

磁光材料和磁光器件

刘湘林
刘公强 编著
金绶更

北京科学技术出版社

磁光材料和磁光器件

刘湘林 刘公强 金绶更 编著



北京科学技术出版社

新平知學
PDG

337831



磁光材料和磁光器件

刘湘林 刘公强 金绥更 编著

*

北京科学技术出版社出版

(北京西直门外大街10号)

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

北京顺义牛栏山印刷厂印刷

*

787×1092毫米 32开本 7.5印张 159千字

1990年1月第一版 1990年1月第一次印刷

印数1—1500册

ISBN 7-5304-0502-0/T·102 定价: 3.50元

新华书店
PDG

内 容 提 要

磁光材料和器件是一类新型的光信息功能材料和器件，在激光、光电子学、光纤通讯、光计算机、光信息存储、激光陀螺等尖端技术以及固体物理基础研究中有着广泛的应用。本书介绍磁光材料的物理性能、测试、生长工艺和应用，反映磁光材料和器件方面近年来的新进展。

全书分4章，首先扼要阐述磁光效应；接着介绍磁光材料，包括石榴石单晶和薄膜、稀土—过渡金属非晶薄膜、锰铋型金属间化合物，热压尖晶石、磁光玻璃等；较详细介绍各种磁光器件的工作原理和近年来的新进展；最后概述一些磁光性能的测试。

本书可供从事固体物理、磁学、光学和磁光材料及器件方面工作的科技人员，工人以及高等院校有关专业的师生参考。

前 言

在磁场的作用下，物质的电磁特性（如磁导率、介电常数、磁化强度、磁畴结构、磁化方向等）会发生变化，因而使通过它的光的传输特性（如偏振状态、光强、相位、频率、传输方向等）也随之发生变化。光在磁场作用下通过这些物质时传输特性的变化称为磁光效应。

磁光材料是指在紫外到红外波段具有磁光效应的光信息功能材料，利用这类材料的磁光特性以及光、电、磁的相互作用和转换，可构成具有光调制、光隔离、光开关、光偏转、光信息处理、光显示、光录像、光存储、光复制、光偏频以及其它光电磁转换功能的磁光器件。磁光材料及其应用不仅有力地推动了磁光效应的研究，而且促进了激光、光电子学、光通讯、计算、记录、信息和激光陀螺等新技术的发展，从而日益引起人们的重视。

早在1845年法拉第（Faraday）首先发现了平面偏振光通过沿光传输方向磁化的介质时，偏振面产生旋转的现象，后来人们称之为法拉第效应，这就是人类历史上最早发现的一种磁光效应。随后相继发现了克尔（Kerr）效应（1876年），塞曼（Zeeman）效应（1897年），瓦格特（Voigt）效应及科顿-穆顿（Cotton-Mouton）效应（1907年）等。研究最多、应用最广的是法拉第效应，其次是克尔效应。1845至1960年期间，人们对磁光效应的研究，仅限于现象的发现、实验数据的积累及理论的建立和发展。直到60年代初，由于激光的诞生以及后来光电子学领域的开拓，许多新

型磁光材料和器件应运而生，使磁光效应的研究进入空前发展时期，并在许多新技术领域获得了日益广泛的应用，从而一门新兴分支学科——磁光学科（包括磁光效应、磁光理论、磁光材料、磁光测量、磁光器件、磁光光谱学等）基本形成了。

利用材料的磁光特性，通过偏光显微镜可以直接观察磁畴，研究磁畴结构与材料磁性的关系，以及磁畴与缺陷的相互作用，从而发现新的磁性材料和器件。人们熟悉的磁泡存储器，就是在磁泡畴研究的基础上发展起来，并成为当代一种有竞争力的大容量、非挥发、全固态型存储系统。通过磁光材料还可以作基础研究，探索物质结构和能谱的关系，推动磁光谱学的发展；利用磁光效应观察磁畴结构、磁共振模式，各种磁光谱线，测定若干磁参量（如磁化强度、磁各向异性，磁滞回线，磁导率，磁光常数，畴壁能、畴壁迁移率矫顽力等）和其它参量（如电流强度、电阻率、介电常数、磁转变温度、缺陷、相变动力学过程等），为基础研究提供大量有价值的信息。随着各种磁光器件可直接用于许多尖端技术，又促进磁光效应的深入研究，两者相互影响，相得益彰。

基于磁光材料及器件的迅速发展及其对“四化”建设的重要意义，我们编著《磁光材料和磁光器件》一书，旨在普及磁光知识，反映磁光材料及器件近年来的新进展，以提供从事固体物理、磁学、光学和磁光材料及器件方面工作的科技人员、工人以及高等院校有关专业师生参考。

全书分四章，第一章扼要阐述磁光效应，第二章介绍磁光材料，第三章介绍磁光器件，最后一章概述一些磁光性能的测试。

沈德芳、阮元绩、王洪祥、朱正中同志参加了本书的部

分编写工作；不少同志对本书提出许多宝贵意见，在此深表感谢。

由于作者水平有限，书中缺点、错误实在难免，敬请读者批评指正。

编著者

1987年10月于上海

目 录

第一章 磁光效应	(1)
§ 1-1 引言	(1)
§ 1-2 光和磁的一些概念	(1)
1-2-1 光的偏振	(1)
1-2-2 磁畴和磁化	(4)
§ 1-3 磁光效应的经典理论及分类	(8)
1-3-1 法拉第效应和磁圆振二向色性	(8)
1-3-2 磁线振双折射和磁线振二向色性	(21)
1-3-3 克尔效应	(23)
1-3-4 塞曼效应	(26)
1-3-5 磁激发光散射	(28)
第二章 磁光材料	(30)
§ 2-1 引言	(30)
§ 2-2 石榴石单晶	(32)
2-2-1 晶体结构和元素替代	(32)
2-2-2 石榴石单晶的生长	(39)
2-2-3 石榴石单晶的磁光性能	(42)
§ 2-3 石榴石单晶薄膜	(47)
2-3-1 石榴石单晶薄膜的制备	(47)
2-3-2 液相外延生长实例	(49)
2-3-3 石榴石单晶薄膜的磁光性能	(55)
§ 2-4 稀土过渡族金属非晶薄膜	(59)
2-4-1 非晶磁性材料概述	(59)
2-4-2 稀土过渡族金属非晶薄膜的制备	(61)

2—4—3	稀土过渡族金属非晶薄膜的磁性能	(64)
2—4—4	稀土过渡族金属非晶薄膜的磁光和霍耳效应	(66)
§ 2—5	锰铋型合金薄膜	(68)
2—5—1	引言	(68)
2—5—2	MnBi薄膜制备工艺和性能的关系	(68)
2—5—3	MnBi薄膜的磁光性能	(72)
2—5—4	三元MnBi型合金薄膜	(76)
§ 2—6	尖晶石型硫属化合物	(81)
2—6—1	尖晶石硫属化合物的制备	(81)
2—6—2	制备工艺对材料的影响	(82)
2—6—3	尖晶石型硫属化合物的磁光性能	(85)
§ 2—7	磁光玻璃	(87)
§ 2—8	其它磁光材料	(91)
2—8—1	EuX型化合物	(91)
2—8—2	CrY ₃ 型化合物	(92)
2—8—3	MF ₃ 型化合物	(92)
2—8—4	AMF ₃ 型化合物	(94)
2—8—5	FeBO ₃	(94)
2—8—6	RFeO ₃ 型化合物	(94)
2—8—7	Eu ₂ SiO ₄	(95)
2—8—8	Na ₅ M ₃ F ₁₄ 型化合物	(95)
2—8—9	铁磁玻璃	(95)
第三章	磁光器件	(96)
§ 3—1	引言	(96)
§ 3—2	磁光调制器	(98)
3—2—1	工作原理	(98)
3—2—2	石榴石单晶薄膜磁光调制器	(100)
3—2—3	钇铁石榴石单晶磁光调制器	(103)

3—2—4 玻璃磁光调制器	(111)
§ 3—3 磁光隔离器和磁光开关	(115)
3—3—1 工作原理	(115)
3—3—2 YIG磁光隔离器	(113)
3—3—3 其他磁光隔离器	(117)
§ 3—4 磁光环行器	(118)
3—4—1 偏振无关光环行器的产生	(118)
3—4—2 偏振棱镜的原理和结构	(119)
3—4—3 光环行器的结构和原理	(121)
3—4—4 光环行器的特性	(121)
3—4—5 激光稳定试验	(123)
§ 3—5 薄膜波导磁光调制器	(125)
3—5—1 磁光调制的模式耦合理论	(125)
3—5—2 蛇形线路式磁光波导开关和调制器	(129)
3—5—3 周期结构式磁光波导开关和调制器	(132)
3—5—4 磁性交替相位光栅式耦合器—调制器	(134)
§ 3—6 薄膜波导非互易磁光器件	(135)
3—6—1 非互易模式转换理论	(135)
3—6—2 磁光波导隔离器	(137)
3—6—3 双外延石榴石波导隔离器	(138)
3—6—4 磁光薄膜波导回转器	(140)
3—6—5 磁光波导环行器	(140)
§ 3—7 磁光电流测试仪	(141)
3—7—1 应用背景和工作原理	(141)
3—7—2 光路结构和检测方法	(143)
3—7—3 线路设计、补偿和匹配	(144)
3—7—4 光纤传输磁光电流测试仪	(148)
§ 3—8 磁光偏频激光陀螺	(151)
3—8—1 激光陀螺的发展概况	(151)

3—8—2	工作原理和磁光偏频	(152)
3—8—3	磁光在激光陀螺中的应用	(155)
3—8—4	磁光偏频材料	(157)
3—8—2	多层的介电—磁镜	(159)
§ 3—9	磁光存储	(163)
3—9—1	磁光存储的发展	(163)
3—9—2	磁光记录原理	(165)
3—9—3	磁光存储材料	(167)
3—9—4	多通道磁光存储器	(171)
3—9—5	磁光光盘存储系统	(175)
3—9—6	磁光全息存储	(176)
§ 3—10	磁光显示器	(178)
§ 3—11	磁光偏转器	(180)
§ 3—12	其他磁光器件及其应用	(184)
3—12—1	磁光复制	(184)
3—12—2	磁光信息处理机	(187)
3—12—3	磁光非接触印刷机	(189)
3—12—4	磁光录像机	(191)
3—12—5	磁光读出头	(191)
第四章	磁光效应的测量	(193)
§ 4—1	预备知识	(193)
§ 4—2	法拉第旋转和椭圆率 (磁圆双折射和二向色性) 的测量	(195)
§ 4—3	磁线振双折射及二向色性的测量	(204)
§ 4—4	克尔效应的测量	(205)
4—4—1	用椭偏仪测量普通光学常数	(207)
4—4—2	用椭偏仪测量横向克尔效应	(210)
4—4—3	纵向克尔效应的测量	(214)
4—4—4	极向克尔效应的测量	(221)

第一章 磁光效应

§ 1-1 引言

有些物质，如顺磁性、铁磁性、反铁磁性和亚铁磁性物质的内部，具有原子或离子磁矩。这些具有固有磁矩的物质在外磁场的作用下，电磁特性会发生变化，因而使光波在其内部的传输特性也发生变化，这种现象称为磁光效应。

有些物质，如逆磁性物质内部，没有固有的原子或离子磁矩，但这种物质处于外磁场中时，将使其内部的电子轨道产生附加的拉莫进动。这一进动具有相应的角动量和相应的磁矩，从而亦能使光波在其内部传播的特性发生变化，但这种物质产生的磁光效应远较铁磁性和亚铁磁性物质的微弱。

磁光效应，包括法拉第效应、克尔效应、磁线振双折射（科顿—穆顿效应和瓦格特效应）、磁圆振二向色性、磁线振二向色性，塞曼效应和磁激发光散射等，其中最为人们所熟悉，而且亦最有用的是法拉第效应。

为讨论磁光效应的需要，本章将首先概述一些光和磁的基本概念：如光的偏振、磁畴和磁化等，随后将对各种磁光效应分别加以较为详细的叙述。

§ 1-2 光和磁的一些概念

1-2-1 光的偏振

设一单色平面光波沿 Z 方向传播，根据光的横波性，可

将其电矢量 \vec{E} 写成:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_{ox} \cos(\varphi_x - \omega t) \\ E_y &= E_{oy} \cos(\varphi_y - \omega t) \\ E_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

消去 (1-1) 式中的 t , 整理得:

$$\left(\frac{E_x}{E_{ox}} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{oy}} \right)^2 - 2 \times \frac{E_x}{E_{ox}} \times \frac{E_y}{E_{oy}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (1-2)$$

式中 $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ 。(1-2) 式为一椭圆方程, 这表明 (1-1) 式所描写的是一个椭圆偏振光。当

$$\begin{aligned} E_{ox} &= E_{oy} = A \\ \varphi &= m \cdot (\pi/2) \quad m = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots \end{aligned}$$

时, (1-2) 式变成:

$$E_x^2 + E_y^2 = A^2 \quad (1-3)$$

(1-3) 式代表半径为 A 的圆, 这种光波称为圆偏振光。圆偏振光有右旋圆偏振光和左旋圆偏振光两种, 其“旋向”由 φ 的变化, 而不是由 ωt 或 φ_x 的变化来确定。当

$$\varphi = -\frac{\pi}{2} + 2n\pi \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

时, 由 (1-1) 式得

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A \cdot \cos(\varphi_x - \omega t) \\ E_y &= A \cdot \cos(\varphi + \varphi_x - \omega t) \\ &= A \cdot \sin(\varphi_x - \omega t) \end{aligned} \right\} \quad (1-4)$$

为一右旋圆偏振光。当

$$\varphi = \frac{\pi}{2} + 2n\pi \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

时, 由 (1-1) 式得:

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A \cdot \cos(\varphi_x - \omega t) \\ E_y &= -A \cdot \sin(\varphi_x - \omega t) \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

为一左旋圆偏振光。当

$$\varphi = n\pi \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

时, (1-2) 式变为

$$\frac{E_y}{E_x} = (-1)^n \frac{E_{oy}}{E_{ox}} \quad (1-6)$$

(1-6) 式为一直线方程, 对应的光波称为平面偏振光, 或称为线偏振光。如果电矢量的偏振方向平行于X轴, 这就是TM(transverse magnetic)波 ($E_y = 0$); 电矢量的偏振方向平行于Y轴, 这就是TE(transverse electric)波 ($E_x = 0$)。

鉴于 $e^{i\alpha} = \cos\alpha + i\sin\alpha$, $\cos\alpha = R_e e^{i\alpha}$, 光波可用复数来表示。如 $E_x = E_{ox} \cos(\varphi_x - \omega t)$ 可表示为 $E_x = E_{ox} e^{i(\varphi_x - \omega t)}$ 只需注意的是, 其中的实数部分才是原来的波的形式。我们将 (1-1) 式改写成

$$\begin{aligned} E_x &= R_e E_{ox} e^{i(\varphi_x - \omega t)} \\ E_y &= R_e E_{oy} e^{i(\varphi_y - \omega t)} \\ &= R_e E_{oy} e^{i\varphi} e^{i(\varphi_x - \omega t)} \end{aligned}$$

当用复数表示时, 则可写成

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{E_{oy}}{E_{ox}} e^{i\varphi} \quad (1-7)$$

为一椭圆偏振光。当

$$\varphi = -\frac{\pi}{2} + 2n\pi \quad E_{ox} = E_{oy} = A \text{ 时 (1-7) 式变为}$$

$$\frac{E_y}{E_x} = -i \quad (1-8)$$

为一右旋圆偏振光。当 $\varphi = \frac{\pi}{2} + 2n\pi$, 且 $E_{ox} = E_{oy} = A$ 时,

(1-7) 式变为

$$\frac{E_y}{E_x} = i \quad (1-9)$$

为一左旋圆偏振光。当 $\varphi = n\pi$ 时, (1-7) 式变为

$$\frac{E_y}{E_x} = (-1)^n \frac{E_{oy}}{E_{ox}} \quad (1-10)$$

为一线偏振光

1—2—2 磁畴和磁化

物质由原子、分子、离子组成,有些原子或离子,如 Fe、Co、Ni、 Fe^{2+} 、 Fe^{3+} 、 Tb^{3+} 、 Sm^{3+} 、 Pr^{3+} 等具有一定大小的磁矩,由这些磁性原子、离子组成的合金和化合物,通常具有很强的磁性。具有强磁性的物质称为磁性物质。

人们发现,在磁性物质内部,有许许多多小区域。在每一个小区域内,由于原子或离子之间具有很强的电的和磁的相互作用,所有的原子或离子磁矩都互相平行、整齐地排列起来,我们称这种小区域为磁畴。因为各磁畴的磁矩方向是不相同的,因此对外作用互相抵消,宏观上并不显示出磁性(图 1-1a)。若沿物体的某一方向施加一个不大的磁场,物体内的各磁畴磁矩会从各个不同的方向,转到磁场方向或接近磁场方向,因而在磁场方向存在磁矩的联合分量,这样对外就显示出磁性(图 1-1b),这时我们称物体被外磁场磁化了。单位体积内各个磁畴磁矩的矢量和叫做磁化强度矢量,用 M 表示。当施加的外加磁场足够大,以致所有的磁畴磁矩都沿外磁场方向排列(此时磁畴消失了,如图 1-1c 所示),再增加外磁场也不能增强磁化,这时我们就说物体磁化达到饱和了, $M \rightarrow M_s$, M_s 称为饱和磁化强度。

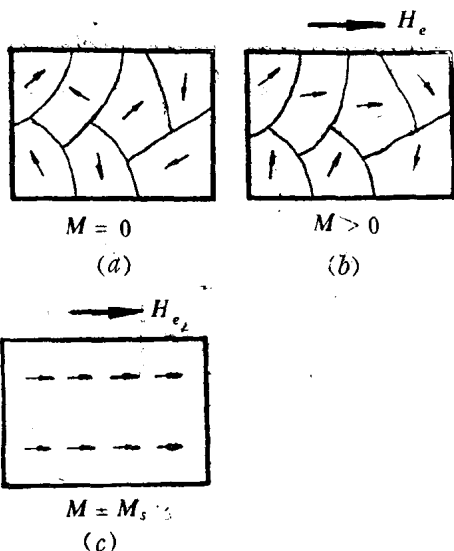


图1-1 物体在磁场中磁化

外加磁场的方向不同，有些物体沿不同方向磁化的情形是不同的，我们称这种现象为磁性的各向异性。这主要是由下列三种因素造成的。

(1) 结构上的各向异性 在晶体中，原子的排列是有规则的，在各个方向上排列的状况是不相同的。如在简单立方晶体中，沿 $[100]$ 方向的原子排列比较紧密，而沿 $[111]$ 方向的原子排列就比较稀疏。又如在两种以上原子构成的晶体中，在某一方向排成直线的是同一种原子，在另一方向排成直线的是两种以上的原子。这些状况属于结构上的各向异性。由于结构上的各向异性，磁性晶体磁化时，在磁性上亦会表现出各向异性，这种现象称为磁晶各向异性。

例如，铁单晶属立方晶系（图 1-2）。在 $[100]$ 方向加不大的磁场，磁化就会达到饱和，在 $[110]$ 方向加同样大小的磁场，磁化就不如 $[100]$ 方向强，而在 $[111]$ 方向，磁化

则更弱了。我们把最容易磁化的方向称为易磁化方向，如铁单晶中的 $[100]$ 方向；最难磁化的方向称为难磁化方向，如铁单晶中的 $[111]$ 方向

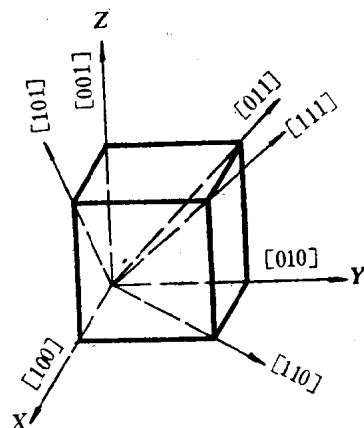


图 1-2 立方晶体

(2) 形状上的各向异性 磁性物体磁化后，在物体的端面会出现N、S两个磁极，如图1-3a所示。这样，在物体内部就会产生一种磁场 H_d ，其方向与外磁场 H_e 方向相反或接近相反，因而有减退磁化的作用，故 H_d 称为退磁场。真正作用在物体内部的磁场强度 H_i 为

$$H_i = H_e + H_d$$

在数值上， H_e 越大， H_i 就比 H_e 小得越多，这表明物体越难磁化。

退磁场 H_d 一般是不均匀的。可是在椭球中，如果磁化均匀，其内部的 H_d 则是均匀的，且 H_d 大小与内部的磁化程度 M 成正比，方向与 M 相反。 $H_d = -NM$ ， N 称为退磁因子。椭球在三个主轴上的退磁因子 N_x ， N_y 和 N_z 有以下关系： $N_x + N_y + N_z = 1$ 。 N 的数值决定于物体的几何形状。通常物

体各方向上的退磁因子是不相同的。由此可知,同样大小的外磁场沿不同方向磁化时,各个方向上的退磁场是不相的,因而内磁场 H_i 亦各不相同。这种因物体的几何形状所导致的沿不同方向磁化难易程度不同的现象称为形状各向异性。

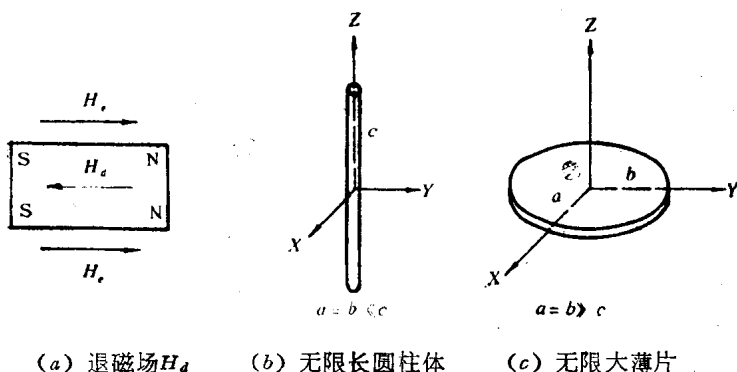


图 1-3

图 1-3b、c 两种形状是椭球体的两个特殊情况。在无限长圆柱体情形, $N_z = 0$, $N_x = N_y = 1/2$ 。由此不难看出, 当外磁场 H_e 大小一定时, 沿无限长圆柱体长轴方向(z 方向)磁化时, H_i 最大, 即最易磁化。在无限大薄片情形, $N_x = N_y \approx 0$, $N_z = 1$ 。因此, 沿垂直于无限大薄片方向(Z 方向)磁化时, 薄片内的 H_i 最小, 即最难磁化; 而沿无限大薄片平面内磁化时, H_i 最大, 即最易磁化。如在集成光学器件中, 常用到的稀土铁石榴石单晶薄膜的情形, 如果单从形状各向异性考虑, 则垂直于薄膜平面的方向是难磁化方向, 薄膜平面内的任何方向都是易磁化方向, 只要在薄膜平面内施加 $40 \sim 8000 \text{ A/m}$ ($0.5 \sim 100 \text{ Oe}$) 的磁场, 即可使石榴石膜磁化到饱和。

(3) 应力的各向异性: 磁性物体被磁化时, 要发生伸

缩, 如果受到限制而不能伸缩, 则物体中就会产生应力。例如, 在非磁性钆镓石榴石 ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 简称GGG) 上外延生长的钇铁石榴石 ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 简称YIG) 单晶薄膜, 被磁化后会发生伸缩, 但由于受到GGG衬底的牵制会在薄膜内产生应力。有时候人为地使磁性薄膜材料的点阵常数略大于或略小于衬底材料的点阵常数, 这种点阵常数的失配会在磁性薄膜内产生一定大小的应力。在各个方向上应力的情况往往是不一样的, 物体磁化时产生的这种应力的各向异性, 亦会导致磁性的各向异性, 这种现象称为应力各向异性。

那么, 磁性物体的哪个方向是易磁化方向呢? 这要由上述三种因素共同决定。我们可以通过调节成分、配方、工艺条件和样品形状等方法使某一个或某两个因素起支配作用, 这时易磁化方向就由这一个或两个主要因素决定。在用于磁光器件的磁性薄膜材料中, 有时使易磁化方向处于薄膜平面内, 有时使易磁化方向处于垂直于薄膜平面的方向上。例如, 用于磁镜偏频激光陀螺的 $(\text{Bi Pr Gd Yb})_3 \cdot (\text{Fe Al})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜, 其易磁化方向在薄膜平面内, 而具有磁光泡特性 $(\text{Bi Tm})_3(\text{Fe Ga})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜, 其易磁化方向却在垂直薄膜平面的 $[111]$ 方向上。这样, 人们只要在易磁化方向上施加一个较小的磁场, 就可以使薄膜磁化到饱和。

§ 1-3 磁光效应的经典理论及分类

1-3-1 法拉第效应和磁圆振二向色性

光束从具有磁矩的物质 (以下简称为介质) 反射或透射后, 光的偏振状态会发生变化, 这是介质与电磁波的电场 E

和磁场 H 相互作用的结果。因此，这一物理现象（磁光效应）必然与介质的介电张量 $[\varepsilon]$ 、电导率张量 $[\sigma]$ 和磁导率张量 $[\mu]$ 密切相关。对于各种磁光效应，只要把它归因于一个介电张量 $[\varepsilon]$ 的非对角项就足够了。所以，在下面的讨论中，我们只集中分析介电张量 $[\varepsilon]$ 的性质。实际上对张量 $[\sigma]$ 、 $[\mu]$ 的处理与 $[\varepsilon]$ 是十分类似的。

对于对称性高于正交系的晶体，假定， a 、 b 、 c 轴分别平行于坐标系的 X 、 Y 、 Z 轴，磁化强度 \mathbf{M} 平行于单轴 c 轴或平行于 Z 轴的特殊情形，电位移矢量 \mathbf{D} 与电场矢量 \mathbf{E} 有如下关系：

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} \varepsilon_x & i\delta & 0 \\ -i\delta & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix} \mathbf{E} \quad (1-11)$$

其中 $\varepsilon_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m，为真空介电常数。对于比正交系更低的对称性， $[\varepsilon]$ 还要复杂得多，目前尚未进行系统的研究，不过，迄今为止所用的磁光晶体的对称性都是不低于正交晶系的。

考虑到光频范围内磁导率 $\mu \approx 1$ ，通常所用的介质电阻率很高，即电导率 $\sigma \approx 0$ ，光波的 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 之间关系所满足的麦克斯韦方程为：

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \varepsilon_0 [\varepsilon] \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (1-12)$$

其中 μ_0 和 ε_0 分别是真空磁导率和介电常数。设入射光波为线偏振波。

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= E_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = E_0 e^{i\omega \left(\frac{n}{c} \mathbf{s} \cdot \mathbf{r} - t \right)} \\ \mathbf{H} &= H_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = H_0 e^{i\omega \left(\frac{n}{c} \mathbf{s} \cdot \mathbf{r} - t \right)} \end{aligned} \right\} \quad (1-13)$$

式中波矢 $\mathbf{K} = \frac{n\omega}{c} \mathbf{S}$, \mathbf{S} 为波矢方向的单位矢量, n 为介质的折射率。把 (1-13) 式代入 (1-12) 式得

$$\left. \begin{aligned} \frac{n}{c} (\mathbf{E} \times \mathbf{S}) &= -\mu_0 \mathbf{H} \\ \frac{n}{c} (\mathbf{H} \times \mathbf{S}) &= \varepsilon_0 [\varepsilon] \mathbf{E} \end{aligned} \right\} \quad (1-14)$$

将 (1-11) 式代入 (1-14) 式计算得

$$\begin{pmatrix} n^2(1-\alpha^2) - \varepsilon_x & -n^2\alpha\beta - i\delta & -n^2\alpha\gamma \\ -n^2\alpha\beta + i\delta & n^2(1-\beta^2) - \varepsilon_y & -n^2\beta\gamma \\ -n^2\alpha\gamma & -n^2\beta\gamma & n^2(1-\gamma^2) - \varepsilon_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (1-15)$$

式中 α 、 β 、 γ 分别表示波矢 \mathbf{K} 相对于 X 、 Y 、 Z 轴的方向余弦。

\mathbf{E} 具有非零解的条件是 (1-15) 式中三阶系数行列式等于零, 由此得

$$\begin{aligned} n^4(\varepsilon_x\alpha^2 + \varepsilon_y\beta^2 + \varepsilon_z\gamma^2) - n^2[(\varepsilon_x\varepsilon_y - \delta^2)(\alpha^2 + \beta^2) + \\ \varepsilon_z(\varepsilon_x\alpha^2 + \varepsilon_y\beta^2) + \varepsilon_x(\varepsilon_x + \varepsilon_y)\gamma^2] + \varepsilon_z(\varepsilon_x\varepsilon_y - \delta^2) = 0 \end{aligned} \quad (1-16)$$

由 (1-16) 式可以解出折射率 n , 把解得的 n 代入 (1-15) 式就可以得到对应于不同折射率的传输模。(1-15) 式和 (1-16) 式是描述各种磁光效应的基础。

所谓法拉第效应就是线偏振光沿外加磁场方向通过介质时偏振面发生旋转的现象。描述法拉第效应的方法有多种, 现介绍两种法拉第旋转理论。

(1) 法拉第旋转理论 (一)

设波矢 \mathbf{K} 平行于磁化强度 \mathbf{M} 方向, 则 $\alpha = \beta = 0$, $\gamma = 1$ 。
若光波在立方对称或各向同性的介质中传播, 则 $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$, 将这些条件代入 (1-16) 式就可以得到

$$n_{\pm}^2 = \varepsilon \pm \delta \quad (1-17)$$

将 (1-17) 式代入 (1-15) 式得

$$E_y = \mp i E_x \quad (1-18)$$

与 n_+ 对应的 $E_y = -i E_x$ 为一右旋圆偏振光, 与 n_- 对应的 $E_y = i E_x$ 为左旋圆偏振光。由此可见, 对于一个顺着介质中 \mathbf{M} 方向传播的线偏振光, 可分解成两个相反地转动的圆偏振光

$$e^{-i\omega\left(\frac{n_+}{c}z - t\right)} \quad \text{和} \quad e^{i\omega\left(\frac{n_-}{c}z - t\right)} \quad \text{。若} \quad n_{\pm} \quad \text{为实}$$

数, 这意味着介质对光波没有吸收, 那么, 这两个圆偏振

光无相互作用地以两种稍微不同的速度 $\frac{c}{n_-}$ 和 $\frac{c}{n_+}$ 向前传播, 出射后它们之间仅存在相位差, 从而合成的仍为线偏振光, 但其偏振面相对于入射线偏振光发生了一定的旋转。

为了具体地求出线偏振光在介质中传播时偏振面的旋转角度, 我们合理地假设沿 Z 方向传播的入射线偏振光的电场强度矢量沿 X 轴方向。于是, 取 (1-13) 式的实部, 我们得

$$E_x = E_0 \cos\left(\frac{n\omega}{c}z - \omega t\right) = E_0 \cos\left(\frac{2\pi n}{\lambda_0}z - \omega t\right) \quad (1-19)$$

式中 λ_0 为真空中光波波长。这个线偏振光可以分解成两个圆偏振光

$$E_z^+ = \frac{1}{2} E_0 \cos \left(\frac{2\pi n_+}{\lambda_0} z - \omega t \right) \quad (1-20)$$

$$E_y^+ = -\frac{1}{2} E_0 \sin \left(\frac{2\pi n_+}{\lambda_0} z - \omega t \right)$$

$$\left. \begin{aligned} E_z^- &= \frac{1}{2} E_0 \cos \left(\frac{2\pi n_-}{\lambda_0} z - \omega t \right) \\ E_y^- &= \frac{1}{2} E_0 \sin \left(\frac{2\pi n_-}{\lambda_0} z - \omega t \right) \end{aligned} \right\} \quad (1-21)$$

(1-20) 式为右旋圆偏振光, (1-21) 式为左旋圆偏振光, 偏振光的“旋向”是由 z 的变化确定的。进入介质后两者折射率不同, 前者为 n_+ , 后者为 n_- , 于是得

$$\left. \begin{aligned} E_x &= E_z^+ + E_z^- = \frac{1}{2} E_0 \cos \left(\frac{2\pi n_+}{\lambda_0} z - \omega t \right) + \\ &\quad \frac{1}{2} E_0 \cos \left(\frac{2\pi n_-}{\lambda_0} z - \omega t \right) \\ &= E_0 \cos \frac{\pi(n_+ - n_-)}{\lambda_0} z \cos \left[\frac{\pi(n_+ + n_-)}{\lambda_0} z - \omega t \right] \\ E_y &= E_y^+ + E_y^- = -E_0 \sin \frac{\pi(n_+ - n_-)}{\lambda_0} z \\ &\quad \cos \left[\frac{\pi(n_+ + n_-)}{\lambda_0} z - \omega t \right] \end{aligned} \right\} \quad (1-22)$$

(1-22) 式仍代表一个线偏振光, 只是当它在介质中通过距离 Z 后, 其电场强度矢量相对 X 轴, 即相对于原来的振动方向转过来了。

$$\theta = \operatorname{tg}^{-1} \frac{-E_y}{E_x} = \frac{\pi z}{\lambda_0} (n_+ - n_-) = \theta_F Z \quad (1-23)$$

这就是法拉第效应, 式中 $\theta_F = \frac{\pi}{\lambda_0} (n_+ - n_-)$ 为单位长度上的

旋转角，称为旋光率，或称为比法拉第旋转。

在实际情形中，介质或多或少地对光波存在吸收，故折射率 n 通常是复数。设 $n_{\pm} = n'_{\pm} + i n''_{\pm}$ ，那么，入射线偏振光进入介质后分解成的两个圆偏振光不仅相位不同，而且振幅亦不同。它们合成的将是一个椭圆偏振光。另外，两个圆偏振光的振幅衰减分别依赖 n'_+ 和 n'_- ，相应地依赖于 ϵ 和 δ 的虚部。由此可见，介质对光波的吸收是与介电张量 $[\epsilon]$ 的张量元 ϵ 和 μ 的虚部相对应的，换句话说，张量元 ϵ 、 δ 若为复数，则意味着介质对光波存在着吸收。

介质对光存在吸收的情况下，旋光率为复数：

$$\theta_F = \theta'_F + i \theta''_F = \frac{\pi}{\lambda_0} (n_+ - n_-) \quad (1-24)$$

设平均折射率 $n = \frac{1}{2} (n_+ + n_-)$ ，根据(1-17)式，(1-24)式变为

$$\theta_F = \frac{\pi}{\lambda_0} \times \frac{\delta}{n} \quad (1-25)$$

由两个圆偏振的平均值给出的椭圆偏振方位角

$$\theta'_F = R_e \frac{\pi}{\lambda_0} (n_+ - n_-) = \frac{\pi}{\lambda_0} R_e \frac{\delta}{n} \quad (1-26)$$

这表明两个椭圆偏振光合成后的椭圆偏振光的偏振面的转动主要依赖于 δ 的实部。椭圆偏振的椭圆率为短轴与长轴之比，不难证明，其值为 $\operatorname{tgh} \theta''$ 。在光的传播方向上，介质单位长度上的椭圆率 ϵ_F 为

$$\epsilon_F = \operatorname{tgh} \theta''_F = \operatorname{tgh} \left[\frac{\pi}{\lambda_0} I_m (n_+ - n_-) \right]$$

$$= \operatorname{tg} h \left(\frac{\pi}{\lambda_0} I_m \frac{\delta}{n} \right) \quad (1-27)$$

式中 $\theta'' = \theta_F'' Z$, (1-27) 式表明椭圆率依赖于 δ 的虚部。

一般地说, 介质对入射线偏振光的两个圆偏振光的吸收情况是不相同的, 这种性质称为圆二向色性。在磁圆振二向色性小的介质中, θ_F'' 很小, (1-27) 式可简化为 $\varepsilon_F = \theta_F''$ 。相反, 线偏振光在一个磁圆振二向色性大的介质中传播时, 其中一个圆偏振光全部被吸收, 透射后将只剩下一个圆偏振光。

值得注意的是, 我们在整个推导过程中, 并没有涉及外加磁场。这说明法拉第旋转效应是与磁化强度 M 相联系的, 而不是与外加磁场相联系的。但是, 在没有外加磁场时, 介质的法拉第旋转一般都很小, 故除了应用法拉第效应观察磁性薄膜或透明磁性薄片的磁畴结构外, 很少有其他用途。

不过, 我们应该看到, 上述理论亦适用于外加磁场存在时的情形。通常在磁性晶体中, 旋光率正比于 M 在光传播方向上的投影, 为了获得大的磁旋光, 一般都要加外加磁场。鉴于目前文献中把这种磁旋光亦称作法拉第旋转, 故我们以后亦不加区别地称这种磁旋光为法拉第旋转。事实上, 我们下面所涉及到的法拉第效应以及应用法拉第效应制成的磁光器件, 都是指存在外加磁场时的情形。

通常在顺磁或逆磁等弱(非)磁性材料中, 法拉第旋转角 θ 与外加磁场 H_e 的关系为

$$\theta = (\theta_0 + V H_e) l \quad (1-28)$$

式中 θ_0 为弱磁介质的本征旋转角, l 为光在弱磁介质中通过的距离。比例常数 V 称为费尔德 (Verdet) 常数。而在铁磁或亚铁磁等(强)磁性材料中, 由于 $M-H_e$ 关系的非线性和

存在磁饱和, θ 和 H_e 之间并不是简单的正比关系。因此, 严格地说, 在铁磁和亚铁磁材料情形, 定义费尔德常数的意义不大。

(2) 法拉第旋转理论 (二)

上面我们从电磁本身的运动规律出发, 即用适当的介电张量来描述介质材料, 然后对此介质解麦克斯韦方程组, 得出了法拉第效应的半定量解释。但是, 从上面的理论中, 我们还不能明显地看出外加磁场的作用。现在我们从经典电磁场论的另一角度出发, 来找出外加磁场对磁旋光的作用。

首先探讨一下电子运动方程式。介质中电子受力有如下几项

1、正电中心对电子的作用力 $-m\omega_0^2\gamma$, ω_0 为介质原子的固有频率。

2、外磁场对电子的作用力 (洛伦兹力) $e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}_e)$ 。设外磁场方向沿 \mathbf{h} 方向, 考虑到光频范围内介质中磁导率 $\mu \approx 1$, 故洛伦兹力又可写为 $e\mu_0 H_e \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{h}$ 。

3、线偏振光对电子的作用力 $e\left(\mathbf{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0}\mathbf{P}\right) + e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 。第一项为介质中电子受到的区域电场的作用力。由于光波磁感应强度 $B \ll B_e$, 故第二项可以忽略不计。

4、辐射阻尼力。带电粒子作加速运动而辐射电磁波时, 能量要减少, 故辐射电磁波的过程对粒子的影响就相当于粒子受到一个阻力, 此阻力就是辐射场对它的反作用, 叫作辐射阻尼力。其大小为

$$-\frac{e^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3} \cdot \frac{d^3\mathbf{r}}{dt^3} = -\frac{e^2\omega^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3} \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (\because \mathbf{r} = \mathbf{r}_0 e^{-i\omega t})$$

介质中电子运动方程式为

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -m\omega_0^2 \mathbf{r} + e \left(\mathbf{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \mathbf{p} \right) + e\mu_0 H_e \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{h} - \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\varepsilon_0 c^3} \frac{d\mathbf{r}}{dt} \quad (1-29)$$

用 $\frac{Ne}{m}$ 乘上式, 注意到电极化矢量 $\mathbf{p} = Ne\mathbf{r}$, 我们得

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \mathbf{p}}{dt^2} + \omega_0^2 \mathbf{p} + \gamma \frac{d\mathbf{p}}{dt} - \frac{e\mu_0 H_e}{m} \frac{d\mathbf{p}}{dt} \times \mathbf{h} \\ = \frac{Ne^2}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \mathbf{p} \right) \end{aligned} \quad (1-30)$$

式中 $\gamma = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\varepsilon_0 mc^3}$, N 为单位体积中的电子数。

设入射光波为线偏振光波

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega \left(\frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}}{v} - t \right)} \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)} = \mathbf{H}_0 e^{i\omega \left(\frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}}{v} - t \right)} \end{aligned} \right\} \quad (1-31)$$

式中波矢 $\mathbf{K} = \frac{\omega}{v} \mathbf{s}$, \mathbf{s} 是波矢方向的单位矢量。显然, 介质中电极化矢量相应地为

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}_0 e^{i\omega \left(\frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}}{v} - t \right)} \quad (1-32)$$

将 (1-32) 式代入 (1-30) 式得

$$\begin{aligned} (\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma) \mathbf{p} + i \frac{e\mu_0 H_e \omega}{m} \mathbf{p} \times \mathbf{h} &= \frac{Ne^2}{m} \left(\mathbf{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0} \mathbf{p} \right) \\ \text{即} \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}{Ne^2/m} - \frac{1}{3\varepsilon_0} \right) \mathbf{p} + i \frac{\mu_0 H_e \omega}{Ne} \mathbf{p} \times \mathbf{h} &= \mathbf{E} \\ \text{令 } \alpha = \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}{Ne^2/m} - \frac{1}{3\varepsilon_0}, \quad \beta = \frac{\mu_0 H_e \omega}{Ne} \end{aligned} \quad (1-33)$$

上式化简为

$$\mathbf{E} = \alpha \mathbf{p} + i\beta \mathbf{p} \times \mathbf{h} \quad (1-34)$$

在介质中自由电荷密度 $\rho_f = 0$, 且没有传导电流, $j_f = 0$, 光频电磁波满足的麦克斯韦方程为

$$\left. \begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} + \nabla \cdot \mathbf{p} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= \mu_0 \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (1-35)$$

将 (1-32)、(1-34) 两式代入 (1-35) 第一式, 注意到

$$\nabla \cdot \mathbf{p} = \frac{i\omega}{v} \mathbf{s} \cdot \mathbf{p}, \quad \nabla \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{h}) = \frac{i\omega}{v} \mathbf{s} \cdot (\mathbf{p} \times \mathbf{h})$$

我们得 $\mathbf{s} \cdot (\alpha' \mathbf{p} + i\epsilon_0 \beta \mathbf{p} \times \mathbf{h}) = 0 \quad (1-36)$

式中 $\alpha' = \epsilon_0 \alpha + 1$ 。将 (1-31) 式代入 (1-35) 式第二式

$$\mathbf{s} \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (1-37)$$

将 (1-31)、(1-34) 两式代入 (1-35) 式第三式, 注意到

$$\nabla \times (\mathbf{p} \times \mathbf{h}) = \frac{i\omega}{v} \mathbf{s} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{h}), \quad \text{我们得}$$

$$\frac{1}{\mu_0 v} [\mathbf{s} \times (\alpha \mathbf{p} + i\beta \mathbf{p} \times \mathbf{h})] = \mathbf{H} \quad (1-38)$$

将 (1-31)、(1-32)、(1-34) 三式代入 (1-35) 第四式得

$$-\frac{1}{v} (\mathbf{s} \times \mathbf{H}) = \alpha' \mathbf{p} + i\epsilon_0 \beta \mathbf{p} \times \mathbf{h} \quad (1-39)$$

至此, 我们未涉及波矢方向 \mathbf{s} 和外磁场方向 \mathbf{h} 之间的关系, 故 (1-36) ~ (1-39) 四式是各种磁光效应的基础。

