E}_0) \\ \bar{H}_2 = \eta_2(\bar{k} \times \bar{E}_2) \end{cases} \quad (2.3.11)$$

于是得:

$$(\bar{k} \times \bar{E}_0) \begin{bmatrix} 1 \\ Y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} (\bar{k} \times \bar{E}_2) \quad (2.3.12)$$

$$\text{令} \quad \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} \quad (2.3.13)$$

矩阵  $\begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix}$  称为薄膜的特性矩阵, 它包含了薄膜的全部有

用参数, 其中  $\delta_1 = 2\pi N_1 d_1 \cos \theta_1 / \lambda$ ; 对于 P 分量,  $\eta_1 = N_1 / \cos \theta_1$ , 对于 S

分量,  $\eta_1 = N_1 \cos \theta_1$ .  $\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix}$  定义为基片和薄膜组合系统 (膜系) 的特性矩阵。

则:

$$Y = \frac{C}{B} = \frac{\eta_2 \cos \delta_1 + i\eta_1 \sin \delta_1}{\cos \delta_1 + i(\eta_2 / \eta_1) \sin \delta_1} \quad (2.3.14)$$

故振幅反射系数为:

$$r = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} = \frac{(\eta_0 - \eta_2) \cos \delta_1 + i(\eta_0 \eta_2 / \eta_1 - \eta_1) \sin \delta_1}{(\eta_0 + \eta_2) \cos \delta_1 + i(\eta_0 \eta_2 / \eta_1 + \eta_1) \sin \delta_1} \quad (2.3.15)$$

能量反射率为:

$$R = rr^* = \frac{(\eta_0 - \eta_2)^2 \cos^2 \delta_1 + (\eta_0 \eta_2 / \eta_1 - \eta_1)^2 \sin^2 \delta_1}{(\eta_0 + \eta_2)^2 \cos^2 \delta_1 + (\eta_0 \eta_2 / \eta_1 + \eta_1)^2 \sin^2 \delta_1} \quad (2.3.16)$$

由单层膜的特性矩阵经过代数运算可以得到多层膜系的特性矩阵:



$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = M_1 M_2 M_3 \dots M_k \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_k \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_k \end{bmatrix} \quad (2.3.17)$$

而膜系的光学导纳、反射系数和反射率分别为：

$$\begin{cases} Y = C/B \\ r_Q = (\eta_0 - Y_0)/(\eta_0 + Y_0) \\ R_Q = r_Q r_Q^* \end{cases} \quad (2.3.18)$$

式中  $r_Q$ ,  $R_Q$ ,  $\eta_0$  和  $Y$  均与偏振态有关,  $Q$  表示 S 或 P 态, 自然光的反射率为:

$$R = \frac{1}{2}(R_S + R_P) \quad (2.3.19)$$

## § 2.4 薄膜偏振的理论基础

光学薄膜在倾斜使用时,  $p$  分量和  $s$  分量发生分裂, 一般情况

下光学薄膜  
对两偏振分量  
的反射率

$R_S$  和  $R_P$ 、透

射率  $T_S$

$T_P$  以及相移

$\delta_S$  和  $\delta_P$  都

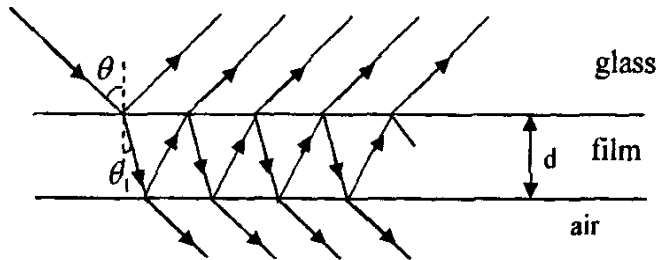


图 2-4-1 光线在薄膜与基底和空气间的反射与透射

是不同的, 因此导致透射光或反射光的偏振状态会发生改变, 此即为薄膜的偏振效应。

当一束单色线偏振光在介于两种具有不同折射率的各向同性均匀介质之间的界面上发生反射时, 反射光中的 P (平行) 分量和 S (垂直) 分量的反射系数由菲涅耳公式给出:

$$\begin{aligned} r_P &= \frac{n_1 \cos \theta - n_0 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta + n_0 \cos \theta_1} \\ r_S &= \frac{n_0 \cos \theta - n_1 \cos \theta_1}{n_0 \cos \theta + n_1 \cos \theta_1} \end{aligned} \quad (2.4.1)$$

这里,  $n_0$ 、 $n_1$  分别为入射介质和基底的折射率,  $\theta$ 、 $\theta_1$  分别为入射角和折射角。在光学玻璃-膜介质-外界介质系统中, 当光在玻璃内以  $\theta$  角入射后, 将在介质膜的两个表面来回反射, 各次反射又进入玻璃的反射光将发生干涉 (如图 2-4-1 所示), 如在反射光束的范围内反射次数足够多, 则可以导出  $P$ 、 $S$  分量的复反射率为:

$$R_p = \frac{r_{pgf} + r_{pfe} \exp(-i2\beta)}{1 + r_{pgf} r_{pfe} \exp(-i2\beta)}$$

$$R_s = \frac{r_{sgf} + r_{sfe} \exp(-i2\beta)}{1 + r_{sgf} r_{sfe} \exp(-i2\beta)} \quad (2.4.2)$$

$R_p$ 、 $R_s$  分别为  $p$ 、 $s$  分量的复反射率,  $r_{pgf}$ 、 $r_{sgf}$  分别为在玻璃和膜介面之间的  $p$  分量和  $s$  分量的复反射率,  $r_{pfe}$ 、 $r_{sfe}$  分别为在膜介质和外界介质介面的  $p$  分量和  $s$  分量的复反射率。且

$$\beta = 2\pi \left( \frac{d}{\lambda} \right) \sqrt{n_f^2 - n_g^2 \sin^2 \theta} \quad (2.4.3)$$

这里,  $n_g$ 、 $n_f$  分别为基底玻璃和膜介质的折射率,  $d$  为膜厚,  $\lambda$  为入射光波长。由 (2.4.3) 式可知,  $q = d/\lambda$  是作为一个整体对复反射率产生的影响, 因此我们用膜厚波长比  $q = d/\lambda$  来代替对膜厚的讨论。我们将 (2.4.2) 式中的辐角记为  $\delta_p$ 、 $\delta_s$ , 并将反射时引入的  $p$ 、 $s$  光的相位差记作  $\delta = \delta_p - \delta_s$ 。由 (2.4.1) ~ (2.4.3) 式可以看出  $\delta$  是  $n_g$ 、 $n_f$ 、 $\theta$ 、 $q$  的函数, 当  $n_g$ 、 $n_f$ 、 $\theta$ 、 $q$  选择合适时, 可以实现需要的相位延迟。

## § 2.5 光学薄膜设计方法概述

膜系设计的理论基础是光的干涉原理, 因此膜系设计中各个量之间的关系非常复杂, 只有在简单情况下才有明确的数学关系式, 而在更多情况

下则很难用直观的公式表示出它们各量之间的关系。膜系设计最早使用的方法是试凑法、图解法，以后逐渐发展了各种解析设计方法。到了上世纪 60 年代，杨 (Young) 和西利 (Seeley) 在膜系设计理论中引入了网络设计理论，到了 70 年代发展了各种计算机辅助设计方法，特别是各种膜系自动设计方法。<sup>[5, 17-19]</sup>

膜系设计不仅要有薄膜光学理论知识，而且要求设计者有丰富的实践经验，因为膜系的光学参数  $n$  和  $d$  都和制备条件有关，在一些复杂膜系的镀制中，还需要实时测量膜系的光学参数，然后修改膜系结构，因此膜系设计要考虑到具体的镀制工艺。

一般情况下膜系设计分为五类，它们是：增透膜（或称减反膜）设计，反射镜设计，带通滤光片设计，截止滤光片设计和分光镜设计。<sup>[10-19]</sup>

本节简单介绍增透膜设计中常用的两种解析设计方法。

### § 2.5.1 矢量法

矢量法是一种近似方法，使用矢量法有两个前提：第一是膜层没有吸收；第二是在确定多层膜的特性时，只考虑入射光在每个界面的单次反射<sup>[12]</sup>。虽然如此，对于大多数类型的增透膜，误差是足够小的，并且矢量法简单、直观，所以在增透膜的计算和设计中有很大的实用意义。

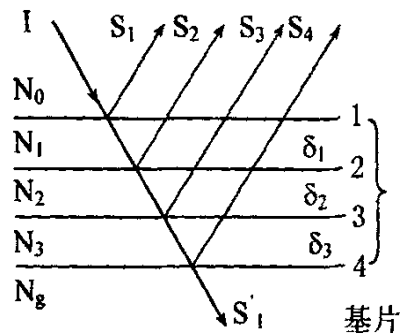


图 2-5-1 只考虑单次反射的多层膜反射振幅

图 2-5-1 所示的膜系，忽略膜层内多次反射后，合成振幅反射系数由每一界面反射系数的和确定，每个界面反射系数都联带着一个特定的相位滞后。合成振幅反射系数表示为<sup>[11, 17]</sup>：

$$r = r_1 + r_2 e^{-2i\delta_1} + r_3 e^{-2i(\delta_1 + \delta_2)} + r_4 e^{-2i(\delta_1 + \delta_2 + \delta_3)} \quad (2.5.1)$$

如果膜层没有吸收，那么各个界面的振幅反射系数为实数：

$$r_1 = \frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1}, r_2 = \frac{\eta_1 - \eta_2}{\eta_1 + \eta_2} \quad (2.5.2)$$

$$r_3 = \frac{\eta_2 - \eta_3}{\eta_2 + \eta_3}, r_4 = \frac{\eta_3 - \eta_R}{\eta_3 + \eta_R} \quad (2.5.3)$$

其中,  $\eta_i$  为等效折射率, 表示为

$$\eta_i = \begin{cases} \frac{N_i}{\cos\theta_i} & \text{对于 P 振动} \\ N_i \cdot \cos\theta_i & \text{对于 S 振动} \end{cases} \quad (2.5.4)$$

振幅反射系数可正可负, 根据相邻两介质的有效折射率的相对大小而定。各层薄膜的位相厚度为:

$$\begin{aligned} \delta_1 &= \frac{2\pi}{\lambda} N_1 d_1 \cos\theta_1 \\ \delta_2 &= \frac{2\pi}{\lambda} N_2 d_2 \cos\theta_2, \\ \delta_3 &= \frac{2\pi}{\lambda} N_3 d_3 \cos\theta_3 \end{aligned} \quad (2.5.5)$$

合成振幅可以由以上各量用解析法求和。由于矢量之间的夹角为  $2\delta_1$ ,  $2\delta_2$ ,  $2\delta_3$ , 因此用图解法更为方便。下面我们以两层增透膜的设计为例简单说明利用矢量法设计的步骤<sup>[6]</sup>:

1. 确定设计要求;
2. 从合适的膜料中选取两种合适的高低折射率的膜料;
3. 利用(2.4.4)式计算各个界面的振幅反射系数  $r_1$ ,  $r_2$ ,  $r_3$ ;
4. 如图 2-5-2 所示, 从 O 点到  $O_1$  点作矢量  $r_1$ , 然后分别以 O 点和  $O_1$  点为圆心,  $r_2$ ,  $r_3$  为半径作圆, 相交于 A 点 (在  $OO_1$  的另一侧有另外一个交点, 但一般来说这个解的位相厚度较厚, 对波长的敏感性较大, 因此常忽略掉, 但这不是一成不变的), 量出  $OO_1$  和  $O_1A$  的夹角即为  $2\delta_1$ ,  $O_1A$  和  $OA$  的夹角即为  $2\delta_2$ , 这样就求出了膜层的厚度, 因此膜系的所有参量都已获得, 设计完成。

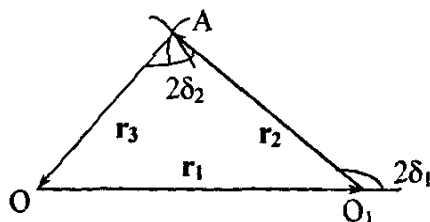


图 2-5-2 利用矢量法  
设计增透膜

为了避免在作矢量图时方向混乱, 我们规定矢量的模为正值时指向坐

标原点, 负值时离开原点, 并且矢量之间的夹角仅决定于膜层的光学厚度和所考察的波长, 按逆时针方向旋转。界面上的位相跃变已经包含在振幅反射系数的符号中, 不必另作考虑。

### § 2.5.2 导纳匹配法

光线从一种介质进入另一种介质之所以有反射损失, 就是因为导纳失配, 因此导纳匹配技术在增透膜的设计中有重要的应用<sup>[20]</sup>。

#### 一、单层膜匹配

对于单层膜, 导纳匹配的条件为:

1. 膜层的光学厚度必须是 $\lambda_0/4$ , 即

$$n_1 d_1 = \lambda_0 / 4 \quad (2.5.6)$$

2. 膜层的折射率必须满足

$$n_1 = \sqrt{n_0 n_g} \quad (2.5.7)$$

其中,  $n_0$  为入射介质折射率,  $n_g$  为基体的折射率,  $n_1$ 、 $d_1$  为膜层的折射率和几何厚度, 满足上述两个条件, 我们说这层膜在波长 $\lambda_0$ 与周围介质匹配。

#### 二、两层膜匹配

设基片折射率为  $n_g$ , 入射介质折射率为  $n_0$ , 则两层膜干涉矩阵为,

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & \frac{j \sin \delta_1}{\eta_1} \\ j \eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta_2 & \frac{j \sin \delta_2}{\eta_2} \\ j \eta_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_g \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \cos \delta_1 (\cos \delta_2 + \frac{j \eta_3 \sin \delta_2}{\eta_2}) + \frac{j \sin \delta_1}{\eta_1} (\eta_3 \cos \delta_2 + j \eta_2 \sin \delta_2) \\ j \eta_1 \sin \delta_1 (\cos \delta_2 + \frac{j \eta_3}{\eta_2}) \sin \delta_2 + \cos \delta_1 (\eta_3 \cos \delta_2 + j \eta_2 \sin \delta_2) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} \quad (2.5.8) \end{aligned}$$

组合导纳为,

$$Y = \frac{C}{B} \quad (2.5.9)$$

令  $Y = \eta_0$ , 则反射率为零, 即

$$\begin{aligned} & j\eta_1 \sin \delta_1 (\cos \delta_2 + j \frac{\eta_3}{\eta_2} \sin \delta_2) + \cos \delta_1 (\eta_3 \cos \delta_2 + j\eta_2 \sin \delta_2) \\ &= \eta_0 [\cos \delta_1 (\cos \delta_2 + j \frac{\eta_3}{\eta_2} \sin \delta_2) + j \frac{\sin \delta_1}{\eta_1} (\eta_3 \cos \delta_2 + j\eta_2 \sin \delta_2)] \end{aligned} \quad (2.5.10)$$

等式两边的实部和虚部应分别相等, 得到

$$\left\{ \begin{aligned} & \eta_1 \sin \delta_1 \cos \delta_2 + \eta_2 \sin \delta_2 \cos \delta_1 \\ &= -\frac{\eta_0 \eta_3}{\eta_2} \sin \delta_2 \cos \delta_1 + \frac{\eta_0 \eta_3}{\eta_1} \sin \delta_1 \cos \delta_2 \\ & -\frac{\eta_1 \eta_3}{\eta_2} \sin \delta_1 \sin \delta_2 + \eta_3 \cos \delta_1 \cos \delta_2 \\ &= \eta_0 \cos \delta_1 \cos \delta_2 - \frac{\eta_0 \eta_2}{\eta_1} \sin \delta_1 \sin \delta_2 \end{aligned} \right. \quad (2.5.11)$$

通常, 设计分三种情况:

(1) 令  $\delta_1 = \delta_2 = \pi/2$ , 这时两层膜的光学厚度都是  $\lambda_0/4$ , 即  $n_1 d_1 = n_2 d_2 = \lambda_0/4$ , 根据基片的折射率选定  $n_2$ , 求解  $n_1$ 。

(2) 选定  $n_1$  和  $n_2$ , 再求出  $\delta_1$  和  $\delta_2$ 。

这两种情况都将在波长  $\lambda_0$  处得到零反射, 反射率曲线呈 V 型。

(3) 选  $\delta_1 = \pi/2$ ,  $\delta_2 = \pi$ , 即  $n_1 d_1 = \lambda_0/4$ ,  $n_2 d_2 = \lambda_0/2$ , 这时波长  $\lambda_0$  的反射率与第二层膜存在与否无关, 即第二层膜为虚设层, 但是它对  $\lambda_0$  两侧的反

$$\begin{aligned} \tan^2 \delta_1 &= \frac{(\eta_3 - \eta_0)(\eta_2^2 - \eta_0 \eta_3) \eta_1^2}{(\eta_1^2 \eta_3 - \eta_0 \eta_2^2)(\eta_0 \eta_3 - \eta_1^2)} \\ \tan^2 \delta_2 &= \frac{(\eta_3 - \eta_0)(\eta_0 \eta_3 - \eta_1^2) \eta_2^2}{(\eta_1^2 \eta_3 - \eta_0 \eta_2^2)(\eta_2^2 - \eta_0 \eta_3)} \end{aligned} \quad (2.5.12)$$

射率都有消色作用, 整个反射率曲线呈 W 型。并在  $n_1$  和  $n_2$  取适当值时, 在一定波长处得到零反射。

对于多层膜匹配是很复杂的，这里不予讨论。

## 第三章 全反射相变理论

基于全反射相变理论设计的全内反射型相位延迟器,较双折射型相位延迟器而言,它可以在更宽的波段内实现消色差相位延迟,并且具有较大的孔径角,是一类理想的消色差相位延迟器。这类延迟器的结构一般有菲涅耳菱体、穆尼菱体、直角棱镜复合菱体、消色差器 1 (AD-1) 和消色差器 2 (AD-2) 以及各类斜入射型相位延迟器,下面主要介绍一下全反射相变理论。

### § 3.1 全反射相变理论

#### § 3.1.1 菲涅耳公式<sup>[17]</sup>

当一个平面波入射到光学性质不同的两种媒质的界面上时,它将分成两个波:一个透射波和一个反射波。在两媒质内的总的电磁场都遵从麦克斯韦方程组,在界面处遵从边界条件。为满足边界条件,入射波、反射波和透射波的传播方向都必须在入射平面内;入射角等于反射角;入射角和反射角之间的关系必须遵从斯涅耳定律:

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$$

(3.1.1)

其中,  $n_1$ 、 $n_2$  分别为两媒质的折射率,  $\theta_1$ 、 $\theta_2$  分别为入射角和折射角。

光在电介质表面反射和透射时,其电矢量可在局部直角坐标系中分成与入射面平行的分量 (P 分量) 和与入射面垂直的分量 (S 分量), 分别用  $\vec{P}$ 、 $\vec{S}$  表示其单位矢量, 光波传播方向单位矢量用  $\vec{K}$  表示。对于每一

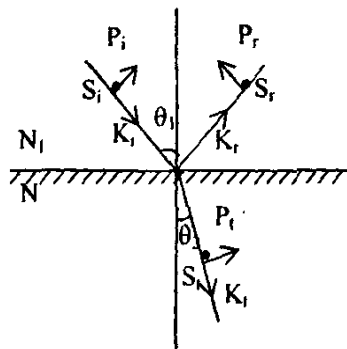


图 3-1-1 平面波在界面处的反射和透射。 $\vec{P}$ 、 $\vec{S}$  分别是与入射面平行和垂直方向上的单位矢量, 传播方向矢量  $\vec{K}$  与单位矢量积  $\vec{P} \times \vec{S}$  平行。



光波而言, 要求  $\vec{P}$ 、 $\vec{S}$ 、 $\vec{K}$  组成右手正交系, 如图 2.1 所示。

菲涅耳公式给出的是这种情况下反射、折射与入射光波中电矢量各分量的比例关系。令  $(E_{ip}, E_{is})$ 、 $(E_{rp}, E_{rs})$  和  $(E_{tp}, E_{ts})$  分别表示界面两侧相应点处入射波、反射波和透射波的电矢量 P 分量和 S 分量的复振幅, 边界条件要求电场矢量 ( $\vec{E}$ ) 和磁场矢量 ( $\vec{H}$ ) 的切向分量应该是连续的, 由此可导出菲涅耳公式:

$$\begin{cases} r_p = \frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_2)}{\operatorname{tg}(\theta_1 + \theta_2)} \\ r_s = \frac{E_{rs}}{E_{is}} = -\frac{\sin(\theta_1 - \theta_2)}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \end{cases} \quad (3.1.2)$$

$$\begin{cases} t_p = \frac{E_{tp}}{E_{ip}} = \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2) \cos(\theta_1 - \theta_2)} \\ t_s = \frac{E_{ts}}{E_{is}} = \frac{2 \sin \theta_2 \cos \theta_1}{\sin(\theta_1 + \theta_2)} \end{cases} \quad (3.1.3)$$

其中,  $r_p$ 、 $r_s$  分别表示 P 分量和 S 分量的振幅反射比,  $t_p$ 、 $t_s$  分别表示 P 分量和 S 分量的振幅透射比。

### § 3.1.2 全反射相变公式

由 (3.1.1) 式可得到

$$\sin \theta_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin \theta_1 \quad (3.1.4)$$

当光波由光疏媒质向光密媒质传播, 即  $n_1 < n_2$  时,  $\frac{n_1}{n_2} < 1$ ,  $\theta_1$ 、 $\theta_2$  将恒为实

角; 但当光波由光密媒质向光疏媒质传播, 即  $n_1 > n_2$  时,  $\frac{n_1}{n_2} > 1$ , 此时  $\theta_2$  的

取值应分为两种情况:

(1) 当  $\sin \theta_1 \leq \frac{n_2}{n_1}$  时,  $\sin \theta_2 \leq 1$ , 此时  $\theta_2$  仍为实角;

(2) 当  $\sin \theta_1 > \frac{n_2}{n_1}$  时,  $\sin \theta_2 > 1$ , 此时  $\theta_2$  已不在是实角。

上述第二种情况即为全反射。根据前面的讨论可知发生全反射的条件为:

- a. 光从光密媒质向光疏媒质传播;
- b. 入射角  $\theta_1$  大于临界角  $\theta_c$ ,  $\theta_c$  由下式给出:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2$$

令  $n = \frac{n_1}{n_2} > 1$ , 此处  $n$  即为光密媒质对光疏媒质的相对折射率:

光由光密媒质向光疏媒质传播时发生的反射通常称为内反射, 因此光发生全反射的现象也可以称为全内反射。

发生全内反射时, 入射光全部被反射回第一媒质, 但第二媒质中的电磁场并非完全消失, 只不过不再有能量流过界面。此时折射角  $\theta_2$  已不再是实角:

$$\sin \theta_2 = n \sin \theta_1 > 1, \quad \text{则}$$

$$\cos \theta_2 = \pm i \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1} \quad (3.1.5)$$

上式如果取“+”号, 则可导出进入第二媒质的光波的振幅随传播距离的增加将趋向无穷大, 这显然不符合实际情况, 故 (3.1.5) 式中应取“-”号。

为了便于将菲涅耳公式应用到全反射情况, 将 (3.1.2) 式改写成如下形式:

$$\begin{cases} E_r = \frac{\sin\theta_1 \cos\theta_1 - \sin\theta_2 \cos\theta_2}{\sin\theta_1 \cos\theta_1 + \sin\theta_2 \cos\theta_2} E_{ip} \\ E_{rs} = -\frac{\sin\theta_1 \cos\theta_2 - \sin\theta_2 \cos\theta_1}{\sin\theta_1 \cos\theta_2 + \sin\theta_2 \cos\theta_1} E_{is} \end{cases} \quad (3.1.6)$$

把 (3.1.5) 式代入上式 (取“-”号), 可得到:

$$\begin{cases} E_r = \frac{\cos\theta_1 + in\sqrt{n^2 \sin^2\theta_1 - 1}}{\cos\theta_1 - in\sqrt{n^2 \sin^2\theta_1 - 1}} E_{ip} \\ E_{rs} = \frac{n\cos\theta_1 + i\sqrt{n^2 \sin^2\theta_1 - 1}}{n\cos\theta_1 - i\sqrt{n^2 \sin^2\theta_1 - 1}} E_{is} \end{cases} \quad (3.1.7)$$

由上式可知,

$$\begin{cases} |E_r| = |E_{ip}| \\ |E_{rs}| = |E_{is}| \end{cases} \quad (3.1.8)$$

即对于每一个分量, 全反射光的强度都等于入射光的强度。

为进一步明确表示全内反射对光波振幅和相位的影响, (3.1.7) 式可写成:

$$\begin{cases} r_p = |r_p| e^{i\delta_p} \\ r_s = |r_s| e^{i\delta_s} \end{cases} \quad (3.1.9)$$

式中  $\delta_p$  和  $\delta_s$  分别是反射光中 P 分量和 S 分量产生的相变。对全反射显然有:

$$|r_p| = 1, \quad |r_s| = 1 \quad (3.1.10)$$

下面我们来求反射波和入射波各分量的位相变化, 由 (3.1.10) 式我们可得到

$$r_p = e^{i\delta_p}, \quad r_s = e^{i\delta_s} \quad (3.1.11)$$

根据 (2.1.7) 式可知,  $r_p$  和  $r_s$  都属于  $z(z^*)^{-1}$  这种形式。因此, 如果  $\alpha$  是  $Z$  的辐

角 (即  $z = ae^{i\alpha}$ , 其中  $\alpha, a$  都是实的), 则

$$e^{i\delta} = z(z^*)^{-1} = e^{i2\alpha}, \quad \text{tg} \frac{\delta}{2} = \text{tg} \alpha. \quad \text{因此有:}$$

$$\begin{cases} \text{tg} \frac{\delta_p}{2} = \frac{n\sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{\cos \theta_1} \\ \text{tg} \frac{\delta_s}{2} = \frac{\sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{n \cos \theta_1} \end{cases} \quad (3.1.12)$$

由此可见, 入射光经全内反射后, 平行入射面和垂直入射面的两个分量分别受到不同的相位跃变, 线偏振光经全反射后将变成椭圆偏振光。由上式即可得到其相对相位差  $\delta = \delta_p - \delta_s$  的表达式

$$\text{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\text{tg} \frac{\delta_p}{2} - \text{tg} \frac{\delta_s}{2}}{1 + \text{tg} \frac{\delta_p}{2} \text{tg} \frac{\delta_s}{2}} = \frac{\cos \theta_1 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{n \sin^2 \theta_1}$$

$$\text{即} \quad \text{tg} \frac{\delta}{2} = \frac{\cos \theta_1 \sqrt{n^2 \sin^2 \theta_1 - 1}}{n \sin^2 \theta_1} \quad (3.1.13)$$