对于法拉第效应情形, 入射波的传播方向与外磁场平

行, $\mathbf{s} \parallel \mathbf{h}$, 则 (1-36) ~ (1-39) 式可改写为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{s} \cdot (\alpha' \mathbf{p} + i\varepsilon_0 \beta \mathbf{p} \times \mathbf{s}) &= 0 \\ \mathbf{s} \cdot \mathbf{H} &= 0 \\ \frac{1}{\mu_0 v} [\mathbf{s} \times (\alpha \mathbf{p} + i\beta \mathbf{p} \times \mathbf{s})] &= \mathbf{H} \\ -\frac{1}{v} (\mathbf{s} \times \mathbf{H}) &= \alpha' \mathbf{p} + i\varepsilon_0 \beta \mathbf{p} \times \mathbf{s} \end{aligned} \right\} \quad (1-40)$$

令外磁场方向与座标系的Z轴平行, 则 (1-40) 式变成

$$\left. \begin{aligned} P_z &= 0 \\ H_z &= 0 \\ \frac{\alpha}{\mu_0 v} (-i p_y + j p_x) + \frac{i\beta}{\mu_0 v} (i p_x + j p_y) &= i H_x + j H_y \\ \frac{1}{v} (i H_y - j H_x) &= \alpha' (i p_x + j p_y) + i\varepsilon_0 \beta (i p_y - j p_x) \end{aligned} \right\} \quad (1-41)$$

(1-41) 第三式中的 i 分量为

$$\frac{\alpha}{\mu_0 v} p_x + \frac{i\beta}{\mu_0 v} p_y - H_y = 0 \quad (1-42)$$

(1-41) 第四式中的 j 分量为

$$-\frac{1}{v} H_y - \alpha' p_x - i\varepsilon_0 \beta p_y = 0 \quad (1-43)$$

由 (1-42)、(1-43) 两式消去 H_y 得

$$\left(\frac{\alpha}{\mu_0 v} - \alpha' \right) p_x + i\beta \left(\frac{1}{\mu_0 v^2} - \varepsilon_0 \right) p_y = 0 \quad (1-44)$$

同理, 由 (1-41) 第三式中的 i 分量; 第四式中的 j 分量消去 H_x 得

$$i\beta \left(\varepsilon_0 - \frac{1}{\mu_0 v^2} \right) p_x + \left(\frac{\alpha}{\mu_0 v^2} - \alpha' \right) p_y = 0 \quad (1-45)$$

令 $A = \frac{\alpha}{\mu_0 v^2} - \alpha'$, $B = \beta \left(\frac{1}{\mu_0 v^2} - \varepsilon_0 \right)$, 则(1-44)、(1

-45) 两式化为

$$\left. \begin{aligned} A\phi_x + iB\phi_y &= 0 \\ -iB\phi_x + A\phi_y &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-46)$$

(1-46) 为二元一次齐次方程组, 异于零的解的条件为

$$\begin{vmatrix} A & iB \\ -iB & A \end{vmatrix} = 0$$

则

$$A = \pm B$$

(a) 当 $A = -B$ 时, 由 (1-46) 式得

$$\phi_y = -i\phi_x$$

显然, 此时 ϕ 是右旋的, 以 $n_+ = c/v_+$ 表示其相应的折射率。

由 A 、 B 定义以及注意到 $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$, 我们得

$$n_+^2 - 1 = \frac{\mu_0 N e^2 c^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma - \frac{N e^2}{3m\varepsilon_0} + \frac{e\omega\mu_0 H_e}{m}} \quad (1-47)$$

(b) 当 $A = B$ 时, 由 (1-46) 式得:

$$\phi_y = i\phi_x$$

此时 ϕ 是左旋的, 以 $n_- = \frac{c}{v_-}$ 表示其相应的折射率。类似于

上面的推导, 我们得

$$n_-^2 - 1 = \frac{\mu_0 N e^2 c^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma - \frac{N e^2}{3m\varepsilon_0} - \frac{e\omega\mu_0 H_e}{m}} \quad (1-48)$$

由 (1-47)、(1-48) 两式可知, 右旋折射率 n_+ 与左旋折射

率 n_- 是不相同的、我们可以用法拉第旋转理论（一）中同样的方法证明，一个线偏振光在介质中通过距离 Z 时，其偏振的方向相对于原来方向转过的角度为

$$\theta = \tan^{-1} \frac{-E_y}{E_x} = \frac{\pi Z}{\lambda_0} (n_+ - n_-) \quad (1-49)$$

其中 n_+ 、 n_- 分别由 (1-47)、(1-48) 两式给出。法拉第旋转角 $\theta \propto (n_+ - n_-)$ ，而由 (1-47)、(1-48) 两式可以明显看出，造成 n_+ 和 n_- 的不同源于 $\pm \frac{e\omega\mu_0 H_e}{m}$ 项。由此可以得出结论，对介质施加外磁场后，线偏振光在介质中传播时会产生磁旋光。

这一理论用来解释逆磁和顺磁材料中的磁旋光是比较成功的。但 (1-29) 式电子运动方程忽略了电子之间、电子自旋与轨道之间的相互作用以及晶体电场对电子的作用，因此从根本上说，这一理论并不适用于铁磁和亚铁磁介质的情形。

顺便提一句，在磁性材料情况下，由外加磁场引起的磁旋光，其旋光率 θ_F 通常是指在样品磁化达到饱和时，单位长度上的法拉第旋转角。

产生磁旋光（法拉第旋转）的内在原因，是磁性原子或离子的光跃迁，由于这些跃迁导致了磁场中两个旋转方向相反的圆偏振波之间的色散差。例如在 YIG 磁性晶体中，导致依赖于波长的磁旋光主要是处于八面体位置上的铁离子的跃迁贡献的。磁旋光包括磁偶极子和电偶极子两种跃迁的贡献。

$$\theta_F = \theta_M + \theta_E$$

式中 θ_M 和 θ_E 分别是由磁偶极子和电偶极子跃迁引起的。当光频率大于磁偶极子跃迁相对应的铁磁共振频率时

$$\theta_M = \gamma 4\pi M_s$$

式中 γ 为旋磁比， M_s 为饱和磁化强度。这表明在光频范围内，

磁偶极子跃迁对磁旋光的贡献与波长无关，是一个恒量。

电偶极子对磁旋光的贡献来源于常态与激发态之间的跃迁。对于离跃迁远的波长

$$\theta_E = \frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^4} + \dots$$

常数 a 、 b 决定于离子磁化，辐射吸收的跃迁几率和激发态的自旋—轨道相互作用。

1—3—2 磁线振双折射和磁线振二向色性

上面讨论了光沿介质中磁化强度 M 方向传播时所发生的磁光效应：法拉第效应和磁圆振二向色性；现在我们讨论光沿垂直于磁化强度 M 方向传播时所发生的磁光效应：磁线振双折射和磁线振二向色性。为明确起见，把在铁磁和亚铁磁性介质中的磁线振双折射称为科顿—穆顿(Cotton—Mouton)效应，在逆磁性介质中称为瓦格特(Voigt)效应。

式(1-14)是各向异性介质中光波传播的一个基本关系式。如果光波的传播方向为 X 方向，式(1-14)变成

$$n^2(\mathbf{E} - i\mathbf{E}_x) = [\varepsilon]\mathbf{E} = \frac{\mathbf{D}}{\varepsilon_0}$$

$$\text{即 } D_x = 0, D_y = \varepsilon_0 n_y^2 E_y, D_z = \varepsilon_0 n_z^2 E_z \quad (1-50)$$

由(1-50)式的第一分量得

$$E_x = -i \frac{\delta}{\varepsilon_x} E_y$$

由此得第二分量

$$D_y = \varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_x \varepsilon_y - \delta^2}{\varepsilon_x} \right) E_y \quad (1-51)$$

(1-51)式表示电位移沿 Y 方向的一个椭圆偏振波。由(1-11)式的第三分量得

$$D_z = \varepsilon_0 \varepsilon_z E_z \quad (1-52)$$

(1-52)式表示电位移沿 Z 方向(磁化强度 \mathbf{M} 方向)的一个线偏振波。比较(1-50)式和(1-51)式得:

$$n_y = \sqrt{\frac{\varepsilon_x \varepsilon_y - \delta^2}{\varepsilon_x}} \quad (1-53)$$

比较(1-50)式和(1-52)式得

$$n_z = \sqrt{\varepsilon_z} \quad (1-54)$$

若介质是立方对称或各向同性的, $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon$, 则

$$n_y = n_{\perp} = \sqrt{\frac{\varepsilon^2 - \delta^2}{\varepsilon}} \quad (1-55)$$

$$n_z = n_{//} = \sqrt{\varepsilon} \quad (1-56)$$

考察上述诸式可以看出, 沿着垂直于磁化强度 \mathbf{M} 方向(Z 轴)传播的线偏振光可以分解成两个偏振光, 一个为在 X - Y 平面内偏振的椭圆偏振光(E_x 与 E_y 的振幅比为 δ/ε_x , 相应的电移分量为 D_y), 一个波为在 Z 方向上偏振的线偏振光。进入介质后, 两个偏振光以不同的相速度 c/n_{\perp} 和 $c/n_{//}$ 向前传播, 从而引起双折射现象, 产生一个波相对于另一个波的落后, 这是一种磁双折射现象, 习惯上称这个现象为磁线振双折射(科顿—穆顿效应和瓦格特效应)。磁线振双折射是与介质的磁致伸缩密切相关的。

每单位长度一个波相对于另一个波落后的相位角称为相位延迟率, 其值 θ_c 为

$$\theta_c = R_e \left[2\pi \left(\frac{1}{\lambda_{//}} - \frac{1}{\lambda_{\perp}} \right) \right] = R_e \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_{//} - n_{\perp})$$

θ_c 的单位为deg/m(习惯上常用deg/cm)。每单位长度上的空间落后为

$$R_c = \frac{\lambda}{2\pi} \theta_c = \frac{\lambda_0}{2\pi n} \theta_c = R_s \frac{n_{//} - n_{\perp}}{n}$$

R_c 的单位为每米长度上落后的微米数 $\mu\text{m}/\text{m}$ (习惯上常用 $\mu\text{m}/\text{cm}$)， λ 为平均波长， n 为平均折射率。

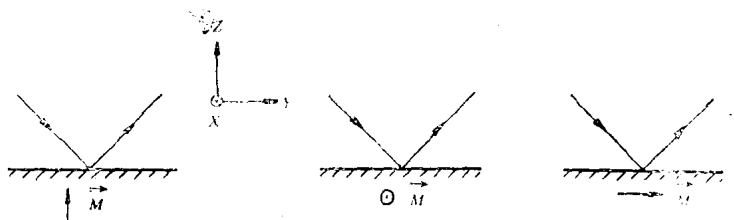
折射率 $n_{//}$ ， n_{\perp} 的虚部一般不相同，即介质对两个偏振光的吸收一般是不一样的，因此，两个偏振光将以不同的衰减通过介质，从而出现磁线振二向色性。

1-3-3 克尔效应

一束线偏振光在磁化了的介质表面反射时，反射光将是椭圆偏振的，且以椭圆的长轴为标志的“偏振面”相对于入射线偏振光的偏振面旋转了一定的角度，这种磁光效应称为克尔 (Kerr) 效应。

克尔效应包括三种情况：(1) 极向克尔效应：磁化强度 M 与介质表面垂直时的克尔效应 (图 1-4a)。(2) 横向克尔效应： M 与介质表面平行，但垂直于光的入射面时的克尔效应 (图 1-4b)。(3) 纵向克尔效应： M 既平行于介质表面又平行于光入射面时的克尔效应 (图 1-4c)

现以极向克尔效应为例，分析一下反射光的椭圆率，克



(a) 极向克尔效应

(b) 横向克尔效应

(c) 纵向克尔效应

图 1-4 克尔效应

尔旋转与介电张量的关系。为简单计，设一束线偏振光垂直入射到介质表面，波矢 \mathbf{K} 与 Z 轴反平行，因此 $\alpha = \beta = 0$ ， $\gamma = -1$ 。若光波是在立方对称或各向同性介质中传播，则 $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \varepsilon_0$ ，将这些条件代入(1-16)式可得：

$$n_{\pm}^2 = \varepsilon \pm \delta \quad (1-57)$$

将(1-57)式代入(1-15)式得

$$E_y = \mp i E_x \quad (1-58)$$

即线偏振光正入射到介质中后，被分解成一个右旋圆偏振光

$\exp\left[-i\omega\left(\frac{n_+}{c}z - t\right)\right]$ 和一个左旋圆偏振光

$\exp\left[i\omega\left(\frac{n_-}{c}z - t\right)\right]$ 。对于被介质界面反射的光波，因 Z 的符号，即旋转方向改变了，故反射光波为

$$\left. \begin{array}{l} \text{右旋} \quad E_+^r \exp\left[i\omega\left(\frac{n_+}{c}z + t\right)\right] \\ \text{左旋} \quad E_-^r \exp\left[-i\omega\left(\frac{n_-}{c}z + t\right)\right] \end{array} \right\} \quad (1-59)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{式中} \quad E_+^r = r_+ E_+ = \frac{n_+ - 1}{n_+ + 1} E_+ \\ \quad \quad E_-^r = r_- E_- = \frac{n_- - 1}{n_- + 1} E_- \end{array} \right\} \quad (1-60)$$

反射系数 $r_{\pm} = \frac{n_{\pm} - 1}{n_{\pm} + 1}$ 为光正入射时的菲涅耳(Fresnel)

公式。因为反射光波的每个圆偏振光的含有 X 和 Y 分量，故(1-60)式可改写成

$$\left. \begin{array}{l} E_x^r + iE_y^r = r_+ (E_x + iE_y) \\ E_x^r - iE_y^r = r_- (E_x - iE_y) \end{array} \right\} \quad (1-61)$$

由(1-61)式解得

$$\left. \begin{aligned} E_y^r &= \frac{r_+ + r_-}{2} E_x + \frac{i(r_+ - r_-)}{2} E_y \\ E_x^r &= -\frac{i(r_+ - r_-)}{2} E_x + \frac{r_+ + r_-}{2} E_y \end{aligned} \right\} \quad (1-62)$$

写成矩阵形式

$$\begin{bmatrix} E_x^r \\ E_y^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (1-63)$$

式中 $r_{11} = r_{22} = \frac{r_+ + r_-}{2}$, $r_{12} = -r_{21} = \frac{i(r_+ - r_-)}{2}$ 。若入

射光波为线偏振光波

$$E = \begin{bmatrix} E_x \\ 0 \end{bmatrix}$$

则 (1-63) 式简化为

$$\begin{bmatrix} E_x^r \\ E_y^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1-64)$$

显然,反射光束里出现了一个小的Y分量 E_y ,这意味着反射光相对于入射线偏振光产生了一个小的旋转。其复数旋转角为

$$\theta_k = \theta'_k + i\theta''_k = E_y^r/E_x^r = \frac{r_{21}}{r_{11}} = \frac{1}{i} \cdot \frac{r_+ - r_-}{r_+ + r_-} \quad (1-65)$$

将 r_{\pm} 的表示式代入 (1-65) 式,分别得到克尔旋转角 θ'_k 和椭圆率 $\text{tgh}\theta''_k$ 为

$$\theta'_k = -I_m \frac{n_+ - n_-}{n_+ n_- - 1} = -I_m \frac{\delta}{n[(\varepsilon^2 - \delta^2)^{1/2} - 1]} \quad (1-66)$$

$$\approx -I_m \frac{\delta}{n(\varepsilon - 1)}$$

$$\text{tgh}\theta''_k \approx \theta''_k = -R_e \frac{n_+ - n_-}{n_+ n_- - 1} = -R_e \frac{\delta}{n[(\varepsilon^2 - \delta^2)^{1/2} - 1]}$$

$$\approx -R_e \frac{\delta}{n(\varepsilon - 1)} \quad (1-67)$$

式中 $n = \frac{1}{2}(n_+ + n_-)$ 为平均折射率,所作的近似是根据实验

事实 $\epsilon \gg \delta$ 得来的。

值得注意的是，反射光波“偏振面”的转动主要来自介电张量非对角矩阵之 δ 的虚部，而椭圆率来自 δ 的实部，这和法拉第旋转情形恰好相反。在无吸收介质中 δ 的虚部为零。由此可见，对于透明介质，反射光波相对于入射光不发生旋转。但不管介质是否存在吸收，反射光总是椭圆偏振的。

1—3—4 塞曼效应

置于磁场（约 $10^5 \sim 10^7 \text{A/m}$ ，即几千至几万奥斯特）中的光源所发射的各谱线，会受到磁场的影响而分裂成几条，分裂的各谱线间间隔的大小与磁场强度 H_z 成正比，这一磁光现象称为塞曼（Zeeman）效应。这是塞曼在1896年8月观察场中的钠光谱时首先发现的。

我们已经知道，介质中的电子运动方程由（1-29）式给出。为简单计，忽略辐射阻尼力和区域电场的作用，于是方程简化为

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -m\omega_0^2 \mathbf{r} + e\mu_0 H_z \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{h} \quad (1-68)$$

设外磁场方向 $\mathbf{h} \parallel Z$ 轴，则得

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} + \omega_0^2 x &= \frac{e\mu_0 H_z}{m} \frac{dy}{dt} \\ \frac{d^2 y}{dt^2} + \omega_0^2 y &= -\frac{e\mu_0 H_z}{m} \frac{dx}{dt} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} + \omega_0^2 z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-69)$$

（1-69）第二式的解为

$$z = C e^{-i\omega_0 t} \quad (1-70)$$

显然，这是电子平行于磁场的振动。令

$$\left. \begin{aligned} u &= x + iy \\ v &= u^* = x - iy \end{aligned} \right\} \quad (1-71)$$

(1-69) 式中的第一、第二式可写为

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 u}{dt^2} + \omega_0^2 u &= -i \frac{e\mu_0 H_e}{m} \frac{du}{dt} \\ \frac{d^2 v}{dt^2} + \omega_0^2 v &= i \frac{e\mu_0 H_e}{m} \frac{dv}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (1-72)$$

设方程 (1-72) 式解为

$$\left. \begin{aligned} u &= A e^{-i\omega_1 t} \\ v &= B e^{-i\omega_2 t} \end{aligned} \right\} \quad (1-73)$$

将 (1-73) 式代入 (1-72) 式得

$$\left. \begin{aligned} -\omega_1^2 + \omega_0^2 + \frac{e\mu_0 H_e}{m} \omega_1 &= 0 \\ -\omega_2^2 + \omega_0^2 - \frac{e\mu_0 H_e}{m} \omega_2 &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-74)$$

将方程 (1-74) 式的两个根展开, 注意到 $\omega_0 \gg \frac{e\mu_0 H_e}{m}$

$$\left. \begin{aligned} \omega_1 &= \omega_0 + \frac{e\mu_0 H_e}{2m} \\ \omega_2 &= \omega_0 - \frac{e\mu_0 H_e}{2m} \end{aligned} \right\} \quad (1-75)$$

$\frac{e\mu_0 H_e}{2m}$ 为拉莫进动的频率。

分析 (1-70)、(1-73) 和 (1-75) 三式可以看出, 外加静磁场 H_e 后, 电子的频率为 ω_0 的本征振动会分裂为

(1) 仍为固有频率 ω_0 , 平行于 H_e 的一个振动 (π

振动)。

(2) 频率对 ω_0 对称地移动了 $\frac{e\mu_0 H_c}{2m}$ 的一个右圆偏振和一个左圆偏振, 两者都垂直 H_c (σ 振动), 较高频率的振动 (对应于 e 为正值) 是左圆偏振。

对于辐射光子的电子来说, 这种振动的分裂就导致了光谱线的分裂。沿垂直于 H_c 观察时, π 振动表现为平行于 H_c 的线偏振, 而 σ 振动表现为垂直于 H_c 的线偏振 (这里所述的偏振方向意指电矢量方向)。沿 H_c 方向观察时, 则看不到 π 振动, 而 σ 振动表现为圆偏振, 频率较高的是左圆偏振。

1—3—5 磁激发光散射

下面采用经典方法简要地描述一下磁激发光散射, 以及磁激发光散射与磁光旋转, 磁线振双折射之间的关系。

对于立方或各向同性介质系统, 仅考虑一级效应, 则介电极化强度 \mathbf{P} 为

$$\mathbf{P} = \frac{if_1}{4\pi} (\mathbf{E} \times \mathbf{M}) + \hbar c \quad (1-76)$$

式中一级磁光常数张量简化成系数 f_1 。(1-76)式包括了一级喇曼 (Raman) 散射和磁光 (Faraday) 旋转。设沿图 1-5 中的 Z 轴方向施加一直流磁场, 则磁化强度 \mathbf{M} 绕 Z 轴进动, \mathbf{M} 沿 OZ 向的分量 $M_z = \text{常数}$, 在 XY 平面里的旋转分量为 $m_k(\omega_k)$, $m_k(\omega_k)$ 与自旋波量子 (magnon) 有关。

(1) 一级喇曼散射。设光沿 OY 方向传播, 由 (1-76) 式可知, 沿 X 方向的电场强度分量 $E_x(\omega)$ 与磁化强度的进动分量 $m_k(\omega_k)$ 相互作用, 将产生沿 Z 方向的电极化强度分量 $p_z(\omega \pm \omega_k)$ 称为喇曼偶极子。来自 $p_z(\omega \pm \omega_k)$ 的辐射就构成一级喇曼散射, 感生的 $p_z(\omega \pm \omega_k)$ 与相关的 $m_k(\omega_k)$

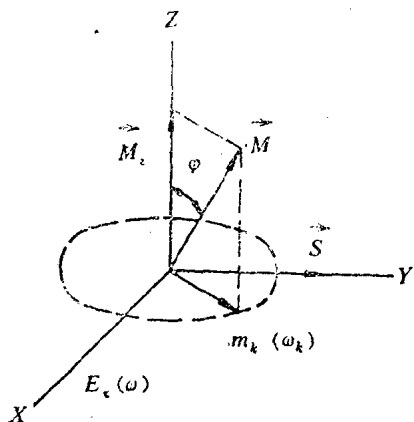


图 1-5 磁光旋转和一级喇曼散射之间的关系

相互垂直。

顺便指出，若光沿 OZ 方向传播，沿 X 方向的电场强度分量为 $E_x(\omega)$ 。根据 (1-76) 式， $E_x(\omega)$ 与 M_z 的叉乘将在 Y 向 Y 产生电极化强度 $p_y(\omega)$

$$E_x(\omega) \times$$

$$M_z \rightarrow p_y(\omega)$$

$$(1-78)$$

$p_y(\omega)$ 在 Y 方向以同一频率重发辐射，这个重发辐射将和 $E_x(\omega)$ 叠加产生一个旋转 $E(\omega)$ ，这就是前述的磁光 (Faraday) 旋转。显然， $E(\omega)$ 随磁化强度 M_z 线性增加，与样品厚度 d 成正比。而且是非互易的。

(2) 二级喇曼散射。由二级效应产生的感生介质极化强度为

$$p_{2i} = \sum_{lm} f_{2ij}^{lm} M_l M_m E_j \quad (1-79)$$

式中 f_{2ij}^{lm} 是二级磁光系数张量的张量元。显然， p_{2i} 辐射就构成了二级喇曼散射，不过在这种情况下，电极化强度的公式要复杂得多。

(1-79) 式中的恒量 M_l 包含了磁线振双折射，即通常所称的科顿—穆顿效应或瓦格特效应。若计及介质对光波的吸收，则还相应地存在磁线振二向色性。

第二章 磁 光 材 料

§ 2-1 引 言

磁光材料是在可见和红外波段具有磁光效应的光信息功能材料,它是随着激光和光电子学技术的兴起与需要而发展起来的。和磁光材料同时发展、相互促进的,还有相应的磁光器件。美国贝尔(Bell)实验室在磁光材料及器件方面作出了许多开创性工作。1958年狄龙(Dillon)首先发现了钇铁石榴石(分子式为 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$,简称YIG)单晶能传递红光及近红外光,报导了YIG在这些光波范围的法拉第旋转和光吸收特性。1962年狄龙等又发现了低温透明的强磁晶体溴化铬(CrBr_3)单晶。1963年安达森(Anderson)用YIG单晶做成法拉第旋转磁光调制器,在室温下用10GHz的信号调制250nm波长的光束,并用 CrBr_3 单晶在1.5 K下用相同频率的信号调制480nm波长的光束。1966年莱克劳(LaCraw)在国际磁学会议上报导了第一个实用的磁光器件,他用掺镱的YIG晶体研制成室温宽带(大于200 MHz)的磁光调制器,可在 $1.15 \sim 5 \mu\text{m}$ 波长工作,当冷却至125K时,可在 $1.06 \mu\text{m}$ 波长工作。贝尔实验室研制这种器件的目标是供光通讯系统使用,它足以同时传送5万个电话呼叫或30个电视节目。1968年狄龙对磁性晶体中法拉第旋转的原理和应用作出总结,提出了各种非互易磁光器件的工作原理,包括调制器、隔离器(或称单向器)、环行器、旋转器、相移器、锁式开关等等。60年代的重要工作还有1966年乔森(Johnson)等

表 2-1 典型磁光材料及其应用的发展

年份	单 位	发 展 情 况	材 料
1958	Bell	报导近红外磁光特性	YIG 单晶
1962	Bell	发现低温透明强磁体 ($T_c = 37\text{K}$)*	CrBr_3 单晶
1966	Bell	磁光调制器	Ga-YIG 单晶
1966	Bell	强磁晶体激光器	YIG中 H_2^{3+} 的本征激发
1967	IBM	磁 光 偏 转	YIG 单晶
1968	Bell	磁光非互易器件的研究	YIG 单晶
1969	RCA	磁全息技术的研究	MnBi 金属薄膜
1969	Bell	发现室温透明强磁体 ($T_c = 348\text{K}$)*	FeBO_3 单晶
1971	IBM	磁光泡显示	$\text{Y}_3\text{Fe}_{2.8}\text{Ga}_{1.2}\text{O}_{12}$ 单晶片
1971	Kodak	发现低温红外透明大块材料	多晶 $\text{Co-Cr}_2\text{S}_3$
1972	Bell	磁光波导调制和开关	$\text{Y}_3\text{Ga}_{1.1}\text{Sc}_{0.9}\text{Fe}_{3.5}\text{O}_{12}$ 单晶薄膜
1973	IBM	磁光存储介质	Gd-Co非晶薄膜
1975	Philips	6.5×10^7 位磁光存储器	$(\text{GdYb})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜
1977	Thomson	磁光波导隔离器	Gd-Ga-YIG 单晶薄膜
1977	Mullard	1.3×10^8 位磁光泡显示器	$(\text{BiYb})_3(\text{FeGd})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜
1979	中国科学院 上海冶金所	薄膜磁光调制器	$(\text{BiTm})_3(\text{FeGd})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜
1979	大阪大学	磁 光 录 相	$\text{Bi}_{0.8}\text{Y}_{1.2}\text{Fe}_{3.8}\text{Ga}_{1.2}\text{O}_{12}$ 单晶薄膜
1979	NTT	磁 光 隔 离 器	YIG单晶
1980	大阪大学	磁光偏转, 偏转角大于 20°	$(\text{BiNbYb})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜
1981	日本电器公 司	光 纤 隔 离 器	$(\text{GdY})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜
1981	中国科学院 上海冶金所	用于磁镜偏频激光陀螺	$(\text{BiPrGdYb})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜
1981	Sperry	光 纤 光 开 关	$\text{Bi}_2\text{Lu}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜
1982	NHK	磁光存储光盘	Gd-Co非晶薄膜
1983	松下	光纤电流测试仪	Yb YIG单晶

* T_c ——居里温度

用YIG中Ho离子的本征激发进行磁调激光器的研究；1969年哥兹格 (Kurtzig) 等发现了室温透明强磁体硼酸铁(FeBO_3)晶体。除贝尔实验室外，美国IBM公司的史密斯 (Smith) 在1967年用YIG单晶研究磁光偏转；1969年美国RCA实验室的曼兹里希 (Mezrich) 用MnBi薄膜研究磁全息照相技术。

70年代初液相外延石榴石单晶薄膜及高频溅射稀土—过渡族金属非晶态薄膜问世以后，使磁光材料的应用扩展到磁泡存储、光计算、光显示、光录像、光复制、光纤通讯、激光陀螺、光信息处理、磁光记录等更为广阔的尖端技术领域，出现了磁光材料发展的新阶段。典型的磁光材料及其应用的发展概况见表2-1。

目前已发现的磁光材料，按物质结构可分成10多大类，而每一类按性能及组分又可分成许多种。对于每类磁光材料，可从基本磁光性能、物质结构、组成、材料生长、性能测量、应用等方面进行研究，形成许多课题，从而发展成为磁光材料学科分支。

本章将着重介绍几种常用的磁光材料的磁光特性、物质结构及制备工艺，其它磁光材料只作扼要的介绍。磁光材料的应用将在以后的章节中详细说明。

§ 2-2 石榴石单晶

2-2-1 晶体结构和元素替代

磁性石榴石一般表示为 $\text{R}_3\text{Fe}_2\text{Fe}_3\text{O}_{12}$ 或 $\{\text{R}_3\}(\text{Fe}_2)(\text{Fe}_3)\text{O}_{12}$ 。其中R为钇(Y)和稀土金属离子，有的还掺入Ca、Bi等离子。 $[\text{Fe}_2]$ 中的Fe离子可为In、Sc、Cr等离子所替代，而

(Fe₃)中的Fe离子可为Al、Ga等离子所替代。它们与天然石榴石晶体 (Fe, Mn)₃Al₂Si₃O₁₂ 有同一类型的晶体结构。这一类属于体心立方系的Ia $\bar{3}d$ (O_h^h)。每个晶体胞有160个原子, 8个{R₃} [Fe₂] (Fe₃)O₁₂分子。阳离子占据三种不同的晶格位置, 并在一般式中分别以{ }, [], ()的形式来表示。R离子占据24个十二面体中心间隙, 每个R离子周围有8个近邻的氧离子; [Fe₂]中的Fe离子占据16个八面体中心间隙, 每个Fe离子周围有6个近邻的氧离子; (Fe₃)中的Fe离子占据24个四面体中心间隙, 每个Fe离子周围有4个近邻的氧离子。以上三种阳离子晶格位置一般称之为16a (八面体中心), 24c (十二面体中心) 和24d (四面体中心)。石榴石结构可由表 2-2 概括说明。图 2-1 给出石榴石晶格中阳离子的排列; 图 2-2 给出三种阳离子的相对位置。

2-2 石榴石结构概况

点对称	222	$\bar{3}$	$\bar{4}$	1
晶格位置	24c	16a	24d	96h
典型理想的形式	{R ₃ }	[Fe ₂]	(Fe ₃)	O ₁₂
氧配位数	8	6	4	
多面体种类	十二面体	八面体	四面体	

石榴石结构的形成严格依赖于电子组态及适当的离子半径。稀土铁石榴石的最大晶格常数是12.540 Å (晶格常数单以Å表示, 有时可不写单位, 即为Å, 1 Å = 10⁻¹⁰m)。至今已制成的单一稀土铁石榴石有11种。其中最典型和常用的是Y₃Fe₅O₁₂。从原子序数57 (La) 到60 (Nd) 的较轻的稀土元素都不能形成单一的稀土铁石榴石, 而只有在这些元素的

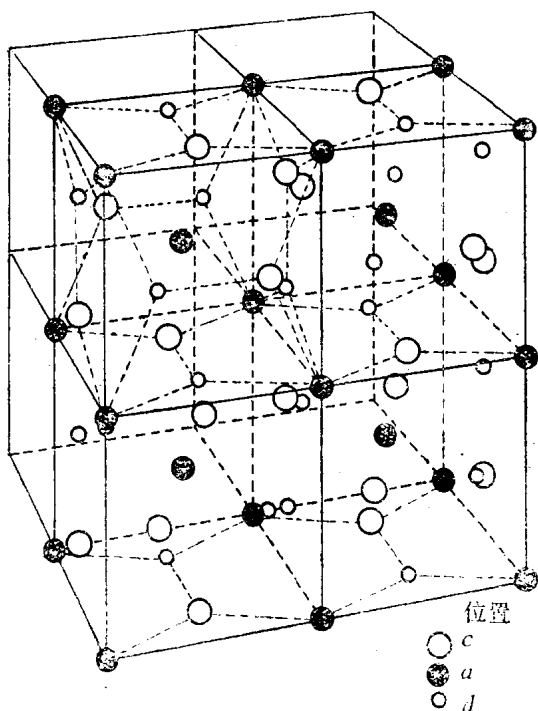


图 2-1 石榴石晶格中阳离子的排列

含量小于一定比例的情况下，才能和其它石榴石形成固溶体。表 2—3 列出了所有单一铁石榴石 $R_3Fe_5O_{12}$ 及石榴石固溶体 $C_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ (R 为 La、Pr 或 Nd) 的晶格常数 a 和 x 射线密度 ρ_x 。

磁性石榴石的元素替代是亚铁磁性和晶体物理的基本研究课题，可为石榴石磁性器件寻找新的材料，因而这方面的

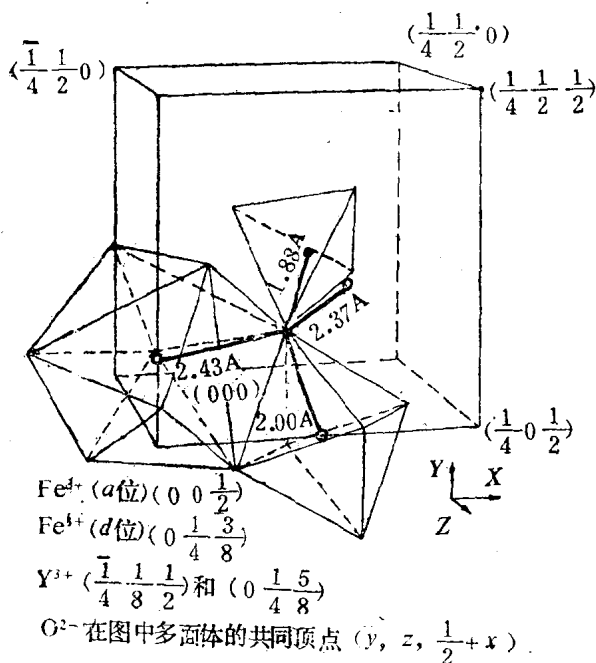


图 2-2 石榴石中三种阳离子的相对位置

研究近年来异常活跃。由于阳离子的半径不同，使它们在石榴石晶格中所占据的位置有选择性，一般按阳离子半径从大到小的顺序排列，将有择优占据十二面体中心（c位）、八面体中心（a位）和四面体中心（d位）的次序。大多数稀土金属离子和Ca、Bi、Pb等半径较大的离子，一般替代Y而占据十二面体中心；比 Fe^{3+} 半径稍大的 In^{3+} 和 Sc^{3+} 则择优占据八面体中心；半径较小的 Al^{3+} 和 Ga^{3+} 择优占据四面体中心。唯有比 Fe^{3+} 半径稍小的 Cr^{3+} 择优占据八面体中心，这是由电子结构所决定的。常见的替代元素在YIG中的晶格位置和离

表 2-3 单-稀土石榴石 $R_3Fe_5O_{12}$ 及 x 为最大值的石榴石
 固溶体 $R_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$ 的晶格常数和X射线密度

化 合 物	$a \pm 0.003 (\text{\AA})$	$\rho_x (\text{g} \cdot \text{cm}^{-3})$
单一石榴石		
$Y_3Fe_5O_{12}$	12.376	5.17
$Sm_3Fe_5O_{12}$	12.529	6.23
$Eu_3Fe_5O_{12}$	12.498	6.31
$Gd_3Fe_5O_{12}$	12.471	6.46
$Tb_3Fe_5O_{12}$	12.436	6.55
$Dy_3Fe_5O_{12}$	12.405	6.61
$Ho_3Fe_5O_{12}$	12.375	6.77
$Er_3Fe_5O_{12}$	12.347	6.87
$Tm_3Fe_5O_{12}$	12.323	6.94
$Yb_3Fe_5O_{12}$	12.302	7.06
$Lu_3Fe_5O_{12}$	12.283	7.14
固 溶 体		
$R_xY_{3-x}Fe_5O_{12}$		
$R = La, x_{\text{最大}} = 0.45$	12.434	—
$[La_3Fe_5O_{12}]^*$	(12.767)	(5.67)
$R = Pr, x_{\text{最大}} = 1.33$	12.496	—
$[Pr_3Fe_5O_{12}]^*$	(12.646)	(5.87)
$R = Nd, x_{\text{最大}} = 1.84$	12.513	—
$[Nd_3Fe_5O_{12}]$	(12.600)	(6.00)

* 括号中的数值是外推到假想的单一石榴石的数值

子半径见表2-4。

在调节晶体的晶格常数时，必须考虑替代元素的离子半径及择优的晶格位置。这在液相外延生长石榴石单晶薄膜时尤其重要，必须使外延膜与衬底的晶格常数调节到相互匹配。

铁石榴石中的磁矩、主要来源于 3 个四面体 (d 位) 的

表 2-4 替代元素在YIG中的晶格位置及离子半径

离 子	晶格位置	离子半径 (nm)	离 子	晶格位置	离子半径 (nm)
Si ⁴⁺	24 <i>d</i>	0.026	Y ³⁺	16 <i>a</i>	0.0892
V ⁵⁺	24 <i>d</i>	0.0355	Ga ³⁺	16 <i>a</i>	0.0938
Al ³⁺	24 <i>d</i>	0.039	Lu ³⁺	24 <i>c</i>	0.097
Ge ⁴⁺	24 <i>d</i>	0.040	Yb ³⁺	24 <i>c</i>	0.098
Ga ³⁺	24 <i>d</i>	0.047	Tm ³⁺	24 <i>c</i>	0.099
Fe ³⁺	24 <i>d</i>	0.049	Er ³⁺	24 <i>c</i>	0.100
Al ³⁺	16 <i>a</i>	0.053	Y ³⁺	24 <i>c</i>	0.1015
Ge ³⁺	16 <i>a</i>	0.054	Ho ³⁺	24 <i>c</i>	0.102
Cr ³⁺	16 <i>a</i>	0.0615	Dy ³⁺	24 <i>c</i>	0.103
Ga ³⁺	16 <i>a</i>	0.062	Gd ³⁺	24 <i>c</i>	0.106
V ³⁺	16 <i>a</i>	0.064	Eu ³⁺	24 <i>c</i>	0.107
Fe ³⁺	16 <i>a</i>	0.0645	Sm ³⁺	24 <i>c</i>	0.109
Sc ³⁺	16 <i>a</i>	0.073	Bi ³⁺	24 <i>c</i>	0.111
Fe ²⁺	16 <i>a</i>	0.0770	Ca ²⁺	24 <i>c</i>	0.112
In ³⁺	16 <i>a</i>	0.0790	Na ³⁺	24 <i>c</i>	0.112
Lu ³⁺	16 <i>a</i>	0.0848	Pr ³⁺	24 <i>c</i>	0.114
Yb ³⁺	16 <i>a</i>	0.0859	La ³⁺	24 <i>c</i>	0.118
Tm ³⁺	16 <i>a</i>	0.0869	Pb ²⁺	24 <i>c</i>	0.129
Er ³⁺	16 <i>a</i>	0.0881			

Fe³⁺及2个八面体(*a*位)的Fe³⁺,但由于*d*及*a*位Fe³⁺的磁矩是互相平行而方向相反的,所以它们的总磁矩只为一个Fe³⁺的净磁矩,而其方向与四面体*d*位Fe³⁺的磁矩取向一致。因而,当用非磁离子Al³⁺、Ga³⁺替代Fe³⁺时,由于它们择优占据四面体*d*位,则使总的磁矩减少;而当替代数超过1个Fe³⁺时,则由于八面体中Fe³⁺的磁矩大于四面体*d*位中Fe³⁺的磁矩,而使总磁矩的方向同八面体*a*位Fe³⁺的取向相一致。相反,当用非磁离子Sc³⁺、In³⁺替代Fe³⁺时,由于它们择优占据八面体*a*位,则使总磁矩增加。有些稀土元素,

例如Gd,在低温时有较大的磁矩,并且它们的方向与八面体 a 位中的 Fe^{3+} 的磁矩取向一致,因而对总磁矩有影响。由于在某一温度下, Gd^{3+} 的磁矩大于 Fe^{3+} 的磁矩,故使石榴石的总磁矩与 Gd^{3+} 的磁矩或八面体 a 位 Fe^{3+} 的磁矩取向一致。但在该温度以上,则 Gd^{3+} 的磁矩小于 Fe^{3+} 的磁矩,使石榴石的总磁矩与 Gd^{3+} 的磁矩方向相反,而与四面体 d 位 Fe^{3+} 的磁矩方向一致。由于上述原因, $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 的磁矩或磁极化强度随温度的变化会出现转变点,在这一温度发生磁矩取向的转变,而总磁矩为零。这一转变温度称为补偿温度(Compensation temperature),以 T_{comp} 来表示。由上可见,通过元素替代可以调节磁性石榴石的 $\mu_0 M_s$ 及磁转变温度(T_c 及 T_{comp})。

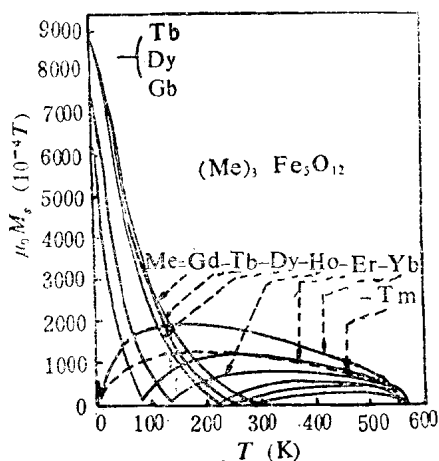


图 2-3 稀土 (Ga, Tb, Dy, Ho, Er, Tm 及 Yb) 铁石榴石的 $\mu_0 M_s$ 与温度的关系

稀土铁石榴石的 $\mu_0 M_s$ 与温度的关系见图2-3, 它们的补偿温度及居里温度见表2-5。

表 2-5 稀土铁石榴石的居里温度 T_c 及补偿温度 T_{comp}

分子式	T_c (K)	T_{comp} (K)
$Y_3Fe_5O_{12}$	555	无
$Sm_3Fe_5O_{12}$	568	无
$Eu_3Fe_5O_{12}$	565.5	无
$Gd_3Fe_5O_{12}$	564	288
$Tb_3Fe_5O_{12}$	568	245
$Dy_3Fe_5O_{12}$	557.5	221
$Ho_3Fe_5O_{12}$	562.5	136.6
$Er_3Fe_5O_{12}$	556	83.7
$Tm_3Fe_5O_{12}$	549	$0 \leq T_{comp} \leq 20.4$
$Yb_3Fe_5O_{12}$	548	$0 \leq T_{comp} \leq 7.6$
$Lu_3Fe_5O_{12}$	549	无

2—2—2 石榴石单晶的生长

钇铁石榴石 ($Y_3Fe_5O_{12}$) 及其掺质的单晶是最典型的磁光材料, 它们在磁光器件和微波器件中获得广泛应用, 也是磁性研究的典型材料, 因而对这类单晶的生长国内外作了大量的研究。由于这类材料在空气中达到 1555°C 时才熔化, 因而必须寻找一种在较低温度下能够生长单晶的方法。最常用的就是所谓熔剂法, 在配料中除了生长单晶所必需的溶质原料外, 还要配入能降低熔料熔点, 而不进入单晶的助熔剂原料。比较吸引人的助熔剂系有 $BaO-B_2O_3$, 并已成功地应用于顶端籽晶模型。但铁石榴石最常用的助熔剂是以 PbO 为基的。在 PbO 为基的助熔剂中加入 B_2O_3 会大大增加 $Y_3Fe_5O_{12}$ 的起始结晶场, 但必须用富氧化铁的熔料配方。也有在 PbO 为基的助熔剂中加入 PbF_2 或 PbF_2 与 B_2O_3 一起加入。

在富氧化铁的熔料配方中, 可以用 PbO 、 PbF_2 和 B_2O_3 的

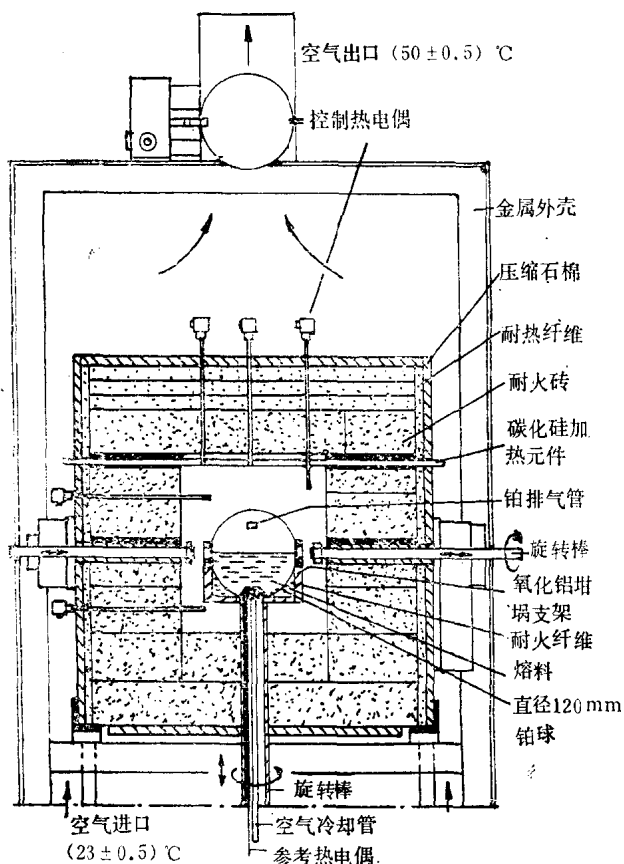


图 2-4 单晶生长装置简图

助熔剂以及取Y与Fe之比为3:5。这种熔料的粘度是低的，在1100°C为1 mPa·s，并随石榴石的比例增加而使粘度稍增加。由于 PbF_2 有很高的蒸汽压(在1293°C为101kPa, 1080°C时为13.3kPa)，所以这种熔料很容易挥发，必须采用密封坩埚。当接近坩埚表面的熔料比坩埚底部的温度高时，则会获得较好的结果。图2-4为单晶生长设备图。

现介绍单晶生长的实例。用3kg熔料，装入直径为12cm的球状铂坩埚中，大约占据坩埚的一半容积。其成分以mol %计为：PbO 38.25、PbF₂ 28.45、B₂O₃ 5.40，CaO 0.10，Y₂O₃ 10.42及Fe₂O₃ 17.38。这种熔体的液态-固态转变温度见图2-5。上述坩埚放在箱式炉中加热。

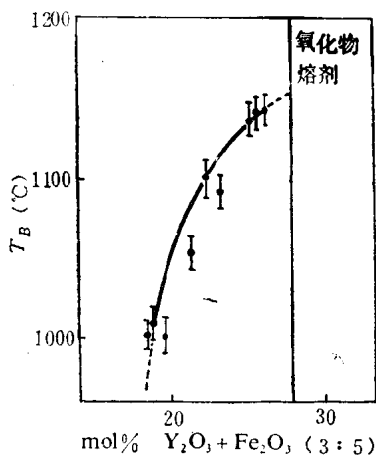


图2—5 石榴石熔料的液态-固态转变温度

在固-液相转变点以上温度1250°C加热，使熔料均匀化。为了搅拌熔料，使之循环对流，采用了加迅坩埚旋转的方法。也就是使坩埚围绕垂直轴在11s内加速到30r/min的速度，随后在11s内减速到零，再在22s内保持静止，随后在同一方向上再开始旋转。从1200°C到1000°C以0.2~1.0°C/h的速度慢慢冷却，使石榴石单晶在球状坩埚底部的空气冷却的指状物的顶部的籽晶

上生长。为了使生长的石榴石单晶与熔料分开，将坩埚围绕水平轴转120°，同时降低垂直支架。随后将坩埚盖打开，取出晶体。下一炉熔料所配的新的氧化物原料可以加到残余的熔料中去，将坩埚盖焊密封后，就可以再进行生长操作。用上述方法，通过自发生核已生长出重为250g的Y₃Fe₅O₁₂单晶。

以PbO、PbF₂、B₂O₃为助熔剂生长的钇铁石榴石中典

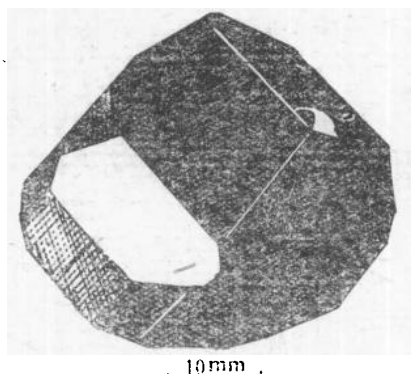


图 2-6 在籽晶上生长的 $Y_3Fe_5O_{12}$ 晶体

型的杂质含量由表 2-6 给出。杂质含量取决于制备条件，例如熔料成分、气氛、缺陷浓度、退火温度、冷却速度等等。杂质对晶体性能的影响，将在下一节中介绍。

表 2-6 助熔剂生长的钇铁石榴石中的典型杂质

杂质名称	mol	% (重量)
Pb	0.012~0.019	0.34~0.53
Ca	小于0.001	小于0.005
Fe ³⁺	0.005~0.010	0.04~0.08
B	0.002~0.006	0.003~0.009
Si	0.001~0.003	0.004~0.012
F	0.01~0.016	0.026~0.042
Pt	小于0.00001	小于0.00026

2—2—3 石榴石单晶的磁光性能

石榴石单晶薄片对可见光是透明的，而对近红外辐射几乎是完全透明的。YIG的吸收系数 α 与波长 λ （或波数 ν ）的关系见图2-7。可见 YIG在 $\lambda = 1 \sim 5\mu m$ 之间是全透明的，这

一光波区域常被称为YIG的窗口。掺入三价的稀土元素或Bi离子，对光吸收的影响不大。图 2-8 给出了一些铁石榴石的光吸收系数 α 与波长 λ 的关系。由图可见掺Bi-YIG的光吸收系数比纯YIG稍大一些，但总是小于BiCaVFe石榴石。

某些杂质的掺入对铁石榴石的光吸收影响很大。一般，用 PbO 、 PbF_2 作助熔剂时，晶体中含有 Pb^{2+} 离子，这就必然由 Fe^{4+} 与其电荷补偿，而 Fe^{4+} 有强的光吸收，因而使晶体的光吸收增加。若晶体中掺入 Si^{4+} 离子时，由于 Si^{4+} 同 Pb^{2+} 电荷补偿，无 Fe^{4+} 出现，则晶体的吸收将减小。一般每个化学分子式中，有0.004个硅原子的浓度，会达到最小的光吸收（见

图 2-9）。Si 浓度太高，则因电荷补偿的需要，就会出现 Fe^{2+} 离子。由于 Fe^{2+} 离子是有强的吸收，因而使晶体的吸收逐渐增加。当 Ca^{2+} 离子出现时，也由于电荷补偿的需要，

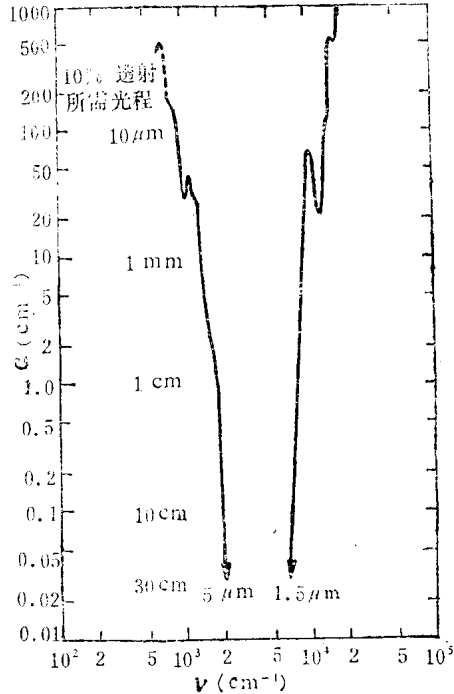


图 2-7 YIG的光吸收系数 α 与波数 ν 之间的关系

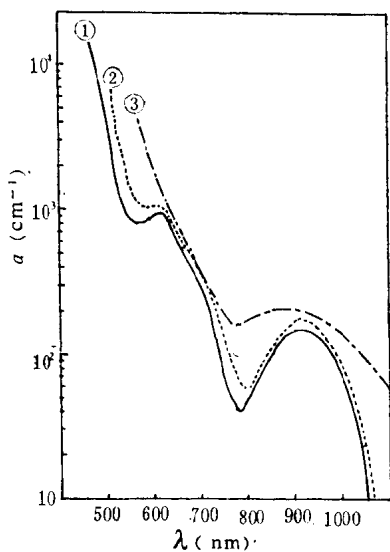


图 2-8 一些铁石榴石的光吸收系数 α 与波长 λ 的关系

- ① $\text{Bi}_x\text{C}_{28-x}\text{V}_{(8-x)/2}\text{Fe}_{(7-x)/2}\text{O}_{12}$ ($x=0.65$)
- ② $\text{Bi}_x\text{Y}_{8-x}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($x=0.7$)
- ③ $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$

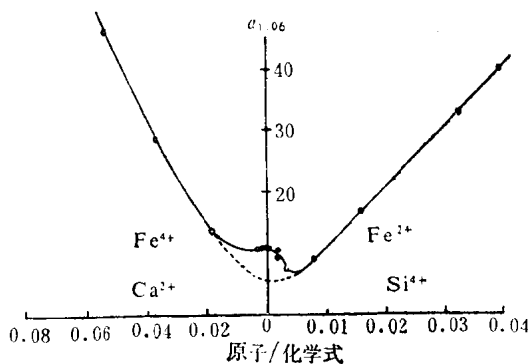


图 2-9 YIG在 $1.06\mu\text{m}$ 处的吸收系数随添加的 Si^{4+} 或 Ca^{2+} 杂质的变化

就会出现 Fe^{4+} ，因而增加吸收。为了得到最小的光吸收，就必须严格控制非三价的杂质Ca、Si、Pb以及Pt等元素。

掺Bi-YIG是研究得较多的一类材料。Bi的离子半径较大，一般进入石榴石晶体的十二面体亚晶格位置(c位)。Bi的掺入对磁光法拉第旋转(θ_F)影响很大，当Bi取代YIG中的Y时，可以使 θ_F 从正值变到负值，而绝对值可增加许多倍。在

表 2-7 几种稀土铁石榴石在 $1.064\mu\text{m}$ 的比法拉第旋转

材 料	比法拉第旋转 θ_F (°/cm)
$(\text{Lu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})$	$(+200)$
$\text{Yb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+12
$\text{Tm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+115
$\text{Er}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+120
$\text{Ho}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+135
$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+210
$\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+310
$\text{Tb}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+535
$\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+65
$\text{Eu}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+167
$\text{Sm}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	+15
$(\text{Nd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})$	(-840)
$(\text{Pr}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})$	(-1730)
$\text{Y}_2\text{Pr}_1\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	-400
$\text{Eu}_{2.5}\text{Pr}_{0.5}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	-125
$\text{Gd}_2\text{Pr}_1\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	-573
$\text{Gd}_1\text{Pr}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	-1125
$\text{Gd}_1\text{Pr}_2\text{Al}_{0.5}\text{Fe}_{4.5}\text{O}_{12}$	-790
$\text{Gd}_1\text{Pr}_2\text{G}_{0.5}\text{Fe}_{4.5}\text{O}_{12}$	-720
$\text{Eu}_1\text{Pr}_2\text{G}_{0.5}\text{Fe}_{4.5}\text{O}_{12}$	-687
$\text{Gd}_{1.5}\text{Pr}_{1.5}\text{Ga}_1\text{Fe}_4\text{O}_{12}$	-450
$(\text{Gd}_1\text{Nd}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12})$	(-530)

注：其中〔 〕是推算的结果。

表 2-8 几种铁石榴石在 $1.064\mu\text{m}$ 的磁光参数和晶格常数

试 样 的 分 子 式	$\alpha (\text{cm}^{-1})$	$ \theta_F $ ($^\circ/\text{cm}$)	$a (\text{\AA})$
$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	8.0	230	12.3760
$\text{Y}_3\text{Ga}_{0.9}\text{Fe}_{4.1}\text{O}_{12}$	10	250	12.3600
$\text{Y}_{2.5}\text{La}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{Fe}_{4.2}\text{O}_{12}$	7.4	256	12.3666
$\text{Y}_{2.1}\text{La}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{Fe}_{4.1}\text{O}_{12}$	6.4	265	12.3717
$\text{Y}_{2.2}\text{La}_{0.38}\text{Ga}_{0.3}\text{Fe}_{4.1}\text{O}_{12}$	5.8	250	12.4052
$\text{Y}_{2.7}\text{La}_{0.15}\text{Bi}_{0.15}\text{Ga}_{0.6}\text{Fe}_{4.1}\text{O}_{12}$	6.0	170	12.3850
$\text{Gd}_{1.8}\text{Pr}_{1.2}\text{Ga}_{0.6}\text{Fe}_{4.2}\text{O}_{12}$	4.9	270	12.5270
$\text{Gd}_{1.7}\text{Pr}_{1.3}\text{Ga}_{0.95}\text{Fe}_{4.35}\text{O}_{12}$	4.6	420	12.5374
$\text{Gd}_{1.5}\text{Pr}_{1.5}\text{Ga}_{0.9}\text{Fe}_{4.3}\text{O}_{12}$	4.2	—	12.5440
$\text{Gd}_{1.3}\text{Pr}_{1.7}\text{Ga}_{0.9}\text{Fe}_{4.5}\text{O}_{12}$	3.8	—	12.5379
$\text{Gd}_{1.7}\text{Pr}_{1.16}\text{Bi}_{0.15}\text{Ga}_{0.95}\text{Fe}_{4.35}\text{O}_{12}$	5.0	620	12.5510
$\text{Gd}_{1.7}\text{Pr}_{1.16}\text{Bi}_{0.15}\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.95}\text{Fe}_{4.23}\text{O}_{12}$	4.3	630	
$\text{Gd}_{2.2}\text{Bi}_{0.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	7.0	1500	12.5155

560nm 波长, $\text{Bi}_{0.7}\text{Y}_{2.3}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 的 θ_F 大于 $50000^\circ/\text{cm}$, 而磁光优值 θ_F/α 大于 $5^\circ/\text{dB}$ 。文献报导 $\text{Bi}_{0.3}\text{Sm}_{2.1}\text{Fe}_{3.9}\text{Ga}_{1.1}\text{O}_{12}$ 的磁光优值最大, 在 560nm 时, $\theta_F/\alpha = 6.8^\circ/\text{dB}$ 。此外 Bi 的掺入还可以提高 YIG 的居里温度, 每个分子式中以 1 个 Bi 原子取代 1 个 Y 原子, 可以提高居里温度 38°C 。

稀土元素一般也进入石榴石的十二面体亚晶格中, 其中 Pr、Nd 对 θ_F 的影响较大, 它们的法拉第旋转也是负的。在 $1.064\mu\text{m}$ 波长, 各种稀土铁石榴石的 θ_F 见表 2-7。几种铁石榴石在 $1.064\mu\text{m}$ 的磁光参数及晶格常数见表 2-8。

§ 2-3 石榴石单晶薄膜

2—3—1 石榴石单晶薄膜的制备

自1971年报导了用等温浸渍液相外延法生长石榴石单晶薄膜以后,世界各国相继开展了石榴石单晶薄膜液相外延生长的研究。

生长石榴石单晶薄膜最常用的衬底是(111)晶面的 $Gd_3Ga_5O_{12}$ 单晶片。这种晶体用直拉(Czochralski)法,在坩埚中生长而成。通常要求晶体缺陷少于5个/ cm^2 ,晶向偏差小于 0.5° 。由于这种晶体耐腐蚀性好,在可见至红外波段是透明的,晶体生长比较完整,工艺成熟,因而获得广泛的应用。用于磁光石榴石单晶薄膜外延的衬底材料的晶格常数见表2-9。

表 2-9 一些衬底材料的晶格常数(\AA)

$Gd_3Ga_5O_{12}$ (3G)	12.383
$3G+5\% GaZrO_3^a$	12.404
$3G+10\% CoZrO_3^a$	12.436
$3G+15\% CaZrO_3^a$	12.478
$Gd_3Sc_1Ga_4O_{12}^a$	12.500
$Gd_3Sc_2Ga_3O_{12}^a$	12.569
$Sm_3Ga_5O_{12}$	12.432
a ——拉晶的熔料成分	

这种晶体的切、磨、抛和清洗工艺类似于半导体材料,其中最关键的工序是用 SiO_2 抛光液(Syton)进行化学机械

抛，抛去磨削的损伤层，达到较高的平整度和光洁度。一般衬底厚度为1mm，制备成的样品厚度为0.5mm。

液相外延常用的助熔剂为 $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$ 系。生长掺Bi的石榴石单晶薄膜时， Bi_2O_3 既是熔剂，又是熔质。由于 PbO 的

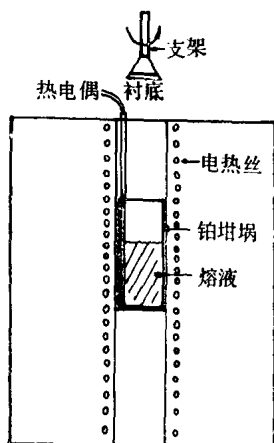


图 2-10 液相外延装置简图

有害作用，也有采用 $\text{BaO}-\text{B}_2\text{O}_3$ 系。 PbO 有强烈的化学腐蚀作用，液相外延所用的器皿、坩埚和样品支架都是用耐 PbO 腐蚀的铂制成。熔料（包括熔剂和熔质）选用高纯的氧化物粉，纯度大于99.99%。按配方称好的原料，均匀混和后放入铂坩埚中，然后开始生长。液相外延所用的装置见图2-10。熔料首先加温到1100~1200℃，均匀化6h以上，随后降温至液相外延生长温度以上10~20℃，保

温数分钟后，将衬底慢慢放入坩埚中，并在熔液液面以上5~10mm位置停留数分钟，使衬底达到接近坩埚中熔液的温度。随后将衬底浸入熔液液面以下10mm左右的位置，并控制熔液温度，恒温误差小于 $\pm 0.2^\circ\text{C}$ 。等温生长时，为了得到均匀的外延膜，一般使衬底水平旋转，旋转速率为0~500 r/min。但水平旋转也会造成厚度的不均匀性，往往是外圈的较厚，而中心较薄。为了克服这种不均匀性，有的采用正反向旋转，即先顺向旋转数分钟，再停转数秒钟，再反向旋转数分钟，然后依次正反向旋转。有个别的采用衬底垂直放置浸渍外延，但效果不显著，而操作又不方便，故很少有

人采用这种方法。一般恒温生长的时间为5~30min, 但有时生长很薄的膜时, 生长时间少于1min; 而生长特别厚(大于100 μm)的膜时, 生长时间甚至超过1h。外延生长完毕后, 即将衬底抽出熔液, 一俟离开液面, 就将衬底高速旋转(大于1000r/min), 以便将残留在外延片上的熔液甩掉。外延后的样品放在50%的硝酸溶液中煮沸, 去除外延膜上残留的熔料, 随后用酒精清洗、烘烤干后即可使用。

2—3—2 液相外延生长实例

用等温浸渍液相外延法, 在 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (3G) (111)晶面衬底上生长 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_6\text{O}_{12}$ 膜。采用表2-10的配料成分。熔料于1100 $^{\circ}\text{C}$ 均匀化6h。生长温度 $T_G = 706 \sim 770^{\circ}\text{C}$; 生长时间 $\tau = 4 \sim 60\text{min}$; 衬底转速 $\omega = 50 \sim 400\text{r/min}$ 。

在上述生长条件下, 随生长温度 T_G 的降低, 膜的生长速率 V_G 线性增加, 而且呈线性关系的温度范围大, 斜率较小(见图2-11)。

改变衬底转速对膜的生长速率影响较大, 在 $\omega = 50 \sim 400$

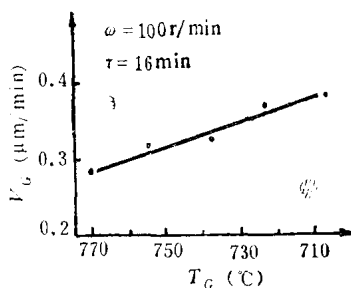


图 2-11 生长速率 V_G 与生长温度 T_G 的关系

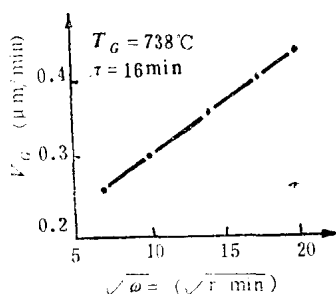


图 2-12 生长速率 V_G 与衬底转速平方根 $\sqrt{\omega}$ 的关系

r/min时, 随着 ω 的增大, V_c 也增大, 如图 2-12所示, 生长速率 V_c 与衬底转速平方根 $\sqrt{\omega}$ 成正比。

表 2-10 生长 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 膜的配料成分

氧化物	Bi_2O_3	Tm_2O_3	Fe_2O_3	Ga_2O_3	PbO
重量%	27.60	0.36	5.05	0.88	66.11

在不同的生长温度外延, 膜的磁光性能差异很大。因随 T_c 降低, 熔液的过饱和度增大, 膜中Bi和Pb的含量升高, 导致比法拉第旋转 θ_F 和光吸收系数 α 都相应增大; 由于Bi的离子半径小于Pb的离子半径,

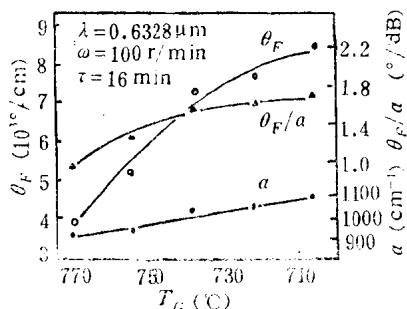


图 2-13 膜的磁光性能和生长温度 T_c 的关系

进入膜的倾向较Pb为大, 故 θ_F 的增大比 α 快, 从而使磁先优值 θ_F/α 增加。但当 T_c 降低到一定程度时, 膜中Bi和Pb含量升高的趋势降低, 使 θ_F 增大的速率变慢, θ_F/α 的增加也变缓, 如图 2-13所示。

示。

在 $\omega = 50 \sim 400 \text{ r/min}$ 时, ω 增大使熔质的扩散能力加剧, 膜中Bi含量增加, 并可能排斥Pb的进入。因此, 随着 ω 的增大, θ_F 相应增大了, 而 α 反而减小, 因而 θ_F/α 不断增大, 如图2-14所示。

另有表2-11的熔液成分, 在(111)的3G衬底上生长

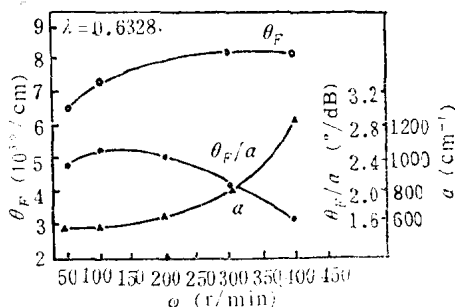


图 2-14 膜的磁光性能和衬底转速 ω 的关系
 $T_G = 738^\circ\text{C}$ $\tau = 16\text{min}$

表 2-11 熔液成分(克分子比) $\text{FeO}:\text{Bi}_2\text{O}_3:\text{E}_2\text{O}_3 = 7.3:4:1$;

$$\frac{\text{Fe}_2\text{O}_3}{\text{Al}_2\text{O}_3} = 3.7$$

NO	$\frac{\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{Al}_2\text{O}_3}{\sum \text{Re}_2\text{O}_3}$	$\text{Yb}_2\text{O}_3:\text{Gd}_2\text{O}_3:\text{Pr}_2\text{O}_3$	$R_4 = \frac{\text{石榴石}}{\sum \text{氧化物}}$
1	17.35	3.54:1.54:1	0.123
2	17.35	1.40:0.64:1	0.123
3	21.50	3.44:1.55:1	0.123
4	13.90	3:1.27:1	0.142
5	13.90	3:1.27:1	0.130

注: Re 为稀土元素

$(\text{BiPrGdYb})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜。

衬底转速 $\omega = 60\text{T/min}$, 生长时间 $\tau = 5 \sim 30\text{min}$, 膜厚达 $0.3 \sim 25\mu\text{m}$ 。对于 $2 \sim 10\mu\text{m}$ 厚的膜, 在过饱和度 $\Delta T = T_s - T_G = 5 \sim 70^\circ\text{C}$ 范围内, 生长速率 $V_G (\approx 0.008\mu\text{m}/\text{min}^\circ\text{C})$ 与 ΔT 呈线性关系, 同 $T_G (760 \sim 860^\circ\text{C})$ 也呈线性关系。当 ΔT 大于 70°C 时, 在膜表面及衬底支架上都有小的石榴石晶

体出现, 并且 V_G 反而下降。

石榴石氧化物浓度 R_4 和生长温度 T_G 对膜的Bi含量 X_{Bi} 和分配系数 K 影响较大。 R_4 是熔液中石榴石氧化物, 即所有的稀土氧化物、 Fe_2O_3 及 Al_2O_3 的总的克分子浓度。 K_{Bi} 及 K_{Al} 是Bi或Al在膜中的克分子数与熔液中的克分子数之比。 X_{Bi}

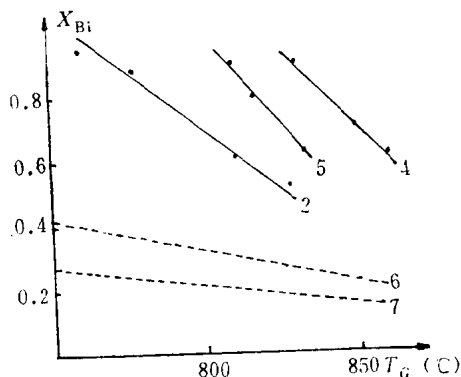


图 2—15 $Re_{3-x}Bi_x (FeAl)_5O_{12}$ 石榴石中Bi含量 X_{Bi} 与生长温度 T_G 的关系 (其中 Bi_2O_3 的浓度分别为2, 4, 5, = 28.1%; 6 = 4.3%; 7 = 2.77%; 6.7的 $R_4 = 0.085$)

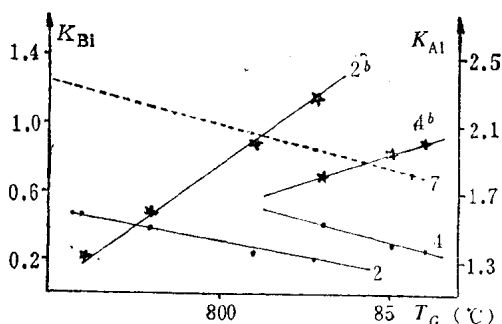


图2—16 K_{Bi} (★) 及 K_{Al} (•) 对生长温度 T_G 的关系 (其中2, 2b, $Bi_2O_3 = 28\%$, $R_4 = 0.123$; 4, 4b, $Bi_2O_3 = 28\%$, $R_4 = 0.142$)

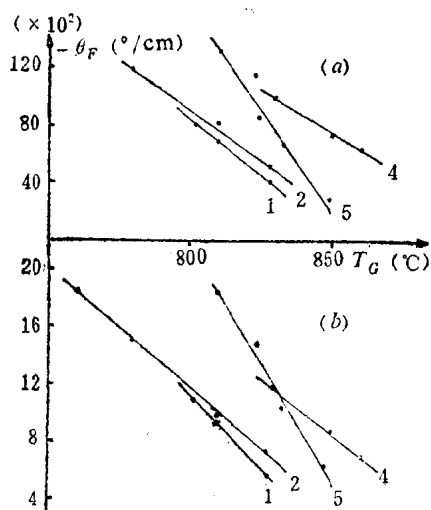


图 2-17 在 $0.6328\mu\text{m}$ (a) 及 $1.15\mu\text{m}$ (b) 时的 θ_F 与 T_g 的关系

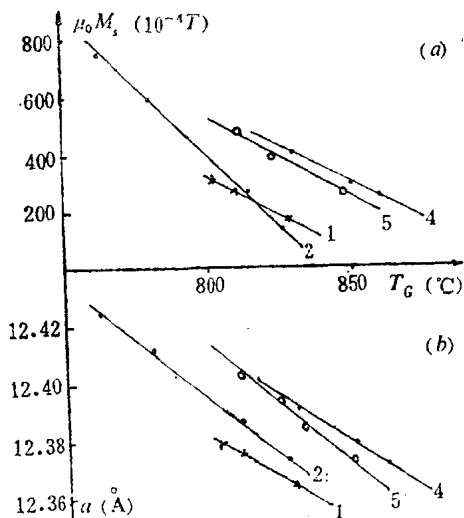


图 2-18 (a) $\mu_0 M_s$ 与 T_g 的关系 (b) 晶格常数 a 与 T_g 的关系

的变化见图2-15, 对于给定的熔液成分, X_{Bi} 随 T_G 的增加而减小, 而随 R_4 值的增加而增加。图 2-16 示出 K_{Bi} 及 K_{Al} 同 T_G 的关系, 当 T_G 增加时, K_{Bi} 减小, 而 K_{Al} 则增加。

对所有的熔液成分来说, 比法拉第旋转 θ_F 是随 T_G 的增加而减小, 这是由于 X_{Bi} 的减小所造成的结果 (见图2-17)。另一方面, 光吸收系数 α 也随 T_G 的增加而减小, 这主要是由于 X_{Pb} 的减小。另外, X_{Pb} 随 Bi_2O_3 浓度的增加而减小, 因而使 α 也随之减小。当 T_G 增加时, 由于膜中 Al 含量的增加而使 μ_0 下降 (见图2-18a)。

膜的晶格常数 a 也随生长温度 T_G 而变化 (见图2-18b), 即 a 随 T_G 的增加而减小, 这是由于 T_G 增加时, 离子半径较大的 Bi 及 Pb 含量减小, 以致 a 也减小。对于 a_f (膜的晶格常数) 大于 12.387 \AA 的膜, 由于 $a_f > a_s$ (衬底的晶格常数) 产生压应力, 易磁化方向处于 (111) 膜面内, 因而用偏光显微镜观察膜面时, 不能看到磁畴。当 $a_f < 12.380 \text{ \AA}$ 时, 由于 $a_f < a_s$, 则产生张应力, 易磁化方向偏离 (111) 晶面, 有时可以观察到平行条畴 (见图2-19; 有的易磁化方向垂直于 (111) 晶面, 则观察到迷宫畴 (见图2-20)。

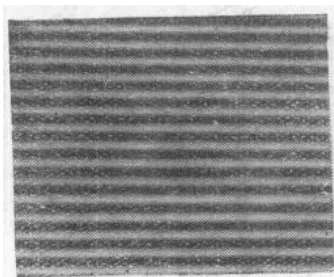
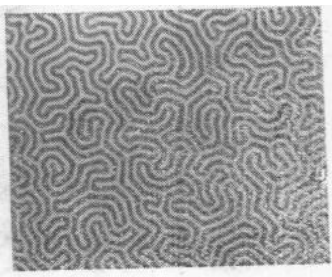


图 2-19 $(\text{BiPrGdYb})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜的平行条畴



2-20 $(\text{BiPrGdYb})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜的迷宫畴

由上可见,通过熔料成分、生长温度 T_c 、衬底转速 ω 等外延工艺参数的变化,可以调节外延膜的 θ_F 、 α 、 $\mu_0 M_s$ 、晶格常数 a 以及易磁化方向、磁畴结构等。

在外延膜中有时会发现一些缺陷,例如夹杂、小晶粒、第二相以及位错等,这些缺陷对磁光性能有严重的影影。引起缺陷的因素很多,如3G衬底的内部缺陷和表面损伤,熔液被沾污及不合理的生长工艺等。因此,要得到性能良好的外延膜,必须选用质量优良的衬底,避免灰尘等沾污熔液,并严格控制生长工艺。另外,对于厚膜($\geq 5\mu\text{m}$),当 $|\Delta a| = |a_f - a_s| \geq 0.02 \text{ \AA}$ 时,就会使膜的磁光性能大大变坏, $\Delta a > 0.02 \text{ \AA}$,出现小平面; $\Delta a < -0.02 \text{ \AA}$,会使膜破裂; $|\Delta a|$ 太大,甚至无法生长外延膜。通常希望 $|\Delta a| \approx 0$ 。

2-3-3 石榴石单晶薄膜的磁光性能

光吸收系数 α 及折射率 n 是描述光学材料光传输特性的重要参数。对于磁光器件的应用来说,要求磁光材料有尽可能低的光吸收。稀土铁石榴石在 $1\mu\text{m} \leq \lambda \leq 6\mu\text{m}$,有很低的光吸收 α ;而在其它光波区域,由于 Fe^{3+} 的跃迁使 α 大大增加。抗磁掺质(例如Ga)可以减弱 Fe^{3+} 的跃迁而使 α 降低。但由于抗磁掺质大大减弱交换作用,而会强烈地影响材料的磁性和磁光性能。当材料中掺入可引起跃迁的金属离子时,或由于它导致新的跃迁,或影响 Fe^{3+} 的跃迁,而使 α 增加。 Pb^{2+} 的掺入会大大增加 α ,随Pb含量的增加, α 不断上升。Bi对 α 的影响比Pb小得多,在图2-21中示出了 α 的色散曲线。随 Bi^{3+} 的增加,不但使 α 增加,而且使吸收边发生位移。从图2-21中还可看到,同一Bi含量的膜,其 α 有差别,当其中 Pb^{2+} 含量稍低时,其 α 也较低(图2-21中的虚线有较低的 Pb^{2+} 含

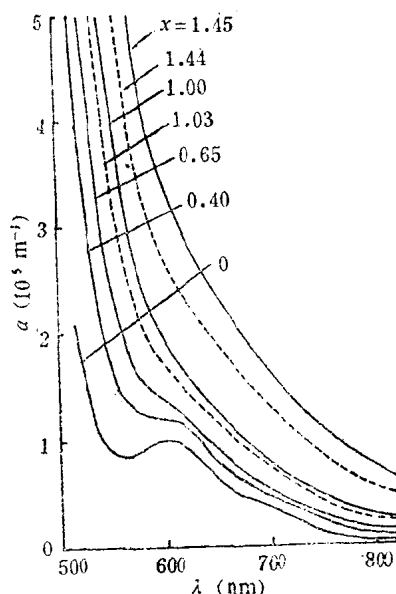


图 2-21 $Y_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$ 膜在 $T = 295K$ 时的光吸收 α 与波长 λ 的关系

量和较低的 α 值)。

Bi 的掺入使折射率 n 有较大的增加, 这由图 2-22 可见, 其中还列出了 $Y_3Fe_5O_{12}$ 及 $Gd_3Ga_5O_{12}$ 的 n 色散曲线加以比较。

在YIG中掺入Bi, 使比法拉第旋转 θ_F 向负值方向增大, 随Bi含量的增加, θ_F 可由正值变为负值(见图2-23)。同时外延膜可由张应力变为压应力, 但易磁化方向都是垂直膜面的(见表2-11中的 B_1 、 B_2)。当掺入Sc或Gd使膜受压应力时, 则导致平面易磁化的膜(见表2-11中的 C_1 、 C_2 、 C_3 及 D), 而膜受张应力时, 出现垂直易磁化的膜(C_4)。掺入Pr能引起大的负值法拉第旋转, Pr含量越高, 则负值越大, 但当Pr的含量在每个分子式中接近0.5时, 再增加Pr对法拉第旋转的

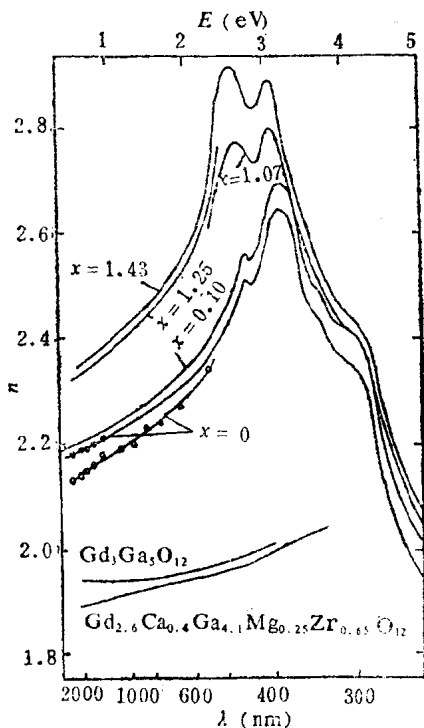


图 2-22 $T_{3-x}Bi_xFe_5O_{12}$ 膜
及 $Gd_3Ga_5O_{12}$ 衬底在 $T = 295K$
时, 折射率 n 与波长 λ 的关系

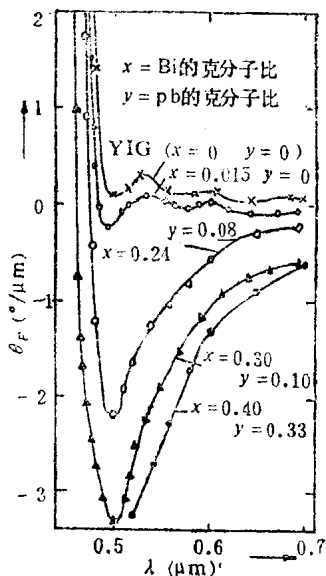


图 2-23 掺Bi-YIG
膜的比法拉第转 θ_F 对波
长 λ 的关系

贡献就很小了。另外当掺入Pr时, 生成的膜无论处于张应力或压应力状态下, 总是出现平面易磁化的膜 (E 及 F)。相反, 对 $(YbBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ 膜而言, 无论膜呈压应力或张应力, 总是出现垂直易磁化的膜。由表2-11中的 F 可知, 为进一步增大负值 θ_F , 必须掺入Bi, 可见Bi对 θ_F 的贡献最大。

表 2-11 在(111)GGG上生长的外延膜的组成及性能

NO	名义成分	$\Delta a(\text{\AA})$ $a_f - a_s$	$\mu_0 M_s$ ($10^{-4} T$)	$\theta_F (\lambda = 1.5 \mu m)$ ($^{\circ}/c$)	$M_1 = \frac{\theta_F}{\mu_0 M_s}$
A	$Y_3Fe_5O_{12}$	-0.010	1780 \perp	+250	0.02
B ₁	$Bi_{0.1}Y_{2.9}Fe_5O_{12}$	+0.010	1750 \perp	+150	0.008
B ₂	$Bi_{0.45}Y_{2.55}Fe_4Ga_1O_{12}$	+0.027	310 \perp	-340	1.2
C ₁	$Y_3Fe_{4.75}Sc_{0.25}O_{12}$	+0.021	1780 \parallel	+175	0.01
C ₂	$Y_3Fe_{3.95}Sc_{0.25}Ga_{0.8}O_{12}$	+0.012	620 \parallel	+95	0.02
C ₃	$Y_3Fe_{3.75}Sc_{0.25}Ga_1O_{12}$	+0.009	400 \parallel	+80	0.04
C ₄	$Y_3Fe_{3.55}Sc_{0.25}Ga_{1.2}O_{12}$	-0.002	180 \perp	+70	0.14
D ₁	$Gd_{0.6}Y_{2.4}Fe_{4.3}Ga_{0.7}O_{12}$	+0.006	450 \parallel	+180	0.16
D ₂	$Gd_{0.7}Y_{2.3}Fe_{3.9}Ga_{1.1}O_{12}$	+0.013	100 \parallel	+140	1.96
D ₃	$Gd_{0.7}Y_{2.3}Fe_{3.6}Ga_{1.2}O_{12}$	+0.009	30 \parallel	+53	3.12
E ₁	$Yb_{2.6}Pr_{0.4}Fe_4Ga_1O_{12}$	-0.022	250 \parallel	-123	0.25
E ₂	$Yb_{2.3}Pr_{0.7}Fe_4Ga_1O_{12}$	+0.017	260 \parallel	-125	0.23
E ₃	$Yb_2Pr_1Fe_4Ga_1O_{12}$	+0.042	386 \parallel	-135	0.12
F ₁	$(YbPr)_{2.5}Bi_{0.5}Fe_4Ga_1O_{12}$	+0.031	270 \parallel	-675	6.25
F ₂	$(YbPr)_{2.3}Bi_{0.7}Fe_{3.8}Ga_{1.2}O_{12}$	+0.002	150 \parallel	-950	40
F ₃	$(YbPr)_{2.1}Bi_{0.9}Fe_{3.85}Ga_{1.15}O_{12}$	+0.019	220 \parallel	-1190	30

表 2-12 各种外延膜在不同波长时的性能

		1.152 μm	1.064 μm	0.6328 μm
YScGaIG ($C_2C_3C_4$)	n	2.12	2.115	—
	$\alpha (cm^{-1})$	1~2	4.7~5.8	—
	$M_2 = \theta_F / \alpha (^{\circ}/dB)$	20~25	4	—
GdYGaIG (D_1, D_2, D_3)	n	2.16	2.16	2.25
	$\alpha (cm^{-1})$	1.2~2.3	14~16.3	—
	$M_2 = \theta_F / \alpha (^{\circ}/dB)$	30	3	—

续表

		1.152 μm	1.064 μm	0.6328 μm
YbPrIG (E ₂)	n	2.18	2.19	2.27
	$\alpha(\text{cm}^{-1})$	6.9~9.2	4.7~7	—
	$M_2 = \theta_F/\alpha (^{\circ}/\text{dB})$	4	6	—
YbPrBiIG (F ₂)	n	2.25	2.25	—
	$\alpha(\text{cm}^{-1})$	1.4~2.3	—	—
	$M_2 = \theta_F/\alpha (^{\circ}/\text{dB})$	100~160	—	—

而Pr的主要贡献是使膜呈平面易磁化。表 2-12 列出了上述外延膜在三个常用波长下的折射率 n 、光吸收系数 α 及磁光优值 θ_F/α 。

§ 2-4 稀土过渡族金属非晶薄膜

2-4-1 非晶磁性材料概述

近年来各国十分重视对非晶态金属合金的研究。首先，因为它和结晶材料相比，有着一系列优异的性能，是近代颇有发展前途的新型合金材料。从结构上看，非晶态合金和液态金属相似，原子分布是一种无序或短程有序的排列。然而，在热力学上是一种亚稳定状态。另外，非晶态合金的独特优点之一是可以制备成连续变化的均匀合金系列，因而特别有利于研究成分变化对均匀合金性能及内部相互作用的影响。对于晶态材料，常常由于某种特定相的出现，不可能得到成分连续变化的均匀合金系。研究这种长程无序的亚稳定结构材料的物理性能是当代固体物理学上很活跃的一大研究课题。