这就是全内反射相变公式, 也即为全内反射型相位延迟器设计的理论依据。

光在界面发生一次全内反射时, S 分量和 P 分量产生的相位差为:

$$\delta = 2 \arctg \left( \frac{\cos \theta \sqrt{n^2 \sin^2 \theta - 1}}{n \sin^2 \theta} \right) \quad (3.1.14)$$

式中  $\theta$  即为光在介质内的全反射角,  $n$  是介质的相对折射率。为保证相位延迟只发生在反射表面, 制造这类延迟器的材料必须是各向同性和均匀的。多次反射时, 相位延迟器的总相位延迟量为每次反射所产生的相位延迟量的总和。

下面对全反射相变公式进行几点讨论:

A. 相位差极大值。(3.1.13)式对 $\theta$ 求一阶导数并令其等于零:

$$\frac{d}{d\theta} \left( \operatorname{tg} \frac{\delta}{2} \right) = \frac{(1+n^2)\sin^2\theta - 2n^2}{\sin^3\theta \sqrt{\sin^2\theta - n^2}} = 0 \quad (3.1.15)$$

于是有 
$$\sin^2\theta = \frac{2}{1+n^2} \quad (3.1.16)$$

将(3.1.16)式代入(3.1.13), 得到相对相位差 $\delta$ 的极大值 $\delta_m$ 的表达式为:

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_m}{2} = \frac{n^2 - 1}{2n} \quad (3.1.17)$$

可见,  $n$  越大, 可以得到的相位差 $\delta_m$ 就越大。

B. 相位延迟 $\delta$ 对折射率  $n$  变化的灵敏性。通过(3.1.13)式由 $\delta$ 对  $n$  求导得到:

$$S_n = \frac{\partial\delta}{\partial n} = \frac{2\sin^2\theta \cos\theta}{(n^2 \sin^2\theta - 1)^{1/2} (n^2 \sin^2\theta - \cos^2\theta)} \quad (3.1.18)$$

给定一个全反射角, 可由此确定适合用于该消色差相位延迟器的材料的折射率。

C. 相位延迟 $\delta$ 对于全反射角变化的灵敏性。同样由 $\delta$ 对 $\theta$ 求导可得到:

$$S_\theta = \frac{\partial\delta}{\partial\theta} = \frac{2n\sin\theta(\cos^2\theta - n^2 \sin^2\theta + 1)}{(n^2 \sin^2\theta - \cos^2\theta)(n^2 \sin^2\theta - 1)^{1/2}} \quad (3.1.19)$$

给定折射率, 由此可得到相位延迟 $\delta$ 随全反射角 $\theta$ 的变化梯度。

以上几点讨论, 可作为设计全反射型消色差相位延迟器的基本理论依据。

## §3.2 镀膜全反射相变理论

### §3.2.1 均匀介质膜

若在折射率为  $n_3$  的光学基板上有一层厚度均匀的薄膜, 膜的折射率为  $n_2$ , 膜的几何厚度为  $h$ , 入射介质的折射率为  $n_1$ , 一平面光波的入射角为 $\theta_1$ , 光波

在薄膜的上下两个界面上将发生反射和折射。可知两反射光的光程差为  $\Delta = 2n_2h\cos\theta_2$ ，光学厚度为  $n_2h\cos\theta_2$ ，通常将

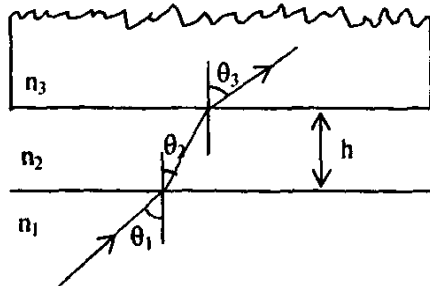


图 3-2-1 光线在镀膜基板里的传播

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 h \cos\theta_2 \quad (3.2.1)$$

称为薄膜的位相厚度。若用  $r_{12}$ ,  $r_{23}$  及  $t_{12}$ ,  $t_{23}$  分别表示膜层上下两界面处的反射系数和透射系数，则该介质膜的反射系数及透射系数可分别表示为<sup>[11][29]</sup>：

$$r = \frac{r_{12} + r_{23}e^{-2i\beta}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-2i\beta}} \quad (3.2.2)$$

$$t = \frac{t_{12}t_{23}e^{-i\beta}}{1 + r_{12}r_{23}e^{-2i\beta}} \quad (3.2.3)$$

### §3.2.2 镀膜全反射相变关系式

在一全反射界面蒸镀均匀光学介质薄膜(假定该介质膜各向同性且吸收系数为零)，其膜层结构如图 3-2-2 所示。入射介质为玻璃，其折射率为  $n_g$ ，入射角为  $\theta_g$ ，薄膜的折射率为  $n_1$ ，几何厚度为  $d$ ，周围介质折射率为  $n_0$  (此处指空气，即  $n_0=1$ )。薄膜的位相厚度为

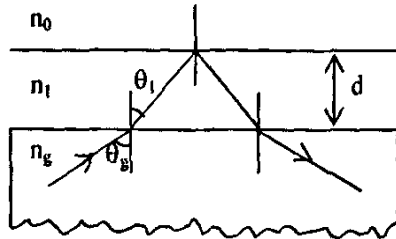


图 3-2-2 光线在分层界面上的反射与折射

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 d \cos\theta_1 = \frac{2\pi}{\lambda} d \sqrt{n_1^2 - n_g^2 \sin^2 \theta_g} \quad (3.2.4)$$

一般情况下, 在两介质界面处, 若满足  $\sin \theta_k > \sin \theta_c = n_0/n_k$ , 光波将发生全反射, 光波偏振态的变化由

$$\rho = r_p/r_s = \exp(i\delta) \quad (3.2.5)$$

决定。对于镀膜全反射界面, 光波全反射后, 偏振态的变化仍由上式决定。根据 (3.2.2) 式可知:

$$r_\nu = \exp(i\delta_\nu) = \frac{r_{g1\nu} + r_{10\nu}e^{-2i\beta}}{1 + r_{g1\nu}r_{10\nu}e^{-2i\beta}}, \quad \nu = s, p \quad (3.2.6)$$

式中,  $\delta_\nu$  即为复反射系数  $r_\nu$  的绝对相位。由菲涅耳公式可得到:

$$\begin{cases} r_{g1s} = \frac{n_g \cos \theta_g - n_1 \cos \theta_1}{n_g \cos \theta_g + n_1 \cos \theta_1} \\ r_{g1p} = \frac{n_1^2 \cos \theta_g - n_g \sqrt{n_1^2 - n_g^2 \sin^2 \theta_g}}{n_1^2 \cos \theta_g + n_g \sqrt{n_1^2 - n_g^2 \sin^2 \theta_g}} \end{cases} \quad (3.2.7)$$

$$\text{及} \begin{cases} r_{10s} = e^{i\delta_{10s}}, \text{tg} \frac{\delta_{10s}}{2} = \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_0^2}}{n_1 \cos \theta_1} \\ r_{10p} = e^{i\delta_{10p}}, \text{tg} \frac{\delta_{10p}}{2} = \frac{n_1 \sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_0^2}}{n_0^2 \cos \theta_1} \end{cases} \quad (3.2.8)$$

对薄膜、入射媒质 (玻璃) 及周围媒质 (空气)

分别作如下定义<sup>[23-29]</sup>:

$$\begin{cases} \mu_{1s} = p_1 = (n_1^2 - n_g^2 \sin^2 \theta_g)^{1/2} \\ \mu_{1p} = q_1 = n_1^2/p_1 \end{cases} \quad (3.2.9)$$

$$\begin{cases} \mu_{gs} = p_g = n_g \cos \theta_g \\ \mu_{gp} = q_g = n_g^2/p_g \end{cases} \quad (3.2.10)$$

$$\begin{cases} \mu_{0s} = -p_0 = -(n_g^2 \sin^2 \theta_g - n_0^2)^{1/2} \\ \mu_{0p} = q_0 = n_0^2 / p_0 \end{cases} \quad (3.2.11)$$

则(3.2.7)式及(3.2.8)式可改写为:

$$\begin{cases} r_{g1s} = \frac{p_g - p_1}{p_g + p_1} \\ r_{g1p} = \frac{n_1^2 p_g - n_g^2 p_1}{n_1^2 p_g - n_g^2 p_1} \end{cases} \quad (3.2.12)$$

$$\begin{cases} r_{10s} = e^{i\delta_{10s}}, \operatorname{tg} \frac{\delta_{10s}}{2} = \frac{p_0}{p_1} \\ r_{10p} = e^{i\delta_{10p}}, \operatorname{tg} \frac{\delta_{10p}}{2} = \frac{n_1^2 p_0}{n_0^2 p_1} \end{cases} \quad (3.2.13)$$

令

$$\begin{cases} G_{1\nu} = 1 - \frac{\mu_{0\nu}}{\mu_{1\nu}} \operatorname{tg} \beta \\ G_{2\nu} = \mu_{0\nu} + \mu_{1\nu} \operatorname{tg} \beta \end{cases} \quad \nu = s, p \quad (3.2.14)$$

由(3.2.6) — (3.2.12)式可得到

$$\operatorname{tg} \delta_\nu = \frac{-2\mu_{g\nu} G_{1\nu} G_{2\nu}}{\mu_{g\nu}^2 G_{1\nu}^2 - G_{2\nu}^2}, \quad \nu = s, p \quad (3.2.15)$$

令  $P_h = \operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg}(\delta_p - \delta_s)$ , 于是有

$$P_h = \frac{2e_1 e_2}{e_1^2 - e_2^2} \quad (3.2.16)$$

式中

$$\begin{cases} e_1 = n_g^2 G_{1s} G_{1p} + G_{2s} G_{2p} \\ e_2 = \mu_{gp} G_{1p} G_{2s} - \mu_{gs} G_{1s} G_{2p} \end{cases} \quad (3.2.17)$$



此即为镀膜全反射相变表达式。

将 (3.2.9) — (3.2.12) 式代入 (3.2.17) 式可得到:

$$n_i^2 e_i = A_i t^2 + B_i t + C_i, \quad i = 1, 2 \quad (3.2.18)$$

其中,  $t = \operatorname{tg} \beta$  (3.2.19)

$$\begin{cases} A_1 = n_1^4 - n_o^2 n_g^2 \\ B_1 = (n_o^2 - n_g^2)(\mu_{op} \mu_{1s} + \mu_{os} \mu_{1p}) \\ C_1 = n_1^2 (n_g^2 - n_o^2) \end{cases} \quad (3.2.20)$$

$$\begin{cases} A_2 = \mu_{os} \mu_{gs} \mu_{1p}^2 - \mu_{op} \mu_{gp} \mu_{1s}^2 \\ B_2 = (n_o^2 + n_1^2)(\mu_{1s} \mu_{gp} - \mu_{1p} \mu_{gs}) \\ C_2 = n_1^2 (\mu_{os} \mu_{gp} - \mu_{op} \mu_{gs}) \end{cases} \quad (3.2.21)$$

下面分两种情况讨论:

(1) 一次全反射产生  $\lambda/2$  的相位延迟, 即  $P_h=0$  时, 由 (3.2.16) 式知,  $e_1=0$  或  $e_2=0$ , 即有

$$A_i t^2 + B_i t + C_i = 0, \quad i = 1, 2 \quad (3.2.22)$$

(2)  $P_h \neq 0$  时, (3.2.16) 式可化为:

$$(e_1 - \xi_{\pm} e_2)(e_1 - \xi_{\mp} e_2) = 0,$$

于是有

$$(A_1 - \xi_{\pm} A_2) t^2 + (B_1 - \xi_{\pm} B_2) t + (C_1 - \xi_{\pm} C_2) = 0 \quad (3.2.23)$$

同时得到 
$$\xi_{\pm} = \frac{1 \pm \sqrt{1 + P_h^2}}{P_h} \quad (3.2.24)$$

可见, 对任意情况, 全反射相变表达式都可以化为一个二次方程式。对于非  $\lambda/4$  厚度的单层膜,  $t$  为实数, 方程应有实数解, 因而 (3.2.22) 及 (3.2.23) 式应满足

$\Delta=b^2-4ac\geq 0$ , 由此可得到  $n_1$  的取值范围。对于  $\lambda/4$  厚度的单层膜,  $t\rightarrow\infty$ ,  $P_H=0$  时,  $n_1$  应满足  $A_1=0$  及  $A_2=0$ ;  $P_H\neq 0$  时, 即  $n_1$  应满足  $A_1 - \xi_{\pm} A_2 = 0$ 。

对得到的镀膜全反射相变关系式进行具体分析可知, 若蒸镀膜层的折射率小于所用材料的折射率, 即  $n_1 < n_g$ , 则镀膜后的相位延迟较未镀膜时变小; 若膜层折射率大于材料的折射率, 即  $n_1 > n_g$ , 相位延迟将增大。

## 第四章 反射式薄膜相位延迟器的设计

### § 4.1 薄膜相位延迟器的设计机理

#### § 4.1.1 概述

传统的相位延迟器是利用晶体的双折射特性制成的, 根据设计的机理不同可分成两大类: 双折射型相位延迟器和全内反射型相位延迟器。前者主要是利用单轴或者双轴晶体的双折射特性制成片式的相位延迟片, 简称波片, 主要有云母波片和石英波片。基于全反射相变理论设计的全内反射型相位延迟器较双折射型相位延迟器而言, 它可以在更宽的波段范围内实现消色差相位延迟, 并且具有较大的孔径角, 是一种理想的消色差相位延迟器。这类延迟器的结构一般有 Fresnel 菱体、Mooney 菱体、直角棱镜复合菱体、消色差器 1 (AD—1) 和消色差器 2 (AD—2) 以及各类斜入射型相位延迟器。传统的相位延迟器使入射偏振光的 p、s 分量的相位分别发生改变, 从而产生一定的相位延迟, 且具有一定的消色差性。薄膜相位延迟器可以应用于紫外、可见直至红外波段, 同时还可用做光束相移转向器件及光束相移平移器件, 因此, 近年来发展非常迅速。光学薄膜在倾斜使用时, p 分量和 s 分量发生分裂, 一般情况下光学薄膜对两偏振分量的反射率  $R_s$  和  $R_p$ 、透射率  $T_s$  和  $T_p$  以及相移  $D_s$  和  $D_p$  都是不同的, 因此导致透射光或反射光的偏振状态会发生改变, 此即所谓薄膜的偏振效应。在光学系统中为了控制光的偏振状态, 一方面, 可以利用薄膜的这一特性来消除光学系统中不想要的偏振效应以保持光的偏振状态, 如全内反射棱镜偏振效应的补偿<sup>[30-31]</sup>; 另一方面, 可以利用薄膜的偏振特性来制作薄膜位相延迟器<sup>[32]</sup>, 以代替传统的偏振光学元件如线偏振器和晶体位相延迟片等, 使得光学系统更加紧凑, 并为工程提供通过别的方法所不能得到的更多自由度, 尤其是光学薄膜允许同时对光的两个偏振状态(p 分量和 s 分量) 的位相及反射率和透射率进行控制。

#### § 4.1.2 菲涅耳菱体型相位延迟器的特点

菲涅耳菱体是最早得到应用的消色差相位延迟器单元结构，光在菱体内部发生两次全反射，每次反射引起  $45^\circ$  的相位延迟。对于以  $\text{LaK}_2$  玻璃为基底的菲涅耳菱体<sup>[33]</sup>，理论分析表明要使菱体产生  $90^\circ$  的相位延迟，对于不同波长的入射光，光线在菱体内部发生全反射的反射角不同，即菱体结构角的取值不同。传统菲涅耳菱体的结构角通常取为  $48^\circ 37'$  或  $54^\circ 37'$ ，故传统菲涅耳菱体的消色差不理想。通常情况下，我们对 533nm、632nm、670nm 等波长使用较多。将玻璃的单点折射率代入 (3.1.14) 式，可以得到 533nm 波长对应的  $\lambda/4$  相位延迟器的结构角为  $40.17^\circ$ ，对于 632nm 和 670nm 波长对应

表 4-1-1 几种  $\lambda/4$  相位延迟器的消色差性

入射光波长	532 纳米 $\lambda/4$ 相位延迟器	633 纳米 $\lambda/4$ 相位延迟器	670 纳米 $\lambda/4$ 相位延迟器
532 纳米	$90^\circ$	$92.08^\circ$	$92.62^\circ$
633 纳米	$87.90^\circ$	$90^\circ$	$90.59^\circ$
670 纳米	$87.30^\circ$	$89.47^\circ$	$90^\circ$

的  $\lambda/4$  相位延迟器的结构角分别为  $40.40^\circ$  和  $40.47^\circ$ 。对于给定的某一入射光波长对应的  $\lambda/4$  相位延迟器，当入射光的波长发生变化时，相位延迟器产生的相位延迟量如图 4-1-1 所示，菲涅耳菱体的消色差性较双折射型菱体而言有较大提高，但消色差性仍不够理想。

菲涅耳菱体对于入射光线的准直性要求较高，当入射光线的角度发生改变时，光线通过菱体后的相位延迟变化较大。由于菲涅耳菱体的上述特点，所以要对菱体进行进一步的改进。

### § 4. 1.3 材料的选择与折射率测试

菱体基体材料的选择是任意的,只要具有光学品味的玻璃均可以。本论文中,选择了光学玻璃  $\text{LaK}_2$  和  $\text{ZbaF}_3$  为基体,玻璃的折射率参考《光学技术手册》给出的数据。通过阿贝折射率仪测量,发现  $\text{LaK}_2$  玻璃的折射率与手册上给出的折射率存在一定的差异,  $\text{ZbaF}_3$  的折射率与手册上给出的

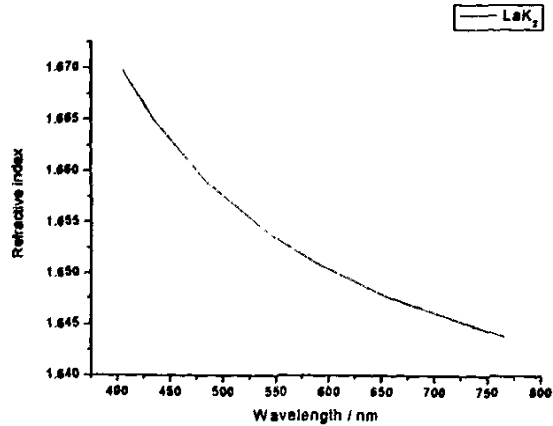


图 4-1-1  $\text{LaK}_2$  玻璃的折射率随波长的变化关系

数据基本吻合。为了准确确定  $\text{LaK}_2$  玻璃的折射率,我们用一面抛光,一面粗糙的  $\text{LaK}_2$  玻璃片,放到分光光度计上,测试玻璃的单面剩余反射率将测量结果进行拟和,得到  $\text{LaK}_2$  玻璃的折射率随波长的变化关系如图 4-1-1 所示:从图上可以看出玻璃的折射率随波长成单调变化的关系。



图 4-1-2  $\text{LaK}_2$  玻璃菱体的截面图

我们取可见光的一定波长范围 (550nm-700nm) 内  $\text{LaK}_2$  和  $\text{ZbaF}_3$  的平均折射率。将基体的折射率带入全反射相变公式的推导公式 3.1.19, 得出对于  $\text{LaK}_2$  和  $\text{ZbaF}_3$  为基底的菱体, 相位延迟量随入射光变化最稳定的结构角分别为  $47.75^\circ$  和



图 4-1-3  $\text{ZbaF}_3$  玻璃菱体的截面图

$46.95^\circ$ 。我们用计算得到的结构角对玻璃进行加工,做成了两种菲涅耳菱体,其截面图如 4-1-3 和 4-1-4 所示,当光线垂直于菱体的端面入射时,光线在菲涅耳菱体两个全反射面的入射角  $b$  等于菱体的结构角  $a$ 。

用归一化测量法测试器件的相位延迟量随入射角变化的稳定性,得到的图像如图 4-1-4 所示<sup>[34]</sup>。从图上可以看出未镀膜时不同波长  $\lambda/4$  相位相位延迟器延迟量随入射角变化而改变的趋势基本相同且对于入射角变化的稳定性相对较好。设光线发生全反射时的全反射角为  $\theta$ ,  $n$  为菱体的折射率,光线在菱体上经过两次全反射产生的总相位延迟量为  $\delta$ 。把  $\text{LaK}_2$  和  $\text{ZbaF}_3$  玻璃

菱体的折射率与结构角带入 3.1.14 式, 可以得到光在器件上发生一次全反射产生的相位延迟量分别为

$55.51^\circ$  和  $55.64^\circ$ 。由于光线

在菱体内部要发生两次全反射, 所以光线通过菱体后得到的相位延迟量分别

为  $111.02^\circ$  和  $111.28^\circ$ 。由于

一般情况下, 最常用的是

$\lambda/4$ 、 $\lambda/2$ 、 $3\lambda/4$  相位延

迟器, 这与我们上面计算

得到的相位延迟器的延迟量相差较大。光线通过器件后发生的相位延迟量不能满足我们的需要, 因此我们要对菱体进行进一步的改进。通过理论分析, 设计了一种新型结构角的相位延迟器。这种相位延迟器的延迟量对入射角变化不敏感, 对试验过程中光束的准直性要求不高, 给使用带来了方便。我们通过在菱体的全反射面镀膜的方法来改变器件的相位延迟来达到我们的需要<sup>[35-36]</sup>。我们一般情况下采用下面两种方法:

(1) 在菱体的两个全反射面镀膜。通过在两个全反射面蒸镀适当的光学介质膜, 光线通过菱体后产生的相位延迟量为两次全反射产生的位延迟量之和。若我们需要得到  $\delta$  的相位延迟量, 光线在一个镀膜全反射面中心波长处产生的相位延迟量为  $\delta_1$ , 则在另一个镀膜全反射面中心波长处产生的相位延迟量为  $\delta - \delta_1$  即可。

(2) 在菱体的一个全反射面镀膜。若未镀膜全反射面在中心波长处产生的相位延迟量为  $\delta_1$ , 我们需要得

到  $\delta$  的相位延迟量。那么就要通过合理的膜系设计, 在菱体的另一个全反射面镀上适当

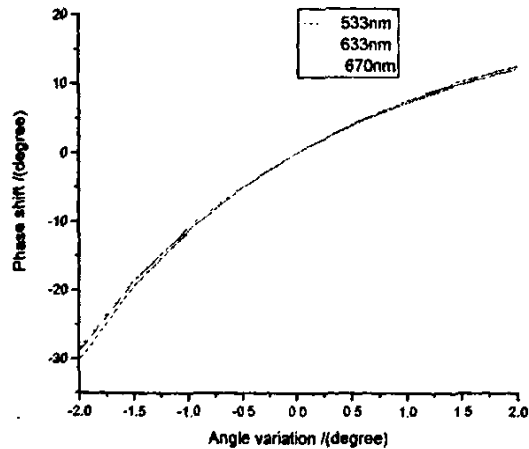


图 4-1-4 相位延迟量的变化量与角度变化量之间的关系

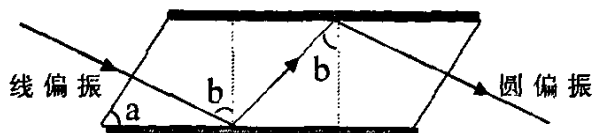


图 4-1-5 光线在非涅耳菱体内的传播

的光学介质膜，使镀膜全反射面在中心波长处产生的相位延迟量为  $\delta - \delta_1$ 。

## § 4.2 单面镀膜相位延迟器的膜系设计

当光线垂直入射到菱体的入射端面时，光在菱体的全反射面上发生一次全内反射产生的相位延迟量随入射光波长的关系如图 4-2-1 和 4-2-2 所示。从图上可以看出：在可见光范围内，光在两种玻璃上发生一次全反射产生的

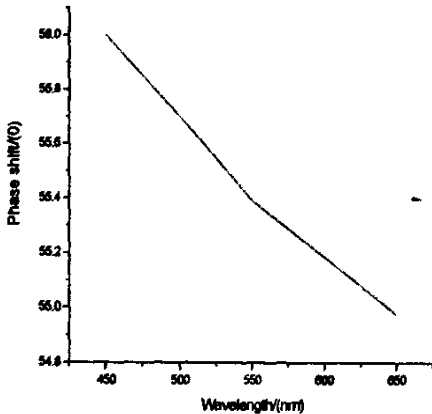


图 4-2-1 光在 Zbaf<sub>3</sub> 玻璃菱体内发生一次全反射产生的相位延迟随波长的变化关系

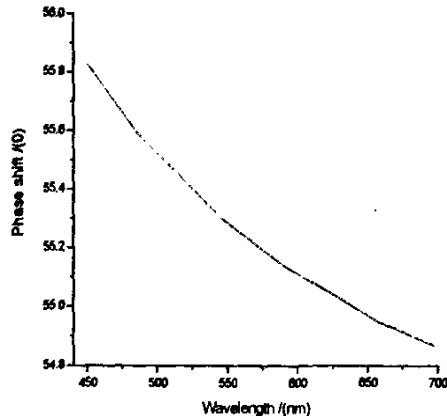


图 4-2-2 光在 Lak<sub>2</sub> 玻璃菱体内发生一次全反射产生的相位延迟随波长的变化关系

相位延迟均在  $55^\circ$  左右的范围内，并且 Lak<sub>2</sub> 玻璃曲线的变化趋势比 Zbaf<sub>3</sub> 要平缓一些。当光线在菱体内部发生两次全反射时，出射光的相位延迟量在  $110^\circ$  左右，远远大于  $90^\circ$ 。我们要得到  $\lambda/4$  的相位延迟器，可以采用以下两种方法中的任一种：

①在菱体的一个全反射面镀膜，使得菱体的未镀膜全反射面和镀膜全反射面在入射光线中心波长处产生的相位延迟量互补；

②在菱体的两个全反射面镀膜，使得菱体的两个镀膜全反射面在入射光线中心波长处产生的相位延迟量互补。

从图 4-2-1 和 4-2-2 可以看出，光在菱体内部发生全反射时产生的相位延迟量随波长的变化是单调的。对于给定的某一中心波长，光在菱体内发生一次全反射产生的相位延迟为  $\delta_1$ ，要得到  $90^\circ$  的相位延迟，光在菱体的另一个镀膜全反射面产生的相位延迟量必须为  $90^\circ - \delta_1$ 。通过膜系设计软件合