长期以来，人们总是把磁性与固体中长程有序的原子排

列相联系。但后来对居里点附近的行为，如高于居里温度的反常比热“剩余”，就不能单纯地只考虑长程有序，而应用近邻原子的作用，即短程有序才能解释这些现象。但当时还没有人明确地提出长程无序结构的物质和铁磁性是否有联系。随着科学的发展，这些现象越来越使人们想到，含有铁磁性原子的非晶态物质，有可能显示其铁磁性，不存在液态（短程有序）铁磁体的原因或许在于熔化温度高于居里温度。首先突破这一概念的是苏联物理学家古巴诺夫（Губанов），他于1960年利用准化学理论的方法，在理论上预言非晶态物质可具有铁磁性。

非晶态物质的原子排列状态一般可用径向分布函数RDF (radial distribution function) 来描述。所谓径向分布函数是把任意一个原子作为中心，在 r 及 $r + dr$ 的距离内发现其它原子的概率密度。非晶态合金的分布函数与液态金属的分布函数十分相似。所以可以近似地认为，非晶态合金是一种过冷液态金属。

古巴诺夫在没有计入周期性原子的严格排列的情况下导出居里温度 T_c 为：

$$T_c = \frac{2A}{K \ln[Z_1/(Z_2 - 2)]}$$

式中， A 为交换积分常数， K 为玻尔兹曼常数， Z_1 为最近邻原子数。

由此获得的结果本质上和晶体的表达式无区别。交换积分 A 随原子间距离的变化而变化。一般讲， A 随 r 的增大变正。在非晶态中，原子间距离比晶态的大，所以有可能某些物质在晶态下是反铁磁性的，而在非晶态时为铁磁体。另一方面， r 大， A 的绝对值变小，因此绝大多数的铁磁体在非晶态

时有小的磁化强度和低的居里温度，但也有例外。古巴诺夫的理论虽十分粗糙，但对发明非晶固体起到了一个催化作用。在古巴诺夫发表论文的同年，德维兹 (Duwez) 成功地制备了非晶态Au-Si合金。

作为非晶态磁性材料的研究对象，可分三大类：(1) 单元金属，如Fe、Co、Ni等；(2) 过渡族元素和类金属合金Fe-P-C、Fe-Pd-Si、Fe-Ni-P-B、Fe-B、Co-P等；(3) 稀土过渡族金属薄膜，如Gd-Co、Ho-Co、Gd-Fe、Tb-Fe等。第三类具有大的磁光效应，可应用于磁泡、可擦除光盘和磁复制等器件，下面将作详细介绍。

2-4-2 稀土过渡族金属非晶薄膜的制备

具有垂直磁化的稀土过渡金属非晶薄膜已用各种蒸发沉积法制备出来。首先成功的是用高频溅射法制备Gd-Co膜。这些膜的组成，电和磁性以及单轴各向异性，受沉积条件，即气氛、压力、负荷电流、偏压及靶材成分等的影响。表2-13示出各种合金及有效的沉积方法。Gd-Co系有补偿温度 T_{comp} ，在补偿温度时，由Gd及Co引起的磁矩大小相等，方向相反，相互抵消，因而呈现的磁化强度为零。当Co浓度达79%（原子比）时， T_{comp} 接近于室温。当Co浓度偏离这一值时，饱和磁化强度则增加。因而，用最佳Co浓度可能得到适于磁泡材料的饱和磁化强度。

(1) 高频溅射

一般用高频溅射制备Gd-Co膜。高频溅射仪实际上由相互隔开的一对水冷铜电极组成。稀土过渡金属合金或嵌镶靶放在底部电极（阴极），而玻璃衬底放在阳极中心。溅射条件的一个实例如下：

表 2-13 不同制备方法得到各种合金系的磁各向异性

		Gd	Tb	Dy	Ho	Er
Fe	E	⊥	⊥		⊥	⊥
	S	⊥	⊥	⊥	⊥	
Co	E	∥	⊥		⊥	∥
	S	⊥		⊥	⊥	
Ni	E	⊥	∥		⊥	
	S	∥				

注：⊥及∥分别表示易磁化方向垂直和平行于膜面

E及S分别表示蒸镀和溅射

靶：直径20mm的GdCo盘

负荷条件：13.56MHz、5kV、100~400mA、2.67Pa，氩
气氛

电极之间的距离：40mm

溅射速率：5~15nm/min

膜厚：20~2000nm

衬底：玻璃、云母、硅、陶瓷等。

有时采用各种镶嵌的靶。稀土片放在过渡族金属盘中。
膜的成分由稀土和过渡族金属的面积比来控制。

由上述条件制得的Gd-Co膜，用平面场下的振动磁强计
测试曲线表明，该膜有垂直的磁各向异性。在电子衍射图中
观察到晕圈，表明这种膜是非晶态的。

(2) 真空蒸发

用真空蒸发可制备几种稀土过渡族金属非晶薄膜。在钨
舟中的稀土过渡族金属合金，在 2.33×10^{-4} Pa真空中蒸发。

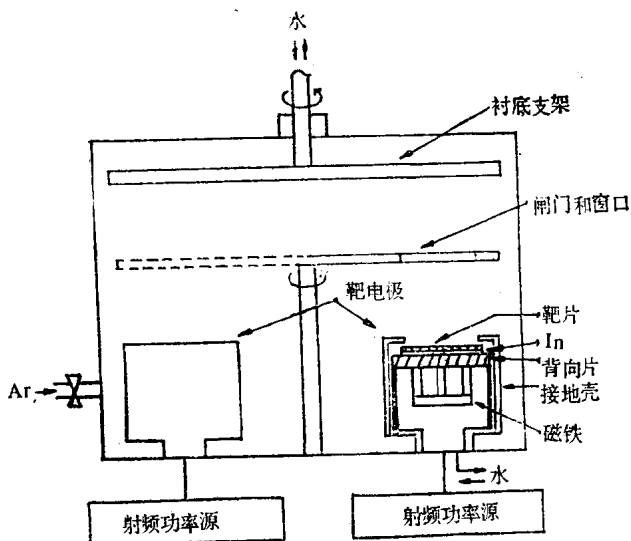


图 2-24 多靶溅射系统简图

在某些合金中，例如Tb Fe、HoCo、GdFe等，易于制得有垂直磁化的非晶薄膜，但GdCo膜显现为平面磁化的。用电子轰击加热两个源而同时蒸发沉积的膜也显现相同的结果。

(3) 磁控溅射

用上述沉积方法，难以制备垂直磁化均匀的膜，也难以控制膜的性能。多源高频溅射方法适用于制备均匀的稀土过渡族金属非晶薄膜。

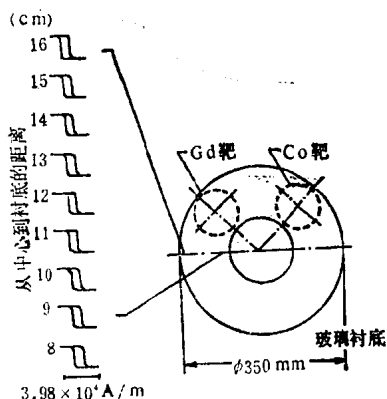


图 2-25 在直径350的GdCo盘上几种位置的M-Hmm回线变化
制备条件：双靶磁控溅射法、偏压-70V、衬底转速 50r/min、氩压 1.67Pa、溅射时间 5min (115nm)

图2-24示出多靶溅射系统的简图。水冷靶电极在12.5cm半径的圆上按90°分隔。每个靶直径100mm,厚0.5~2mm。每个靶片连接在有Tn的背向片上。靶电极上的磁场强度是 $1.6 \sim 2.4 \times 10^4 \text{ A/m}$ 。当高频功率是250W时,对Gd、Tb的自偏压是-400V。

衬底支架是水冷和接地的。靶到衬底的距离是55mm。衬底转速从0到150r/min可调。

溅射前,真空室抽真空达 $1.07 \times 10^{-4} \text{ Pa}$,用纯氩气充填。溅射时氩气压保持在0.667Pa。通过控制加到每个靶上的功率,来得到所需成分的膜。沉积速率从10~20nm/min,取决于成分,而总的高频功率是400W。图2-25示出直径350mm Gd-Co盘上各个位置的磁滞迴线 ($M-H$ 关系图)的变化。

2-4-3 稀土过渡族金属非晶薄膜的磁性能

一般来讲稀土(Re)及过渡族金属(Tm)间的交换作用为负,在居里温度以下,自旋反平行,但总磁矩是平行或反平行,要看Re是重稀土或轻稀土而定。轻稀土元素和过渡族金属的总动量矩 $J = J_{\text{Re}} + S_{\text{Tm}}$,而在重稀土元素情况下, $J = J_{\text{Re}} - S_{\text{Tm}}$ 。目前Re-Tm非晶态单轴垂直各向异性薄膜属重稀土的合金,故其平均原子磁矩可由下式决定:

$$\bar{\mu} = [(1-x)\mu_{\text{Re}} - x\mu_{\text{Tm}}]$$

式中 μ_{Re} 和 μ_{Tm} 分别是重稀土元素和过渡族金属的原子磁矩, x 是Tm的原子组分比。

Re-Tm非晶态薄膜的居里温度一般低于晶态的居里温度,但并非都是如此。当Tm为Co时,有时 T_c 要比结晶态的高。如 $\text{Gd}_{33}\text{Co}_{67}$ 的 T_c 比晶态GdCo的 T_c 高30%以上。 Ho-Co

也有类似的现象。TM为Fe时,非晶态薄膜的 T_c 都比晶态的 T_c 有显著下降。目前对较为复杂变化的 T_c 尚不能作出合理的解释,这是因为有些Re-Co的合金膜(除Gd以外)的居里温度比其晶化温度高,故无法测定它们的 T_c 值,这对进一步研究带来一定的困难。

极薄的磁性薄膜材料中,常有两种各向异性,其一为形状各向异性,由于沿膜面的退磁能极低,使自发磁化取向于膜面内。另一方面,还存在着易磁化轴垂直于膜面的磁晶各向异性,其来源于晶体结构上的各向异性,通常用各向异性常数 K_u 表示其变化的程度。薄膜的自发磁化 M_s 的取向取决于二者的竞争。当单轴各向异性常数 $K_u > \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2$, M_s 将沿膜面法线($K_u > 0$);反之, M_s 取向于膜面内($K_u < 0$)。绝大多数的Re-Tm非晶态薄膜,由于不存在长程有序结构,没有磁晶各向异性,但在制备过程中,将引进各种因素致使产生单轴垂直各向异性($K_u > 0$)。Re-Tm薄膜的各向异性常数 K_u 对制备条件颇为敏感。如溅射负偏压、氩气流量大小、真空蒸镀的氧分压等都会对 K_u 的符号有很大的影响。溅射时不加负偏压(V_b),Gd-Co膜的 $K_u < 0$ 。 $V_b > -50$ V时,Tb-Co膜的 K_u 才为正。与此相反,不加负偏压,Gd-Fe膜的 $K_u > 0$ 。用真空蒸镀法很容易得到 $K_u > 0$ 的Gd-Fe膜,但对Gd-Co膜几乎不会成功。

目前对产生这种垂直各向异性的解释,有以下几个物理模型。其一是Co-Co对模型,在负偏压下溅射的Gd-Co膜中,在膜面内形成过剩的Co-Co对,Co-Co对的易磁化轴垂直于它们的配对轴,其各向异性能估计在 $10^{-22} \sim 10^{-23}$ J/对,Gd-Co非晶膜的各向异性能约为 10^{-2} J/cm³。因此只需 $10^{20} \sim 10^{21}$ 对/cm³就能满足 $K_u > \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2$ 而出现垂直各向异性。

Co-Co对, Gd-Gd对的结合能高于Gd-Co对结合能,而处于不稳定状态。在选择再溅射时, (负偏压大, 选择再溅射的效率大), 垂直于平面内的Gd-Co对的统计概率大于垂直于平面的Co-Co对, 这样在平面内的Co-Co对就有可能过剩。这个模型符合以下的实际事实: K_u 值的大小和符号随负偏压变化而变化, 对离子注入和热处理敏感。另外尚有应力感生垂直各向异性, 如对Gd-Fe、Tb-Fe薄膜, 它们的残余应力在 10^8N/m^2 数量级。此外, 也可以形成按膜厚方向的形状空位, 柱状结构和富Co相偏集的形状各向异性导致垂直各向异性的产生。

2-4-4 稀土过渡族金属非晶薄膜的磁光和霍耳效应

当平面偏振光由不透明的铁磁晶体表面反射时, 由于各磁畴的磁化矢量方向不同, 偏振面将发生不同的旋转, 其旋转角 θ_K 的大小与磁化强度成正比, 称为克尔效应。图 2-26 是极向克尔效应的示意图。Re-Tm非晶态薄膜一般具有大的极向克尔磁光效应。图 2-27给出两种典型的极向克尔效应的磁滞回线, 分别相应于迷宫畴(图a)和块状畴(图b)结构。 θ_K 和 H 的依赖关系相似于 M 和 H 的, 故可用来研究这类薄膜的磁化曲线形状和测定材料的 H_c (b类的曲线)。图中的 V_K 是克尔旋转的输出电压, 和 M 相对应。 θ_K 在补偿温度(T_{comp})左右具有不同的符号。由于Tm的克尔旋转角大于RE的 θ_K , 所以亚铁磁的非晶态薄膜的克尔效应由磁次格子的磁化特性决定, 其克尔系数为负。在室温测得的向右上升的克尔回线, 其 T_{comp} 大于室温 (Re磁矩过剩); 向左上升的克尔回线, 其 T_{comp} 低于室温 (Tm磁矩过剩)。

RE-TM非晶态磁性薄膜也具有大的异常霍耳效应, 由

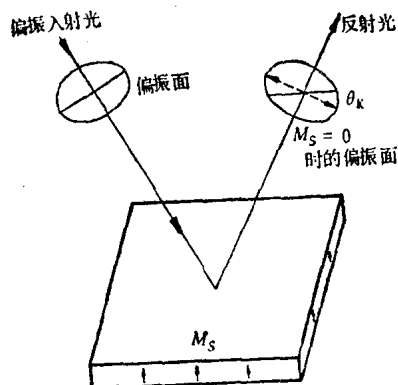


图 2-26 极向克尔效应示意图

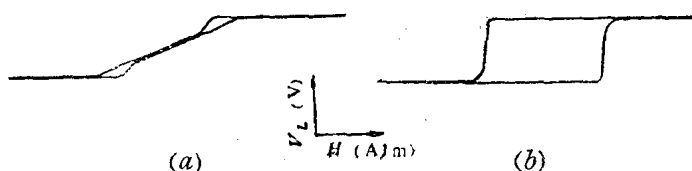


图 2-27 Gd-Co膜的典型极向克尔磁滞回线

(a) 对应于迷宫畴 (b) 对应于块状畴

下式表示之：

$$V_H = R_0 B + R_1 \mu_0 M$$

第一项是正常霍耳效应，它和磁通密度 B 成正比。第二项为异常霍耳效应，和磁化强度 M 成正比。 R_0 、 R_1 分别为它们的霍耳系数。因为 $R_1 \gg R_0$ ， R_0 可以忽略不计。可见非晶态薄膜的霍耳电压(V_H)和磁场的关系和极向克尔磁滞回线相似，在补偿温度附近， R_1 改变符号，当 $T < T_{\text{comp}}$ 时， R_1 为负，反之 R_1 为正。

§ 2-5 锰铋型合金薄膜

2-5-1 引言

MnBi薄膜是研究最早的磁光材料之一,由于它的克尔旋转角较大,许多人用来研制磁光存储器,特别是这种薄膜可以进行磁光全息存储试验,引起了许多人的浓厚兴趣,近几年还有人采用MnBi薄膜作极向克尔磁光偏频元件,用于激光陀螺试验中。

1957年威利斯(Williams)等首先制成MnBi薄膜,他们把Mn和Bi依次真空蒸发在玻璃衬底上,然后在 $225\sim 350^{\circ}\text{C}$ 的温度中进行72h的退火,使Mn和Bi层相互扩散而形成MnBi合金薄膜。但这种方法不能得到大面积、均匀和性能重复的MnBi薄膜。以后通过生长工艺、生长机理、晶体学特性以及磁光性能的研究,找到了生长和性能的关系,可通过工艺改进来调节性能,发展新型MnBi型合金薄膜。例如,改变Mn、

Bi层蒸发次序,先蒸Bi,后蒸Mn,退火后使合金薄膜易于生成C轴垂直于膜面的均质膜;当采用新鲜劈开面的云母作衬底时,还可制得单晶MnBi薄膜。为改善薄膜性能,发展了新系列合金薄膜,例如,为了降低居里温度,发展了MnCuBi和MnAlGe等合金薄膜;为了减小光吸收系数,发展了MnBiTe合金薄膜。下面将介绍MnBi薄膜制备工艺与性能的关系;MnBi薄膜的磁光性能和其它MnBi型合金薄膜。

2-5-2 MnBi薄膜制备工艺和性能的关系

(1) 制备工艺

MnBi薄膜制备, 以玻璃或云母为衬底, 按Bi、Mn的次序真空蒸发。蒸发前, 先用肥皂水和丙酮洗涤玻璃衬底, 然后用超声波清洗器充分洗净。对云母衬底是利用它的新鲜劈

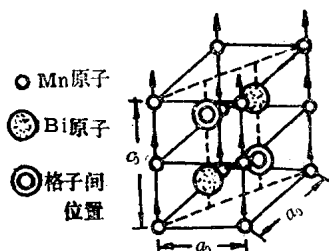


图 2-28 NiAs 型的MnBi晶体结构(磁矩取向C轴)

开面, 不需要清洗。衬底在 6.67×10^{-5} Pa的真空度下, 在 360°C 以上进行脱气。以 $10^{-5} \sim 10^{-4}$ Pa的真空度, 在室温的衬底上以 $0.1 \sim 1 \text{ nm/s}$ 的速度, 按照先Bi后Mn的顺序进行真空蒸发, 然后以 250°C/h

的速度升高到 270°C , 进行6h的退火。退火时, 真空度保持在 $1.33 \times 10^{-6} \sim 6.67 \times 10^{-7}$ Pa的超高真空。Bi和Mn的真空蒸发速度以及膜厚, 由晶体振荡器控制。生成的MnBi薄膜, 最后蒸以SiO或SiO₂保护膜。

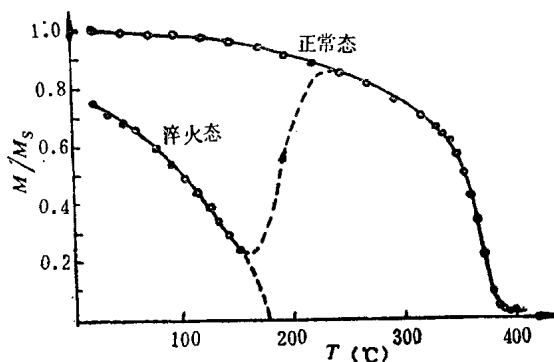


图2-29 MnBi膜淬火前后的归一化磁化强度 M/M_s 与温度 T 的关系

(2) 热处理对晶体结构和性能的影响

如图2-28所示, MnBi 的晶体结构是 NiAs 型六方晶系, 其易磁化轴为 c 轴。MnBi 具有的磁晶各向异性能 $K_1 = 1.16 \text{ J/cm}^3$, 而趋于使磁化强度平行于膜面的形状各向异性 $\frac{1}{2} \mu_0 M^2$;

表 2-14 MnBi 薄膜两种相的晶体结构和性能

相类型	晶体结构		室温的 $\mu_0 M_s$ (10^{-4} T)	H_c (10^5 A/m)	H_s (10^5 A/m)	0.6328 μm $2\theta_F/\alpha$ ($^\circ$)	居里温 度 T_c ($^\circ\text{C}$)
	结构类型	晶格常数 $c(\text{\AA})$	晶格常数 $a(\text{\AA})$				
低温相	NiAs 型	6.126	4.290	600	0.60	2.5	3.05
高温相	NiIn 型	5.97	4.34	400	1.8	3.5	1.4

表 2-15 不同热处理的存储特性变化

处理方式	晶体结构	写入功率 (mW)	相 对 的 读 出讯号电平	法拉第旋转 $\phi_F(^\circ)$	矫顽力 H_c (10^5 A/m)	饱和磁场 H_s (10^5 A/m)
正 常	NiAs 型	5.5	1.0	4.1	2.39	3.98
淬 火	NiIn 型	1.7	0.6	1.6	3.78	4.77
退 火	NiAs 型	5.5	1.0	3.9	2.98	4.58

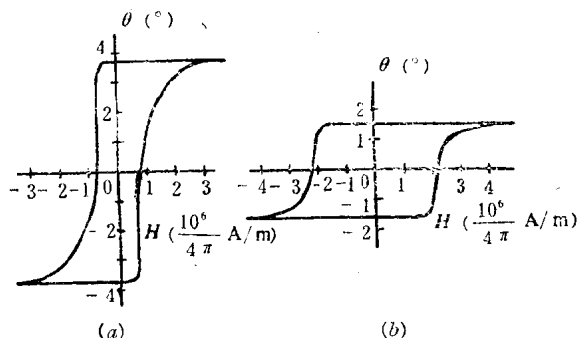


图 2-30 MnBi 膜淬火前后用法拉第旋转 θ 测试的磁滞回线

$= 0.23 \text{ J/cm}^3$ ，由于前者大于后者，因而使磁化强度位于 c 轴，也就是垂直于膜面的方向。另外， MnBi 在结晶学上有两个相。在 360°C 以下，即通常的 MnBi 相（称为低温相），是铁磁性的。在 360°C 以上，则由于 Mn 原子发生位移，进入晶格的间隙位置，而形成顺磁性的高温相。这种高温相从 360°C 以上急冷到室温（淬火），则保持高温时的晶体结构，形成 NiAs 型时变的 NiIn 型的铁磁体，其中约有 15% 的 Mn 原子进入晶格间隙位置。

因而，低温相的 MnBi 薄膜，在 $360 \sim 450^\circ\text{C}$ 淬火，则形成高温相，然后再在 $180 \sim 360^\circ\text{C}$ 加热（退火），慢冷到室温又形成低温相。这两种相的晶体结构和性能变化列于表 2-14。淬火前后和退火后的存储特性变化列于表 2-15。（表 2-14 及 2-15 中的 H_c 及 H_i 数值不同，是由于采用不同厚度的 MnBi 膜所测验的结果，因为 H_c 及 H_i 同 MnBi 膜的厚度有关，这在以下章节中将要说明）。 MnBi 膜淬火前后的磁化强度与温度的关系以及用法拉第旋转测试的磁滞回线分别示于图 2-29 及 2-30。由图 2-29 可见，淬火后的高温相在升温时磁化强度逐渐减小，从 150°C 附近退火，在激活能为 1.08eV 时变为低温相，这时进入晶格间隙的 Mn 原子恢复到晶格结点的位置上去。由表 2-15 可见，经退火后的性能，基本上恢复到淬火前的性能，可见热处理主要改变了晶体的结构，从而影响了性能的变化。

研究 MnBi 薄膜在退火过程中的变化表明，在 $200 \sim 250^\circ\text{C}$ 退火 1~3min 后，反应就基本完成，以后在更高的温度退火只是使取向更完善，整个退火过程仅需 10min，以后的退火处理，对磁光性能只有微小的改善，而超过 8h 的退火，磁光性能基本不变。

(3) 衬底和MnBi蒸发层对生长和性能的影响

最早威利斯在玻璃衬底上,以先Mn后Bi的顺序真空沉积,然后退火,未能得到大面积均匀的MnBi膜。反之,在玻璃石英、岩盐、聚四氟乙烯及云母作衬底时,只要以先Bi后Mn的沉积次序可获得 c 轴垂直于膜面的MnBi薄膜,但 a 轴是任意取向的,因而不能获得大面积均质的单晶,其中只有云母例外。

在MnBi薄膜的制备中,云母是最好的衬底材料,因为它有相同的三重对称的底平面;可以利用云母的新鲜劈开面,而免去繁难的衬底清洗工序。因而在云母衬底上生长MnBi薄膜,必定得到良好的物理性能。由X衍射分析表明,在云母衬底上可以生长出MnBi单晶薄膜。MnBi膜的 c 轴垂直于膜面,也就是平行于云母的 c 轴,而MnBi膜的 a 轴也平行于云母的 a 轴取向。因而在云母衬底上可以外延生长出大面积均质的MnBi单晶薄膜。

制备MnBi薄膜时,Bi与Mn蒸发层的体积之比很重要。因为Mn在沉积时有部分被氧化,而氧化锰不同Bi反应形成MnBi,所以过量的Mn是必需的。用云母做衬底时,Bi与Mn层的体积之比以1.6~2.5为宜。

(4) SiO保护层

为了防止MnBi膜的氧化,最后蒸以SiO或SiO₂保护膜。另一方面,可以用SiO层来增强磁光效应,大大提高磁光读出的信噪比。

2—5—3 MnBi薄膜的磁光性能

(1) 光学特性 图2-31示出膜厚35~87nm的几种样品的光吸收特性,在光波波长0.1~1.6 μ m范围内测

量。对于大部分样品，波长在 $1.3\mu\text{m}$ 附近，透射率最好，此时的光吸收系数 α 为 $4.16 \sim 4.85 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$ 。以吸收达到最小的波长为界，在比它长的波长一侧，吸收特性示出平稳的增加，而在比它短的一侧，吸收特性随着波长的减小而急剧地增加。图2-31中出现某一样品的光吸收最小的波长大大偏离 $1.3\mu\text{m}$ ，并且两次出现极小值。这也许是由生成条件的差异或杂质等造成的。从光学的观点看，这种现象是值得研究的。

(2) 法拉第旋转角 在法拉第旋转测试仪上，用消光法测试法拉第旋转角。在垂直于样品膜面加 $0.95 \times 10^6 \text{A/m}$ 的磁场，使整个样品的磁化在单方向上达到饱和状态。图2-43示出玻璃衬底和云母衬底MnBi膜的膜厚 d 和法拉第旋转 θ 之间的关系。与 d 呈线性关系，在理论上应是 $d=0$ 时， $\theta=0$ 。但根据图2-32，则是在 $d=30\text{nm}$ 时， $\theta=0$ 。可以认为该值表示MnO和未反应的Bi、Mn等非磁性物质部分的厚度。而比法拉第旋转 θ_F 则可由图2-43的斜率来得到。其中玻璃衬底MnBi膜的 $\theta_F \approx 1.4 \times 10^6 \text{ }^\circ/\text{cm}$ ，而云母衬底MnBi膜的 $\theta_F = 2.1 \times 10^6 \text{ }^\circ/\text{cm}$ 。云母衬底MnBi膜的 θ_F 值比玻璃衬底MnBi膜的大，有效磁性膜厚也大，这表明了云母衬底MnBi膜的

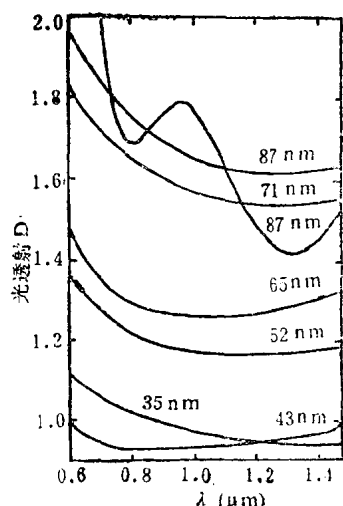


图2-31 玻璃衬底MnBi膜的光吸收谱

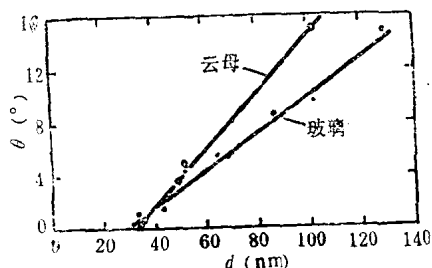


图 2-32 法拉第旋转 θ 和厚度 d 的关系

c轴在垂直于膜面的方向上整齐排列。

(3) 磁滞特性 对于膜厚在120nm以下的膜,可用法拉第旋转仪测试其法拉第旋转角;而对于120nm以上的膜,可用克尔旋转仪测试其克尔旋转角,通过磁光效应得到它们的磁滞特性。由此得出的典型的磁滞回线示于图2-33。对于薄膜,无论玻璃衬底还是云母衬底,都是在负磁场时产生磁

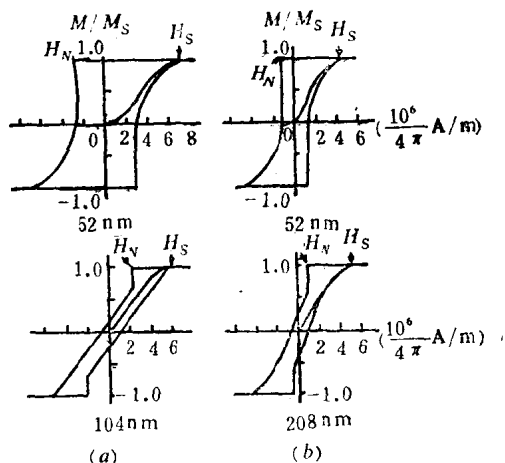


图 2-33 MnBi膜的磁滞回线
(a) 玻璃衬底, (b) 云母衬底

化反转, 呈典型的短形磁滞回线。如图2-34所示, 引起磁化反转的磁场 H_N 值, 无论玻璃衬底的还是云母衬底的MnBi膜, 随着厚度的增加, H_N 从负值起单调增加, 在某一膜厚 (前者约为140nm, 后者约为80nm) 以上时, 取正值。如果膜厚增加, H_N 则出现收敛的倾向, 收敛值约为 $4.77 \times 10^5 \text{ A/m}$, 比 $M_s \approx 6.13 \times 10^5 \text{ A/m}$ 稍小一点。如果从退磁状态开始加磁场, 那么在磁场 H_s 时, 磁化就饱和。该饱和磁场 H_s 与膜厚的关系示于图2-35。如果除去玻璃衬底Mn-Bi膜的80nm以下的膜厚, 则作为一种倾向, 就是 H_s 随膜厚的增加而单调地增加。收敛值为 $M_s \approx 0.613 \times 10^6 \text{ A/m}$ 。这一点

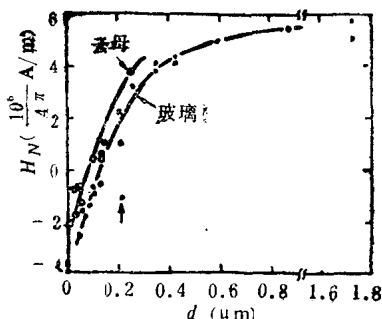


图 2-34 反转磁场 H_N 和膜厚 d 的关系

由泡畴理论可以近似地得到说明。图2-35中的点划线表示泡畴破灭的磁场 ($H = M_s (1 + \frac{3l}{4d} - \sqrt{3 \frac{l}{d}})$, $M_s = 6 \times 10^{-2} \text{ T}$, $l = 32 \text{ nm}$)。实

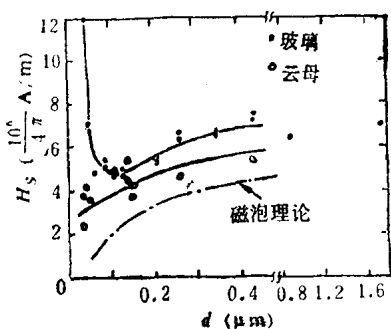


图 2-35 饱和磁场 H_s 和膜厚 d 的关系

际测量值比计算值大得多。可以认为这是由晶界和针孔的高矫顽力造成的, 因为膜不是理想的单晶膜, 而是多晶膜。可以推测, 玻璃衬底的MnBi, 在80nm以下的膜上, 其效应更显

著,其结果大大偏离计算值。而云母衬底MnBi膜,与计算值近似,晶粒间密集程度好,c轴排列很整齐,近似于理想的单晶。

2—5—4 三元MnBi型合金薄膜

(1) MnBi_{1-x}Te_x合金薄膜

为了提高MnBi膜的磁光优值 θ_F/α ,就要提高 θ_F ,降低 α 。另一方面,由于 α 太大,在利用法拉第效应时就要求膜非常薄,这就给制备均匀膜带来困难,所以希望降低 α 。Te进入MnBi后,可以大大降低 α ,有时还提高 θ_F/α 。

MnTe也是NiAs型晶体,其Mn自旋取反铁磁性排列,但离子晶体性质强。MnBi和MnTe的晶轴比 c/a 分别为1.42和1.64, c/a 和 a 对其磁性密切相关,同时也与电学和光学性质有关。

MnBi_{1-x}Te_x膜的制备方法与MnBi膜差不多。亦在真空中为 1.33×10^{-4} Pa中,在玻璃衬底上,以Bi、Te和Mn的次序蒸镀,共三层(总厚度70~100nm),再在三层膜上蒸镀SiO保护膜(约500nm),然后取出在空气中300℃退火10h,使Bi、Te、Mn三层扩散成MnBi_{1-x}Te_x薄膜。

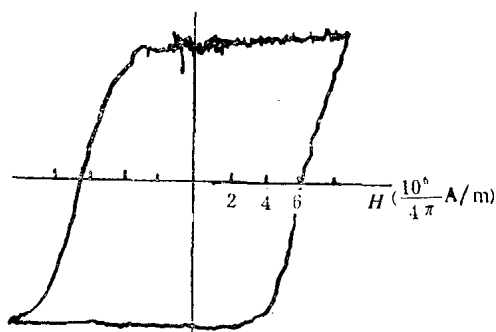


图 2-36 用法拉第效应测得磁滞回线 (MnBi_{0.8}Te_{0.2})

$\text{MnBi}_{1-x}\text{Te}_x$ 的易磁化轴也垂直于膜面。由法拉第旋转测试得到它的磁滞回线（见图2-36），由磁滞回线求得矫顽力 H_c ， H_c 随Te含量而增大，当Te含量大于一定值($x > 0.2$)时，

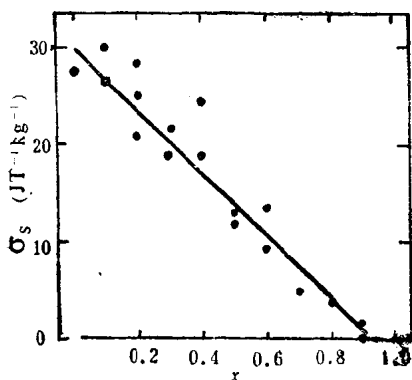


图 2-37 $\text{MnBi}_{1-x}\text{Te}_x$ 的成分与饱和磁矩 σ_s 的关系

矫顽力 H_c 提高一倍，此后随 x 的增加变化很小。图2-37示出饱和磁矩 σ_s 随成分 x 的变化， σ_s 随 x 近似线性地减小，在 $x = 0.9$ 附近失去铁磁性，居里温度 T_c 与 MnBi 的相同为 360°C 与 x 无关。图2-38示出磁矩随温度的变化，两种成分的变化趋势相似。

在 $0.45 \sim 1.6\mu\text{m}$ 的波长范围内测得透过率表明，随着 x 的增大，透过率变大，在波长 $1.1 \sim 1.2\mu\text{m}$ 处有峰值。透过率随 x 呈指数变化，由于添加了Te，特别是在波长 $1.1\mu\text{m}$ 附近的吸收变得非常小。

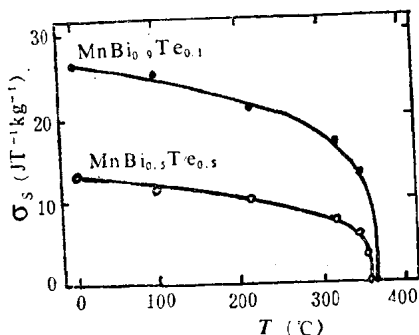


图 2-38 饱和磁矩 σ_s 温度特性

图2-39表示法拉第旋转角 θ 的波长特性，在 $0.6 \sim 0.65\mu\text{m}$ 有旋转角的极大值，随着 x 的增大，极大值位置移向短波

一侧,同时,旋转角在长波侧的减小变缓。图2-40示出磁光优值 θ_F/α 与成分 x 的关系。对于 $0.53\mu\text{m}$ 波长, θ_F/α 随 x 的增加而单调地减少。对于图2-39中 θ 达极大值的 $0.64\mu\text{m}$ 波长,

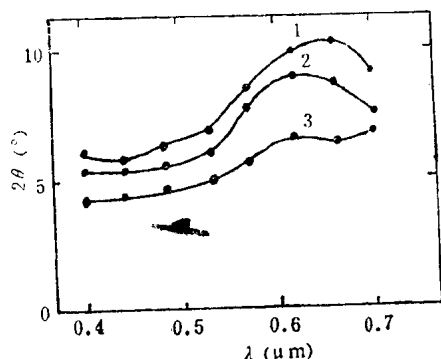


图 2-39 法拉第旋转角 2θ 的波长特性

1-MnBi_{0.95}Te_{0.1} 2-MnBi_{0.9}Te_{0.2}

3-MnBi_{0.8}Te_{0.4}

加入Cu,形成MnCu-Bi三元合金薄膜。这种膜的制备是在 $10^{-5} \sim 10^{-4}\text{Pa}$ 真空中,在玻璃或石英衬底上,按Bi、Mn、Cu的次序蒸镀三层,最后蒸镀SiO保护层;然后在 400°C 退火8h。MnCuBi三元合金是面心立方晶体,其晶格常数

在 $x=0$ (MnBi) 时, θ_F/α 最大;在 $x<0.5$ 范围, θ_F/α 几乎与 x 无关,有一定值;当 $x>0.5$ 时, θ_F/α 急剧地变小。对于 $0.7\mu\text{m}$ 波长, $x=0.3\sim 0.4$ 附近, θ_F/α 有极大值。

(2) MnCuBi合

金薄膜

为了减小写入功率,降低MnBi膜的居里温度,在MnBi中

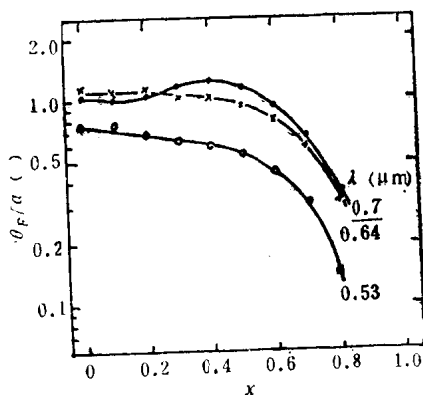


图 2-40 MnBi_{1-x}Te_x的成分与磁光优值 θ_F/α 的关系

$a = 12.2 \text{ \AA}$, 易磁化方向垂直膜面, 居里温度 $T_c = 180^\circ\text{C}$, 饱和磁极化强度 $\mu_0 M_s = 0.4 \text{ T}$ 。MnCuBi 的法拉第旋转测试的磁滞回线见图 2-41, 它的剩余磁感应接近饱和磁感应, 几乎是矩形的磁滞回线。MnCuBi

在 $0.5145 \mu\text{m}$ 和 $0.6328 \mu\text{m}$ 波长时的法拉第旋转 θ_F 分别为 4×10^5 和 2.5×10^5 $^\circ/\text{cm}$, 而磁光优值 $2\theta_F/\alpha$ 分别为 1.8° 和 1.3° ; 在 $0.6328 \mu\text{m}$ 波长的极向克尔旋转 $\theta_K = 0.2^\circ$ 。MnBiCu 的各向异性常数 $K = 0.2 \text{ J/cm}^3$, 各向异性场 $H_K = 2K/\mu_0 M_s = 7.96 \times 10^5 \text{ A/m}$,

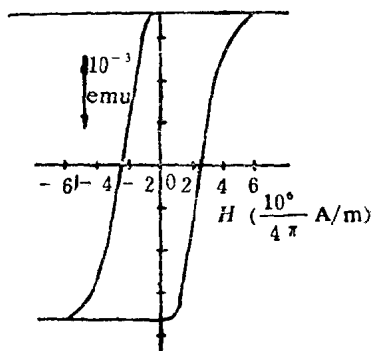


图 2-41 MnCuBi 的磁滞回线 (石英衬底, 35nm 厚)

MnCuBi 膜的矫顽力 H_c 不但同厚度有关, 还同衬底与 Bi 含量有关。当 Bi 含量太少时, 会出现第二相, 使 H_c 大大提高 (第二相的弥散硬化)。石英衬底上的 MnCuBi 达 40 nm 时, $H_c = 7.96 \sim 15.9 \times 10^4 \text{ A/m}$, 为玻璃衬底的 $1.2 \sim 1.6$ 倍。

MnCuBi 膜在 $0.6328 \mu\text{m}$ 波长时的法拉第旋转与温度的关系见图 2-42; 镀保护层 SiO 的 MnCuBi 的比法拉第旋转 θ_F 、光吸收系数 α 和磁光优值 $2\theta_F/\alpha$ 的波长特性见图 2-43。

(3) MnAlGe 合金薄膜

为了降低 MnBi 膜的居里温度, 有人研究了 MnAlGe 三元合金薄膜。这种薄膜用直流溅射法制备, 玻璃衬底在不同的温度下加热, 最佳衬底温度大约是 500°C , 气氛为 9.33 Pa 的

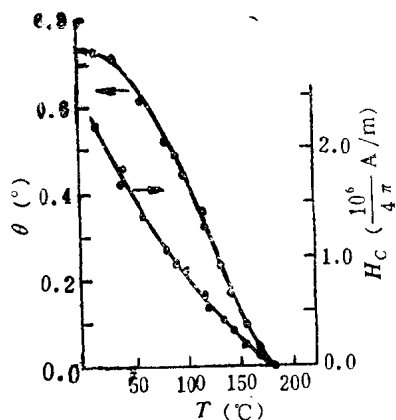


图 2-42 MnCuBi的法拉第旋转 θ 与温度的关系 (30nm厚;
 $\lambda = 630\text{nm}$)

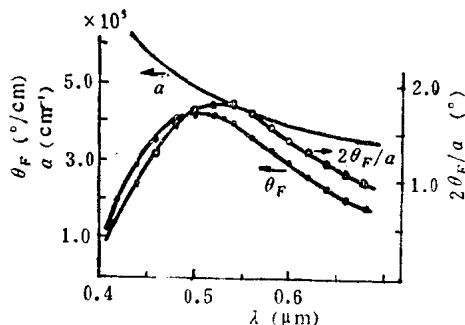


图 2-43 SiO-MnCuBi的 θ_F 、 α 、 $2\theta_F/\alpha$ 与波长 λ 的关系

氩气，栅极电压1500V，直流电流10mA，沉积速率为 11.5 nm/min。

MnAlGe的居里温度 $T_c = 245^\circ\text{C}$ ，饱和磁化强度 $M_s = 0.36\text{T}$ 。膜厚90nm时，在波长 $0.55\mu\text{m}$ 的比法拉第旋转 $\theta_F = 1 \times 10^5$ °/cm，光吸收系数 $\alpha = 1 \times 10^6\text{cm}^{-1}$ 。