理设计，可以在中心波长或者在中心波长附近的范围得到满足要求的相位延迟量。

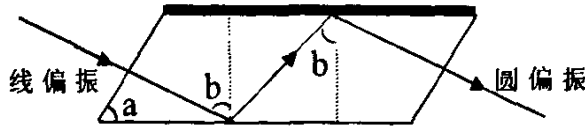


图 4-2-3 光线在非涅耳菱体内的传播

对于  $\text{LaK}_2$  玻璃在 550nm 处的折射率约为 1.653，光在玻璃

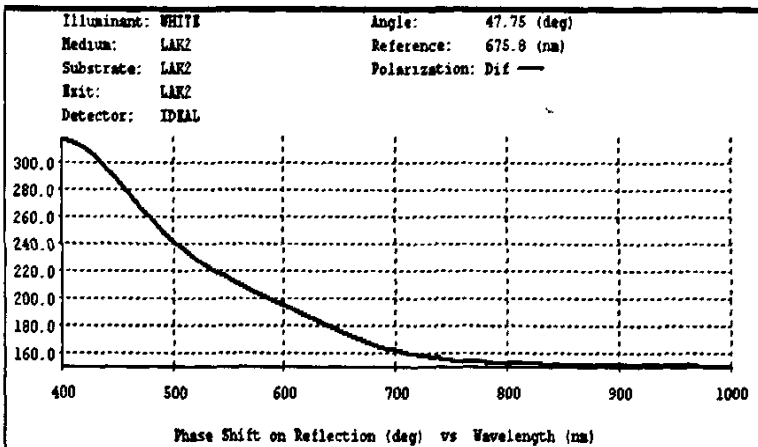


图 4-2-4  $\text{LaK}_2$  玻璃单点的 1/4 相位延迟器的理论曲线

玻璃内发生一次全反射产生的相位延迟量为

55.28°。要得

到 90° 的相

位延迟，则镀

膜全反射面

在中心波长

处产生的相

位延迟量应

为

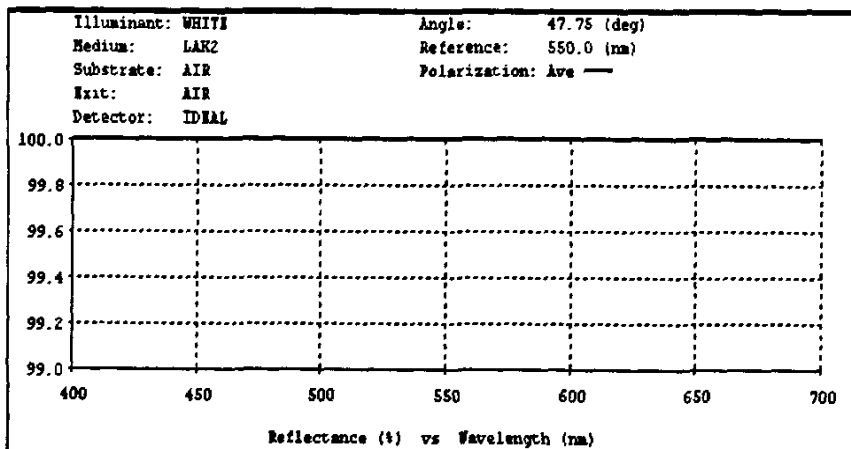


图 4-2-5 光线在  $\text{LaK}_2$  玻璃内全反射时的反射率

34.72°

。对于

$\text{Zbaf}_3$

玻璃在

550nm

处的折

射率为

1.654，

光在玻

璃内发

生一次

全反射

产生的相位延迟量为 55.39°。要得到 90° 的相位延迟，则镀膜面在中心波长



处的相位延迟量应为  $34.61^\circ$ 。运用膜系设计软件进行设计，膜系结构为  $G/g_1$

$(Al_2O_3)^1 g_2(MgO)^1 g_3(TiO_2)^1 g_4(SiO_2)^3/A$ ，其中  $g_1$ 、 $g_2$ 、 $g_3$ 、 $g_4$  分别为膜层前的系数，监控波长为  $675.8nm$  时，得到  $Lak_2$  玻璃菱体中出射光的相位延迟

量随波长的理论变化曲线和

出射光的反射率如图 4-2-4 和

4-2-5 所示。(从图 4-2-4 可以

看出， $Lak_2$  玻璃在  $550nm$  处

的相位延迟量是在  $214^\circ$  左右，

这是因为膜系软件自动给出

射光加上了  $180^\circ$  的相位延迟

量而实际应为  $34^\circ$ 。)同样也可

以得到  $Zbaf_3$  玻璃菱体的膜系

设计结构。把光线通过两种单

面镀膜玻璃菱体后产生的相

位延迟量随波长的变化关系用图 4-2-6 表示出来。从图 4-2-6 可以看出，通

过在菱体的一个全反射面蒸镀光学介质膜，出射光线经过菱体内部的两次全

反射得到总的相位延迟量随波长成线性变化关系。我们可以通过调整监控波

长，得到满足要求的单点相位延迟量。我们想得到对应于某一波长  $\lambda$  的  $90^\circ$  相

位延迟器，可以在菱体的一个全反射面镀膜或者合理设计菱体的结构角。由

于菱体未镀膜面的相位延迟量随波长成单调变化趋势在一定程度上影响了

总的相位延迟量，所以单面镀膜型相位延迟器的消色差性不理想。如果想要

提高菱体的消色差性，要在菱体的两个全反射面均镀制光学介质膜。

### § 4.3 双面镀膜相位延迟器的膜系设计

通过在菱体的一个全反射面镀膜的方法来改善器件的相位延迟量受到一

定的限制，我们只能得到单点的或者带宽范围很窄的满意的相位延迟量，而

通过在器件的两个全反射面镀膜可以使得相位延迟量在一定的带宽范围内

具有好的消色差性。一般情况下，入射光在菱体的两个镀膜全反射面各发生

两次全反射，产生的相位延迟量分别为  $\delta_1$  和  $\delta_2$ ，入射光经过器件后得到的

总的相位延迟量为  $\delta$  ( $\delta = \delta_1 + \delta_2$ )。  $\delta_1$  和  $\delta_2$  的值可以相同也可以不同，即菱

体两个镀膜全反射面的膜系结构可以相同也可以不同。

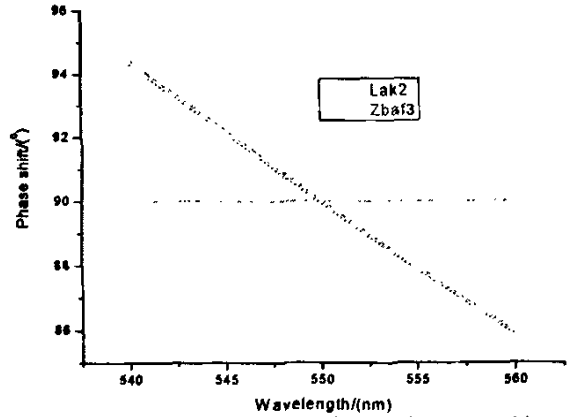


图 4-2-6 单面镀膜后菱体的相位延迟量随波长的变化关系

### § 4.3.1 膜系结构相同的双面膜系

#### § 4.3.1.1 单点的 $\lambda/4$ 相位延迟器

我们仍然用  $G/g_1(\text{Al}_2\text{O}_3)^1 g_2(\text{MgO})^1 g_3(\text{TiO}_2)^1 g_4(\text{SiO}_2)^3/A$  这个膜系结构，用监控波长来调整反射光相位延迟量的变化，通过膜系设计发现对于  $\text{LaK}_2$  为基底的菱体用 712nm 的波长监控时，得到的结果比较理想，而对于以  $\text{Zbaf}_3$  为基底的菱体用 641.5nm 的波长监控时，得到的结果比较理想。在器件的一个全反射面镀上设计的膜系后，得到的相位延迟量随波长的变化关系如图 4-3-1 所示。从图 4-3-1 可以看出，在 550nm 附近，光在器件的一个全反面

产生的相位延迟量均在  $45^\circ$

左右。

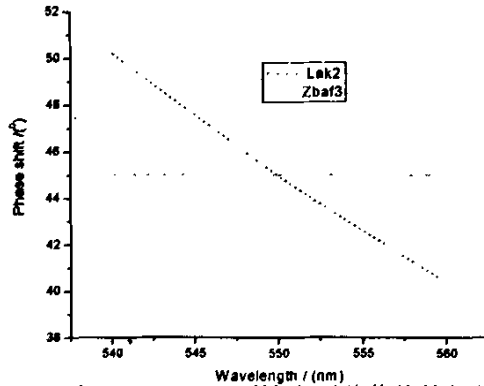


图 4-3-1 双面镀膜两种菱体的相位延迟量随波长的变化关系

#### § 4.3.1.2 一定带宽的

#### $\lambda/4$ 相位延迟器

(1)  $\text{LaK}_2$  玻璃菱体上的相位延迟

通过膜系设计软件设计出了在  $\text{LaK}_2$  玻璃基底上结构为  $G/g_1(\text{Mgo})^2$

$g_2(\text{TiO}_2)^3$   
 $g_3(\text{SiO}_2)^{4/\lambda}$  的膜系, 监控波长为 430nm, 当入射光线在此膜系上发生一次全

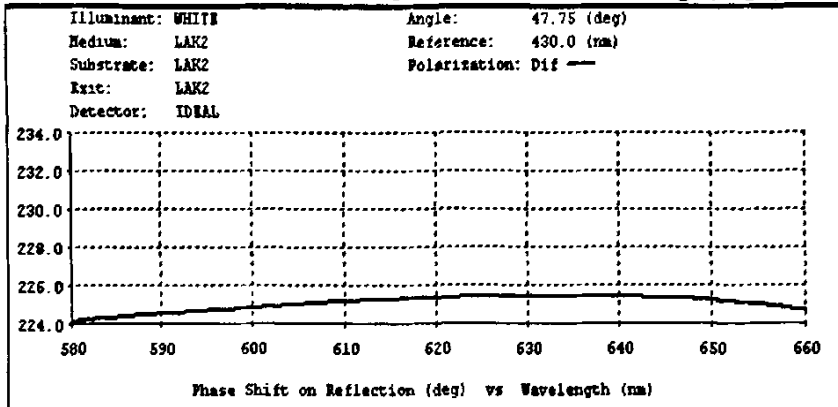


图 4-3-2  $\text{LaK}_2$  玻璃菱体内反射光相位延迟量随波长的变化关系

反射时, 偏振光的两个分量之间产生的相位延迟在  $45^\circ$  左右。理论设计结果如图 4-3-2 所示。光通过菱体后产生的相位延迟量与波长之间的关系如图 4-3-3 所示。从图 4-3-3 上可以看出, 通过在器件的两个全反射面镀对称膜系的方法, 可以得到  $90^\circ$  的相位延迟器, 但是器件可以使用的波长宽度仍然很窄。

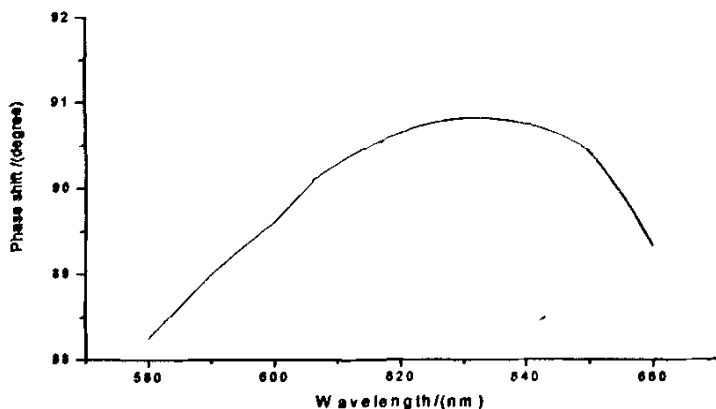


图 4-3-3 光通过  $\text{LaK}_2$  菱体后的相位延迟量与波长的关系

(2)  $\text{ZbaF}_3$  玻璃菱体上的相位延迟

同样对于以  $\text{ZbaF}_3$  为基底的玻璃菱体, 其对称膜系的结构为  $G/g_1(\text{Al}_2\text{O}_3)^4 g_2(\text{Mgo})^6 g_3(\text{TiO}_2)^3 g_4(\text{SiO}_2)^{4/\lambda}$ , 监控波长为 358nm。设计的

理论曲线以及光通过菱体后的相位延迟与波长之间的关系如图 4-3-4 和 4-3-5 所示。

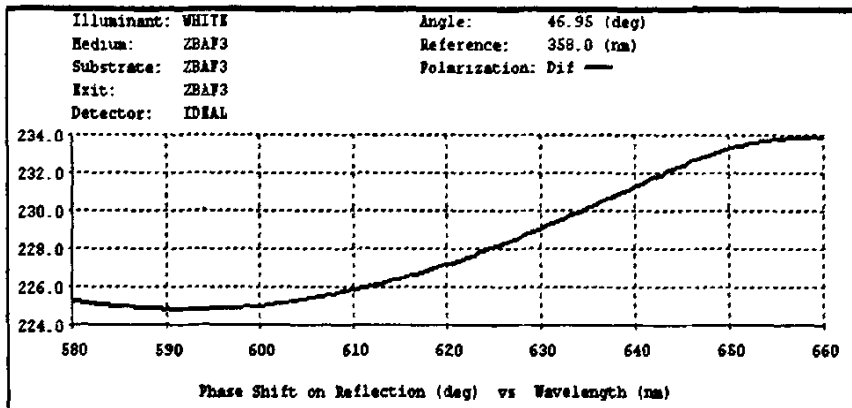


图 4-3-4 Zbaf<sub>3</sub> 玻璃菱体内反射光相位延迟量随波长的变化关系

### § 4. 3. 2 膜系结构不同的双面膜系

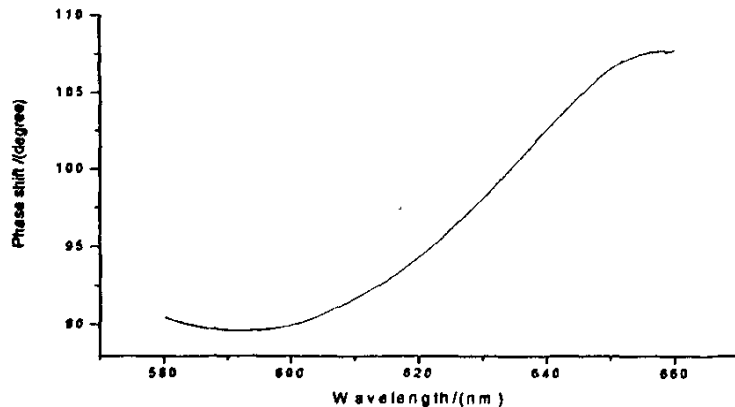


图 4-3-5 光通过 Zbaf<sub>3</sub> 菱体后的相位延迟量与波长之间的关系

在器件的两个全反射面镀相同膜系的方法虽然能够得到需要的相位延迟，但是当器件两边膜系的结构相同，通常情况下由于膜料折射率的限制，膜系设计值与理论值之间存在一些差异时。由于器件两边的膜系结构一样，当光通过两个全反射面时，最终出射光的相位延迟量与设计值之间的差异将是两个差异的和，这就在一定程度上限制了器件的带宽。当器件两边的膜系结构不同时，我们可以通过适当的选择膜系结构，使得光在两个全反射面产生的相位延迟量的误差成相反趋势变化，这样可以在一定程度上增加膜系的带宽。

### § 4.3.2.1 单点的 $1/4$ 相位延迟器

通过在菱体的两个全反射面镀膜的方法得到  $90^\circ$  的相位延迟量，由于两边的膜系结构不同，当光在一个全反射面产生  $\delta$  的相位延迟量时，光在另一个全反射面产生的相位延迟量只要为  $90^\circ - \delta$  即可，这种设计比对称膜系有很大的灵活性。

### § 4.3.2.2 一定带宽的 $\lambda/4$ 相位延迟器

#### (1) $\text{LaK}_2$ 菱体

我们这里希望通过设计使菱体的一个镀膜全反射面在中心波长附近能产生  $0^\circ$  的相位延迟，另一个镀膜全反射面在中心波长附近产生  $90^\circ$  的相位延迟。运用膜系设计软件对  $\text{LaK}_2$  菱体进行设计，当膜系结构为  $G/g_1(\text{Al}_2\text{O}_3)^3 g_3(\text{SiO}_2)^3/A$ ，监控波长为  $533\text{nm}$  时能产生  $0^\circ$  的相位延迟，设计曲线如图 4-3-6 所示。从图上可以看出，在  $540\text{nm}$  到  $660\text{nm}$  约  $120\text{nm}$  的波长范围内，器件

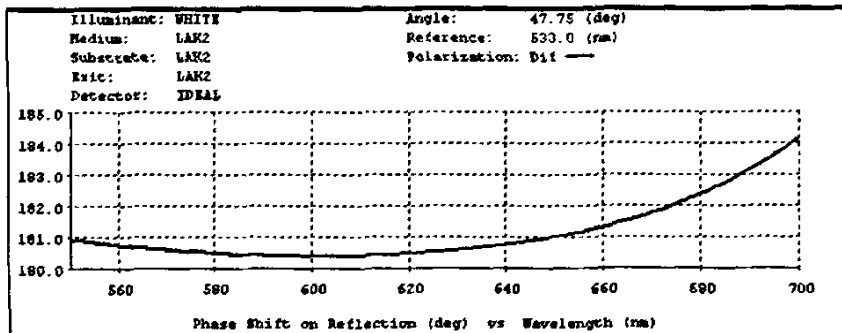


图 4-3-6  $\text{LaK}_2$  玻璃菱体宽带  $0^\circ$  相位延迟随波长的变化曲线

一次全反射产生的相位延迟量在  $0^\circ$  以上，最大偏离量为  $1.3^\circ$ 。要使光通过器件后产生  $90^\circ$  的相位延迟量，那么另一个镀膜全反射面产生的相位延迟量应该比  $90^\circ$  偏小一些才可以。通过理论设计发现，

当采用  $G/g_1(MgO)^5 g_2(TiO_2)^1 g_3(MgO)^1 g_4(TiO_2)^1 g_5(SiO_2)^1/A$  膜系结构时，设计曲线如图 4-3-7 所示。用 710nm 的波长监控时，能得到满足需要的相位延迟量，将光在器件两个全反射面上产生的相位延迟加起来，得到出射光的相位延迟量随波长的变化关系如图 4-3-8 所示。

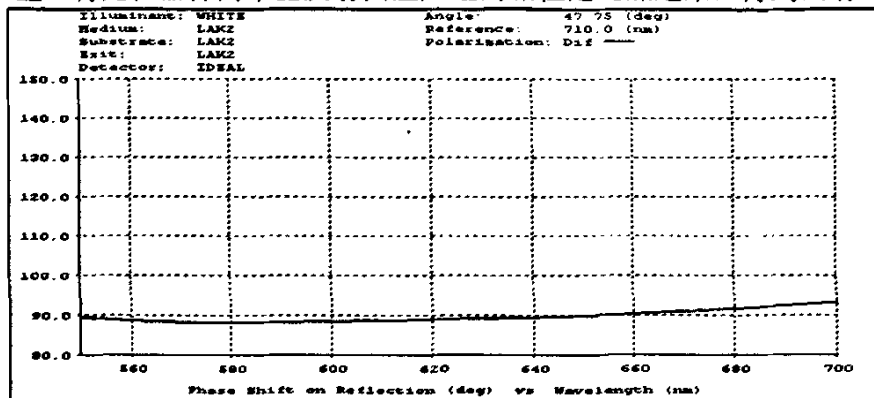


图 4-3-7 Lak<sub>2</sub> 玻璃菱体宽带 90 度相位延迟随波长的变化曲线

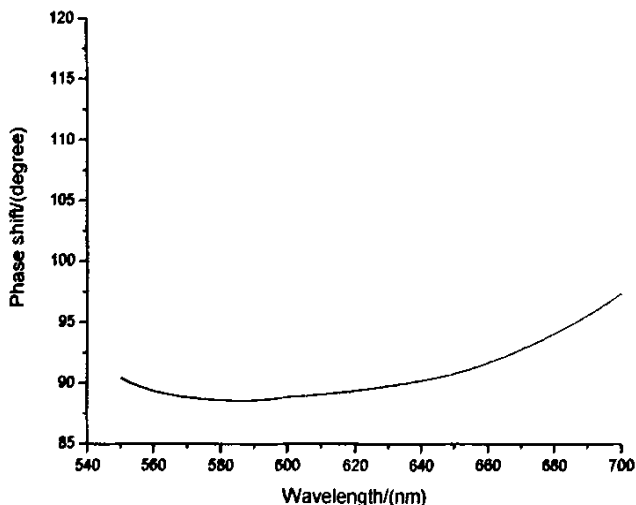


图 4-3-8 光线通过 Lak<sub>2</sub> 菱体后的相位延迟量随波长的理论变化关系曲线

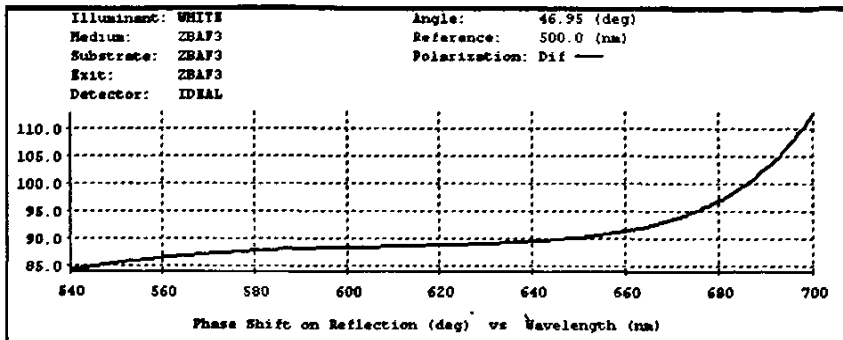


图 4-3-9 Zbaf<sub>3</sub> 玻璃菱体宽带 90 度相位延迟量随波长的变化曲线

(2) Zbaf<sub>3</sub> 菱体

对于以 Zbaf<sub>3</sub> 为基底的菱体，设计的膜系结构为  $G/g_1(\text{Al}_2\text{O}_3\text{SiO}_2)^3/A$ ，  
 监控波长为 533nm 时也能产生 0° 的相位延迟。当设计的膜系结构为

$G/g_1(\text{Mgo})^1 g_2(\text{TiO}_2)^2 g_3(\text{Mgo})^1 g_4(\text{TiO}_2)^1 g_5(\text{SiO}_2)^1/A$  时，能产生 90° 的相  
 位延迟，监控波长为 500nm，设计的理论曲线如图 4-3-9、4-3-10 所示。将  
 光在器件两个全反射面上产生的相位延迟加起来，得到出射光的相位延迟量  
 随波长的变化关系如图 4-3-11 所示。

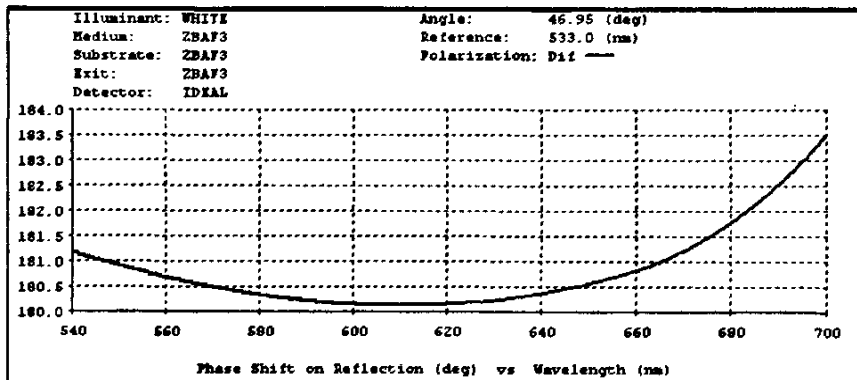


图 4-3-10 Zbaf<sub>3</sub>玻璃菱体宽带 0 度相位延迟随波长的变化曲线

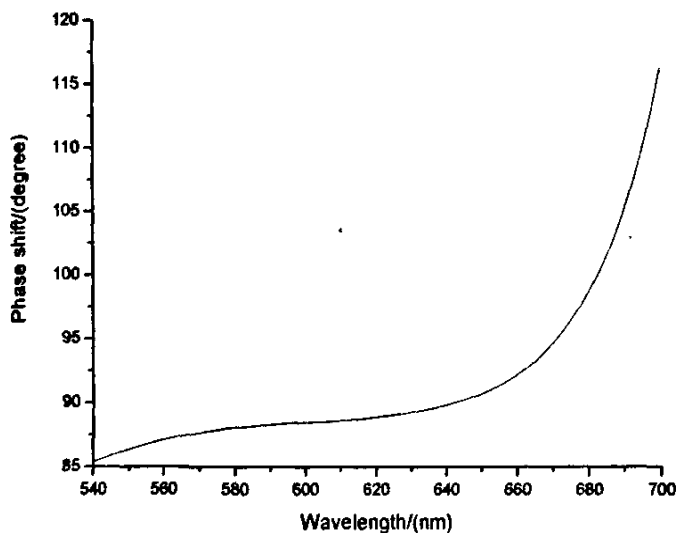


图 4-3-11 光线通过  $Zbaf_3$  菱体后总的相位延迟量随波长的理论变化关系曲线

## § 4.4 样品制备

本论文中所有样品的制备都是在 Alpha\_plus,ML\_EB900 型镀膜机(韩国制造)上完成的。该设备具有离子源辅助蒸镀功能,以增加成膜的致密性<sup>[37-39]</sup>;用美国 INFICON 公司的 IC/5 deposition controller 控制蒸发速率,保证蒸发速率的一致性;用气体流量计控制高纯氧(99.99%)的流量,保证真空度的相对稳定。膜厚控制有反射光和透射光两种控制方式<sup>[40-43]</sup>,本实验采用透射光控制方式。该系统由光源、单色仪、光电倍增管以及放大器等组成。样品的具体制备过程如下:

(1) 清洗基底: 基底放在丙酮中用超声波清洗,再用去离子水清洗。对镀膜表面用脱脂棉球蘸 2:1 酒精和乙醚混合液擦洗干净,在较亮灯光下仔细观察没有污痕后放入事先加工好的夹具中固定。