MnAlGe的矫顽力 H_c 与溅射时的衬底温度有关（见图2-

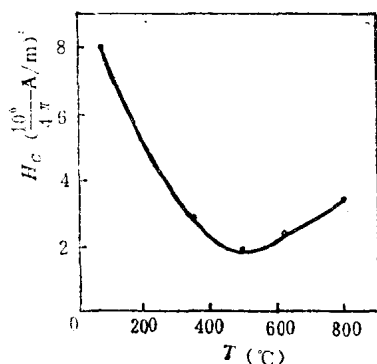


图 2-44 MnAlGe膜的矫顽力 H_c 与衬底温度 T 的关系

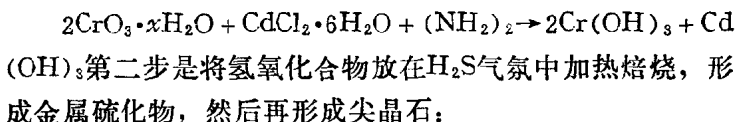
44) , 在500°C时, 得到最低 $H_c = 1.59 \times 10^5 \text{ A/m}$ 。

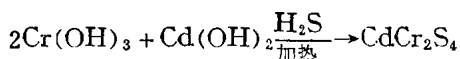
§ 2-6 尖晶石型硫属化合物

硫属化合物 CdCr_2S_4 、 CoCr_2S_4 等是正尖晶石晶体结构的铁磁性材料。由于它们的光、电、磁性能适宜于作成红外波段(1~10 μm)的磁光器件, 因而有人研究了它们的制备方法和磁光性能。

2-6-1 尖晶石硫属化合物的制备

以制备 CdCr_2S_4 为例加以说明。首先制备尖晶石粉末, 分二步进行。另一步制备Cd、Cr的氢氧化物, 可以利用下列反应而制得:





由以上方法制得的粉末先磨碎，然后通过 100 网格的筛子筛选，筛选后的粉末作为下一步热压的原料。

热压在以 Mo-Ti-Zr 合金为管芯的真空炉中进行。冲模涂以胶体石墨作为脱模剂。耐热的石墨圆片作为粉末试样的底盘和上盖，以便保持粉末之间均匀的温度，并作为一种脱模材料。温度用热电偶测量，热电偶放在压机底部底盘石墨圆片附近。模子用高频感应加热器，以直接耦合法加热。

粉末原料装入真空热压炉后，在室温时加压倒 2.27×10^7 Pa，随后抽真空。当真空度达到 6.67×10^{-2} Pa 时，将压力增至 2.84×10^7 Pa，并开始加热。大约在 20 min 左右，使温度达到所要求的值（一般 CdCr_2S_4 为 900°C ），并在这一温度保温 10 min。保温期间使温度均匀化，并放气。随后压力以 1.42×10^7 Pa/min 的速度缓慢地增加到最大值，并保持 20 min。随后关掉感应加热器，随炉冷却，但压力一直保持到 600°C 左右，在 600°C 以下，允许压力慢慢地降下来。同时当真空释放时，热压设备用惰性气体反充。设备冷到室温则热压过程结束。

2—6—2 制备工艺对材料的影响

共沉淀的氢氧化物，在 500°C 反应几乎是完全的。表 2-6 列出了氢氧化物在逐渐升高温度时，形完尖晶石的情况。实验结果表明， 925°C 烧结产物得到最优良的透明性，因为杂质含量最少，而致密性最好。

表 2-7 列出了热压温度对 CdCr_2S_4 的密度和光吸收系数的影响。其中压力及时间保持恒定，压力为 2.84×10^7 Pa，时

表 2-16 共沉淀氢氧化物逐渐加热后形成的尖晶石

试样	H ₂ S 处理		成分 (相对峰值高度)				分析 (%)		表面积 (m ² /g)
	时间 (h)	温 度 (°C)	GdCr ₂ S ₄	CdS	未 知	CrS ₃	O ₂	S	
128-1	1.5	350	差的结晶						
-2	3	500	100	2.6	1.4	1.6	1.79	36.8	10.477
-3 研磨	3	800	100	0	0	0	0.30	37.2	2.992
-4 研磨	2	925	100	0	0	1.1	0.18	37.3	1.990

表 2-17 热压温度对CdCr₂S₄的密度
及光吸收的影响

热压温度 (°C)	密 度 (%)	光吸收系数 (cm ⁻¹)	
		1.3μm	2.0μm
750	99.69	68	43
800	99.82	16	16
850	99.87	13	15
900	99.99	5	8

* 以4.2590g/cm³为CdCr₂S₄的理论密度

间为20min。由表2-7可见，热压温度越高，致密性越大，光吸收越小。但900℃显现为温度的上限，热压温度大于这个上限，则因尖晶石的部分分解而导致光吸收的增大。实验表明CdCr₂S₄的分解在真空下大约从528℃开始，而在热压时，热分解显然被外加压力所抑制。

表2-18中列出了外加压力对CdCr₂S₄光吸收的影响，其中压力变化从7.23到191.1MPa，而热压温度及时间保持恒定在900℃，20分钟。由表可见外加压力对长波长下的光

表 2-18 外加压力对 CdCr_2S_4 光吸收的影响

外加压力 (10^3Pa)	光吸收系数(cm^{-1})	
	$3.0\mu\text{m}$	$10.0\mu\text{m}$
7.23	55	9
12.76	29	4
21.55	22	4
28.92	17	3
95.5	10	5
191.1	8	4

表 2-19 压制时间对 CdCr_2S_4 光吸收的影响

时 间 (min)	光吸收系数(cm^{-1})	
	$3.0\mu\text{m}$	$10.0\mu\text{m}$
3	10	5
10	17	6
20	17	6
40	20	7

表 2-20 热压 CdCr_2S_4 的磁光数据

温 度 (K)	波 长 (μm)	光吸收系数 α (cm^{-1})	比法拉第旋转* $\frac{\theta_F}{\alpha}$ ($^\circ/\text{cm}$)	磁光优值 $\frac{\theta_F}{\alpha}$ ($^\circ/\text{dB}$)
4	0.8	65	12700	45
4	1.0	23	6900	70
80	0.8	80	7500	22
80	1.0	25	3800	35
100	0.8	90	4000	10
100	1.0	27	1500	~12

* 外加磁场为 $4.77 \times 10^4 \text{A/m}$

吸收影响较小, 在 $3\mu\text{m}$ 时影响较大。光吸收在短波长下的增加, 也许是由于残留气孔所造成的光散射所致。

表2-19中列出了压制时间对 CdCr_2S_4 光吸收的影响。其中, 时间变化从3到40min, 而压力及温度保持恒定在 $2.84 \times 10^7 \text{Pa}$ 及 900°C 。可见热压的时间不宜过长, 时间过长会增加光吸收。

在热压 CoCr_2S_4 、 CdCr_2Se_4 等尖晶石时, 时间、温度及压力对光吸收的影响也有类似的结果。

2-6-3 尖晶石型硫属化合物的磁光性能

研究得最多的硫属化合物是 CdCr_2S_4 、 CoCr_2S_4 及 $\text{Cd}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cr}_2\text{S}_4$ 。根据磁化曲线随温度的变化, 测定了居里温度 T_c ; 在 4.2K 及 $7.16 \times 10^5 \text{A/m}$ 磁场下测定了饱和磁矩 σ_s 。由图2-45示出了 $\text{Cd}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cr}_2\text{S}_4$ 的 T_c 和饱和磁矩。由图可见 T_c 及 σ_s 随成分 x 的变化是一平滑的曲线。在 $x=1$ 时, $T_c=84.5\text{K}$; $x=0$ 时, $T_c=221\text{K}$ 。

在 295K 时测定了 $\text{Cd}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cr}_2\text{S}_4$ 的吸收光谱。在 0.8 至 $5\mu\text{m}$ 之间, 光吸收几乎正比于 Co 的浓度。根据吸收光谱可以分析其中的跃迁机理。

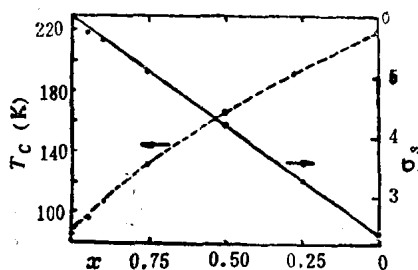


图 2-45 $\text{Cd}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cr}_2\text{S}_4$ 的居里温度 T_c 和饱和磁矩 σ_s 与成分 x 的关系

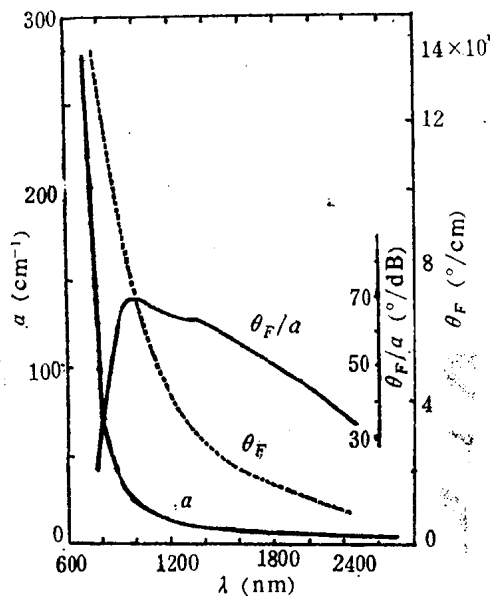


图 2-46 CdCr_2S_4 在 4.2K , $4.77 \times 10^5 \text{A/m}$ 磁场下的磁光性能与波长的关系

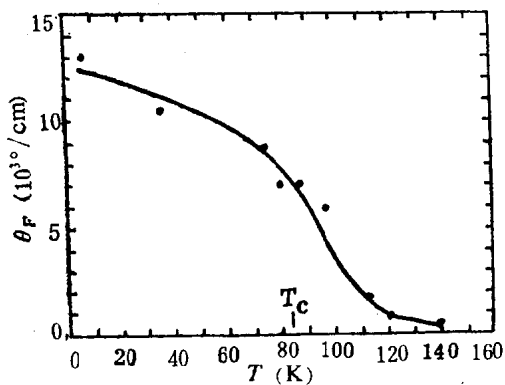


图 2-47 CdCr_2S_4 在 $0.8\mu\text{m}$, $4.77 \times 10^5 \text{A/m}$ 磁场下的比法拉第旋转 θ_F 与温度的关系

表 2-21 CdCr_2S_4 的折射率 n 与波长的关系

波长 (μm)	0.633	0.800	0.850	0.900	0.950	1.00	1.20	1.50	2.00	2.50	5.00	10.00	15.00
折射率 n	3.57	3.86	3.75	3.58	3.46	3.37	3.13	2.97	2.89	2.86	2.84	2.84	2.84

研究表明, CoCr_2S_4 是 $\text{Cd}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cr}_2\text{S}_4$ 系列中最好的磁光材料。在 $0.9 \sim 1.4 \mu\text{m}$ 、 4.2K 时, 其磁光优值超过 $60^\circ/\text{dB}$; 在 80K 时为 30dB , 因而在液氮温度下是一种有用的磁光材料。 CdCr_2S_4 在 4.2K 和 $4.77 \times 10^5 \text{A/m}$ 磁场下的比法拉第旋转、光吸收及磁光优值示于图 2-46。优值的峰值约为 $70^\circ/\text{dB}$ 。在 $0.8 \mu\text{m}$ 时的比法拉第旋转与温度的关系示于图 2-47。 $T_c = 84\text{K}$ 时的 θ_F 大约为 4K 时的一半。在几种温度和波长下, 各种吸收系数、比法拉第旋转和磁光优值的数据列于表 2-20 中。其折射率与波长的关系列于表 2-21。

§ 2-7 磁光玻璃

磁光玻璃是顺磁性或逆磁性的弱磁材料, 它的磁光效应比上述的强磁性材料小几个数量级, 但由于它制造方便、价格便宜、透明性好、应用历史久, 因而有较大的应用范围。一般磁光玻璃的法拉第旋转 θ 用下式表示:

$$\theta = V l H \quad (2-1)$$

式中 l 是介质的长度, H 是外加磁场强度, V 是用来表征玻璃材料磁光特性的常数, 称为费尔德 (Verdet) 常数。根据经典的电磁场理论, 可推导出费尔德常数表达式为:

$$V = \frac{e}{2mc^2} \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (2-2)$$

式中 e 是电子的电荷, m 是电子的质量, c 是光速, λ 是波长, n 是折射系数。

由量子理论推导出费尔德常数的结果为:

$$V = \frac{4\pi^2 v^2 \chi}{g \mu_B c h} \sum_n \frac{c_n}{v^2 - v_n^2} \quad (2-3)$$

式中 ν 是光的频率, χ 是磁光率, g 是朗德因子, μ_B 是玻尔磁矩, c 是光速, h 是普朗克常数, ν_n 是跃迁频率, C_n 是与跃迁几率有关的系数。 n 是包括激发态所有的量子数(除磁量子数外)的指数。由(2-3)式可见费尔德常数直接正比于磁感应。

在研究稀土磁光玻璃时, 还得出下列简单公式:

$$V = k/(\lambda^2 - \lambda_r^2) \quad (2-4)$$

式中 λ_r 是稀土离子引起 $4f^n - 4f^{n-1}5d$ 跃迁的波长, λ 是照射光的波长。

有时可以下式来研究:

$$V = ck_1/(\lambda^2 - \lambda_r^2)T \quad (2-5)$$

式中 c 是激活离子的浓度, T 是温度。在组成为 $4.8\text{SiO}_2 \cdot 2\text{ZnO} \cdot \text{Na}_2\text{O}$, 其中 CeO_2 占5%重量百分比的玻璃中, $\lambda_r = 322 \pm 10\text{nm}$ 。对于磷玻璃中的Ce, 得出 $\lambda_r = 289\text{nm}$ 。对各种组成的玻璃中的其它稀土元素, 计算的 λ_r 列于表2-2中, 可见对于某一稀土元素来说, 它在各种玻璃中的 λ_r 值是相近的。

图2-48示出有较大的法拉第旋转的稀土离子的费尔德常数与波长的关系。图2-49示出三种不同基质, 即硅酸盐、磷酸盐和硼酸盐玻璃的费尔德常数与 Nd^{3+} 及 Pr^{3+} 浓度的关系。

表 2-22 稀土元素在各种玻璃中的 λ_r 计算值

离 子	$\lambda_r (\mu\text{m})$		
	硼 玻 璃	磷 玻 璃	磷玻璃(光谱纯)
Pr^{3+}	21	21	21.5
Tb^{3+}	22.5	21.5	21.5
Dy^{3+}	18	17.5	18.6

从实验资料和图中可以看出，费尔德常数只同稀土氧化物的浓度有关，而与玻璃的组成无关。在上述三种基质玻璃中，三价稀土离子 Ce^{3+} 、 Pr^{3+} 、 Tb^{3+} 、及 Dy^{3+} 给出较大的费尔德常数。

含有稀土元素的玻璃，冷到低温可以增大法拉第旋转。例含 Tb_2O_3 的玻璃，当温度降到20K附近，费尔德常数几乎增加12倍。在很低温度下，费尔德常数服从下列方程：

$$\theta = A \tanh(\mu_B H / RT) + BH \quad (2-6)$$

式中 A 与 B 是常数。

图 2-48 稀土玻璃的费尔德常数 V 与波长的关系
1- Pr^{3+} , Tb^{3+} 2- Dy^{3+} 3- Ho^{3+} 4- Er^{3+} (以上32%wt硅酸盐) 5- Na^+ 7- $60\text{Nd}_2\text{O}_3 \cdot 40\text{B}_2\text{O}_3$

对于Ce-磷酸盐玻璃， A 几乎正比于Ce的浓度，而 $B \ll A$ ，

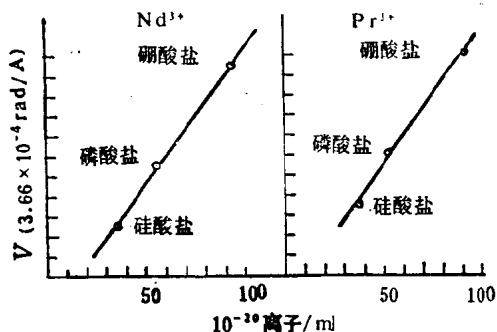
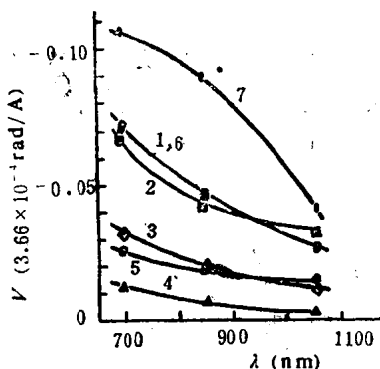


图 2-49 费尔德常数 V 与稀土离子浓度的关系

可略而不计。Tb-硅酸铝玻璃在居里温度 ($\approx 1.16\text{K}$) 以上, 其 $\theta \propto H/T$ 。

稀土磁光玻璃的实际应用不仅仅取决于费尔德常数, 还取决于工作波长区的吸收带的存在。三价的Ce离子在可见光和近红外光波区没有吸收带。比较硅酸铝玻璃中 Pr^{3+} 、 Tb^{3+} 、 Dy^{3+} 离子的光吸收及费尔德常数的波长关系可知, 含有 Tb^{3+} 的玻璃具有最佳的光谱特性。 Tb^{3+} 硅酸铝玻璃在 $1.06\mu\text{m}$ 时, $V \approx 3.00 \times 10^{-5} \text{rad/A}$, $\alpha \approx 0.008 \text{cm}^{-1}$; 含有 32.5% 克分子 Tb_2O_3 的 $\text{BaO-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ 玻璃在 $0.63\mu\text{m}$ 时, $V = 1.61 \times 10^{-4} \text{rad/A}$ 。而含 Ce^{3+} 的磷酸盐玻璃, 在 $0.64\mu\text{m}$ 时, $V = 5.86 \times 10^{-5} \text{rad/A}$ 。

在一些含 Pb^{2+} 的玻璃中, V 与 PbO 的含量呈线性变化的关系。法拉第旋转基本上是由 Pb^{2+} 离子产生的。具有与 Pb^{2+} 相似的电子结构的离子, 例 Ga^{3+} 、 In^{3+} 、 Tl^{3+} 、 Ge^{2+} 、 Sn^{2+} 、 As^{3+} 、 Sb^{3+} 、 Bi^{3+} 等, 也会使玻璃具有大的费尔德常数。在氧化硅及氧化硼玻璃中, 相同重量百分比的 Tl^{3+} 离子比 Pb^{2+} 及 Bi^{3+} 离子有更高的费尔德常数。

表 2-23 几种类型材料的费尔德常数 ($3.66 \times 10^{-4} \text{rad/A}$)

材 料	$0.7\mu\text{m}$	$1.06\mu\text{m}$
As_2S_3	0.194	0.07
As-Se 玻璃	—	0.10
$\text{Pr}^{3+}\text{-B}_2\text{O}_3$	0.203	0.060
PbO-TeO_2	0.128	0.048
ZnS	0.15	0.054

含 Te^{4+} 的玻璃有相当高的费尔德常数。当 Te^{4+} 离子的作用与 Pb^{2+} 离子的作用相结合时, 会导致很高的费尔德常数。

这些玻璃的极限值大约是：在700nm, $V \approx 5.49 \times 10^{-5} \text{rad/A}$ ；
在1.06 μm , $V = 1.33 \times 10^{-5} \text{rad/A}$ 。

在表2-23中示出几种典型的材料的费尔德常数。

§ 2-8 其它磁光材料

2-8-1 EuX型化合物

X为硫族化合物。这类化合物为NaCl型的立方晶系结构，金属离子都是在等效的立方座上。由于这类化合物显示大的磁光效应，立方结构的低各向异性 and 少有的大饱和磁感应而使得它们具有吸引力。它们的主要磁性和磁光性能见表2-24

表 2-24 EuX的磁性和磁光性能

材 料	晶格常数 (Å)	磁 性	0K 饱和 磁矩 μ_s (μ_B /分子)	居里(奈耳) 温度 T_c (T_n) (K)	法拉第旋转 θ_F (°/cm)	室温吸收 边 (eV)
EuO	5.15	铁磁性	6.7	77	520.000	1.12
EuS	5.96	铁磁性	6.87	16	—	1.64
EuSe	6.19	顺磁性	6.7	4.6(反铁磁性) 2.8(铁磁性)	95.000	1.85
EuTe	6.60	反铁磁性	—	7.8~11	—	2.0

这些化合物中，EuO和EuS是铁磁体，EuSe是顺磁体，它在数十万A/m磁场下变成铁磁体，而EuTe是反铁磁体。在可见光范围，靠近吸收带边缘有非常强的磁光效应。

EuO和EuS的纵向克尔效也是很大的。

2—8—2 CrY_3 型化合物

Y为卤族元素。研究较多的有 CrBr_3 、 CrI_3 和 CrCl_3 ，前二种是铁磁体，而 CrCl_3 是变磁体。只要数拾万A/m的磁场就可以使 CrCl_3 中所有的自旋平行排列。这类化合物为六角晶系结构，空间群为 C_{3i}^2 。在这结构中， Cr^{3+} 离子的一个六角网格颇为紧密地键合在两个密堆积的卤族离子层之间。这个单元常被称为夹层结构。两个相继的夹层结构之间的键合要弱得多。表2-25给出了 CrY_3 的主要磁性和磁光性能。在绝对零度时，它们在饱和场中的磁化强度都相应于 Cr^{3+} 离子的总磁矩。

表 2-25 CrY_3 的磁性和磁光性能

材料	磁 性	晶格常数 a (Å)	10K 饱和磁 极化强度 $\mu_0 M_s$ (10^{-2}T)	居里(奈 尔)温度 $T_c (T_N)$ (K)	法拉第旋 转 θ_F (°/cm)	15K吸收 系数 α (cm^{-1})	波长 λ (nm)
CrCl_3	变 磁 性	5.942	3880	16.8	~8000	<100	~450
CrBr_3	铁 磁 性	6.62	3890	32.5	130000	~100	~500
CrI_3	铁 磁 性	6.86	2690	68	—	—	—

2—8—3 MF_3 型化合物

M为铁族元素。这类化合物为三角晶系结构，空间群为 R_3C ，其中 FeF_3 为可见光波段室温下的铁磁透明体，居里温度($T_c=363\text{K}$)高于室温，颇引人注意。其室温下的性能如下：饱和磁极化强度 $\mu_0 M_s = 4\text{mT}$ ，磁晶各向异性场在 $[111]$ 方向 $H_{K[111]} \approx 2.39 \times 10^6 \text{A/m}$ ，而在 (111) 晶面内 $H_{K(111)} < 0.796 \text{A/m}$ ，比法拉第旋转 $\theta_F = 180^\circ/\text{cm}$ ，吸收系数 $\alpha =$

表 2-26 AMF₃的物性、磁性和磁光性能

材 料	颜 色	晶格对称性		磁 性	居里(奈尔) 温度 T_c (T_N) (K)	饱和磁矩 ($10^{-4} \frac{T \cdot cm^3}{g}$)	法拉第旋转 θ_F ($^{\circ}/cm$)	光吸收系数 α (cm^{-1})
		$T > T_c(T_N)$	$T < T_c(T_N)$					
KMnF ₃	浅 棕	立 方	单 斜	反铁磁	88	[离分磁矩] (μ_B)	—	—
KFeF ₃	棕	立 方	三 角	反铁磁	121	[4.4]	—	—
KCoF ₃	玫 瑰	立 方	四 角	反铁磁	136	[4.4]	—	—
KNiF ₃	黄 绿	立 方	立 方	反铁磁	280	[2.2]	—	—
KCuF ₃	浅 紫	四 角	—	反铁磁	38	[0.5]	—	—
RbFeF ₃	蓝(透明)	立 方	四角正 交单斜	亚铁磁	74	~250	-300~-800 (0.5~0.8 μm)	~1 (0.5~0.8 μm)
RbNiF ₃	透 明	六 角	六 角	亚铁磁	139	21	50~230 (0.5~0.6 μm)	<1
CsFeF ₃	透 明	六 角	六 角	亚铁磁	58	33	-3000(估计)	~1
TiNiF ₃	黄(透明)	六 角	六 角	亚铁磁	150	11.6	¹⁰⁰ (0.6~0.8 μm)	~1

4.4cm^{-1} , 吸收边($\alpha \approx 10^3\text{cm}^{-1}$) 为 249nm 。这类化合物大多为弱铁磁性或反铁磁性, 例如, $M = \text{Cr}$ 、 Mn 、 Co 时的奈尔温度分别为 80 、 43 、 460K 。

2—8—4 AMF_3 型化合物

A为碱金属或其它一价金属元素, M为铁族元素。这类化合物大多为具有不同程度畸变的钙钛石型结构, 在磁有序温度以上有较高的对称性, 而在这温度以下常呈现对称性降低。其中有些为透明晶体。磁性为亚铁磁性或反铁磁性。其主要磁性及磁光性能见表1-29。

2—8—5 FeBO_3

这种化合物的晶体结构为碳酸钙(CaCO_3)型, 属三角晶系, 空间群为 $D_{3d}^6-R\bar{3}C$, 密度 $d = 4.26\text{g/cm}^3$ 。可以用 Bi_2O_3 - B_2O_3 作助熔剂制得单晶体。Fe可以为Ga、Cr、Ti等部分代换。纯 FeBO_3 为弱铁磁性(成角反铁磁性), 室温下的饱和磁极化强度 $\mu_0 M_s = 1.15 \times 10^{-2}\text{T}$, 居里温度 $T_c = 384\text{K}$ 。 FeBO_3 和 FeF_3 是目前发现的在室温下对可见光透明的仅有的两种具有强磁性的磁光材料。 FeBO_3 为绿色透明, 在 525nm 的比法拉第旋转 $\theta_F = 23000^\circ/\text{cm}$, 吸收系数 $\alpha = 39\text{cm}^{-1}$, 折射率 $n = 2.1$, 吸收边为 450nm 。

2—8—6 RFeO_3 型化合物

R为稀土族元素。这类化合物一般称为正铁氧体, 为具有畸变的钙钛石型结构, 属正交晶系, 空间群为 $D_{2h}^{19}-\text{Pbnm}$ 。它们是成角的反铁磁体, 具有弱铁磁性, 有比较小的磁化强度及相当复杂的磁化强度——温度和各向异性——温度

的关系。如果我们忽略掉磁化强度，那么它们是光学二轴性的。它们的磁旋光与强大的线双折射纠缠在一起。它们在薄片状态下，大多为半透明的。这种晶体也是最早的一种磁泡材料，这种晶体一般用助熔剂法生长。

2—8—7 Eu_2SiO_4

这是一种在极低温下的大块透明铁磁材料，为正交晶系结构，居里温度 $T_c = 7\text{K}$ ，液氮温度下的比法拉第旋转 $\theta_F = 76000^\circ/\text{cm}$ ，吸收系数 $\alpha < 10^2 \text{cm}^{-1}$ ，($\lambda = 800\text{nm}$)，在 30nm 时， $\alpha \approx 250 \text{cm}^{-1}$ 。

2—8—8 $\text{Na}_x\text{M}_y\text{F}_{14}$ 型化合物

M 为铁族元素。这类化合物在居里温度以上为四角晶系结构，在居里温度以下变为三角晶系结构。其中 $\text{Na}_x\text{Fe}_y\text{F}_{14}$ 在低温下为可见光透明的亚铁磁性材料，0K 饱和磁极化强度 $\mu_0 M_0 = 0.25\text{T}$ ，居里温度 $T_c = 80\text{K}$ 。

2—8—9 铁磁玻璃

铁磁玻璃是一类非晶态铁磁材料，可以用作磁光器件，它们的物理性能见表 2-27。

表 2-27 铁磁玻璃的性能

材料 牌号	饱和磁矩(0K) δ_s ($10^{-3} \frac{\text{T} \cdot \text{cm}^3}{\text{g}}$)	居里 温度 T_c (K)	矫顽 力 H_c (Oe/cm)	折 射 率 n	费尔德常数 $V (\times 10^{-6})$ ($^\circ/\text{A}$)	透明范围 (93% 透明) (μm)	磁导率 μ	矫顽力 H_c (A/m)
FG ₁	31.4	297	3.00	1.64	377	0.24~2.75	~400	~79.6
FG ₂	31.4	305	3.20	1.78	402	0.23~2.75	~400	~79.6
FG ₃	31.4	310	3.80	1.92	440	0.22~2.75	~400	~79.6

第三章 磁 光 器 件

§ 3-1 引 言

磁光器件是指利用材料的磁光效应制作的各类光信息功能器件。虽在1845年就发现了法拉第磁光效应，但在其后的一百多年中，并未获得应用，只是不断发现了新的磁光效应和建立了磁光理论。直到50年代，人们才广泛应用磁光效应来观察、研究磁性材料的磁畴结构。60年代初，由于激光和光电子学领域的开拓，才使磁光效应的研究向应用领域发展，出现了新型的光信息功能器件——磁光器件。特别是近年来随着激光、计算、信息、光纤通讯、激光陀螺、磁泡等新技术的发展，促使人们对磁光效应的研究和应用向深度和广度发展，不断地涌现出许多崭新的磁光器件。

在激光应用中，除探索各种新型的激光器和接收器外，激光束的参数，例如强度、方向、偏转、频率、偏振状态等的快速控制是很重要的问题。磁光器件，就是利用磁光效应构成的各种控制激光束的器件。类似微波铁氧体器件的发展和分类那样，因光通讯的需要，1966年起发展了磁光调制器，磁光开关、磁光隔离器、磁光环行器、磁光旋转器、磁光相移器等磁光器件。由于光纤技术和集成光学的发展，1972年起又诞生了波导型的集成光磁光器件。在60年代后期，因计算机存储技术的发展，刺激人们把磁畴结构和热磁效应与磁光效应相结合，发展了磁光存储技术。磁光存储技术可分两种，一种是发展全息的磁光存储；另一种是发展点位式

的磁光存储。由于全息技术尚未过关，前一种发展比较迟缓；后一种则由于全息磁泡和光盘技术的日趋完善和商品化，得以迅速发展，从而出现了时髦的磁光印刷和磁光光盘系统。利用磁光效应研究圆柱状磁畴（磁泡）而发展了磁泡技术。因信息技术的需要，在70年代中后期，在磁泡技术的基础上，又发展了磁光信息处理机及磁光泡显示器。激光陀螺的发展中，遇到了“闭锁”问题，一度受挫，后来利用磁光效应，巧妙地克服了“闭锁”，从而发展了一种全固态（无机械部件）的磁光偏频激光陀螺。因而，每一种新型的磁光器件，都是在研究磁光效应的基础上，根据新技术的发展需要，而发展起来的，因此它们具有强大的生命力和发展前途。

另一方面，磁光器件的发展还有赖于磁光材料的发展。最早的磁光器件，是用非铁磁性的磁光玻璃做成的，这种材料的光透明性很好，但它们的磁光效应很小，因而由磁光玻璃做成的器件体积大、磁场高、功耗多，均匀性、稳定性差在应用上受到很大的限制。钇铁石榴石（YIG）单晶的出现，不仅制成了体积小、磁场低、功耗少的磁光器件，而且由于它是强磁性的晶体材料，通过晶体取向的选择和磁路的改进，可以制成高频磁光调制器（调制频率达200MHz）；易于设计均匀磁场、磁屏蔽和磁补偿，使器件磁场均匀，抗干扰性好，性能稳定，精度高。因而由YIG单晶制成的磁光器件种类多，应用广。但因YIG单晶在 $1\sim 5\mu\text{m}$ 波长是透明的，而在其它波长有较大的吸收，因而应用的波长范围受到限制。后来出现掺Bi石榴石单晶薄膜，它的比法拉第旋转几乎比YIG大 $1\sim 2$ 个数量级，而光吸收的增加不多，在可见光区（例630nm）可使大部分光透过薄膜，除可制成常用的磁光调制器外，还可以制成许多可见光区应用的新型磁光器

件,例如磁光偏转器,磁光泡显示器、磁光存储器、磁光光信息处理机、磁光印刷机、激光陀螺磁光偏频元件等。唯有这类单晶薄膜可构成波导型磁光集成器件。热压尖晶石,可制成 $1\sim 10\mu\text{m}$ 波长的磁光调制器和隔离器,弥补了长波长($5\sim 10\mu\text{m}$)磁光器件的空白,稀土—过渡族金属非晶薄膜的问世,为磁光光盘系统提供了大面积($\phi 150\sim 200\text{mm}$)、均匀的、高克尔旋转($\theta_K>0.4^\circ$)、高信噪比($>45\text{dB}$)的磁光介质,使可擦除、随记随录、大容量的磁光光盘存贮系统,早日应用于录象机和计算机中。

本章将介绍各种磁光器件的工作原理、设计要求、结构、特性和应用等。

§ 3-2 磁光调制器

3-2-1 工作原理

利用偏振光通过磁化的磁性介质而发生偏振面旋转——

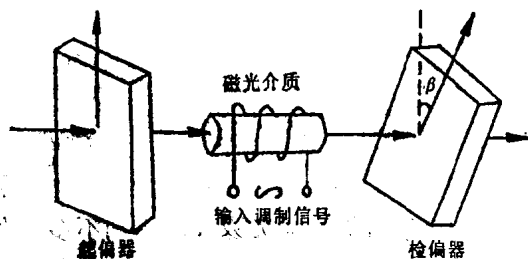


图 3-1 低频磁光调制器示意图

即法拉第效应，可调制光强，低频磁光调制器的结构如图3-1。将磁光介质放在磁化线圈中，而磁化线圈又位于起偏器及检偏器之间。

对于矫顽力很小软磁材料，在饱和以下磁化，其法拉第旋转 θ 与外加磁场 H 成直线关系，达到饱和以后则 $\phi_F = \phi$ ，不再随磁场变化（见图3-2）。

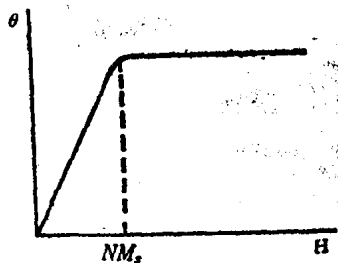


图3-2 法拉第旋转角 θ 与外加磁场 H 的关系

如果忽略结晶各向异性，那么磁化试样所需的饱和磁场

$$H_s = NM_s \quad (3-1)$$

式中 N 是退磁因子，由试样的形状及磁化方向决定，其数值介于0~1之间。试样磁饱和的法拉第旋转

$$\theta = \theta_F e \cos \gamma \quad (3-2)$$

式中 θ_F 是比法拉第旋转， e 是光透过试样的长度； γ 是磁化方向与光传播方向之间的夹角。对于未饱和的试样，其法拉第旋转

$$\theta = \frac{H}{NM_s} \theta_F \cos \gamma \quad (3-3)$$

式中 H 为外加磁场。若忽略偏振器的损耗，则由马吕斯（Malus）定律，从起偏器发出的光束 I 。经检偏器后的光强

$$I = I_0 \cos^2 \beta \quad (3-4)$$

β 是起偏器与检偏器的透光轴之间的夹角。若在两偏振器之间加入磁光调制元件，并忽略磁光介质的反射与干涉效应，

则通过检偏器的光强

$$I_m = I_0 e^{-\alpha l} \cos^2(\beta + \theta) \quad (3-5)$$

式中 α 是磁光介质的光吸收系数。

由(3-3)和(3-5)式可见, I_m 仅随 H 变化,而 H 又正比于磁化线圈的电流 i ,所以 I_m 可由 i 来调制。

3-2-2 石榴石单晶薄膜磁光调制器

掺铋磁光石榴石单晶薄膜具有高的比法拉第旋转 θ_F ,适中的光吸收系数 α ,大的磁光优值 θ_F/α 和可调节的饱和磁极化强度 $\mu_0 M_s$ 。两种典型材料的性能参数列入表3-1。由于薄膜在可见光区($\lambda = 0.6 \sim 1 \mu\text{m}$)可透过相当量的光,因而适于制成可见光波段的磁光调制器。

用 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜作磁光介质,制成孔径15mm,外形尺寸(包括磁化线圈及偏振片)为 $\phi 25 \times 30\text{mm}$ 的磁光调制器。将它用于图3-3所示的光路中,其中

表 3-1 两种磁光石榴石单晶薄膜的性能参数

性 能 类	膜厚 h (μm)	$\mu_0 M_s$ 10^{-4}T	居里温 度 T_c ($^{\circ}\text{C}$)	易磁化 方向	$\lambda = 630\text{nm}$			
					折射率 n	θ_F ($^{\circ}/\text{cm}$)	α (cm^{-1})	θ_F/α ($^{\circ}/\text{dB}$)
$(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$	7.38	150	145	垂直膜面	2.30	8130	649	2.90
$(\text{BiPrGdYb})_3$ $(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$	5.06	200	185	平行膜面	2.34	9320	529	4.05

激光器的输出功率2mW,波长630nm,检测器用光电倍增管或硅光电池。若把无线电收音机的音频信号作为调制信号输入磁化线圈,并使通过磁光调制器的光信息传输几十米外再放大,则从扬声器可清晰而不失真地听到广播内

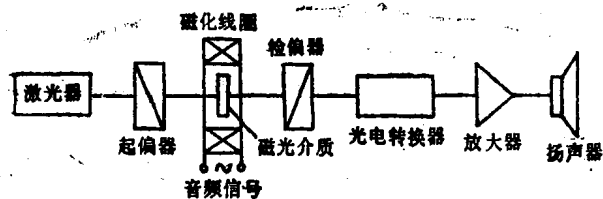


图 3-3 广播传播的光路简图

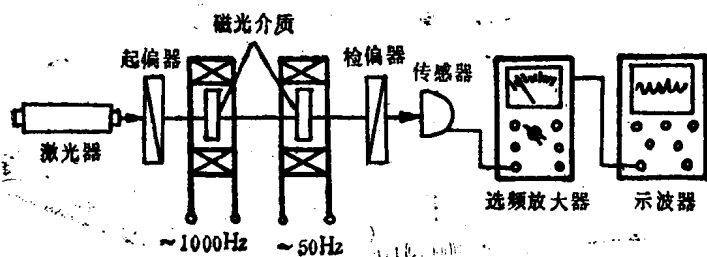
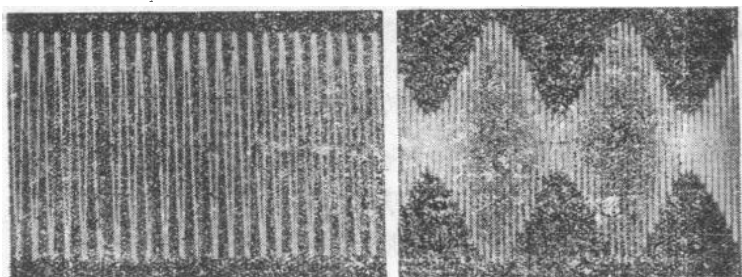


图 3-4 偏振光二次调制的光路简图



(a) 1000Hz (b) 1000Hz + 50Hz
图 3-5 调制光信号

容。若以图3-4的光路进行调制试验，当在两偏振元件间先对一个磁化线圈馈送1000Hz电信号时，被调制的光信号在示波器上显示出如图3-5(a)所示的波形。如再对第二个磁化线圈馈送50Hz电信号，则1000Hz的调制光信号由50Hz的信号再调制，被二次调制后的光信号在示波器上显示出如图3-5所示的波形。

取 $\beta = 45^\circ$ ，由(3-5)式可导出调制深度

$$m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \sin 2\phi_F \quad (3-6)$$

式中 I_{\max} 及 I_{\min} 分别为通过检偏器后的最大与最小光强。

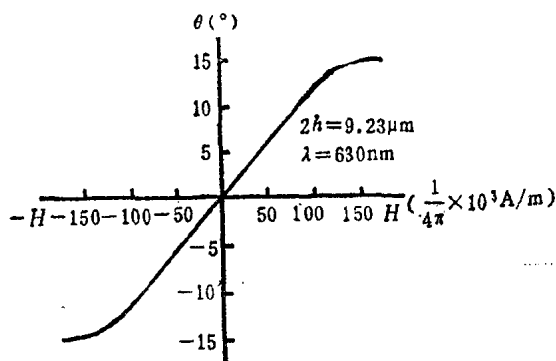


图 3-6 法拉第旋转 θ 与外加磁场 H 的关系

磁光调制器的最大磁光调制深度决定于材料的 θ_F 值，并是波长的函数。磁光介质越厚（同一材料），则调制深度越大。光吸收随波长的变化也很大，波长越长，则吸收越小，在近红外波段($\lambda = 1.1 \mu\text{m}$)， $\alpha < 2 \text{ cm}^{-1}$ 。

图3-6给出用上述磁光调制系统，在x-y记录仪上测得的静态 θ 与外加磁场 H 的关系。当磁光线圈输入某一频率的交流

变电流时,因磁光介质中磁化的反转是由畴壁位移来实现的,而畴壁位移的速度受不同方向的难易磁化程度和磁滞损耗的影响,所以存在频率上限。实验得出,上述磁光调制器可在 $0\sim 30\text{KHz}$ 范围工作;在 1KHz 的调制功率为 $20\sim 200\text{mW}$ 。

薄膜磁光调制器用于磁光旋转测试仪中,精度达 $\pm 0.01^\circ$,可测定材料的 θ_F 、 T_c 及磁滞回线等。用于W22-1型旋光仪中,与原来使用的ZF₆玻璃调制器相比,不仅调制场低($<10^4\text{A/m}$)、体积小($\leq \phi 25\times 30\text{mm}$)、重量轻($<100\text{g}$)、热效应少,而且功耗低,满足整机的测量精度和稳定性的要求,

3—2—3 钇铁石榴石单晶磁光调制器

1. 材料特性

钇铁石榴石(YIG)单晶在 $1.1\sim 5.5\mu\text{m}$ 波长区有高的光透明性及高的法拉第旋转。在磁饱和的晶体中,比法拉第旋转 θ_F 从 $1\mu\text{m}$ 波长时的 $300^\circ/\text{cm}$ 变化到 $5\mu\text{m}$ 波长时的 $60^\circ/\text{cm}$,而在这一区域中的吸收可以忽略不计。在饱和以下磁化,法拉第旋转与磁场成正比地变化(直线关系)。因而这种单晶很适宜做成 $1\sim 5\mu\text{m}$ 波长的磁光调制器。但由于YIG的饱和磁化强度 $\approx 0.18\text{T}$,因而需加的外场较高。为了降低磁化场,常选用掺Ga的YIG单晶做磁光调制器。非磁离子 Ga^{3+} 取代 Fe^{3+} 后,使饱和磁极化强度 $\mu_0 M_s$ 减小,以致法拉第旋转 θ_F 也减小,但 $\mu_0 M_s$ 的降低比 θ_F 的降低厉害得多。 θ_F 同 $\mu_0 M_s$ 之比可看作另一种衡量磁光材料的优值,同YIG相比,Ga-YIG的这一优值要大得多,因而更适宜做成磁光调制器。