(2) 镀膜前的准备: 清理真空室—更换比较片—准备膜料—放基底—抽真空—加热基底—旋转工件架—预熔膜料,当达到要求的真空度时便可打开挡板蒸镀。

(3) 膜厚控制方法: 为了提高监控精度,我们适当加大了光电倍增管



表 4-3-1  $\text{LaK}_2$  玻璃菱体  $0^\circ$  膜系的制备条件

LaK <sub>2</sub> 玻璃基底 0° 膜系的制备			
样品编号	1	基底	LaK <sub>2</sub> 玻璃
膜系结构	$G/g_1(\text{Al}_2\text{O}_3)^3 \quad g_3(\text{SiO}_2)^3/A$		
中心波长	613 nm	控制波长	533nm
制备条件			
膜料	氧气流量 (SCCM)	真空度 $\times 10^{-5}$ (Torr)	蒸发速率 ( $\text{Å}/\text{S}$ )
$\text{Al}_2\text{O}_3$	20	4.5	5
MgO	20	5	3

表 4-3-2 Lak<sub>2</sub>玻璃菱体 90° 膜系的制备条件

Lak <sub>2</sub> 玻璃基底 90° 膜系的制备			
样品编号	1	基底	Lak <sub>2</sub> 玻璃
膜系结构	G/g <sub>1</sub> (MgO) <sup>5</sup> g <sub>2</sub> (TiO <sub>2</sub> ) <sup>1</sup> g <sub>3</sub> (MgO) <sup>1</sup> g <sub>4</sub> (TiO <sub>2</sub> ) <sup>1</sup> g <sub>5</sub> (SiO <sub>2</sub> ) <sup>1</sup> /A		
中心波长	620nm	控制波长	710nm
制备条件			
膜料	氧气流量 (SCCM)	真空度×10 <sup>-5</sup> (Torr)	蒸发速率 ( $\frac{\text{Å}}{\text{s}}$ )
MgO	20	4.5	5
TiO <sub>2</sub>	40	3.8	3
SiO <sub>2</sub>	20	3.5	5

表 4-3-3 Zbaf<sub>3</sub>玻璃菱体 0° 膜系的制备条件

Zbaf <sub>3</sub> 玻璃基底 0° 膜系的制备			
样品编号	2	基底	Zbaf <sub>3</sub> 玻璃
膜系结构	G/g <sub>1</sub> (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> MgO) <sup>3</sup> /A		
中心波长	613nm	控制波长	533nm
制备条件			
膜料	氧气流量 (SCCM)	真空度×10 <sup>-5</sup> (Torr)	蒸发速率( $\frac{\text{Å}}{\text{s}}$ )
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	20	4.5	5
MgO	20	5	3

表 4-3-4 Zbaf<sub>3</sub>玻璃菱体 90°膜系的制备条件

Zbaf <sub>3</sub> 玻璃基底 90°膜系的制备			
样品编号	2	基底	Zbaf <sub>3</sub> 玻璃
膜系结构	G/g <sub>1</sub> (Mgo) <sup>1</sup> g <sub>2</sub> (TiO <sub>2</sub> ) <sup>2</sup> g <sub>3</sub> (Mgo) <sup>1</sup> g <sub>4</sub> (TiO <sub>2</sub> ) <sup>1</sup> g <sub>5</sub> (SiO <sub>2</sub> ) <sup>1</sup> /A		
中心波长	620nm	控制波长	500nm
制备条件			
膜料	氧气流量 (SCCM)	真空度×10 <sup>-5</sup> (Torr)	蒸发速率 ( $\frac{\text{Å}}{\text{S}}$ )
MgO	20	4.5	5
TiO <sub>2</sub>	40	3.8	3
SiO <sub>2</sub>	20	3.5	5

## 第五章 样品的测试与其它设计

### § 5.1 试验光路及调整

样品的测试采用归一化测量方法<sup>[34]</sup>，测试光路如图 5-1-1 所示， $P_0$ 、 $P_1$  为线起偏器， $R_0$  为四分之一波片， $R_x$  为待测延迟器， $W$  为 Wollaston 棱镜。光源发出的光经  $P_0$ 、 $R_0$  后成为圆偏振光，再经  $P_1$  起偏，然后通过待测延迟器  $R_x$ ，经 Wollaston 棱镜出射两束光矢量振动方向正交的线偏振光，用两探测器同时接收这两个光强信号  $I_1$  和  $I_2$ 。光路调整（如图 5-1-2 所示）分以下几步进行：

1) 调整  $P_0$ 、 $P_2$  正交。先在起偏镜  $P_1$  后放置另一检偏镜  $P_2$ ，仔细调整  $P_1$ 、 $P_2$  成正交位置放置。

2) 调整待测延迟器  $R_x$  及  $P_1$ 、 $P_2$  的初始方位角。在两偏振器  $P_1$ 、 $P_2$  之间插入待测延迟器  $R_x$ ，同步旋转  $P_1$ 、 $P_2$  至重新消光，此时  $R_x$  的快轴（或慢轴）与  $P_1$  透光轴平行，与  $P_2$  透光轴垂直；然后在此基础上将  $P_1$ 、 $P_2$  一起同向转过  $45^\circ$ ，此时  $P_1$  透射光光矢量方向即定为 X 轴方向。

3) 调整分束器 Wollaston 的方位角。在检偏镜  $P_2$  后置入分束器  $W$ ，旋转  $W$  至一路完全消光，然后移走  $P_2$ ，这时 Wollaston 棱镜的一透射光光矢量方向与 X 轴平行，另一透射光光矢量方向则与 X 轴垂直。

光路被调整后，其初始位置即为  $\theta = 0^\circ$ ， $\beta = 0^\circ$ ，接下来便可改变  $\theta$  角（令  $\beta$  固定），测得参数  $I_N$ ，从而得到  $\delta$ 。

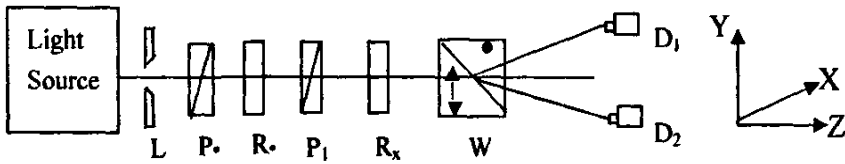


图 5-1-1 测量原理示意图。L 为光阑， $P_0$ 、 $P_1$  均为起偏器， $R_0$  为四分之一波片， $R_x$  为待测延迟器，W 为 Wollaston 棱镜分束器， $D_1$ 、 $D_2$  为两探测器

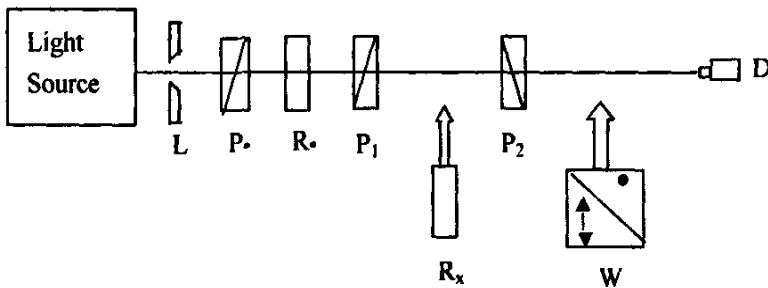


图 5-1-2 光路调整示意图。L 为光阑， $P_0$ 、 $P_1$  均为起偏器， $R_0$  为四分之一波片， $R_x$  为待测延迟器， $P_2$  为检偏器，W 为 Wollaston 棱镜分束器。

## § 5.2 测量结果

用波长为 633nm 的氦氖激光器和波长分别为 532nm 和 670nm 的半导体激光器测试样品的相位延迟量，由于相位延迟量会随温度的变化而发生变化，在测试过程中控制室温为 20°C，测试结果如表 5-1 所示。

从表中数据可以看出，测试结果表明样品符合设计要求，但是测试结果和设计值还有一些偏差，可能有以下几方面的原因：

1. 蒸镀条件的变化造成膜层折射率不均匀。

2. 膜厚控制误差使得膜厚产生误差,影响了膜系的光谱特性。

表 5-1 相位延迟量的设计和测量值

	532/nm	633/nm	670/nm
理论值(度)	90.679	89.880	90.145
测量值(度)	90.642	89.915	90.138
	90.635	89.912	90.136
	90.655	89.904	90.140

3. 膜层存在吸收或

散射损失以及测量时的误差。

### § 5.3 样品测量误差及定性分析

光学薄膜的性能受到多方面的影响。不同条件制备的薄膜其性能可能有较大差别,这些因素包括基底温度、真空度、蒸发速率、冷却时间等。测量系统的稳定性,噪声,光路的调节精度问题也会影响测试结果,本节给出了这些影响因素的定性分析。

1. 薄膜折射率误差:薄膜折射率受到蒸发工艺的影响。真空度和蒸发速率以及膜料的纯度、操作者的经验和电子枪工作时的速流等,均对薄膜折射率产生影响。而折射率的变化最终要影响膜系性能。

2. 棱镜抛光质量:棱镜抛光质量对光束的反射有很大影响,抛光质量低时会使漫反射增加,引起不必要的损失,同时降低膜层附着力。

3. 膜层厚度控制精确度:有的膜层对厚度非常敏感,厚度微小的变化会严重影响膜系的性能。膜层厚度的控制和镀膜机的稳定性,控制的方式,操作者的经验有很大的关系。

4. 薄膜的微观结构:电镜分析知道薄膜的结构是柱状的,中间有微小孔隙,因此薄膜暴露在空气中时要吸收水汽,从而影响膜层折射率,最终影响膜系的光谱特性。

5. 膜层粗糙及微弱的吸收会增加散射损失,从而降低透过率。

在测试过程中,所建立的实验系统,有以下几个因素要影响测量的精

度，在测量中要采取相应的措施。

1. 激光光源的稳定性，对于 670nm 半导体激光器，其输出光强在开机时不稳定，因此将其预热 10min 以上以减小输出功率的波动。

2. 入射光线的非准直，实验时要精确调节入射角度使光线垂直入射到菱体的表面上。

3. 在试验过程中，要转  $P_1$ ，改变角度  $\theta$  来读取光强值。精确读出  $\theta$  的值，能减少试验误差。

## §5.4 其它设计

### § 5.4.1 $\lambda/2$ 相位延迟器的设计

通过在菱体表面蒸镀光学介质膜的方法可以得到其它类型的相位延迟器。对于以  $Z\text{bnF}_3$  为基底的菱体，通过在菱体的两个全反射面蒸镀相同膜系或者不同膜系的方法均可以得到满足题意的  $\lambda/2$  的相位延迟器。我们这里采用相同膜系的设计方法，设计的膜系结构为

$G/g_1(\text{MgO})^1g_2(\text{TiO}_2)^1g_3(\text{MgO})^1g_4(\text{TiO}_2)^1g_5(\text{SiO}_2)^1/A$ 。采用的监控波长为 500nm，得到的理论设计曲线如图 5-4-1 所示。从图上可以看出，对于 650nm 的中心波长，通过合理设计可以得到 60nm 的带宽。

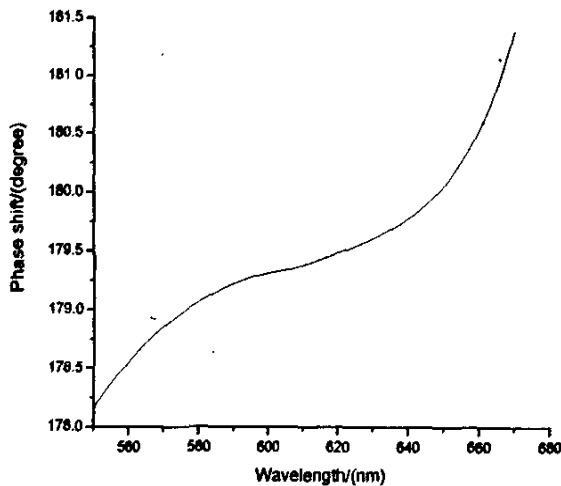


图 5-4-1  $Z\text{bnF}_3$  玻璃菱体  $\lambda/2$  相位延迟器的延迟量随波长的变化关系

### § 5.4.2 $3\lambda/4$ 相位延迟器的设计

对于以  $\text{LaK}_2$  玻璃为基底的菱体, 要得到  $3\lambda/4$  的相位延迟器, 我们通过设计使菱体的一个镀膜全反射面在中心波长处产生  $180^\circ$  的相位延迟, 另一个镀膜全反射面在中心波长处产生  $90^\circ$  的相位延迟。当采用  $G/g_1(\text{Al}_2\text{O}_3)^4 g_2(\text{MgO})^1 g_3(\text{ZrO}_2)^1 g_4(\text{SiO}_2)^1/A$  的膜系结构, 监控波长为  $750\text{nm}$  时, 能产生  $180^\circ$  的相位延迟。当用  $710\text{nm}$  的波长监控并采用  $G/g_1(\text{MgO})^5 g_2(\text{TiO}_2)^1 g_3(\text{MgO})^1 g_4(\text{TiO}_2)^1 g_5(\text{SiO}_2)^1/A$  这个膜系结构时, 反射光能产生  $90^\circ$  的相位延迟。通过设计得到的光线通过菱体后的相位延迟量随波长的变化关系如下图 5-4-2 所示。从图上可以看出对于  $560\text{nm}$  的中心波长, 我们能得到将近  $30\text{nm}$  带宽比较理想的相位延迟量, 但带宽太窄。

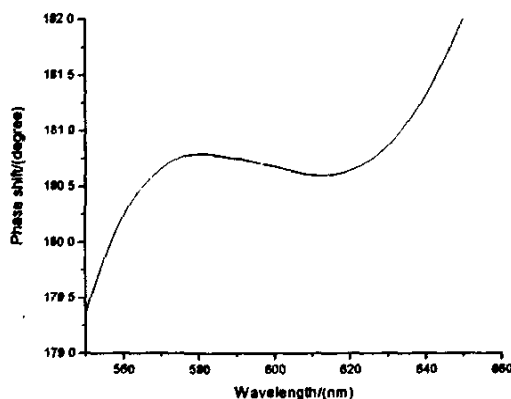


图 5-4-2  $\text{LaK}_2$  玻璃菱体  $3\lambda/4$  相位延迟器的延迟量随波长的变化关系

通过设计发现, 当采用  $G/g_1(\text{MgO})^5 g_2(\text{MgO TiO}_2)^2 g_3(\text{SiO}_2)^2/A$  膜系结构, 用  $650\text{nm}$  的波长

监控时, 光线通过菱体的一个全反射面在中心波长处能产生  $125^\circ$  的相位延迟; 当膜系结构为  $G/g_1(\text{MgO})^3 g_2(\text{MgO TiO}_2)^4 g_3(\text{SiO}_2)^3/A$ , 监控波长为  $530\text{nm}$  时, 光线通过菱体的一个全反射面在中心波长处能产生  $145^\circ$  的相位延迟。

光线通过菱体后产生的相位延迟量随波长的变化关系如下图 5-4-3 所示。从图上可以看出, 当采用这种膜系结构时, 我们在中心波长  $650\text{nm}$  附近能得到将近  $80\text{nm}$  的带宽范围。

### § 5.4.3 需要说明的一些问题



通过前面的分析和设计我们可以看出,一般情况下我们是通过在菱体的全反射面蒸镀多层光学介质膜的方法来得到满足题意的相位延迟量,能否通过蒸镀单层全反射膜达到需要的相位延迟量呢?我们这里对以  $\text{LaK}_2$  玻璃为基底的菱体进行举例分析。由 3.1.14 计算可以看出,对于给定的菱体,要使光线通过菱体能在中心波长处产生  $90^\circ$  的相位延迟,我

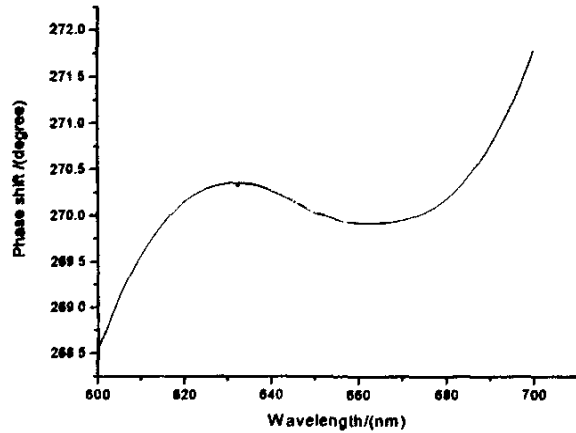


图 5-4-3  $\text{LaK}_2$  玻璃菱体  $3\lambda/4$  相位延迟器的

延迟量随波长的变化关系

们可以在器件的两个全反射面镀上单层的光学介质膜,膜料的折射率应在 1.518 左右。一般情况下,常用磨料的折射率没有与之匹配的,所以目前还无法通过蒸镀单层膜来得到满足题意的单点相位延迟器。

通过在菱体的全反射面镀上单层光学介质膜的方法来得到满足题意的相位延迟量,这种方法受膜料折射率的限制。我们通过膜系设计可以在器件的全反射面镀上一种膜料,通过控制厚度的方法得到满足题意的相位延迟量,这种方法不受膜料折射率的限制。在进行设计时,一般情况下首先要假定膜料的折射率在蒸镀过程中是稳定不变的,我们只需要通过晶控控制膜层的厚度即可,厚度的数量级要精确到  $0.1\text{nm}$  才能得到满足要求的相位延迟量。实际上,在镀膜过程中,膜料的折射率受许多因素的影响,要出现偏差,不是一个定值;其次,对于膜后的监控,要达到  $0.1\text{nm}$  的精确度很困难。所以这种方法,理论上是可行的,实际的操作存在一定的困难。以后随着薄膜技术的发展,这种方法有可能容易实现。

## 全文总结

查阅文献资料得知,当前国内得到全反射介质膜的方法,通常是在器件表面镀上几十甚至上百层介质膜或者先在器件表面预镀一层金属膜然后再在金属上面镀介质膜。当在器件表面镀多层介质膜时,膜层反射相移随波长的变化就愈快,并且能得到的高反射区也会降低。而第二种方法,制备工艺较复杂。

本论文从全反射相变公式出发,通过合理设计器件的结构角,对于任意给定的材料,均可以通过膜系设计软件,灵活得到需要的相位延迟量。本论文的创新点如下:

1.通过分光光度计测试玻璃的透射率,并通过膜系设计软件修正了玻璃的实际折射率。

2.进行了详细的理论分析和数学推导,得出了对于  $\text{LaK}_2$  和  $\text{ZbaF}_3$  玻璃的镀膜菱体型相位延迟器件的结构角。

3.运用膜系设计软件对菱体进行膜系设计,对于以  $\text{LaK}_2$  和  $\text{ZbaF}_3$  两种玻璃为基体的菱体,分别得到了全光学介质的宽带  $\lambda/4$  消色差相位延迟器和单点的  $\lambda/4$  消色差相位延迟器。

4.同样对于以  $\text{LaK}_2$  和  $\text{ZbaF}_3$  两种玻璃为基体的菱体,设计得到了  $\lambda/2$  和  $3\lambda/4$  的宽带消色差相位延迟器。

## [参考文献]

- [1] 梁铨廷主编. 物理光学[M]. 北京: 机械工业出版社, 1980.
- [2] 金国藩, 李景镇主编. 激光测量学[M]. 北京: 科学出版社, 1998.
- [3] 李国华主编. 光学[M]. 济南: 山东教育出版社, 1990.
- [4] 尹树百. 薄膜光学——理论与实践[M]. 北京: 科学出版社, 1987.
- [5] 唐晋发, 郑权. 应用薄膜光学[M]. 上海: 上海科学技术出版社, 1980.
- [6] C.A.Spindt, I.Brodie, L.Humphrey, and E.R.Westerberg. Physical properties of thin-film field emission cathodes with molybdenum cones [J]. Journal of Applied Physics, 1976, 47(12): 5248-5263.
- [7] P. F. Carcia, A. D. Meinhardt, and A. Suna. Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co thin film layered structures[J]. Applied Physics Letters. 1985, 47(2): 178-180.
- [8] 齐红基, 洪瑞金, 贺红波, 邵建达, 范正修. 双折射消偏振薄膜设计[J]. 中国科学E辑 工程科学 材料科学, 2005, 35(1): 9-16.
- [9] 孔伟金, 吴福全, 王吉明. 薄膜偏振分光镜的研究[J]. 应用光学, 2003, 24(4): 17-19.
- [10] 毕军, 黄建兵, 占美琼, 张伟丽, 易葵. 电子束蒸发制备平板偏振膜激光损伤特性研究[J]. 中国激光, 2006, 33(6): 837-841.
- [11] 李景镇, 苏世学, 赵俊民等. 光学手册[M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1985.
- [12] 王兴华, 薛亦渝, 赵利, 张幼陵. 新型光学薄膜研究及发展现状[J]. 武汉理工大学学报, 2002, 24(2): 21~23.
- [13] 范正修, 胡海洋, 范瑞瑛. 高强度激光薄膜的研制[J]. 强激光与粒子束, 1999, 11(2): 195~200.
- [14] 袁一方, 陈桂莲, 陈报雪, 等. 光学薄膜技术在光通信技术中的应用[J]. 光学仪器, 2001, 23(5): 110~113.
- [15] 刘梦夏, 强西林. 光学薄膜膜系设计方法及发展趋势[J]. 西安工业学院学报[J], 2000, 20(3): 194~199.

- [16] M. 波恩, E. 沃而夫. 光学原理(上册) [M]. 北京: 科学出版社, 1978.
- [17] 唐晋发, 顾培夫. 薄膜光学与技术[M]. 北京: 机械工业出版社, 1989.
- [18] 光学薄膜编写组. 光学薄膜[M]. 上海: 上海人民出版社, 1976.
- [19] 周九林, 尹树百 译. 光学薄膜技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 1974.
- [20] 林永昌, 卢维强. 光学薄膜原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 1990.
- [21] 王希权. 可见光区高增透膜的理论计算[J]. 应用光学, 2000, 21(3): 47 ~ 49.
- [22] Wilford N. Hansen. Optical characterization of thin films: Theory[J]. JOURNAL OF THE OPTICAL SOCIETY OF AMERICA, 1973, 63(7): 793 ~ 801.
- [23] Melvin C. Ohmer. Design of three-layer equivalent films[J]. J. Opt. Soc. Am, 1978, 68(1): 137 ~ 139.
- [24] 顾培夫. 薄膜技术[M]. 杭州: 浙江大学出版社, 1990.
- [25] 徐晓峰, 赵文杰, 范滨, 张凤山. 利用 Rugate 膜系实现宽角度减反射膜的设计[J]. 光子学报, 2003, 32(11): 1382 ~ 1384.
- [26] W.H. Southwell. Gradient-index antireflection coatings[J]. Applied Optics, 1983, 8(11): 584 ~ 586.
- [27] C. Grezes-bessel, F. Chazallet, G. Albrand, and E. Pelletier. Synthesis and research of the optimum conditions for the optical monitoring of non-quarter-wave multilayers[J]. Applied Optics, 1993, 32(28): 5612 ~ 5618.
- [28] Sven Laux, Nobert Kaiser, etc. Broad-band antireflection coatings deposited with ion-assisted evaporation[R]. Part of the EUROPTO Conference on Advances in Optical Interference Coatings, Berlin, Germany, SPIE, 1999, 3738: 76 ~ 80.
- [29] 王英剑, 王靖, 宋永香等. 白宝石窗口增透膜的研究[J]. 中国激光, 2001, 28(8): 765 ~ 768.
- [30] 颜鹰, 王聪, 李晓平, 史铁林. 受抑全内反射的偏振分光器[J]. 红外与激光工程, 2005, 34(4): 406-409.
- [31] 王琛, 袁景和, 王桂英, 徐至展. 入射的偏振特性对全内反射荧光显微镜中

- 荧光激发的影响[J]. 物理学报,2003, 52(12):3014-3019.
- [32] 李刚, 孙连春. 薄膜位相延迟器的研究[J]. 光学仪器, 2004, 26(2):60-63.
- [33] 王霞, 魏玉花, 吴福全. 斜入射消色差相位延迟器的优化设计[J]. 激光技术, 2001, 25(6):409-411.
- [34] 赵秋玲, 吴福全. 光相位延迟量的归一化偏振调制测量[J]. 光学学报, 2002, 22(3):360-363.
- [35] 黄建兵, 张大伟, 张东平, 王英建, 邵建达, 范政修. 反射式相位延迟器的性能研究[J]. 中国激光, 2005, 32(6):761-764.
- [36] 黄建兵, 王英建, 方明, 洪瑞金, 邵建达, 范正修. 90°反射式相位延迟器的设计[J]. 光学学报, 2004, 24(9):1169-1172.
- [37] 杨本祺, 许绍基, 金林法, 章宏芬, 金洪厚. 光学薄膜的宽带膜厚监控装置[J]. 光学学报, 1987, 7(7):612-617.
- [38] 席仕伟, 何锦涛. 离子束增强沉积技术[J]. 原子能科学技术, 2002, 36(4/5):458-461.
- [39] 况园珠, 郑保民, 李安杰. 光学镀膜用大束密均匀区离子源[J]. 光学仪器, 2001, 23(5/6):53-57.
- [40] 孔伟金, 吴福全, 郝殿中, 王吉明. 极值法膜厚控制的误差分析及其改进设计[J]. 光学技术, 2003, 29(16):696-699.
- [41] 尚小燕, 韩军, 孔英秀. 光谱测量在宽带膜厚监控系统中的应用[J]. 西安工业学院学报, 2006, 26(1):25-28.
- [42] R.M.A.阿查姆 N.M 马夏拉. 椭圆偏振测量术和偏振光[M]. 科学出版社, 1986.
- [43] 缪毅强, 毛书正, 罗琦琨. 宽带增透膜反射光谱的理论及实测偏差的修正[J]. 红外与毫米波学报, 2001, 20(6):429-433.

## 致 谢

本论文从课题的选取，器件的设计，材料的配备，测试系统的建立，实验的开展，到论文的修改、定稿，均是在导师吴福全教授悉心指导下完成的。三年来得到了吴老师孜孜不倦的教诲；在此向吴老师在我的论文工作和日常生活、学习中所付出的大量心血和帮助表示衷心的感谢！

所长李国华教授在本论文的工作中给予了大量的指导和经费上的支持，感谢李老师三年来对我的关心和教诲。本样品的制作过程都是和郝殿中老师一起完成的，感谢郝老师的无私帮助。宋连科教授、彭捍东老师、张霞老师在论文工作中给予了大量的支持和关心，所里的工人师傅们提供了加工技术方面的指导，在此向他们表示深深的谢意。

三年的学习生活中，始终得到了同窗毕佳、倪志波、张旭、郑萌萌、孔超、李国梁、王静、刘云安、周文平、穆廷魁帮助和鼓励，所里其它师弟、师妹也给予了无私的帮助，在此表示深深的感谢！

最后衷心感谢我的父母对我的辛勤培养，正是他们对我的殷切希望成为我不断前进的动力。