2. 器件设计和结构

如果两个理想的偏振器，它们的透光轴之间的夹角为 90° ，那么就没有光通过。如在这两个偏振器之间引入一个磁光元件，该元件旋转由第一个偏振器发出的光的偏振面，那么一部分光线也会通过第二个偏振器（除非旋转角 θ 是 180° 的整数倍）。因而，此时通过第二个偏振器的光为

$$I = I_0(1 - \cos^2\theta) = I_0(1 - \cos 2\theta)/2 \quad (3-7)$$

式中 I_0 是入射光强度，而 θ 是由磁光元件引起的旋转角。如果其中一个偏振器转动，以致透光轴之间的夹角为 45° ，而不是 90° ，那么由第二个偏振器通过的光强为

$$I = I_0(1 + \sin 2\theta)/2 \quad (3-8)$$

实际上，这后一设置是更可取的，因为磁光元件使偏振面的正和负的旋转导致透射强度

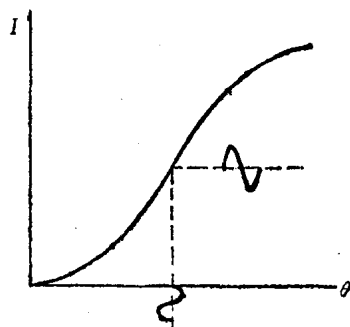


图 3-7 光强 I 与旋转 θ 的关系

的增加或减小。并且，当旋转角很小时， $\theta \approx \sin\theta$ ，以致出现几乎是 θ 同 I 之间的线性关系。因此，综合的透射特性类似于众所周知的电子管的伏安特性，如图3-7所示。

选用Ga-YIG单晶做磁光调制器，其成分为 $Y_3Ga_{1.15}Fe_{3.85}O_{12}$ ， $\mu_0 M_s \approx 10\text{mT}$ ，而在 300K 、 $1.15\mu\text{m}$ 波长时的 θ_F 为 $165^\circ/\text{cm}$ ，为给出 45° 旋转角，此时元件应是 $45/165 = 0.27\text{cm}$ 或 2.7mm 厚。因为 θ_F 随波长增大而减小，因此在较长波长时，就需要较厚的元件。

为了得到一个合理的孔径角，元件的直径应比厚度大。当典型的Ga-YIG晶体其每边的尺寸为6~7mm的立方体时，实际的精加工直径约为5mm。

元件尺寸决定后，下一步就要考虑如何对它加磁场。如果晶体在 $\langle 111 \rangle$ 易磁化方向切割，那么退磁因子 $N=0.6$ ，所以由方程式(3-1)得出 $H_r = NM_r \approx 4000 \text{ A/m}$ 。此外，晶体切割的方向稍偏一些影响不大，但误差大于 10° 就需要增加所需的磁场。与mm直径元件很适合一个有名义绕线半径为3.5mm的标准管芯绕线筒。根据关系式 $H = nI_c / 2r$ ，式中 n 是匝数， I_c 是以A为单位的线圈电流，而 r 是以m为单位的绕线半径，得出通过1000匝线圈，有30mA电流就足以产生所需的4000A/m磁场。实际上提供25mA是适当的。所用的绕线直径为0.61mm。图3-8给出结构的简图，表3-2列出主要的设计参数。

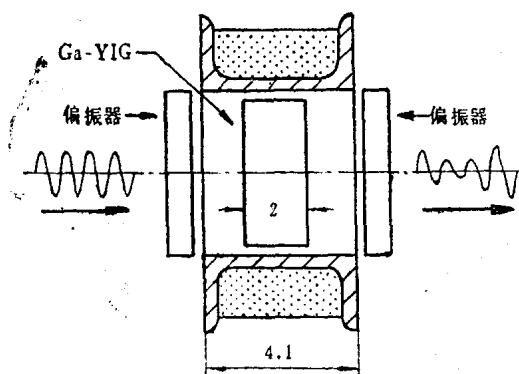


图 3-8 Ga-YIG调制器的横剖面图；尺寸以mm为单位

以YIG作磁光元件的设计要复杂得多，因为YIG的 $\mu_0 M_s$ 约0.18T，比Ga-YIG ($\mu_0 M_s \approx 0.01 \text{ T}$) 大得多。这意味着，

表 3-2 GaYIG调制器设计参数

磁光元件尺寸	$\phi 5\text{mm} \times 2\text{mm}$
线 圈	$\phi 0.6\text{mm}$ 铜线 在半径为 3.5mm 的管芯绕线筒上绕1000匝
电阻	130Ω
电感	5mH
饱和电流(直流)	30mA
最大驱动电流	25mA
在 1KHz 的驱动电压	3V
有效孔径	5mm
接受半角	50°
增透膜	一氧化硅
折 射 率	2.1
偏 振 器	HR型偏振片

如果元件直接安装在如前所说的线圈架上,那么所需的驱动电流就要大18倍,功率消耗就会达到不切实际的那么高,因而线圈会过热。

为了克服这一困难,设计了硅铁磁轭,构成封闭磁路,来达到所需的高磁场。然而,由于磁轭的涡流热,调制频率有大约 3kHz 的上限。

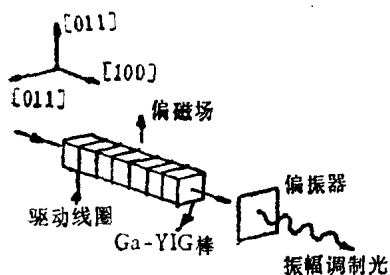


图 3-9 高频调制器结构简图

磁光调制器的频率上限,主要有两个原因: (a) 为了驱动调制器,线圈的电感需要很高的电压; (b) 磁性材料中的磁滞损耗可以导致磁光元件的过热。第一点可以用减小调制器

元件的孔径，因而减小直径及所需的安匝数来克服。第二点可用一个偏置的静态磁场，使材料总是被磁饱和而而消除磁滞损耗。莱克劳首先提出，用一个0.5mm直径，长1cm的Ga-YIG单晶棒，放在一个0.15mm线径的铜线绕20匝的线圈中，构成一个如图3-9所示的高频磁光调制器。当应用磁晶各向异性的取向关系时，调制器的效率就增加了。对于图3-9所示的结构，由磁晶各向异性造成的磁化趋势，是沿棒的轴向倾斜，而抵抗垂直于轴向的倾斜。利用这一倾向，就可提高外加高频场的效率，也就提高了铁磁共振时的频率。这种调制器工作在铁磁

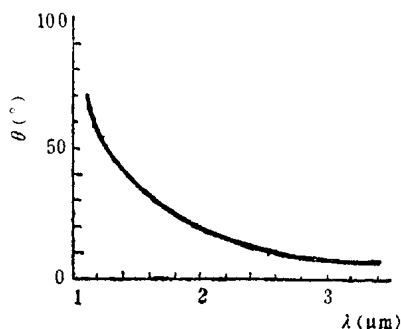


图 3-10 Ga-YIG调制器与 λ 的关系

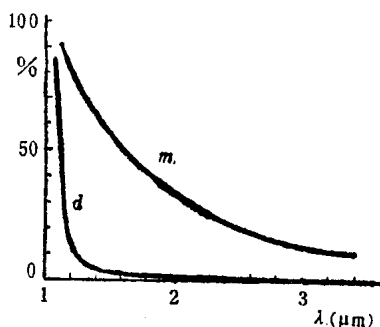


图 3-11 Ga-YIG调制器： α 和 m 同 λ 的关系；驱动电流25mA。

共振的低频一边，因此频率响应是相当平的，并在试样中只有小量的功率失散。用1.15 μm He-Ne 激光束，可使磁光调制的频宽达到 200MHz，插损为0.5dB，调制深度达0.2。

3. 调制器特性

图3-10，3-11示出Ga-YIG调制器的法拉第旋转 θ 、调

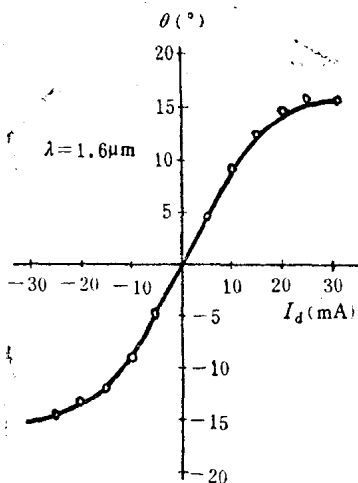


图 3-12 Ga-YIG调制器： θ 与 I_d 的关系

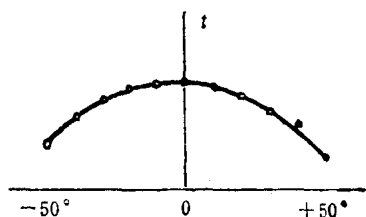


图 3-13 Ga-YIG调制器：与入射光入射角的关系

制深度 m 及光吸收系数 α 与波长 λ 的关系。图3-10的曲线，是由30mA的直流驱动电流产生的线圈磁场所引起的旋转。

图3-11中的调制深度 m 由(3-6)式表示，即 $m = \sin 2\theta$ 。图

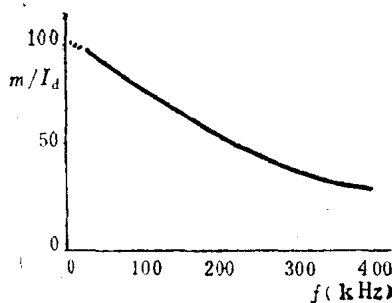


图 3-14 Ga-YIG调制器：在4mA驱动电流下测定的频率响应(归一化的)

3-12示出在特定波长(1.6 μ m)测试的法拉第旋转 θ 与通过磁场线圈的驱动电流 I_d 的关系。由于Ga-YIG单晶表面上反射的损耗，测得的透射率 T 在大入射角时要下降，如图3-13所示。

图3-14示出调制器的频率响应,随频率的增加, 响应减小, 在100KHz时, 大约降低25%。这一曲线是在恒定的 4 mA驱动场下测定的, 在其它条件下, 有类似的变化曲线。

对于YIG调制器, 图3-15示出YIG调制器的法拉第旋转同驱动电流的关系, 图3-16中表示调制深度与波长关系的曲线, 图中所示的光透射率曲线表明有10%的反射损耗。

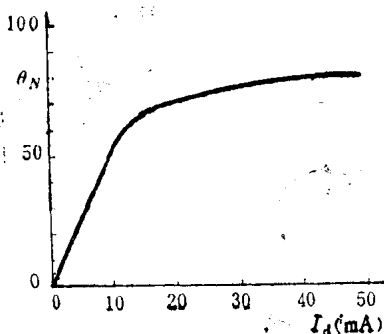


图 3-15 纯YIG调制器：
归一化的 θ_N 与 I_d 的关系

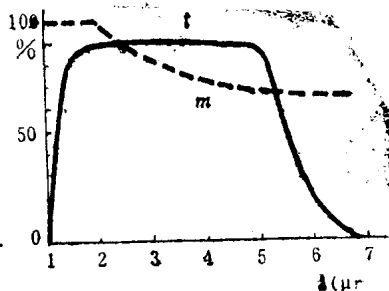


图 3-16 YIG调制器：
 m 与 λ 的关系

硅铁磁化曲线的特性及调制器的组织结构决定了磁场线圈的电感与频率及电流两者有关。图3-17示出频率在1kHz以下时电感同驱动电流的关系, 在这一区域, 作为固定频率斩波器用的调制器有最大的实用性。

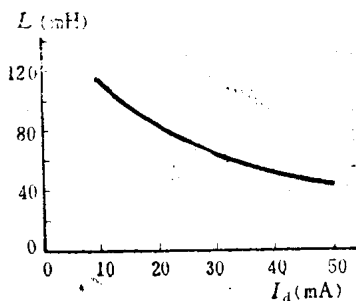


图 3-17 YIG调制器：电感 L 与 I_d 的关系

驱动电流为 50 mA时, 磁场线圈中的损耗是 0.25W, 引起35℃的温升,

并使调制深度大约减低 8 % (还取决于波长)。在许多应用中, 用较小的驱动电流工作比较合适; 但另一方面, 法拉第旋转 θ_F 是随驱动电流的减小而减小 (如图 3-15 所示), 因而, 为了得到较大的 θ_F , 驱动电流也不能太小。

4. 调制器的应用

磁光调制器可作为红外检测器的斩波器。在红外检测中, 暗流往往比光电流大很多, 并且还随温度而变。为了克服这一困难, 通常是对入射光斩波, 使合成的交流光电流在电上能同直流的暗电流分开。这常用机械的斩波器来实现, 如果改用YIG调制器可有以下几个优点: 减小尺寸; 降低功率消耗; 有较好的长期可靠性。还由于YIG对可见光是不透明的, 所以用YIG调制器装配的红外检测器就不需要光滤波器了, 而这种滤波器, 在用机械斩波器的系统中, 则是必不可少的。因而, 采用YIG斩波器, 可使光路简化、紧凑, 没有运动部件, 使线路是全固态的。

用Ga-YIG元件及HR型偏振片制成的红外辐射高温计, 它包括斩波器的敏感头在内, 尺寸只有 $\phi 25 \times 37 \text{ mm}$, 可以遥控测量温度 (从 $80 \sim 230^\circ \text{C}$)。另一种是将YIG磁光调制器用于元素分析的双束谱仪中, 产生 $\pm 45^\circ$ 的偏振面的旋转, 使一束红外光束轮流地沿着干涉光路及试样通过, 从而来监控被分析的碳氢化合物、一氧化碳、二氧化碳等。这一系统采用铽化镱检测元件和带布儒斯特角的硅偏振片, 测试波长为 $3.0 \sim 5.5 \mu \text{m}$ 。

一个用光电系统作为通话的通讯实验, 用 8 W 的钨灯及 Ga-YIG 调制器作为传输器, OAP12 光电二极管为接收器, 最大有效通讯距离可达 700 m 左右。

此外, YIG 磁光调制器还用于显示电视信号的传输、测

距装置、高灵敏度偏振计（达 0.0002° 精度的记录角度）等方面。

3—2—4 玻璃磁光调制器

由于磁光玻璃的费尔德常数很小，磁光效应弱，因此玻璃磁光调制器所需的外加磁场约 $3.18 \times 10^7 \text{ A/m}$ ，而玻璃棒长度约 15 cm 。要产生如此长而又如此强的磁场，给磁场设计带来很大的困难，工艺上十分复杂，磁体结构庞大，功耗大。因而在可见光区，被电光、声光调制器及石榴石单晶薄膜磁光调制器所取代；在红外区被YIG磁光调制器所取代。但在有些微量调制或脉冲调制的场合，只需低磁场（小于 $7.96 \times 10^4 \text{ A/m}$ ）或瞬时高磁场（数秒钟达 $7.96 \times 10^5 \text{ A/m}$ 以上），还仍然使用玻璃磁光调制器。例如，工业上应用得较多的旋光仪和糖量计，大多还是采用磁石玻璃磁光调制器。在能量激光脉冲系统中，例如多路激光聚热装置（瞬时达 10000°C 以上）也应用玻璃磁光调制器。

§ 3-3 磁光隔离器和磁光开关

3—3—1 工作原理

许多磁光器件采用图3-18所示的结构，其中线偏振光平行于或反平行于试样的磁化强度(M)而传播。偏振面的法拉第旋转 $\theta_F l$ ，当反转试样的磁化方向时，被反转到 $-\theta_F l$ 。略去试样表面的反射损耗，那么入射强度为 I_0 的光的透射强度为 $I_0 e^{-\alpha l}$ ，其中 α 是光吸收系数。假设通过检偏器的光衰减为零，那么由马吕斯(Malus)定律得出通过检偏器的透

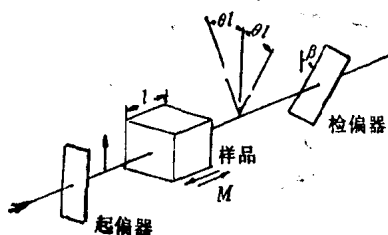


图 3-18 法拉第效应器件的结构

射强度为

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \cos^2(\beta \pm \theta_F l) \quad (3-9)$$

式中 β 是检偏器的偏振轴与入射线偏振轴之间的夹角。

对于光开关, 设计 $\beta + \theta_F l = 90^\circ$ 。因而当 M 取某一方向, 旋转 $+\theta_F l$ 时, $I = I_0 e^{-\alpha l} \cos^2(\beta + \theta_F l) = I_0 e^{-\alpha l} \cos^2 90^\circ = 0$, 则无光透过; 当 M 取反方向时, 旋转 $-\theta_F l$, 则透射光强度为

$$\begin{aligned} I &= I_0 e^{-\alpha l} \cos^2(\beta - \theta_F l) = I_0 e^{-\alpha l} \cos^2(90^\circ - 2\theta_F l) \\ &= I_0 e^{-\alpha l} \sin^2 2\theta_F l \end{aligned} \quad (3-10)$$

因而由 M 的正、反转向, 使光强有 0 和 $I_0 e^{-\alpha l} \sin^2 2\theta_F l$ 的变化, 这就构成了光开关。通常还取 $\theta_F l = 45^\circ$, 因而开启的光强

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \quad (3-11)$$

对于光隔离器, 设计 $\beta = \theta_F l = 45^\circ$, 而磁化恒定在一个方向上。当光正向通过时, 它的透射光强度

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \cos^2(\beta - \theta_F l) = I_0 e^{-\alpha l} \cos^2 0^\circ = I_0 e^{-\alpha l}$$

而当光从原光路反射回来, 反向通过时, 则透过的光强度

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \cos^2(\beta + \theta_F l) = I_0 e^{-\alpha l} \cos^2 90^\circ = 0$$

这就构成了一个光隔离器或称单向器。

3—3—2 YIG磁光隔离器

低损耗光纤的成功发展，促进了长波长（ $1.3\mu\text{m}$ ）的光传输系统和器件的研究。在光传输系统中，消除从光纤连结和功能光学元件的接触到激光腔的反射问题越来越显得重要。因而，提出了长波长光隔离器的需求。通常，隔离器必须满足下列要求：

- （1）低的插入损耗；
- （2）高的正向与反向往之比；
- （3）紧凑的尺寸；
- （4）低的功率损耗；
- （5）在室温下工作，有可允许的温度关系。

这里着重介绍，用YIG单晶作磁光介质，以及用Sm-Co永磁、铁钆、格林—汤姆逊棱镜所构成的磁光隔离器。

1. 结构和特征

把两个相互处于 45° 方位角的偏振器，同一个 45° 法拉第旋转器结合在一起，就可构成一个只允许在一个方向传输的光隔离器。选择在 $1.1 \sim 6\mu\text{m}$ 之间有一个近红外“窗口”的YIG单晶作法拉第旋转器。用〈111〉方向的YIG圆柱棒，尺寸为 $\phi 8 \times 1.8\text{mm}$ ，当用 $1.153\mu\text{m}$ 的He-Ne激光器时，它在室温（ 20°C ）下的比法拉第旋转 θ_F 正比地随H增加而增加，直到磁场达1.2千奥（ $9.5 \times 10^4\text{A/m}$ ）为止。在1.2千奥以上， θ_F 饱和，而饱和旋转 θ_s 在2千奥（ $1.6 \times 10^5\text{A/m}$ ）时达到 $249^\circ/\text{cm}$ 。

在磁饱和状态下， 45° 法拉第旋转的YIG棒被制成光隔

离元件。这些棒的两端光学抛光，并蒸镀上增透膜。在 $1.153\mu\text{m}$ 时，由两个端面的反射产生 0.1dB 的损耗，而由YIG棒的吸收产生 0.9dB 的损耗。

一个同YIG晶体一样厚的环形Sm-Co永磁，产生恒定

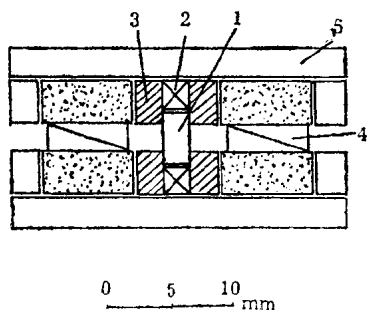


图 3-19 YIG 磁光隔离器的横剖面

- 1、YIG棒；2、Sm-Co永磁；3、铁轭；
4、格林-汤姆逊棱镜；5、铝包壳

磁场加在YIG旋转器上。这些元件的排列结构如图3-19所示。这种法拉第旋转器的尺寸为 $\phi 8.6 \times 5.4\text{mm}$ ，孔径为 2mm 。将永磁体、二个铁轭及YIG晶体构成一个闭合磁路时，退磁因子就可减小，所需磁场也较低。

偏振器采用有增透层的格林-汤姆逊方解石棱镜，孔径为 2mm ，在近红外区消光比大于 40dB 。 45° 法拉第旋转器和两个偏振器一起安装在铝质包壳中，并且螺丝固定位置。这种磁光隔离器，包括两个偏振器，其外形尺寸为 $\phi 13 \times 25\text{mm}$ ，孔径为 2mm 。

对测试磁光隔离器，用线偏振的 $1.153\mu\text{m}$ 波长的He-Ne激光器，通过 1kHz 斩波，将激光束瞄准射入隔离器。在通过隔离器和可变衰减器后，将光束聚焦在光电倍增管上，并用锁相放大器放大讯号。由此测得，线偏振光的正向损耗为 1.3dB ，这些损耗是由 45° 法拉第旋转器及偏振器所产生的；反向损耗（隔离）大于 30dB 。

2. 宽带隔离器

对实用的器件来说, 隔离器具有宽带工作特性是很重要的。隔离器特性的波长关系, 是由法拉第旋转器材料的法拉第旋转和光吸收的色散性所引起的。YIG晶体中比法拉第旋转随波长的增加单调地降低。在 $1.153\mu\text{m}$ 波长的 45° 法拉第旋转器, 在较长波长时有小于 45° 的旋转角, 而在较短的波长下有大于 45° 的旋转角。旋转角的这些漂移引起反向损耗的

降低和正向损耗的增加。

为了扩大隔离器的带宽, 设计一个光学激活的旋转器同法拉第旋转器相结合, 构成一个宽带光隔离器。虽然光激活的旋转器和法拉第旋转器都是使光的偏振面发生旋转, 但前者是互易的, 而后者是非互易的。因而, 光激活的 45° 旋转器与一个 45° 法拉第旋转器相结合, 就使偏振面在一个方向旋转 90° , 而在相反的方向旋转 0° 。也就是在

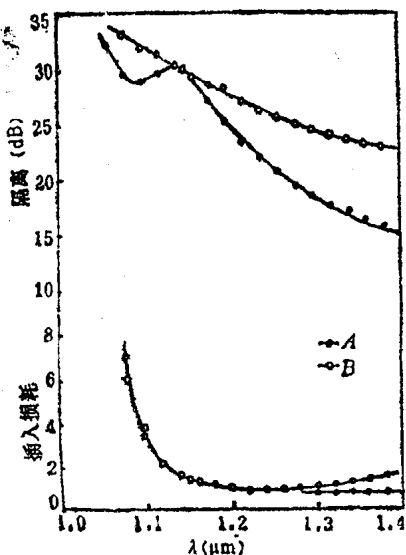


图 3-20 隔离器特性与波长的关系
A—由一个法拉第旋转器构成的隔离器;
B—由一个法拉第旋转器和一个光激活的旋转器构成的隔离器。

一个方向上, 由每个 45° 旋转器的旋转角之和给出 90° , 而在相反方向上, 由每个 45° 旋转器的旋转角之差给出 0° 。将上述两种 45° 旋转器置于透光轴相互成 90° 的两个偏振器之间,

那就构成了一个光隔离器。在这种隔离器中，光束以低损耗正方向通过时，正好通过两个旋转器旋转了 90° ；而光束反方向高度衰减时，通过两个旋转器旋转角之和为 0 。一般，在这种光隔离器中，用石英作为光激活的旋转器。

这种隔离器的光波长特性关系，由YIG的法拉第旋转和石英的光激活色散特性所决定。石英的光激活性随波长的增加单调地降低。当波长偏离 $1.153\mu\text{m}$ 时，每个旋转器的旋转角都偏离 45° 。在反方向上，旋转角的漂移为法拉第旋转器偏离 45° 的漂移和光激活旋转器的漂移之差。这种漂移比 45° 法拉第旋转器小。相反，在正方向上，旋转角的漂移为法拉第旋转器和光激活旋转器的漂移之和。因而当旋转角漂移时，反向损耗（隔离）灵敏地减小；而正向损耗则不灵敏地

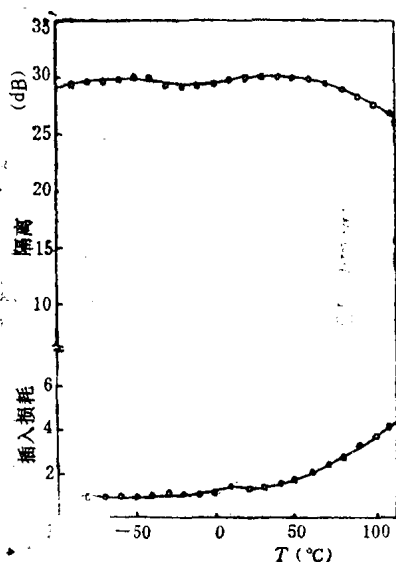


图 3-21 隔离器的温度特性关系

增加。因此，宽带隔离器由一个法拉第旋转器和一个光激活的旋转器相结合而构成，它保证了宽带的隔离性。隔离器在 $1.153\mu\text{m}$ 的色散特性示于图 3-20。曲线 A 示出只用一个法拉第旋转器的隔离器正向和反向的色散特性。曲线 B 示出用一个法拉第旋转器和一个光激活旋转器构成的隔离器的色散特性。对于

小于 $1.1\mu\text{m}$ 波长, 反向的增加及正向的损耗是由YIG的吸收叠加其上所引起的。在曲线B中, 随漂移(向长波长方向)使反向损耗的减小, 是由上述法拉第旋转的色散所引起的。但在曲线B中可见, 反向损耗在 $1.4\mu\text{m}$ 仍有25dB。

3. 温度关系

从实用观点看, 隔离器应有一个不大的温度关系。隔离器特性的温度关系是由法拉第旋转所引起的。YIG的法拉第旋转在 -30°C 达到最大值。在较低及较高的温度下法拉第旋转都减小。法拉第旋转的温度系数在室温下是负的。

法拉第旋转角随温度的漂移会引起反向损耗的减小和正向损耗的增加。隔离器在 $-80\sim 100^\circ\text{C}$ 范围所测定的性能示于图3-21。因为YIG的吸收也随温度的增加而移向短波长, 因而正向损耗的增加, 比由旋转角在较低温度下所预期的漂移小。

3-3-3 其它磁光隔离器

磁光隔离器, 可按所选用的磁光材料不同而分类。对于 $1.06\mu\text{m}$ 高功率激光的隔离器, 常选用磁光玻璃作 45° 法拉第旋转器。它需要大的、高度均匀的磁场, 已制得孔径为10mm、隔离为30dB、正向损耗为2dB的光隔离器。

在 $10.6\mu\text{m}$ 波长(CO_2 激光束)可用作磁光隔离器的材料有三种: CdCr_2S_4 、 EuO 及 InSb , 它们在 $10.6\mu\text{m}$ 时的性能列于表3-3中。其中, InSb 可在室温下使用, 故更有实用意义。一个 $\phi 5 \times 0.5\text{mm}$ 的 InSb 单晶圆片, 在 $4.22 \times 10^5\text{A/m}$ 的磁场下, 就可给出 45° 的旋转, 达到30dB的隔离, 而试样中吸收所引起的插入损耗仅为0.4dB。外磁场在试样厚度范围内保持很好的均匀性($< \pm 1\%$)。为得到大的隔离, 磁场的高

表 3-3 波长 $10.6\mu\text{m}$ 时, 磁光隔离器材料的性能

材 料	热 压 的 CdCr_2S_4	InSb 单 晶	EuO 单 晶
一般性能: $T_c(\text{K})$	85	—	76
吸收系数 (cm^{-1})	1.8~3.0	2.1	1.0
饱和的法拉第旋转: 测试温度 (K)	77		42
旋转, $\theta_s(^{\circ})$	120		1000
磁场, $H_s \left(\frac{1}{4\pi} \times 10^6 \text{A/m} \right)$	2.5~6.0		23.7
45° 旋转特性: 操作温度 (K)	77	300	20
试样厚度 (mm)	3.8	0.5	0.7
磁场, $H_s \left(\frac{1}{4\pi} \times 10^6 \text{A/m} \right)$	2.5	5.3	9
吸收引起的插损 (dB)	2.9	0.5	0.3
隔离 (dB)	32	30	—

度均匀性是必不可少的, 因为 InSb 的法拉第旋转正比于外加磁场 (未达到饱和时)。为了保证器件性能, 克服法拉第旋转和吸收对温度的影响, 有时需要用液氮来冷却, 使高功率的 CO_2 激光通过样品时, 不发生温度波动。

另外, 有用 $\text{Tb}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ 及 $\text{Tb}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 单晶作45°法拉第旋光器, 制成可见光区适用的磁光隔离器; 最近日本光纤通讯部用 $100\mu\text{m}$ 厚的 $\text{Gd}_{0.2}\text{Y}_{2.8}\text{O}_{12}$ 薄膜制成 $1.3\mu\text{m}$ 光纤耦合隔离器, 达到插损0.8dB, 隔离20dB。

关于波导型的磁光隔离器将在第6节中专门介绍。

§ 3-4 磁光环行器

3-4-1 偏振无关光环行器的产生

由于光通讯已进入实际的应用阶段, 就要求有较高水平的系统, 所以各种用途的光器件得到了发展。光环行器被认

为在未来的光通讯发展中是必需的，它可用于双通道通讯，单向光放大等方面。

目前光纤已普遍用于光通讯中，但光纤通讯中的一个问题，就是纤维不能保持光学偏振。因此，光通过光纤一段距离后，偏振态就被扰乱。如果用与偏振密切相关的光学元件，那么就会有大的插入损耗和本征的不稳定性。为此，就需要有不受入射光偏振影响的光学器件。这里介绍一种用于 $1.3\mu\text{m}$ 波长，与偏振无关的四端光环行器。这种器件用于多模光纤传输线中，已获得了好的结果。这种光环行器的特性如下：(a) 具有对入射光偏振无关的特性；(b) 小尺寸；(c) 同普通的与偏振有关的光环行器相比，有较简单的结构；(d) 用改进的方法对偏振达到高隔离度。

通过金棱镜隔离偏振光束，并用棱镜内部的总的内反射来转换方向，就能实现这种环行器的小型化，从而可以缩短光路长度，减小光纤的耦合损耗。下面解释偏振隔离和光环行器的原理及某些特性，描述采用这种环行器来稳定激光的试验。

3-4-2 偏振棱镜的原理和结构

在空气-双折射材料的界面上，要使以布儒斯特角入射的偏振隔离，其隔离的原理示于图3-22中。电场平行于入射面的线偏振(P偏振)光，由于以布儒斯特角透过空气入射，故无反射分量。我们用电场垂直于入射面的偏振(S偏振)光作为非常光，它的折射率为 n_o ，而P偏振光为寻常光，其折射率为 n_e 。P偏振的布儒斯特角入射条件是 $n_o = \cos\theta/\sin\theta$ 。另一方面，图3-22中S偏振的全反射条件是 $n_e > 1/\sin\theta$ 。因此，如果 $n_e^2 - n_o^2 > 1$ 被满足，那么布儒斯特角入射条件和全

内反射条件同时满足，并且偏振可完全隔离。金红石单晶在 $1.3\mu\text{m}$ 有 $n_e = 2.721$ 及 $n_o = 2.463$ 的折射率，并满足上述 $n_e^2 - n_o^2 = 1.35 > 1$ 的条件。因此采用这种单晶作偏振隔离。这里 n_o 的布儒斯特角 $\theta_B = 22.10^\circ$ ，能很好地偏振隔离。

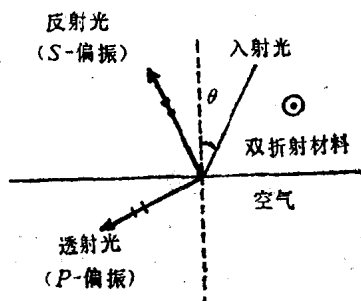


图 3-22 偏振隔离原理图（双折射介质的光轴垂直于图平面。寻常光通过处于布儒斯特角的界面，非常光全部面内反射）

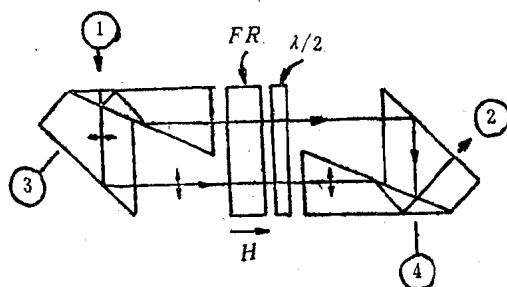


图 3-23 环形器结构图（二个分离的偏振元件。一个是处于环形永磁体中的YIG晶体，一个是石英半波片。所有的光学元件均有防反射层）

3—4—3 光环行器的结构和原理

用使偏振分离的两套棱镜，同使偏振面旋转的YIG晶体法拉第旋转器和石英半波片组合构成四端光环行器(图3-23)。在图中金红石棱镜的光轴垂直于图平面。其中，电场垂直于图面的偏振光是非常光，而电场平行于图面的偏振光是寻常光。YIG单晶的厚度为2.1mm，直径6mm，可使光的偏振面旋转45°。用外径14mm，内径6mm，厚度为3.2mm的环形Sm-Co永磁体作为外加磁场，所产生的磁场强度大于 $2 \times 10^5 \text{A/m}$ ，足以使YIG晶体达到饱和磁化。石英半波片的厚度为75.5 μm ，它的主轴与金红石棱镜的光轴之间的夹角为22.5°，可使光的偏振面旋转45°。由于法拉第旋转器和金红石棱镜的综合功能，当光从图2-23中的左边通向右边时，每一偏振的旋转被另一个所抵消，所以非常光保持非常光，而寻常光保持寻常光，光的偏振态不改变。然而，当光从右边通向左边时，偏振旋转相加，所以非常光转换为寻常光，而寻常光转换成非常光。

因为有相邻的平行光束，这种环行器必须做成小型化的。

3—4—4 光环行器的特性

包括偏振棱镜系统，法拉第旋转器及半波片综合构成的环行器，必须使两个偏振分裂的光束相互平行。图3-24示出光束从1端发出所测得的透射损耗。图中清楚地显示出偏振无关的特性是清楚的。对于其他三端的信号也可得到类似的特性。从1端到4端的传输，隔离会受偏振旋转器厚度的波动所限制；而1端到3端的传输，隔离受防反射层表面的

残余反射所限制。如前所述，由于防反射层表面稍成角倾斜，以致这种残余反射不进入光纤，因此同光纤的串扰大大减小。

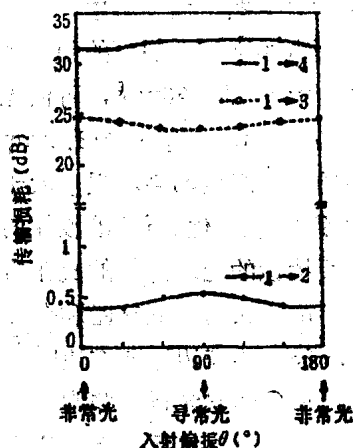


图 3-24 环行器的插损和隔离

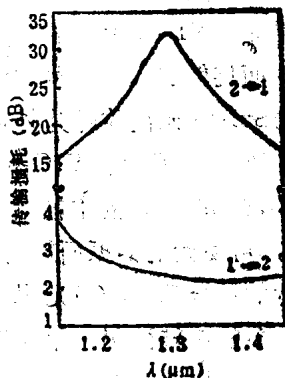


图 3-25 有光纤界面的环行器的波长关系
(插损增加大约2.3dB)

为了简化光纤应用，把凸面透镜和光纤接口接到每一端上。透镜的曲率半径是3 mm。光纤参数是芯径 $50\mu\text{m}$ ，包层直径 $125\mu\text{m}$ ，数值孔径0.20。有光纤界面的环行器有2.3dB的插损和32dB的隔离。对于光纤界面测试了环行器的波长关系，其结果示于图3-25。短波时插损的增加是由YIG晶体的光吸收所造成的。隔离曲线的峰值是由法拉第旋转和半波片的波长关系所决定的。在 $5\sim 45^\circ\text{C}$ 温度范围测试了环行器特性的温度关系。在低温时，测到插损的稍微增加($\sim 0.3\text{dB}$)；这也许是由热膨胀导致的透镜的非准直性所造成的。在上述

温度范围内。隔离的偏离为 $\pm 1\text{ dB}$ 。这种光环行器包括4个光纤接口在内，其外形尺寸仅为 $40 \times 40 \times 22\text{ mm}$ 。

3-4-5 激光稳定试验

光隔离器的主要用途是稳定半导体激光器光源的工作。这可用上述的光环行器简易地实现，即在向前传输的方向上，连接激光器和传输光纤，而使其它二端无反射地终止。

某些半导体激光器的特性是灵敏的，但其它性能（例如，电性能）对反射光比较不灵敏。在研究半导体激光器的稳定性时，用这种偏振无关的光环行器来观察其对反射、激光噪声及光谱的灵敏性。图3-26示出这一实验的装置。采用发射 $1.3\mu\text{m}$ 波长的InGaAsP/InP双异质结的激光器。从激

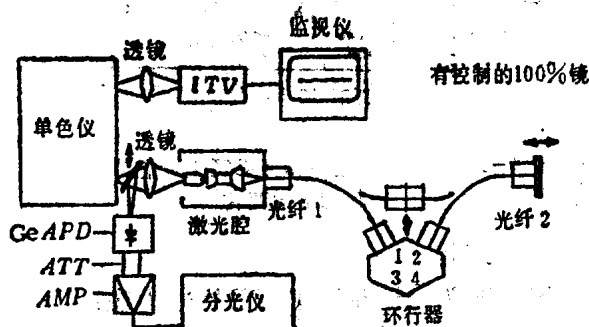


图 3-26 用环行器研究激光特性稳定性的实验装置
（研究有和无高反射终止的环行器时的特性变化，特别是激光光谱和激光噪声）

光器发射，正向光输出，通过透镜耦合到光纤（芯径 $50\mu\text{m}$ ）。必须保证这种正向耦合为单模。从激光腔输出的光通过环行器，而终止在全反镜上（多层介电镜）。反向的激光输出聚焦在作光谱测试的单色仪的入口缝上和作噪音测试的锗雪崩

光电二极管 (APD) 上。

1. 光谱稳定性

在光纤 1 和光纤 2 直接连接 (图 3-26) 而无环行器的实验中, 当光纤 2 的输出面和介电镜之间的距离变化时, 可观察到激光波长的位移。位移的间隔相当于半波 ($0.65\mu\text{m}$) 的分离, 而波长位移的宽度是 5.5nm 。当环行器插入时, 波长位移消失 (图 3-27), 但中心峰的强度在半波间变化 $\sim 1\%$ 。

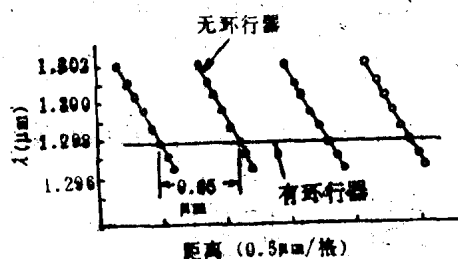


图 3-27 光纤 2 输出面和介电镜之间的分离所引起的光谱变化

2. 噪声抑制

用光谱分析仪放大并测试 APD 的光电噪声。耦合到光纤的激光噪声谱表明有基频的周期噪声峰, 它相当于光在光

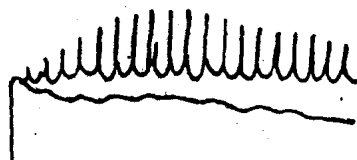


图 3-28 0~500MHz 的噪声谱

纤中的环行进行时间。图 3-28 示出 $0 \sim 500\text{MHz}$ 的噪声谱。当环行器拿走时，观察到峰偏离 25.4MHz 的周期噪声（上部轨迹），相当于在光纤中传输约 4m 长，峰高是 $10 \sim 20\text{dB}$ 。在 200MHz 附近，观察到半导体激光器的共振峰。当环行器插入时， 25.4MHz 间隙的周期噪声则消失（下部轨迹）。约 50MHz 间隙的弱周期噪声是由环行器输入端的反射所引起的。

用偏振分裂的二氧化钛（金红石）棱镜、YIG 单晶法拉第旋转器及石英半波片，构成一个 $1.3\mu\text{m}$ 波长的四端小型光环行器。这种环行器对入射光是偏振无关的，而用最佳棱镜形状达到小型化。光束的插损和隔离分别是 0.5 和 32dB 。用透镜和光纤接头接到每一端上。光纤界面的插损是 2.3dB （光纤芯径 $50\mu\text{m}$ ）。对于 $1.2 \sim 1.4\mu\text{m}$ 波长范围，可得到超过 20dB 的隔离。在 $5 \sim 45^\circ\text{C}$ 温度区域没有发现严重的性能变化。包括 4 个光纤接口的环行器尺寸是 $40 \times 40 \times 22\text{mm}$ 。用这种环行器可以保证半导体激光器的稳定性，并很好地抑制性能随波长的变化和噪声。

§ 3-5 薄膜波导磁光调制器

3-5-1 磁光调制的模式耦合理论

传播光导波的磁光薄膜波导如图 3-29 所示，衬底为非磁性晶体材料，常用的是 $\langle 111 \rangle$ 取向的 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 单晶，其折射率 $n_3 \approx 1.945$ 、波导层为磁性薄膜材料，常用的是掺钕 YIG 单晶外延薄膜，其折射率为 n_2 ，复盖层通常是空气，亦可以是其它种类的介质材料，其折射率为 n_1 。根据光波导的要

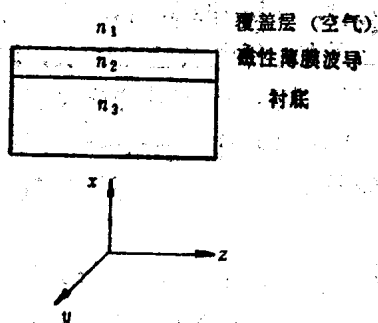


图 3-29 磁光薄膜波导及其坐标系

求, $n_2 > n_3 > n_1$ 。

在图 3-29 所示的坐标系中, TM 模的场分量为 H_y 、 E_x 、 E_z , TE 模的场分量为 E_y 、 H_x 、 H_z 。为简单计, 我们只讨论 $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ 的情形。因此在磁性薄膜波导中 TE、TM 波所满足的麦克斯韦方程的解为

$$\left. \begin{aligned} E_y(x, y, z) &= A(Z) e^{i(-\omega t + \beta_E Z \pm b_{EV})} \\ E_x(x, y, z) &= B(Z) e^{i(-\omega t + \beta_M z \pm b_{MV})} \end{aligned} \right\} \quad (3-12)$$

设磁化强度 \mathbf{M} 沿 Z 方向, 且薄膜是均匀磁化的, 则 \mathbf{D} 与 \mathbf{E} 之间的关系为

$$\begin{pmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n_2^2 & -i\delta & 0 \\ i\delta & n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (3-13)$$

E_x 和 E_y 分别为 TM 模和 TE 模的电场分量。这样, 我们可以不必考虑边界条件而将问题简化了。将 (3-12)、(3-13) 式代入 TE、TM 波的麦克斯韦方程, 并简化得

$$2\beta_E \frac{\partial A(z)}{\partial z} = -k^2 \delta B(z) e^{\pm i(b_M - b_E)x} \cdot e^{-i\Delta\beta z} \quad (3-14)$$

$$2\beta_M \frac{\partial B(z)}{\partial z} = \frac{\beta_E^2 \delta}{n_z^2} A(z) e^{\mp i(b_M - b_E)x} \cdot e^{i\Delta\beta z} \quad (3-15)$$

$$\text{式中} \quad \Delta\beta = \beta_E - \beta_M \quad (3-16)$$

实际上, 在较厚的磁性薄膜中, 可以传输不同级次的 TE_m TM_n 模, $m \neq n$ 时, TE_m 和 TM_n 模是正交的, $m = n$ 时, TE_m 和 TM_n 模的场分布是类似的。我们这里仅考虑了 $m = n$ 时的情形。

消去 (3-14) 和 (3-15) 式中的因子 $e^{\pm i(b_M - b_E)x}$ 和 $e^{\mp i(b_M - b_E)x}$, 又考虑到 $\beta_M/\beta_E \approx 1$, 我们得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2} + i\Delta\beta \frac{\partial A(z)}{\partial z} &= -\frac{k^2 \delta^2}{4n_z^2} A(z) \\ \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} - i\Delta\beta \frac{\partial B(z)}{\partial z} &= -\frac{k^2 \delta^2}{4n_z^2} B(z) \end{aligned} \right\} \quad (3-17)$$

对于 $\Delta\beta = 0$, 即相位匹配情形, 若样品沿 z 方向均匀磁化到

饱和, 由比法拉第旋转 $\theta_F = \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{\delta}{n_z}$ 得

$$\delta = \frac{2n_z}{k} \theta_F \quad (3-18)$$

将 (3-18) 式代入 (3-17) 式得

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2} &= -\theta_F^2 A(z) \\ \frac{\partial^2 B(z)}{\partial z^2} &= -\theta_F^2 B(z) \end{aligned} \right\} \quad (3-19)$$

如果 TE - TM 模式转换是从 $z=0$ 处开始的, $A(z=0) = A(0)$, $B(z=0) = 0$, 则耦合模方程 (3-19) 的解为

$$E_y = A(z) = A(0) \cos \theta_F z \quad (3-20)$$

$$E_x = B(z) = \frac{\beta_M}{kn_2} A(0) \sin \theta_F z \quad (3-21)$$

(3-21)式中取因子 $\frac{\beta_M}{kn_2}$ 是为了确保在 $\theta_F z = \frac{\pi}{2}$ 距离内 TE 模的功率全部转换到 TM 模。我们从(3-20)和(3-21)两式可以看出,在 $\Delta\beta=0$ 情形下,薄膜波导里的法拉第旋转与无限媒质里的是同样的。

对于 $\Delta\beta \neq 0$,即相位失配的情形,若样品仍沿 z 方向均匀磁化到饱和,耦合模方程(3-17)和(3-18)的解为

$$E_y = A(z) = A(0) e^{-i \frac{\Delta\beta}{2} z} \left[\cos \left(\frac{1}{4} \Delta\beta^2 + \theta_F^2 \right)^{1/2} z - i \frac{\frac{1}{2} \Delta\beta}{\left(\frac{1}{4} \Delta\beta^2 + \theta_F^2 \right)^{1/2}} \sin \left(\frac{1}{4} \Delta\beta^2 + \theta_F^2 \right)^{1/2} z \right] \quad (3-22)$$

$$E_x = B(z) = \left(\frac{\beta_M^{1/2} \beta_E^{1/2}}{kn_2} \right) \frac{\theta_F}{\left(\frac{1}{4} \Delta\beta^2 + \theta_F^2 \right)^{1/2}}$$

$$\times A(0) e^{i \frac{\Delta\beta}{2} z} \sin \left(\frac{1}{4} \Delta\beta^2 + \theta_F^2 \right)^{1/2} z \quad (3-23)$$

从(3-23)式不难看出,在相位失配时,从输入的TE模耦合到TM模的功率转换效率

$$F(z) \cong \frac{4\theta_F^2}{\Delta\beta^2 + 4\theta_F^2} \sin^2 \left[\left(\Delta\beta^2 + 4\theta_F^2 \right)^{1/2} \frac{z}{2} \right] \quad (3-24)$$

最大转换效率为

$$F(z)_{\max} = \frac{4\theta_F^2}{\Delta\beta^2 + 4\theta_F^2} \quad (3-25)$$

z 从 0 到 $\frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{4} \Delta\beta^2 + \theta_F^2 \right)^{-1/2}$ 范围内, E_x 随距离 z 增加而增加, $\frac{\pi}{2} \left(\frac{1}{4} \Delta\beta^2 + \theta_F^2 \right)^{-1/2}$ 称为相干长度 l 。通常 TE-TM 模式耦合距离 $z > l$, 故光波沿均匀的磁化强度 \vec{M} 方向 (z 方向) 传播时, 耦合效率 $F(z)$ 随 z 作周期性变化, 一般情况下耦合效率是很低的。例如, 采用 $\langle 111 \rangle \text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 衬底上外延生长厚度为 $3.5\mu\text{m}$ 的 $\text{Y}_3\text{Ga}_{1.1}\text{Sc}_{0.4}\text{Fe}_{3.5}\text{O}_{12}$ 磁性薄膜, $n_2 = 2.1164$, 对于 $m=0$ 模式, $\beta_M = 2.10942\text{K}$, $\beta_E = 2.10988\text{K}$, $\Delta\beta = 0.00045\text{K} = 24.7\text{rad/cm}$ ($\lambda_0 = 1.152\mu\text{m}$), $\theta_F = 208\text{deg/cm} = 3.62\text{rad/cm}$, 代入 (3-25) 得最大转换效率仅 $\sim 8\%$ 。

从 (3-24) 式可以看出, 提高转换效率的方法有: (a) 消除相位失配。(b) 在线偏振光传播的方向上, 使磁化强度 M 产生周期性变化。

3-5-2 蛇形线路式磁光波导开关和调制器

在图 3-30 所示的磁性薄膜表面上, 用一般光刻技术做

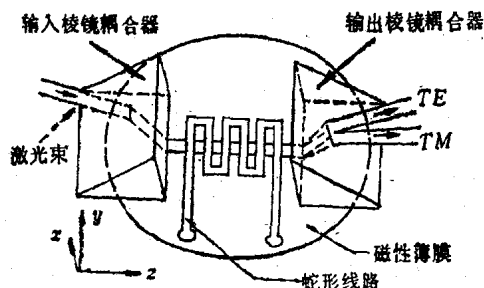


图 3-30 蛇形线路式磁光波导开关和调制器结构图

一条金属的蛇形线路。当电流通过蛇形线路时, 假定蛇形线路中某一道里的电流沿 y 方向, 则相邻一道里的电流就沿 $-y$ 方向。此电流可产生 $+z$ 、 $-z$ 方向交替出现的磁场, 磁性薄膜内便可出现沿 $+z$ 、 $-z$ 方向交替饱和磁化的情形。设蛇形结构的周期

$$T = \frac{2\pi}{\Delta\beta} \quad (3-26)$$

输入蛇形线路的电流 $I = I_0[1 + \sin(\Omega t)]$ 。另外, 再在 y 方向或与 y 、 z 轴都成 45° 的方向上加一均匀磁场 H_n , H_n 可保证 $I = 0$ 时 M 沿 H_n 方向磁化。在这些条件下, (3-18) 式可近似地改写, 代入 (3-15、16) 式联立后解得

$$E_y = A(z) = A(0) \cos \left[\left| \frac{\theta_F}{2} (1 + \sin \Omega t) \right| z \right] \quad (3-27)$$

$$E_x = B(z) = \frac{\beta_M^{1/2} \beta_B^{1/2}}{kn_2} A(0) \sin \left[\left| \frac{\theta_F}{2} (1 + \sin \Omega t) \right| z \right] \quad (3-28)$$

由 (3-28) 式知, 采用蛇形线路, 即使 $\Delta\beta \neq 0$, 亦可使 TE-TM 模连续耦合, 当 $\Omega t = \pi/2$ 和 $\theta_F z = \pi/2$ 时, TE 模可全部转换成 TM 模, TM 模的振幅调制达 100%。当 $\theta_F z$ 较小时,

$$\sin \left[\left| \frac{\theta_F}{2} (1 + \sin \Omega t) \right| Z \right] \text{ 趋近于 } \left| \frac{\theta_F}{2} (1 + \sin \Omega t) \right| Z,$$

此时, TM 模的振幅随蛇形线路内电流线性地变化。

实验装置见图 3-30。圆盘形 $Y_3Ga_{1.1}Sc_{0.4}Fe_{3.5}O_{12}$ 磁性薄膜生长在 (111) 取向的 $Gd_3Ga_5O_{12}$ 衬底上, 由于薄膜与衬底之间晶格常数的失配和热膨胀应力的影响, 使易磁化方向处在薄膜平面内。薄膜平面内的退磁因子为零, 故用小的磁化场就可使磁化强度 M 在薄膜平面内自由转动。1.152 μm 激光

由两个棱镜耦合器输入和输出。如入射的是 $m=0$ 的TE模，由于法拉第磁光效应，随着光波在薄膜中沿 z 方向（磁化方向）传输，原来处于薄膜平面内的电场矢量（ y 方向）就转向薄膜的法线方向（ x 方向），即TE模逐渐转换成TM模。

在没有蛇形线路时，由于 $\Delta\beta \approx 0$ ， $\beta_M < \beta_E$ ，TM模比TE模传播得快，两波之间相位差随 Z 线性地增加。若把距离按 Z_1, Z_2, Z_3, \dots 点划分成均等的区域，使任何两个邻近点之间波的相位差按 180° 增加。于是因 $\Delta\beta > \theta_F$ ，在第一个区域功率变换从TE模到TM模，在下一个区域从TM模到TE模，功率传输在每一个区域反转，故可达到的功率变换是很小的，上面已从理论上算得仅 $\sim 8\%$ 。

加上蛇形线路后，由于 $T = 2\pi/\Delta\beta$ ，沿 z 方向蛇形线路产生的 $+z$ 和 $-z$ 方向间隔地变化的磁化场刚好可以避免功率传输的频繁反转。这样，在整个传输区间功率连续地从TE变换到TM模，直到全部变化到TM模为止。除了非常薄的膜之外，由于磁光效应与 M 在传播方向（ z 方向）上的分量 M_z 成正比，在 z 和 y 轴之间 45° 方向（或 y 方向）上加一直流场 H_z 后，改变通入蛇形线路中的电流，就可改变 M_z ，从而可以改变转换效率。应通入的电流大到使 M 沿 z 方向饱和，则变换达到最大。根据（3-28）式，TM模功率沿 z 方向以

$\sin^2 \left[\left| \frac{\theta_F}{2} (1 + \sin \Omega t) \right| Z \right]$ 变化。实验中蛇形线路在 z 方向

上的距离 $Z \approx 6 \text{ mm}$ ，如取 M 的空间调制深度 $\eta = 1 + \sin \Omega t = 0.8$ ， $\theta_F \approx 216^\circ/\text{cm}$ ，则可算得变换效率约为62%，而实验测得为52%。

输出耦合器是具有高双折射的金红石棱镜，使输出的TE和TM模分成 $20^\circ 11'$ 张角的两条光束。通入蛇形线路的电流

频率从0到80MHz（在另一个实验中直至300MHz），均观察到两个模式的强度被蛇形线路中电流所调制。实验使用100mW的信号发生器，故单位带宽的驱动功率 $\sim 1\text{mW/MHz}$ 。

在图3-30的实验装置上还可进行开关试验。当一个小型永久磁铁靠近样品时，在 z 方向上产生 $\geq 1.59 \times 10^4 \text{A/m}$ 的磁场， $\text{TM}_0\text{-TE}_0$ 模转换仅百分之几，同理论值一致。当永久磁铁移到离磁性薄膜38.1cm距离时，样品上仅有1.59A/m左右的磁场， $\text{TM}_0\text{-TE}_0$ 转换大于40%。转换临界地取决于永久磁铁的位置和方向，永久磁铁在接近最佳位置旋转时，转换以10:1的比率变化。

TE-TM 模式转换与磁性薄膜内磁畴的结构及其变化有关。在磁性薄膜上可观察到周期性的磁畴结构，其图形类似于由蛇形线路所激发的畴结构。这种周期性畴结构可能来源于在液相外延生长薄膜时，由生长感生的局部各向异性变化所造成的。若在蛇形线路上方沿 z 方向放一条形永久磁铁，当永久磁铁产生的 z 方向磁场达到一定值时，获得相当大的磁光调制度。实验观察到获得这样大的调制度是由于这些周期性磁畴受到了激励，从而畴壁发生移动引起的。

3-5-3 周期结构式光磁波导开关和调制器

周期结构式和蛇形线路式在结构上有所不同，但基本原理是一样的。两者都是利用周期地反转的磁场来提高 TE-TM 模式转换效率，由变化（讯号）磁场来完成开关和调制功能。

周期结构式磁光开关和调制器的实验装置如图3-31所示。磁光波导是 $6.4\mu\text{m}$ 厚的 $\text{Gd}_{0.5}\text{Y}_{2.5}\text{Fe}_4\text{Ga}_1\text{O}_{12}$ 薄膜1，液相

外延生长在 $\langle 111 \rangle$ 取向的 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 衬底2上。薄膜的折射率 $n=2.14$ ，饱和磁极化强度 $\mu_0 M_s \approx 20\text{mT}$ ，易磁化方向位于薄膜平面内。薄膜表面两侧是输入光栅耦合器3和输出光栅耦合器4，光栅周期为 $1.2\mu\text{m}$ 。通过同时激发 $\lambda_0=1.152\mu\text{m}$ 的 TE_3 和 TM_3 导模，测量输出的分离角 θ 大小，算得传播常数失配 $\Delta\beta = (68 \pm 1)\text{cm}^{-1}$ 。由此可以确定沿光传输方向的纵向磁场应每 $0.457\text{mm} (\pi/\Delta\beta)$ 反转一次。

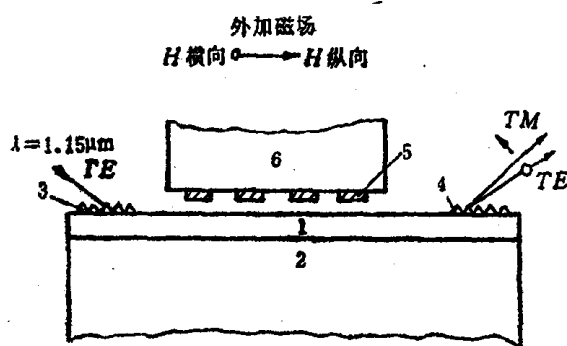


图 3-31 周期结构式磁光开关和调制器结构图

350nm厚的坡莫合金膜5溅射在光学切割的蓝宝石片6上，用光刻工艺把坡莫合金膜刻成周期 $T=0.914\text{mm}$ 的矩形岛，每个坡莫合金矩形岛纵向长 0.457mm ，横向长 0.914mm 。坡莫合金岛5与磁光波导1紧密接触在一起。坡莫合金岛的易磁化方向平行于光的传播方向，它好像一个小的永磁磁路，用以产生周期 $T=0.914\text{mm}$ 的反转磁场。外加磁场由两个亥姆霍兹线圈提供，一个产生纵向磁场，一个产生横向磁场。

1. 加直流偏置场情形

实验发现，在相当宽的外加直流磁场强度范围内都能产生TE-TM模式转换。转换效率达 $80 \pm 2\%$ 。

2. 在直流场上叠加交变场情形

在纵向和横向直流场上, 在横向再叠加一个交变磁场, 测得TE₃模的调制比约为70%。

3. 磁场为零时的情形

用两个亥姆霍兹线圈产生的磁场分别将纵向和横向的杂散磁场抵消掉, 此时转换效率为零。

实验发现TE-TM模式转换确实是发生在磁性薄膜波导内。

3—5—4 磁性交替相位光栅式耦合器—调制器

在液相外延的稀土石榴石薄膜内, 可以形成带状磁畴结构。它由处于薄膜平面内的平行分量和与薄膜平面垂直的平行、反平行分量组成。这些带状畴可以引起入射光波180°的周期变化。其相位变化来源于法拉第旋转效应, 而其周期性来源于磁化强度垂直分量的平行和反平行特性。当法拉第旋转为 $\pm 90^\circ$ 时, 衍射光强达到最大, 这时81%的光成为第一级衍射光, 9%为第三级衍射光。法拉第旋转小于 $\pm 90^\circ$ 时只影响效率而衍射角不变。

外加磁场 H 变化会引起带状畴间距的变化, 从而会引起衍射角的变化。

应用磁性交替相位光栅特性做成的耦合器—调制器结构示于图3-32。石榴石单晶衬底上外延的石榴石薄膜层的表面与射频溅射波导粘结起来。激光以 θ_1 角入射并被石榴石薄膜相位光栅衍射。当满足耦合条件

$$\frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 \sin \theta_2 \frac{l\pi}{a} = \beta_m$$

时, 光波耦合进波导。式中 β_m 为 m 级导模的传播常数, n_2 为

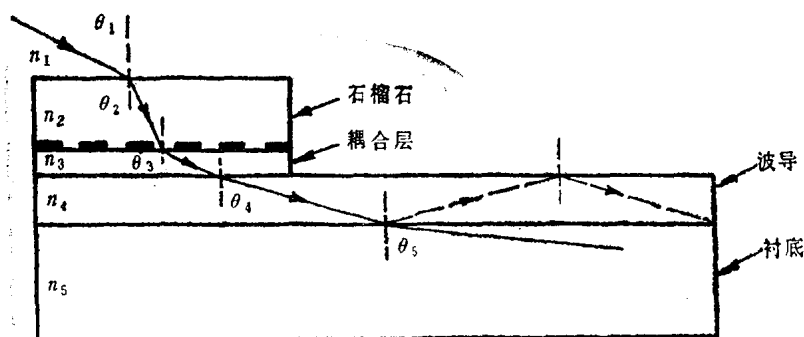


图 3-32 石榴石晶体可变光栅耦合器-调制器

石榴石晶体的折射率, l 为光栅的衍射级数。满足耦合条件的方法有两个, 一是改变耦合角 θ ; 二是改变外加磁场强度, 从而改变带畴间距 d 。

石榴石晶体的光栅常数为 $2d$, 其可调范围在 1.0 (对应于刚达到饱和之前的磁场) 到 $2.1\mu\text{m}$ (对应于零场)。如光源为 $\lambda = 630\text{nm}$ 的 He-Ne 激光, 则要求耦合角大于 40° , 但此时具有有限厚度的带畴光栅会使衍射光过于发散。为此需用二级耦合器。

二级耦合器-调制器结构中, 粘合层用厚度为 700nm 的 AZ-1350 光刻胶代替, 将光刻胶用 488nm 激光干涉条纹图型曝光, 使之成为固定光栅。

实验获得 72% 的光强调制, 伴随的衍射角变化为 1.5° 。

§ 3-6 薄膜波导非互易磁光器件

3-6-1 非互易模式转换理论

卡斯特拉和海普纳尔从理论上指出, 通过旋磁波导和各

向异性波导的组合,即应用法拉第和科顿—穆顿两种磁光效应,可以获得单向模式转换(TE_0 - TM_0)。应用这一原理可以做成隔离器、回转器和环行器等非互易磁光波导器件。他们已从实验上第一次做出了磁光波导隔离器。

在法拉第效应情形,有

$$\begin{bmatrix} E_x(Z) \\ E_y(Z) \end{bmatrix} = [M_F] \begin{bmatrix} E_x(0) \\ E_y(0) \end{bmatrix} \quad (3-29)$$

其中

$$[M_F] = \begin{bmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & -\sin \frac{\theta}{2} \\ \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{bmatrix} \quad (3-30)$$

$\theta = (K_F^+ - K_F^-)Z = 2\theta_F Z$, θ_F 为比法拉第旋转。(3-29)式中省略了指数项 $e^{iK_F Z}$, $K_F = \frac{1}{2}(K_F^+ + K_F^-)$ 。

在科顿—穆顿效应情形,有

$$\begin{bmatrix} E_x(Z) \\ E_y(Z) \end{bmatrix} = [M_c] \begin{bmatrix} E_x(0) \\ E_y(0) \end{bmatrix} \quad (3-31)$$

其中

$$[M_c] = -i \begin{bmatrix} \cos 2\alpha_c & \sin 2\alpha_c \\ \sin 2\alpha_c & -\cos 2\alpha_c \end{bmatrix} \quad (3-32)$$

从(3-29)和(3-31)两式可以看出,应用法拉第效应或者科顿—穆顿效应,都可以实现 TE - TM 模式转换。现在,我们把两种效应联合起来,即考虑由两个连续波导组成的模式转换,一个是旋磁波导,由矩阵 $[M_F]$ 描述,另一个是各向异性波导,由矩阵 $[M_c]$ 描述。光由正向传播时,连续波导系统的合成矩阵为

$$[M_T] = [M_F][M_c]$$

$$= -i \begin{bmatrix} \cos \left(2\alpha_c + \frac{\theta}{2} \right) & \sin \left(2\alpha_c + \frac{\theta}{2} \right) \\ \sin \left(2\alpha_c + \frac{\theta}{2} \right) & -\cos \left(2\alpha_c + \frac{\theta}{2} \right) \end{bmatrix} \quad (3-33)$$

光由反向传播时, 连续波导系统的合成矩阵为

$$[M_b] = [M_c][M_F]$$

$$= -i \begin{bmatrix} \cos \left(2\alpha_c - \frac{\theta}{2} \right) & \sin \left(2\alpha_c - \frac{\theta}{2} \right) \\ \sin \left(2\alpha_c - \frac{\theta}{2} \right) & -\cos \left(2\alpha_c - \frac{\theta}{2} \right) \end{bmatrix} \quad (3-34)$$

α_c 与磁化强度 \mathbf{M}_c 的方向有关: $\theta = 2\theta_F Z$, 比法拉第旋转 θ_F 决定于材料性质, Z 为光传播距离。因此, 通过适当选择 \mathbf{M}_c 的方向, 选取恰当的材料和TE-TM模式转换距离就可以改变 $[M_F]$ 和 $[M_b]$, 由此可以设计出磁光波导隔离器、回转器和环行器等多种非互易磁光波导器件。

3—6—2 磁光波导隔离器

若选择 $\theta = -\frac{\pi}{2}$, $\alpha_c = \frac{\pi}{8}$, 可得到

$$\begin{aligned} \text{正向传播} \quad & \left. \begin{aligned} E_x(Z) &= -iE_x(0) \\ E_y(Z) &= iE_y(0) \end{aligned} \right\} \quad (3-35) \end{aligned}$$

和

$$\begin{aligned} \text{反向传播} \quad & \left. \begin{aligned} E_x(Z) &= -iE_y(0) \\ E_y(Z) &= -iE_x(0) \end{aligned} \right\} \quad (3-36) \end{aligned}$$

显然, (3-35)、(3-36) 两式表示一个单向模式转换。

正向传播时没有模式转换,反向传播时发生模式转换。据此可以设计成一个磁光波导隔离器,其原理如图3-33所示。模式选择器是一段上面沉积金属膜的薄膜波导,它的作用是将TM模衰减掉。

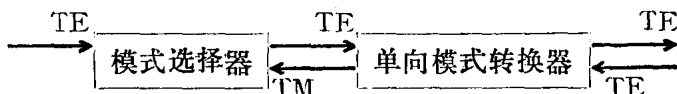


图 3-33 磁光波导隔离器原理图

3—6—3 双外延石榴石波导隔离器

根据3-5-1节的模式耦合理论,TE-TM模式转换效率最大值为

$$F(Z)_{\max} = \frac{4\theta_F^2}{\Delta\beta^2 + 4\theta_F^2} \quad (3-37)$$

为了获得大的 $F(Z)_{\max}$,必须增加比法拉第旋转 θ_F 和降低TE

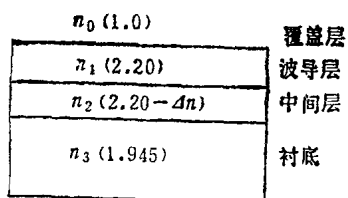


图 3-34 四层波导结构
(括号内数字为各层材料的折射率值)

和TM模之间的传播常数差 $\Delta\beta$ 。 θ_F 决定于所采用的波导材料, $\Delta\beta$ 决定于波导结构。采用具有双层外延石榴石薄膜的四层波导结构(图3-34)可以有效地降低

$\Delta\beta$ 。在此结构中,波导模传播常数被限制在 n_2k 与 n_1k 之间的

范围内, K 为真空中的波数。当 $\Delta n = n_1 - n_2$ 很小时, TE 和 TM 模的传播常数可以十分接近, 故 $\Delta\beta$ 很小, 使 $F(Z)_{\max}$ 提高。

将波导层和中间层这两层石榴石薄膜的折射率差 Δn 控制得很小是相当困难的, 如在波导层上方加一层覆盖层, Δn 值可适当放宽, $F(Z)_{\max}$ 可进一步提高。

根据上述要求制备了双外延石榴石薄膜波导, 波导层和中间层材料均为 $(Y, Sc)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ 薄膜材料, 但这两层的 Sc、Ga 掺杂量不一样, 故折射率亦不一样。采用这种双外延石榴石薄膜波导, 当输入和输出棱镜之间距离为 4mm, 对于 $\lambda = 1.15\mu\text{m}$ 的线偏振光, 实验得到了最大转换效率为 96%。假定材料的 $\theta_F = 210^\circ/\text{cm}$, $\Delta\beta = 1.6\text{rad}/\text{cm}$, 算得转换效率为 95%。可见实验值与理论值基本相符。

这种高转换效率的双外延石榴石薄膜波导可以作为激光

二极管用的波导隔离

器。图 3-35 为这种隔

离器示意图, 它由激

光二极管, 45° 波导

旋转器和 TE 模偏振

滤波器组成。激光二

极管输出的激光已具

有偏振特性, 让它的

偏振面处于与 45° 法

拉第旋转器平面成

45° 的位置上, 金属

复盖的波导偏振器

作为 TE 模的起偏振器。由激光二极管激发的激光进入 45° 法

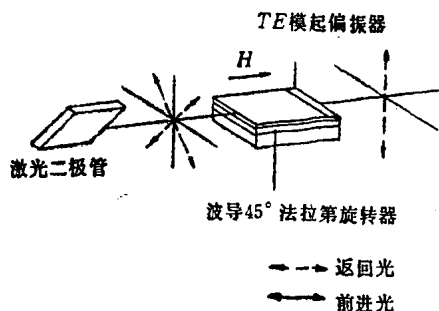


图 3-35 激光二极管用波导隔离器示意图

实线和虚线箭头分别表示前进光和返回光的偏振面

拉第旋转器，偏振面旋转 45° 后通过TE模起偏振器，然后输出。返回的光作为TE模进入 45° 法拉第旋转器，偏转 45° 后进入激光二极管。返回光与前进光偏振面相差 90° ，故不会影响激光二极管的激光输出。

3—5—4 磁光薄膜波导回转器

磁光回转器是一种非互易磁光器件，迄今为止，关于磁光薄膜波导回转器的理论分析已有一些报导，这些理论虽各有不同，但都有一个根本的共同点，即都应用了TE-TM模式非互易转换理论。遗憾的是，用这些理论指导的实验还未见到正式报导。为简单计，这里仅叙述一下。例如，卡斯特拉(Castéra)等人提出的磁光薄膜波导回转器的理论分析表明，正向传播的波与反向传播的波之间具有 180° 相移差。因此，联合应用法拉第效应和科顿—穆顿效应，原则上可以设计成一个磁光薄膜波导回转器。

3—6—5 磁光波导环形器

将两个3 dB定向耦合器和一个磁光薄膜波导回转器组合起来，可以构成一个磁光波导环形器，其原理如图3-36所示。

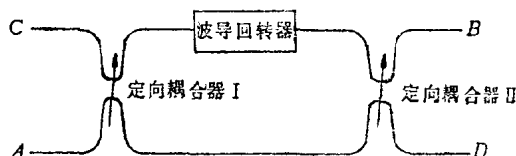
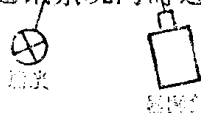


图 3-36 磁光波导环形器原理图

在这种磁光波导环行器中，光波的传输情况可能是这样的：假定入射的是TE波，从A端进入定向耦合器Ⅰ后，被耦合到波导回转器。通过波导回转器产生了 180° 相移，由于相位失配，进入定向耦合器Ⅱ的光波不能耦合到D端而只能由B端输出。由B端返回的光波反向通过波导回转器，其相移保持不变。进入定向耦合器Ⅰ，因此相位失配不能耦合到A端而只能由C端输出。由C端返回的光波正向通过波导回转器后，再产生 180° 相移，这样，相移为 360° 的光波进入定向耦合器Ⅱ，因相位匹配而耦合到D端输出。同样地，由D端返回的光波经定向耦合器Ⅱ耦合后，反向通过波导回转器，进入定向耦合器Ⅰ耦合到A端输出。

磁光波导环行器在集成光学系统中有相当重要的用途，它可以用来稳定激光源，可以使激光通讯系统同时进行发送和接收两重操作。



§ 3-7 磁光电流测试仪

3—7—1 应用背景和工作原理

高压输电线的电流监视、报警和测试是电力系统的重大课题之一，它对节能和安全用电有直接影响，具有很大的经济效益和社会效益，所以该项课题一直是电力系统十分关注的项目。传统的高压电流测试采用电流互感器，这种测试系统需用大量的铜导线、绝缘材料和机械加工部件，结构复杂，体积庞大，价格昂贵，而且不易检修，使用寿命有限，易发生爆炸等突然事故，因而国内外都致力于研制价格低、结构简单、安全可靠的新型高压电流测试系统。

随着激光和磁光调制技术的发展,从60年代中期开始,人们就试图用磁光技术来测试高压传输线的电流,以便代替常用的电流互感器。这种新型的测试系统称为磁光电流测试仪。

磁光电流测试的工作原理如图3-37所示。磁光介质放在高压导线附近,由光源发出的平面偏振光射到磁光介质上,并用介质后面的镜子反射回来,反射回来的平面偏振光由检测器测得其偏振光的旋转角,那么根据磁光法拉第效应,偏振光的旋转角直接同外加磁场有关,而这一磁场是由高压线的电流所产生的,并同这一电流成正比。因而,由检测的偏振光的磁光旋转,可以遥感、无接触地测得高压线的电流。

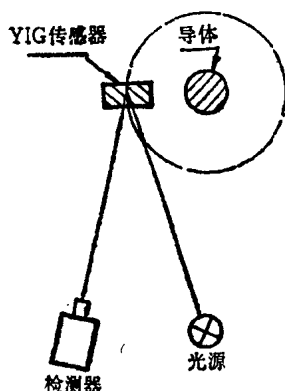


图 3-37 磁光电流测试简图

最早的磁光电流测试仪,用磁光玻璃,例如燧石玻璃作磁光介质,由于这种玻璃的法拉第旋转较小(费尔德常数 $V \approx 3.29 \times 10^{-5} \text{rad/A}$),并有残余的应力双折射,使检测讯号的精确性受到很大的限制。70年代初,英国姆拉达公司申请了“YIG单晶磁光电流测试仪”专利,采取了许多补偿办法和结构改革使测试精度大大地提高。美、法、日等国也致力于磁光电流测试仪的研制,最近日本松下还研制成光纤磁光电流测试仪,甚至可用作一般的电流精密测试。

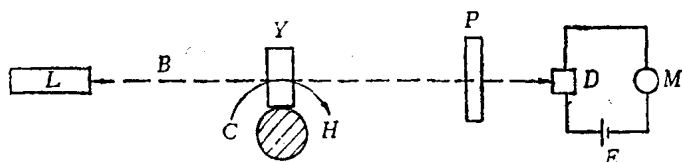


图 3-38

3—7—2 光路结构和检测方法

图 3-38 示出最简单的磁光电流测试实验装置。 L 是输出功率为 3 mW ，发射 $1.15\mu\text{m}$ 波长的 He-Ne 激光器。 L 发出的光束 B 是平面偏振光。 Y 是 1.5 mm 厚，直径 4 mm 的 $\text{Y}_3\text{Fe}_{4.4}\text{In}_{0.6}\text{O}_{12}$ 单晶圆片。光束 B 通过 Y 块，然后通过偏振器 P ，最后射到光电元件 D 上。光束 B 通过 Y 时，其偏振面被导体 C 中电流所产生的磁场 H 所旋转。当光束从 Y 发射出去并通过偏振器 P 时，偏振面旋转的量（同磁场 H 或 C 中的电流成正比）影响光束透过偏振器的光强度。因此，当偏振器与 L 发射的 B 光束对准时，那么通过 Y 的偏振光旋转越大（最大极限为 90° ），则透过 P 的光强就越小。 D 为光敏电阻元件，它连结电压源 E 及电压表 M 。测试表明，这种简单装置，在检测时，即使不加入放大装置也可以达到相当的精度，并给出导体 C 的电流与电压表 M 读数的线性关系。导体电流在 $0\sim 300\text{ A}$ 范围，达到每 1 A 的导体电流为 1 mV 读出的灵敏度。如果 Y 块用纯 YIG，则比 In-YIG 有更大的磁光旋转，因而可得到更大的灵敏度。另外，当导体 C 的直径有 12 mm （模拟电缆的尺寸），而 Y 块只有 1.5 mm 厚时，在 Y 块中的磁场方向，也就是 Y 块的磁化强度方向，实际上是平行于光路方

向。调节Y块的外形尺寸、材料及厚度可以得到最大的电流—电压读出灵敏度。

若Y块用燧石玻璃，则灵敏度低得多。

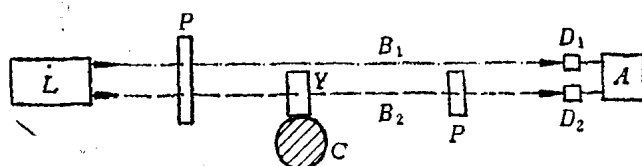


图 3-39

为了提高测试精度，克服光源不稳定性所造成的误差，改用了图 3-39 的光路结构，采用同一光源发出的两束光，其中一束光没有发生磁光旋转，而电流的测试由比较通过磁光介质有偏振面旋转的光束和没有通过磁光介质的光束而获得。在实验中，无偏振的光源 L 所发出的光，通过偏振器 P 发射宽的平面偏振光束，然后把这束宽光束分裂为两束窄光束 B_1 和 B_2 。光束 B_1 直接射入第一个光敏接收器 D_1 。光束 B_2 通过相对于导体 C 固定的磁光介质 Y ，从 Y 射出后，通过第二个偏振器 P （检偏器），然后射入第二个光敏接收器 D_2 。由 D_1 及 D_2 的输出，接到比较器 A 中，必要时还可以将比较的信号进行放大，然后读出指示导体 C 中电流大小的响应值。

还有其他光路结构，在此不一一叙述。

3-7-3 线路设计、补偿和匹配

本节将对磁光电流测试系统，提出几种线路设计方案，并以图示来说明，如何采取电磁屏蔽、温度补偿、环境补偿、元件和线路的匹配等措施，来提高测试精度，扩大测试

范围，更好地发挥这种测试系统的功效。

图3-40示出功率转换和磁光法拉第效应电流监控系统。其中导体1，负载被测的交流电，所负载的电压可能是几百或几千伏高压，它处于不可接近的，露天的位置，以很高的电流通过监控点。环状磁芯2上绕以次级线圈3，在线圈3

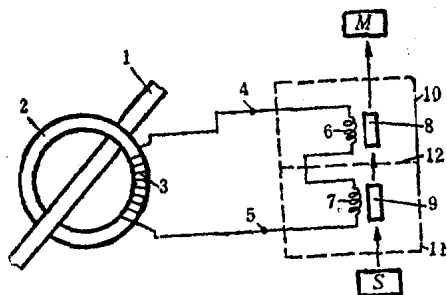


图 3-40

的端点连接输出接头4和5。

因此，在4、5上所出的电压同通过导体1上的电流有关。通过接头4、5连接两个串连线圈6及7，而6比7有更多的圈数。在每个线圈的磁场中各有一个YIG单晶棒8和9（实际上YIG棒是在线圈中心的，但为了图解的方便，将YIG棒图示在线圈外面）。每个线圈和YIG棒一起，可位于磁屏蔽的金属包围圈10和11之中，这两个磁屏蔽又有一个公共的隔离壁12。

从光源S发出的偏振光通过YIG棒9，穿过隔离壁12的孔，再通过YIG棒8，最后射入检测仪M。由M测定从S发出的光的偏振面，通过8和9后总的旋转量，再由偏振面的旋转推算出导体1的电流值。

在线路设计中，可以用两个次级线圈（且可有不同匝数）分别馈电入线圈 6 及 7，而进一步地对 YIG 棒产生不同的影响。也可用两个磁芯环代替磁化线圈 6、7，在环的空气隙中产生比较集中的磁场（磁化线圈产生发散形的磁场），使其同 YIG 棒更加匹配，同时可以起到磁屏蔽作用，抵抗外加杂散场的干扰。

同时，YIG 棒 8 和 9 也可以有相等的长度或不同的长度；在光路上可以有不同的安排，使它们对光的偏振面旋转起相加或相减的作用。

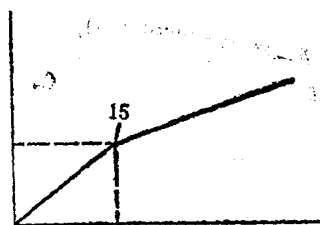


图 3-41

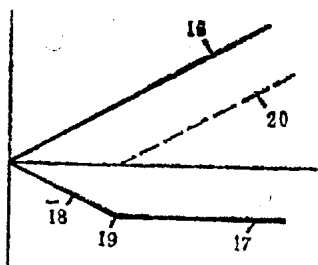


图 3-42

图 3-41 示出两个磁光元件对光偏振面旋转相加的结果，图中横坐标是导体 1 中被测的电流，纵坐标是偏振面旋转的总响应。可见在 15 以下的低电流响应比较灵敏；在 15 以上，由于其中一个 YIG 棒达到了磁饱和，不再增加响应，因而使高电流响应变化缓慢。由此，在不增强开关、过载防护、分流或截流等元件的前提下，可以制成多范围或多灵敏度的电流测试仪。

为了提高测试的灵敏度，在未达饱和之前，可以增加 YIG 棒的长度，或使光束多次通过 YIG 棒。因此，总的偏振面旋转响应，取决于磁光元件光路的有效长度、单位电流的

磁激励、磁光元件的比法拉第旋转和磁饱和特性等。

图 3-42 示出两个磁光元件对偏振面旋转相减的结果，其中第一个元件有线性的法拉第旋转响应，并未饱和（以16表示）。有反向磁化或相反光通过的第二个元件，在低电流时有相同的灵敏度（以18表示）。到19点位置达到饱和，出现图中17表示的水平响应线。虚线20表示相减的总响应。因此在19点的饱和电流（或称阈值电流）以下，无响应输出，而在阈值电流以上，有线性的响应。利用这种线路可以构成报警、开关或截阻等系统。

为了减小温度变化所引起的响应变化，提高测试精度，可以采用两个或更多个具有不同温度系数的磁光元件，进行响应的“相加”或“相减”，以致实现温度补偿，使合成的温度系数变小，以满足使用的要求。

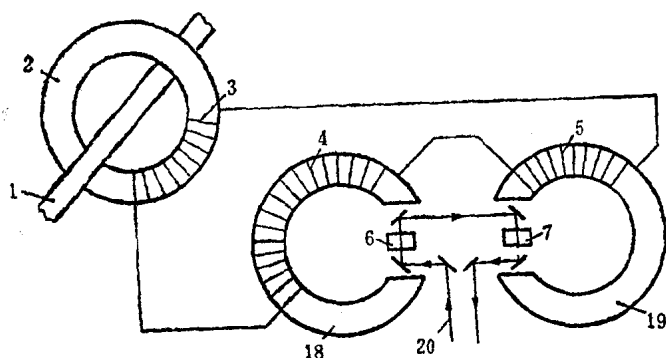


图 3-43

图 3-43所示光路，集中了上述所有光路设计的优点。采用两个有空气隙的环形磁芯18和19，使磁场集中，屏蔽外

加杂散场的干扰。由于通过元件 6 及 7 的磁场是平行的，两方向相反，故由光束 20 通过 6 及 7 的法拉第旋转是相叠加的，而对外加杂散场的干扰是相抵消的。

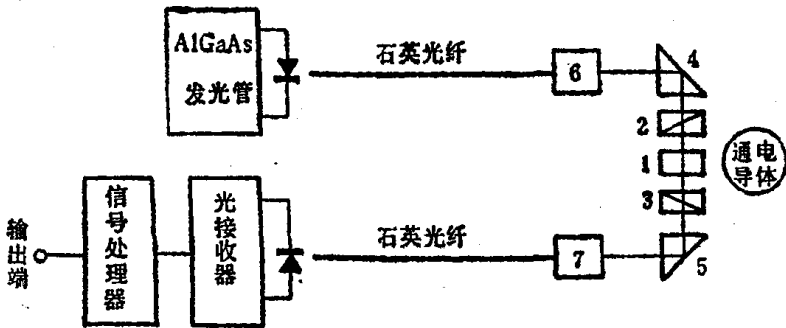


图 3-44 磁光电流（磁场）测试仪

1—磁光介质； 2、3—偏光棱镜；
4、5—直角棱镜； 6、7—柱面棱镜

3—7—4 光纤传输磁光电流测试仪

近年来大多数磁光电流（磁场）测试仪采用图 3-44 所示的线路。其中 AlGaAs 发光管发出波长为 870nm 的光束，由直径为 100 μ m 的石英光纤传输，经柱面棱镜（或称自聚焦透镜），射入直角棱镜，再经起偏镜、通过磁光介质，再经检偏镜、直角棱镜和柱面棱镜射入石英光纤，输入 Si-PIN 管，然后通过信号处理器输出测定的信息。

典型的磁光介质材料性能列于表 3-4 中，其中铅玻璃及 $(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ 的温度特性最好，而 $(\text{Tb}_{0.10}-\text{Y}_{0.90})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 的磁光常数最大，是其中比较常用的材料。

用铅玻璃做磁光介质，制成电流或磁场测试仪，其性能列于表 3-5。通电导体离磁光介质不同距离 ($d=2.3$ 、

表 3-4 典型的磁光材料的性能

材 料		结晶性	费尔德常数 ($3.66 \times 10^{-4} \text{rad/A}$)	旋光性 ($^{\circ}/\text{mm}$)	波 长 (μm)	温度特性
逆 磁 性	铅 玻 璃	非 晶	0.04	无	0.85	$< \pm 0.5\%$ ($-25 \sim 100^{\circ}\text{C}$)
	As_4S_3 玻璃	非 晶	0.10	无	0.9	$< \pm 1\%$ ($-10 \sim 80^{\circ}\text{C}$)
	ZnSe	立方晶	0.21	无	0.82	$\pm 1\%$ ($-10 \sim 80^{\circ}\text{C}$)
	$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	立方晶	0.188	9.6	0.85	$\approx \pm 1\%$ ($20 \sim 120^{\circ}\text{C}$)
顺磁性	FR-5 玻璃	非 晶	0.11	无	0.85	$\approx \pm 1.5\%$ ($-25 \sim 85^{\circ}\text{C}$)
亚 铁 磁 性	YIG	立方晶	9.0	无	1.3	$\approx \pm 8\%$ ($-25 \sim 85^{\circ}\text{C}$)
	$(\text{Tb}_{0.15}\text{Y}_{0.85})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	立方晶	15.6	无	1.15	$\approx \pm 1.5\%$ ($-20 \sim 120^{\circ}\text{C}$)
	$(\text{YSmLuCo})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$	立方晶	3.4	无	0.83	$< \pm 0.5\%$ ($-20 \sim 80^{\circ}\text{C}$)

表 3-5 铅玻璃磁光电流测试仪性能

名 称	内 容	范 围
光 源	GaAlAs发光器($\lambda = 0.85\mu\text{m}$)	$H < 3.98 \times 10^4 \text{A/m}$ $1592 \text{A/m} < H < 3.98 \times 10^4 \text{A/m}$ $30 \text{Hz} < f < 1 \text{kHz}$ $-25^{\circ}\text{C} < T < 85^{\circ}\text{C}$
接 收 器	Si—PIN管	
光 纤	SI型石英玻璃光纤	
原 理	磁光法拉第效应	
测 量 范 围	$> 796 \text{A/m}$	
线 性 率	$< 0.5\%$	
精 度	$< \pm 0.25\%$	
频 率 特 性	$< \pm 0.5\%$	
温 度 特 性	$< \pm 0.5\%$	
元 件 尺 寸	$4 \times 4 \times 30 \text{mm}^3$	

4、8、16、32cm) 所测试的电流变化结果见图 3-45，其中电流从10A变化到5000A。

用石榴石晶体，例如 $(\text{Tb}_{0.19}\text{Y}_{0.81})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 做磁光介质，可使器件具有高灵敏度（为铅玻璃一千倍以上），宽测量范围和稳定的温度特性。用 $(\text{YSmLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$ 外延生长的单晶薄膜做器件，将每面厚约 $22\mu\text{m}$ 有双面磁膜的5块外延单晶膜重叠使用，使器件的性能大大提高。由此制成的磁场测试仪，可测试 $0.1\sim 10\text{mT}$ ，或 $1\sim 60\text{mT}$ 磁场范围；测试精度在 $\pm 1\%$ 以下；非线性误差低于 $\pm 1\%$ ；频率

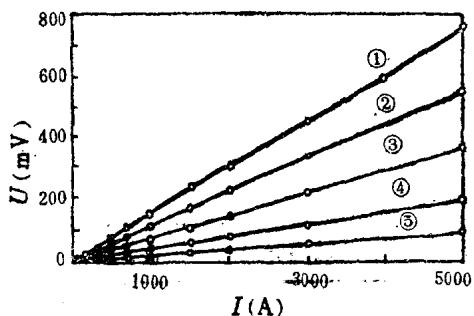


图 3-45 输出电压 U 与被测电流 I 的关系

- | | |
|----------------------|---------------------|
| ① $d = 2.3\text{cm}$ | ② $d = 4\text{cm}$ |
| ③ $d = 8\text{cm}$ | ④ $d = 16\text{cm}$ |
| ⑤ $d = 32\text{cm}$ | |

范围 $0.6\text{Hz}\sim 15\text{kHz}$ ；在 $-200\sim +80^\circ\text{C}$ 温度范围工作；输出变化仅在 0.5% 以下；在 $0\sim +60^\circ\text{C}$ 范围内能长期稳定地工作。用这种电流测试仪装在高频感应加热炉的电线上，可用来控制供给的电流。由于这种测试仪可以检测 0.1mT 的弱磁场，将小型磁铁与其组合，可用作各种旋转传感器。特别是

暴露在雷击危险地方的气象观测用风向仪、风速表以及电磁感应杂音多的高速涡轮机翼等的转速测定。还可以作成位置传感器，测定靠近它的带磁物体的位置变化。

§ 3-8 磁光偏频激光陀螺

3-8-1 激光陀螺的发展概况

近四十年来，陀螺仪在需要进行测量、稳定和控制的各种载体的场合，日益得到广泛的使用，成为惯性系统的一个核心部件。它的精度从最初的滚珠轴承陀螺到目前研制的静电陀螺提高了7个数量级；种类从机电式陀螺发展到目前使用的浮子式陀螺、挠性陀螺及静电陀螺等。

但至今广泛使用的陀螺仪中，都用高速旋转的转子作为惯性元件。这就给这类转子陀螺的应用带来一些不利的因素。例如，启动时间较长；机械运动部件较多，容易产生质量不平衡和结构不稳定所带来的误差；容易受到加速度和振动的影响；陀螺输出的机械运动量不便于数字计算机直接使用；结构复杂，制造时要在超净化环境中进行精密机械加工与装配，使用时要定期进行校准与维护，因此总成本费用高昂。此外，现代导航及稳定系统，特别是连续工作时间很长的航海与宇宙飞船的导航系统，除要求陀螺具有一定的高精度外，还要求它朝着寿命长、可靠性高和总成本费用低的方向发展。为此，50年代出现了核陀螺，60年代又出现了激光陀螺。

1961年发明激光后，就有人预言：“激光最有前途的一种应用就是做陀螺”。1963年美国斯佩利(Sperry)公司首次

报导了激光陀螺的试验成功，很快就引起了美国军方的重视，大力投资研制，一时形成了激光陀螺热。

但当时由于技术和工艺水平的限制，激光陀螺在精度和寿命方面遇到了一些困难，因而进展缓慢。

直到1973年，由于在技术、工艺、材料方面相继有重大突破，激光陀螺寿命提高到几万小时，精度提高到 $0.01^{\circ}/h$ ，更重要的是克服了低转速时出现的“闭锁”问题，才使研制进入了新阶段。到1975年已有三种系统先后试飞成功，因而引起了军方的高度重视。此后，美国国防部，美国空军和海军都投资进行研究。目前美国有10多家公司，3所大学从事激光陀螺的研制。有2家公司建立了激光陀螺生产厂。此外，苏联、英国、法国、西德等也在大力研制激光陀螺。

激光陀螺已在导弹、鱼雷的姿态控制，海军武器控制系统的惯性基准，各种飞机的惯性导航等方面试验成功。美国波音公司下一代民航机，波音-767将使用激光陀螺作惯性导航元件；美国空军AV-BB高级“鹞”式垂直起落飞机和“空中公共汽车”公司的A310飞机也将采用激光陀螺作惯性导航元件。

3—8—2 工作原理和磁光偏频

激光陀螺是一个用三个（或三个以上）反射镜围成的封闭的环形激光器，如图3-46所示。环形物的形状可为任意的闭合平面图形。三个角以上的三个反射镜决定了一个三角形的光学空腔谐振器。在三角形的一个边上放置着充满低压He-Ne混合气体的放电管，通电后气体放电管两端射出左右两个激光光束。

一束沿顺时针方向(CW)，另一束沿逆时针方向(CCW)

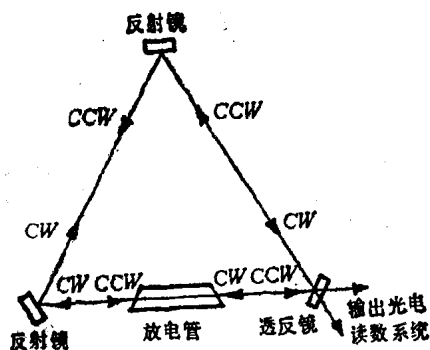


图 3-46 环形激光陀螺示意图

CW 顺时针传输光波

CCW 逆时针传输光波

围绕着环状物沿同样的闭合路径运动。当激光陀螺相对惯性空间没有绕垂直于环路平面的输入轴转动时，顺、逆两束光所通过的光路长度相同。这时两束光的频率相同。当激光陀螺相对惯性空间绕输入轴转动时，沿转动方向的激光束所通过的光程要比逆转动方向运动的激光束所通过的光程长。通过的光程长度的变化，使两束光的频率发生变化，从而出现了频率差。在理想情况下，这一频差（或称拍频）与环形激光器的转动角速度成正比。这就是著名的萨格纳克 (Sagnac) 原理。输入角速度 Ω 与拍频 Δf 之间有下列关系：

$$\Delta f = \frac{4A}{\lambda L} \Omega \quad (3-38)$$

式中 A ——环形光路所包围的面积；

L ——环形激光器的光路长度；

λ ——激光波长。

对一确定的环形激光器来说，环形面积 A 、腔长 L 和激光波长 λ 都是已知的常数。这样，输入角速度 Ω 与拍频 Δf 之间存在着线性关系。只要测出拍频也就知道了输入角速度 Ω 。若将上式对测量时间积分，将拍频转换为脉冲数 N ，就可得到输出脉冲数 N 与绕输入轴转动角 θ 之间的关系式：

$$N = \int \Delta f dt \quad N = \frac{4A}{\lambda L} \theta \quad (3-39)$$

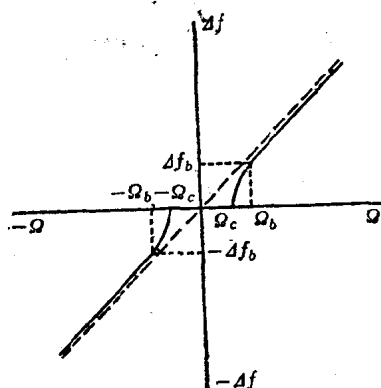


图 3-47 拍频 Δf 与角速度 Ω 的关系

但当 Ω 较小时，由于两束光微弱的背向散射所引起的耦合，可使它们锁定在同一频率上，因而实际测得的 $\Delta f-\Omega$ 曲线（见图3-47）可表示为：

$$\Delta f = \begin{cases} 0 & \text{当 } |\Omega| \leq \Omega_c \\ \frac{4A}{L\lambda} \sqrt{\Omega^2 - \Omega_c^2} & \text{当 } |\Omega| > \Omega_c \end{cases} \quad (3-40)$$

由于磁光元件的非互易传播特性，它可产生一个可控的频差或称偏频 Δf_b ，并因而以一种巧妙的方法避免了激光陀螺的“闭锁”，使激光陀螺避开“闭锁区” $|\Omega| \leq |\Omega_c|$ ，而

在 $|\Omega| > |\Omega_0|$ 的线性区工作。

3-3-3 磁光在激光陀螺中的应用

图 3-48 中示出包括磁光元件的两个典型的激光陀螺的光路。在图 3-48 (b) 中可见, 为了维持圆偏振模式。激光陀螺必须有偶数的镜子, 因为在反射时, 反射镜把右旋圆偏振 (RCP) 光变成左旋圆偏振 (LCP) 光, 反之则把 LCP 光变成 RCP 光。这一点在确定磁光效应在圆偏振情况下的有效性是很重要的。

在表 3-6 中给出典型的、周长为 40mm 的激光陀螺的一些要求。偏频 Δf_0 。(或相移 $\Delta \phi$), 根据要求, 必须保证激光陀螺避开“闭锁”区工作。偏频稳定性必须优于磁光材料

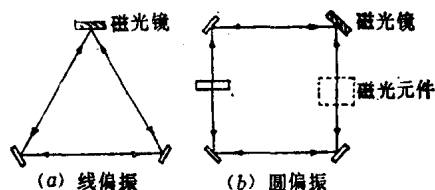


图 3-48 有磁光元件的环形激光光路结构

磁化强度的温度稳定性。在实际应用中, 往往使磁化方向

表 3-6 激光陀螺的基本要求

特 性	要 求
偏频 (Δf_0)	$\geq 50 \text{ kHz}$
偏频稳定性	10^{-6}
磁 开 关	由设计决定
相移 ($\Delta \phi$)	$\geq 0.4 \text{ m rad}$
光 损 耗	$\leq 5\%$

正、反交变，产生交变的磁化场，以致抵消偏频的计算（及温度漂移）。也有设计一种多次振荡的圆偏振，使偏频的误差自动地抵消。

1. 法拉第效应 采用图 3-48 (b) 所示，包括磁光法拉第元件的光路结构，可以得到适合的偏频效果。1977年，美国洛克维尔(Rockwell)公司用外延的石榴石单晶薄膜制成四层结构的法拉第元件，使 $1.152\mu\text{m}$ 波长的 He-Ne 激光陀螺得到相当于 $350^\circ/\text{s}$ 旋转速率的偏频量，总插入损耗小于 1%，而其中石榴石元件的插入损耗只有 0.5%。

2. 横向克尔效应 采用图 3-48 (a) 所示光路结构，其中包括横向克尔效应的磁光元件（称为“磁镜”），可以简单而巧妙地克服激光陀螺的“闭锁”问题。这种磁镜偏频元件由磁光薄膜及高反射率多层介质薄膜（简称“MLD”）构成。前者利用横向克尔磁光效应使相反方向入射的光束产生非互易的相移而达到偏频效果；后者用来提高反射率（使反射系数 $R \geq 95\%$ ）。当磁镜的磁化方向平行于磁镜平面而垂直于激光环行的平面，且平行于环行面的线偏振光（P光），被磁化的磁镜反射时，则两束相反方向环行的激光将产生非互易相移，但不改变其线偏振特性。

对磁镜首先要求有高的偏频量 Δf_0 ($\propto \Delta\phi$) 及低的光损耗 L_0 ，因而 $\Delta\phi/L_0$ 是衡量磁镜优劣的主要参数；其次要在低磁场下有良好的镜面磁化易开关特性；第三应有尽可能小的随机漂移。美国斯佩利公司早已成功地将金属磁镜（简称“MMM”）用作为激光陀螺偏频元件。最近，他们又研制成功石榴石磁镜（简称“GMM”），使用表明这种磁镜在 $1.15\mu\text{m}$ 波长的优值 ($\Delta\phi/L_0$) 及开关特性有根本的改善。

基于这类磁镜的重要性，以后章节还要作详细的介绍和

析。

3. 极向克尔效应 因为MnBi薄膜有高的磁光激活性和具有恒定地垂直于膜面磁化, 所以利用MnBi薄膜, 设计成一种极向克尔效应的磁镜。这是一种多次振荡器件, 光路中有4束光同时运行, 有两束相向传播的RCP光和另两束相向传播的LCP光。设计中要求一个圆偏振器(如图3-48b中的CP), 它可以是一个特定长度的光激活性材料(1/4波片), 或是一个非平面光学设计的元件。

4. 纵向克尔效应 至今, 激光陀螺的设计中尚未应用这一效应。但根据矩阵分析, 这种效应只有在一个4(或偶数)镜的激光陀螺中才会得到有效的偏频。在一个有奇数镜的环形激光中, 正常的模式频率只同二次的纵向克尔效应有关, 以致所得的相移($\Delta\phi$)是很小的。

3-8-4 磁光偏频材料

用于激光陀螺的磁光材料, 一般要求它们有高的磁光激活性。在可见光及近红外波段, 材料的磁光特性完全可用它们的介电张量 $\vec{\epsilon}$ 来描述。这种张量同波长和磁化强度 \vec{M} 有关。我们限于 \vec{M} 沿z轴的立方材料来讨论问题, 那么 $\vec{\epsilon}$ 可表示为:

$$\vec{\epsilon} = \epsilon_0 N^2 \begin{bmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (3-11)$$

其中 ϵ_0 是自由空间的介电常数, $N = n - ik$ 是复折射系数, 而 $Q = Q_1 - iQ_2$ 是磁光系数。表3-7列出一些金属和合金的磁光参数。磁光系数 Q 正比于材料的磁化强度, 表中所列的值是饱和值。

表 3-7 金属及合金的磁光参数

材 料	$\lambda = 0.6328\mu\text{m}$				$\lambda = 1.15\mu\text{m}$			
	n	K	$10^2 Q_1$	$10^2 Q_2$	n	K	$10^2 Q_1$	$10^2 Q_2$
$\text{Fe}_{0.85}\text{B}_{0.15}$	3.1	3.6	3.3	-1.1	4.8	5.5	0.0	-4.4
$\text{Fe}_{0.9}\text{Si}_{0.1}$	2.6	3.0	2.9	0.2	3.8	5.0	1.8	-4.7
Fe	2.7	3.2	3.4	0.0	3.7	5.1	2.8	-5.9
Co	2.3	3.6	2.6	-0.5	4.4	6.6	3.0	-4.6

对于一个任意的入射角，相移差 $\Delta\phi$ 依赖于 N 及 Q ，并同磁光效应的种类有关。在每一种情况下，通过菲涅耳(Fresnel)系数，由 N 及 Q 可表示 $\Delta\phi$ 。通常，在激光陀螺应用时，必须知道磁光材料在工作波长范围内 n 、 K 、 Q_1 及 Q_2 的数值。就磁性而言，磁光偏频材料应具有最佳矩形度的易开关特性，并在镜面磁化；或是恒定地垂直于镜面磁化。

在表 3-7 中，对于横向克尔效应磁镜的应用，所有这些材料在 $1.15\mu\text{m}$ 有相似的优值，其中以Fe为最好。但用溅射法制得的Fe-B合金有较好的开关特性。为了在“闭锁”区尽可能耗费最少的时间，具有最佳矩形开关特性是很重要的。

在恒定垂直膜面磁化的合金中，MnBi有极向克尔旋转 $\theta_k = 0.7^\circ$ (Fe为 0.37°)。稀土-过渡族金属合金也能使 M 垂直于膜面，合金总磁光激活度 $|Q|$ 随合金中Fe及Co等过渡族金属的增加而减小。比较FeTb、MnBi及GdFeBi合金在 $0.63\mu\text{m}$ 波长时的磁光特性，其中MnBi显然是最优的磁光材料。MnBi虽然不是立方晶系，但由于它的C轴可以垂直膜面，以致使磁化垂直膜面而取向。

表 3-8 铁氧体磁性材料的磁光性能

材 料	K	$\theta_F (^\circ/\text{cm})$	$\lambda (\mu\text{m})$
MG1	$<7 \times 10^{-6}$	1800	1.15
MG2	—	700	1.15
MG1	$\sim 5 \times 10^{-3}$	13000	0.63
MG3	—	25200	0.63
MS	0.35	15000	0.63

MG1 = $(\text{YbGdPrBi})_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$

MG2 = $(\text{YbPrBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$

MG3 = $(\text{GdPrBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$

MS = CoRhFeO_4

在表 3-8 中列出了最有希望的几种石榴石材料的磁光性能。

其中 MG3 给出最大的法拉第旋转。在 $0.63\mu\text{m}$ 比 $1.15\mu\text{m}$ 波长有大得多的法拉第旋转（大一个数量级），但光吸收也很大（大二个数量级），因而对石榴石磁镜，常用的波长是 $1.15\mu\text{m}$ 。通过衬底材料、外延膜成分和生长工艺的调节可以得到 M 位于膜面或垂直膜面的石榴石光材料，因而可以由石榴石磁光材料作成法拉第偏频元件或横向克尔磁镜偏频元件。

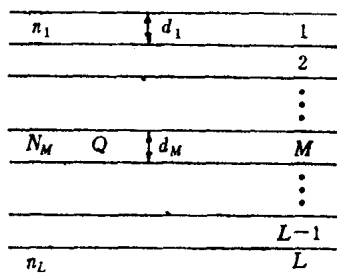
在表 3-8 中所列的反尖晶石 CoRhFeO_4 ，在 $0.63\mu\text{m}$ 波长有大的 θ_F 值，但由于 Co 的跃迁，产生很大的光吸收，使它大为逊色。

3-8-5 多层的介电—磁镜

裸露的金属磁镜对 He-Ne 激光是一种很差的反射镜，其反射率为 $0.4 \sim 0.7$ ，这远远不能满足激光陀螺对光损耗的要

求（见表 3-6）。为了减小磁光镜的反射损耗，在不透明的金属磁膜上，蒸镀高反射率的多层介电薄膜（MLD）。这样大部分入射光由MLD层所反射，因而由磁光膜上所发生的相移 $\Delta\phi$ 大大减小。

一般，在磁光镜上，对两个相反方向传播的光束会产生不同的反射率和不同的



相移，如果这种影响很大，那么有低反射率的光束就在较低的功率下工作，有可能会低到完全熄灭。采用MLD，就可以克服这一问题。

图 3-49 一般的介电—磁性薄膜结构

把透明的磁光元件作为激光陀螺的偏频镜，对光束的传输是有利的。这时将MLD层放在透明磁层的后面，光束一部分由磁膜反射，一部分透过磁膜经MLD反射出去。因此既有高反射率、低光损耗，又有较大的相移 $\Delta\phi$ ，得到很高的优值 $\Delta\phi/\Delta I_0$ 。

图 3-49 示出一般的介电—磁性薄膜结构，它由每一个有确定的厚度 d_i 及折射率 n_i 的 L 层所组成，其中有一个由 d_M 、 N_M 及 Q 所表征的磁性层。可用散射矩阵法来计算激光陀螺中应用的典型的磁光镜结构。

各种磁镜的优值列于表 3-9 加以比较。在 $1.15\mu\text{m}$ 使用时，要求 $\Delta\phi/I_0 \geq 8 \text{ mrad}$ 。纯 Fe 及石榴石磁镜可在这一波长工作。在 $0.63\mu\text{m}$ ，激光陀螺可以允许 1~2% 的光损，因而 $\Delta\phi/I_0$ 应在 20~40mrad 范围，或要求更高一些。看来 Fe 磁镜不能满足这一要求，而极向模式的 MnBi 磁镜及石榴

石磁镜都远超过这一要求。 M 在膜面的MG 3 (光吸收 $\alpha = 1000\text{cm}^{-1}$), 除了有较高的优值外, 在横向模式时, 相移也较大, $\Delta\phi \approx 2.6\text{mrad}$ 。

表 3-9 金属和石榴石磁镜的优值

磁镜设计	模 式	$\Delta\phi/l_0$ (mrad)
MLD在Fe上	横 向	10
MG4在MLD上	横 向	>400
MG4在MLD上	极 向	>300
MLD在Fe上	横 向	6
MLD在MnBi上	极 向	>85
MG3在MLD上	横 向	230
MG3在MLD上	极 向	210

$\lambda = 1.15\mu\text{m}$

}

$\lambda = 0.63\mu\text{m}$

MG4 = ($n = 2.19, K = 1 \times 10^{-4}, \theta_F = 1700^\circ/\text{cm}$)

MG3 = ($n = 2.2, K = 5 \times 10^{-4}, \theta_F = 25000^\circ/\text{cm}$)

由上可见, 石榴石磁镜 (GMM) 比金属磁镜 (MMM) 有许多优点。GMM 最突出的优点是反射损耗 l_0 很小, 优值 $\Delta\phi/l_0$ 比MMM的大许多倍。GMM的开关性能是理想的, 开关时间短、可重复、无可测的抖动, 甚至可在79.6A/m场强下进行开关。当然为了确保磁化的饱和, 一般需加稍大一些的磁场。GMM的饱和磁场大约是 MMM 的1/3, 故磁化功率可减小80%, 从而减小了它对多轴组合中其它激光光环的杂散场的影响。GMM的上述优点对激光陀螺的小型化也相当有利。GMM的镜面易磁化性可通过选择适当的衬底材料、配料成分生长工艺来达到。GMM 的随机漂移也比 MMM 的小, 前者为 $0.019^\circ/\text{h}$, 后者为 $0.046^\circ/\text{h}$, 因此采用 GMM将使激光陀螺在导弹、飞机导航及制导中的应用大为有利。

斯佩利公司用 GMM 制成小型的 SLIC—7 系列激光陀

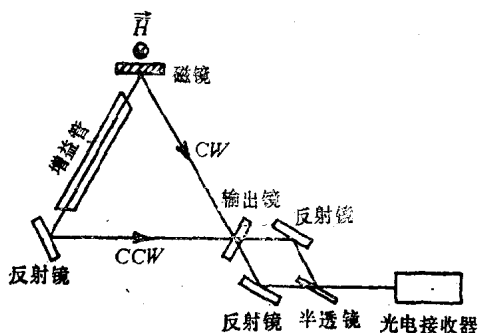


图 3-50 横向克尔磁镜偏频激光陀螺光路简图

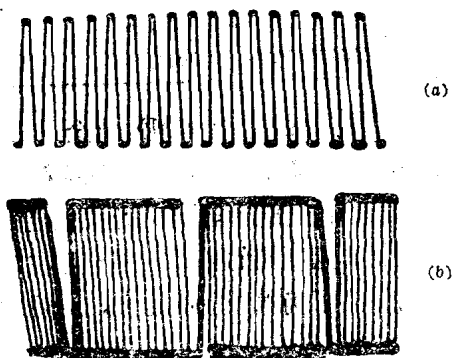


图 3-51 横向克尔磁镜偏频激光陀螺的拍频信号示意图

(a) 外加直流磁场 (b) 外加50赫兹交变磁场

螺，已达到了导弹应用的精度，在40cm周长的 环形 激光器中，得到大约80%/s 的偏频值。清华大学用中国科学院上海冶金研究所研制的 $\text{BiPrGdYb}_3(\text{FeAl})_5\text{O}_{12}$ 单晶薄膜做横向克尔磁镜偏频元件，将它用于腔长60cm，波长1.15 μm 的激

光陀螺中,其光路见图3-50。当外加直流场时,观察到激光陀螺的拍频信号大于10kHz(图3-51a);当外加50Hz交变磁场时,则观察到交变的拍频信号(图3-51b),交变磁场每周(0.2s)中有两次为0,这对应于拍频的闭锁区。可见,采用磁光相移的磁镜偏频元件,可使激光陀螺避开闭锁区,在偏频效应下位于 $\Delta f - \Omega$ 的直线部分($|\Omega| > |\Omega_0|$)工作。

§ 3-9 磁 光 存 储

3-9-1 磁光存储的发展

随着计算技术的日益发展,对计算机存储器提出了大容量、高存取速度的要求。由于激光技术的发展,这些要求有可能同时得到满足。因为可聚焦到直径 $1\mu\text{m}$ 数量级的激光束,在光存储系统上可以获得比一般存储系统大两个数量级的存储密度。同时,采用无惰性的光偏转技术,避免了磁头对磁介质的机械接触,从而获得较快的存取时间。由此光存储器的品质因子(=容量/存取时间)可达 10^{12}bit/s 以上,超过大容量磁存储器2~4个数量级。

近年来,用于存储的许多光学技术得到了发展。根据不同的物理效应,可变光存储技术可分为热磁、铁电、光照相、光折射、热塑料及电荷存储器件等。

磁光存储兼有磁存储和光存储两种优越性:1)可擦除,2)不易变,3)非接触,4)高密度和5)快速随机存取。磁光存储是用激光束照射,实现热磁记录和擦除信息,而用磁光法拉第或克尔效应来读出信息。这种系统的记录密度只受光性能

的限制，大多数情况下，容量密度超过 10^3 bit/cm^2 。任何波长的激光束都可用来记录和读出信息。这使磁光存储系统优于用彩色照相材料或晶态-非晶态材料的系统。最近磁光存储系统特别引人注意，因为：1)对高密度、可擦除存储系统的要求不断增长；2)已发展了新的磁光存储材料；3)发展了包括控制激光束的伺服系统在内的光电系统。

60年代后期，就有报导用MnBi磁光介质做磁光存储器，特别是做成磁光全息存储器。这类器件的优点是分辨率和灵敏度高，能永久存储信息，但也易擦除，响应为线性，无“疲劳”现象；但缺点是全息衍射效率低（仅 10^{-4} ），需短脉冲写入。1971年的实验室研制结果已达到 $1.55 \times 10^8 \text{ bit/cm}^2$ 的信息密度和 $1 \mu\text{s}$ 的存取时间，总存储容量达 10^{11} 位。

60年代后期同时发展的还有石榴石磁光存储器，西德飞利浦实验室在70年代中经多年努力以一种磁光光电导夹层结构为基础，研制成总容量达 6.5×10^7 位，随机存取时间为 $100 \sim 500 \mu\text{s}$ 及写、读数据速率为 $0.5 \sim 2 \text{ Mbit/s}$ 的多立方体光存储器。它是一种介于大容量机械存储器及快速半导体主存储器之间的中等容量存储器。它还可作为影象过程的影象存储器件及混合的或延迟目的的数字音频存储器。

最近日本的松下电器、NHK、索尼、KDD公司；美国的施乐、3M；西德飞利浦公司等，用Gd-Co、Gd-Fe、Tb-Fe、Gd-Tb-Fe、Tb-Dy-Fe等稀土-过渡族金属非晶态薄膜作磁光存储介质，大力研制可擦除、大容量的磁光光盘存储系统。日本日立公司用直径12cm的磁光光盘，使容量达 5.5×10^8 字节/2面，而通常用直径13.3cm的磁盘，容量仅为 2×10^7 字节/4面；日本索尼公司用直径30cm的磁光

光盘，达每片容量 1.05×10^9 字节，而美国IBM公司3380磁盘系统，盘面直径35.6cm，每面容量仅 10^8 字节，几乎要小一个数量级。磁光盘存储系统具有磁记录和磁盘系统两者的优点：大容量、可擦除、不易失、非接触和随机存取，因而国外十分注意它的发展动向，竞争激烈，据称即将就要投入市场，用作光录象机和计算机的存储系统。

3-9-2 磁光记录原理

在薄膜磁性材料中，根据以磁畴形式存储，则每个磁畴为一个存储单元，它的饱和磁化强度 \vec{M}_s 的方向表示了信息的含义。因此，写入及擦除都与 \vec{M}_s 在一定的稳定方向之间转动有关。对于二进制的信息译码，只允许有两个稳定的 \vec{M}_s 取向。为得到最佳读出的讯噪比， \vec{M}_s 的两个

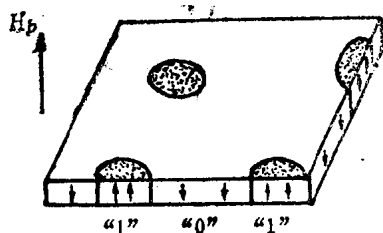
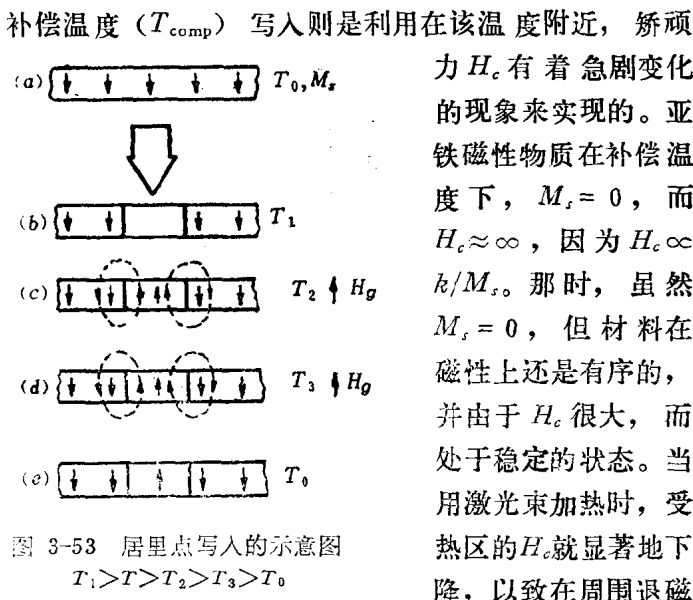


图 3-52 薄膜中圆柱体磁畴的示意图

稳定方向应取两个垂直于磁膜平面的反平行方向。例如有一个磁化垂直于膜面的磁光薄膜，其初始状态的磁化方向全部向下，在微小的区域中改变其磁化方向，使其向上（见图3-52），出现不同取向的圆柱体磁畴。设定磁化向上的磁畴为“1”，那么磁化向下的磁畴为“0”，即具备了数字记录的功能。每一存储单元的换向，通过微区（即每一存储单元区域）加热，使其矫顽力 H_c 大大地降低而实现。这样，当外加偏场 H_b 反平行于 M 的稳定方向施加时，被加热微区的 M 方向，就会沿 H_b 方向而反转。

磁光记录是以热磁效应进行写入和擦除，而以磁光效应来读出。热磁写入有两种，一种是居里点写入，另一种是补偿点写入。图 3-53 给出居里点写入的示意图。外加一磁场，使易磁化轴垂直于膜面的薄膜在室温 (T_0) 磁化到饱和 (a)。然后在剩磁状态下用激光束照射，使薄膜的局域温度上升，当高于其居里温度 ($T_1 > T_c$) 时，微区转变为顺磁区， $M_r = 0$ (b)。当除去激光后，微区的温度开始下降，低于 T_1 后，磁化强度开始增大 (c、d)。在周围的退磁场 H_d 和外加偏场 H_b 作用下，磁化方法和原来相比，实现了反转。如将 H_b 增大并反向，则将擦除已写入的信息。



薄膜中的信息读出利用透射的法拉第磁光效应，或反射

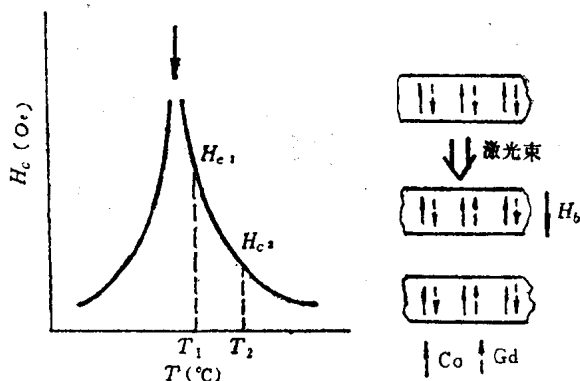


图 5-54 在补偿温度附近的磁光写入示意图

的极向克尔磁光效应。当偏振光透过存储薄膜就产生法拉第旋转；若偏振光从存储薄膜表面反射，就产生克尔旋转，这些磁光旋转的方向究竟是顺时针的还是逆时针的，完全取决于偏振光传播方向同 \vec{M} 取向是平行的还是反平行的。这样就可利用光电检测器来鉴别这两种状态，从而读出二进制信息的“1”或“0”。

3—9—3 磁光存储材料

众所周知，高密度记录受介质的限制，这种介质中由于退磁效应而使磁化平行于膜面。为得高密度，应采用有垂直磁化的膜。而且在读出存储信息时，这种垂直磁化膜有一种优点，就是利用正入射激光束的极克尔或法拉第效应。因此，下面我们来评论有垂直磁化的磁光存储材料。

对于有垂直磁化的磁光材料，已研究过的有 MnBi、MnCuBi、MnAlGe、MnGaGe、PtCo、铁石榴石及稀土—过渡族金属非晶合金薄膜。这些材料的性能列于表 3-10。

MnBi 有大的磁光效应, 产生大的 读出讯号。但它的居里温度很高 (360℃), 几乎接近于分解的温度。为了克服 MnBi 的缺点, 发展了 MnCuBi, 其居里温度比 MnBi 低, 是 200℃, 同时有适当大小的法拉第旋转和克尔旋转。

表 3-10 中所列多晶, 噪声很明显, 因此 讯噪比是低的。

表 3-10 磁光存储材料的性能

材 料	记录技术	居里温度 (°C)	磁光优值		克尔旋转角	
			$2\theta_F/\alpha$ (°)	λ (μm)	θ_K (°)	λ (μm)
MnBi	T_c^*	360	3.6	0.633	0.7	0.633
MnCuBi	T_c	180	1.8, 1.3	0.515, 0.633	0.2	0.633
多晶	MnAlGe	T_c	245	0.2	0.55	—
	MnGaGe	T_c	185	0.1	0.85	—
	PtCo	T_c	390	3.3~5.0	0.633	—
单晶	GdIG	T_{comp}^{**}	—	2.3	0.633	—
	GdBiIG	T_{comp}	—	12	0.633	—
非晶	GdCo	T_{comp}	>400	0.45	0.45~0.82	0.3
	GdFe	T_{comp}	—	0.4	0.633	0.25~0.58
	TbFe	T_c	135	—	—	0.25~0.48
	GdTbFe	T_c	150~165	—	—	0.27~0.52
	TbDyFe	T_c	75	—	—	0.20

* T_c : 居里点写入; ** T_{comp} : 补偿点写入

GdCo 及 GdFe 非晶薄膜是补偿点写入的磁光存储材料, 而 TbFe、GdTdFe、TbDyFe 非晶薄膜是居里点写入的磁光存储材料。这些非晶薄膜有下列优点:

1. 易于在各种衬底上制备大面积均匀膜;
2. 当采用补偿温度或相当低的居里温度写入时, 记录的灵敏度较高;

3. 因有垂直于膜面的易磁化轴, 故记录密度高;

4. 因有较大的极克尔旋转角, 无晶界, 故有较大的讯噪比 (SNR)。

GdTbFe 膜既有 TbFe 膜的高矫顽力, 又有 GdFe 膜的较大的克尔旋转角。为了得到相同的效果, 又提出了 GdFe 及 TbFe 双层膜。TbDyFe 膜有低的居里温度 (75°C), 又有高的记录灵敏度, 但它也有缺点, 即在读出存储信息时克尔旋转角减小了。

作为磁光存储, GdCo 膜有以下优点:

1. 因补偿点记录, 它比 Fe 合金膜有较高的记录灵敏度, 这一优点对采用二极管激光器和塑料衬底是有利的;

2. 因为用低功率激光束记录, 因此它对激光脉冲的重复照射是稳定的;

3. 因有高的居里温度, 因而当读出的激光束升高膜温时, 克尔旋转角的减小较小;

4. 它比 GdFe 有较好的热稳定性;

5. Co 合金同 Fe 合金相比不易生锈。

薄膜的居里温度或补偿温度的高低关系到记录用的激光功率和记录后磁畴的尺寸及稳定性。稀土—过渡族金属非晶薄膜的成分连续可调, 可以控制获得满意的结果。

为了提高薄膜的克尔旋转角, 还可加入 Bi, 加入 Sn 也有同样的效果。

增大 θ_K 的另一途径是在非晶薄膜上蒸镀 SiO_2 反射膜。

提高非晶薄膜的晶化温度直接关系到薄膜性能的长期稳定性, 在 GdTbFe 中添加 3 ~ 4 % Ge 后, 可提高晶化温度 100°C ; 添加适量的 B、P 元素也能获得高的晶化温度。

用液相外延生长的掺质钆铁石榴石单晶薄膜是一种重要

的补偿点写入磁光存储材料，其中典型的化学成分为 $Gd_{2.39}Bi_{0.11}Fe_{4.77}Ga_{0.23}O_{12}$ 。用Bi部分取代Gd后，大大提高了法拉第旋转，使磁光读出效率有显著改善。光读出效率，实际上决定于磁光优值 θ_F/α 。在磁光石榴石材料中， θ_F/α 可通过适当的离子取代来调节。一般，膜中Bi含量越高，则各向异性也越大。因此，外延磁光石榴石中，记录灵敏度与读出效率起相反的作用。



图 3-55 离子刻蚀构成
 $10 \times 10/\mu m$ 单元的石榴石膜
(电子显微照相)

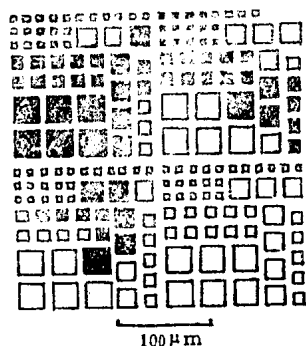


图 3-56 用正交的偏振器之间所看到的位尺寸
 $30 \times 30 \sim 5 \times 5/\mu m$ 磁光试
验片(有些存储单元转换
到相反的信息状态)。

磁信息译码的存储，由磁畴壁划分的单个磁畴确定。为了稳定这种磁畴结构，可以通过畴壁的钉扎，使壁 M_s 增加来实现；或用沟槽把畴的几何结构稳定下来，就可避免畴壁。后一种用钛掩膜，通过光刻工艺刻蚀沟槽，随后用离子束刻蚀石榴石膜制作出畴结构。被分离的磁存储单元的刻蚀图形见图 3-55。在 T_{comp} 时，对相反磁化区用偏振光曝光的显微照片示于图 3-56。

3—9—4 多通道磁光存储器

(1) 光路系统及基本功能

磁光存储器的光路概况示于图 3-57。它的主要部件是光选址系统、磁光存储元件及检测器。光选址系统由激光源、数字偏转器及用作匹配和聚焦的辅助元件组成。磁光存储元件位于物透镜的聚焦平面上，同时也位于两个方位角相互垂直的偏振器之间。读出讯号由检测线路接收。此外，还需要一些电子控制系统。

选址系统的功能，是控制及聚焦激光束到任一存储面被选址的点上，以选址输入的适当电讯号，来控制激光束的选址。

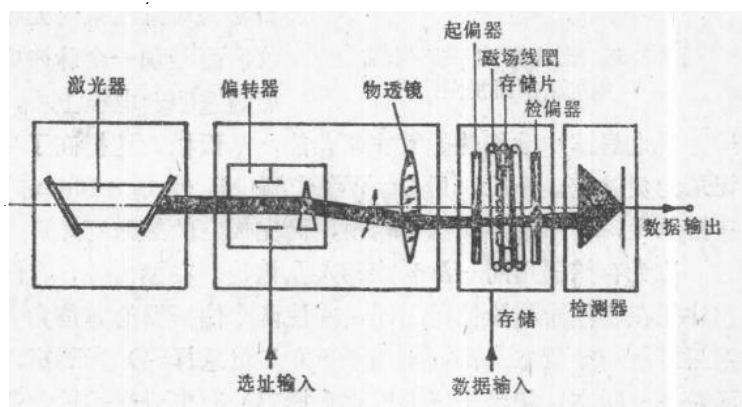


图 3-57 磁光存储器的光路简图

数字偏转器用10个电光偏转节装配起来，并产生 $32 \times 32 = 1024$ 位的点光栅。所以由偏转器选址，可达 1024 个单元。激光束可随机地以 $0.5\mu s$ 以下的开关时间偏转到每个光

束位置上去。

光束放大器的作用是使激光束的偏转器输入的光束孔径相匹配。在偏转器之后的物透镜，使偏转的光束离 $20\text{ }\mu\text{m}$ 的间隙聚焦成直径为 $7\text{ }\mu\text{m}$ 的点。为了保证聚焦平面上的点光栅长期稳定在 $\pm 1\text{ }\mu\text{m}$ 内，附加了一个反馈回路。

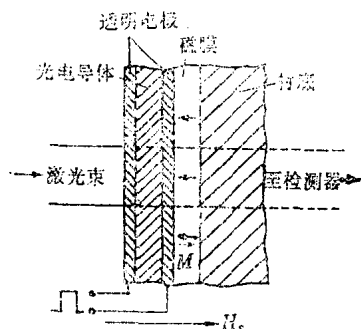


图 3-58 磁光光电导夹层结构的横剖面视图

磁光存储元件，采用磁光光电导夹层结构，它是在掺 Bi 的 GdIG 薄膜上附加了透明电极和光电导体而构成（见图 3-58）。在这种结构下，热磁转换的加热，不是通过石榴石材料对激光束的光吸收，而是加一个脉冲电流到透明的电极上去，

通过光电导体中欧姆热的散布来加热，从而极大地提高了光记录的灵敏度。一般，用 5 mW 激光源就可使 $10 \times 10\text{ }\mu\text{m}$ 的存储单元，在一定的磁场下转换，而完成它的热磁写入。

磁光存储器用同一激光束写入及读出。在读出时，存储元件放在起偏器与检偏器之间，并使两个偏振器的方位角关系正好使一个状态（例如相当于“0”信息译码）光隔离，而对另一状态（相当于“1”信息译码）有部分光透过。最后，在光检测器中，接收透射光的效应，来完成读出。

（2）利用多路传输的光束来增加容量

对于图 3-57 的光路，存储器的容量受光偏转器可选址的点数所限制。对于最好的光偏转器，即使它所选址的点能

在物透镜的聚焦平面上全部地分辨的话,也只能大约选址 500×500 个点。因此主存储系统的最大容量也不超过 250 kbit。

这种限制就激发了人们采用空间光束多路传输技术,来平行地选址许多存储通道,从而大大地提高存储容量。这种设计如图 3-59 所示,激光束在光偏转器之后,被分裂成道同时在存储面聚焦的部分光束。因此,存储面被分成 n 个次平面,而每个次平面的容量由光偏转器可选址的点数所决定。

每个次平面有它自己的检测系统,因此一个 n 位的字码可从存储器中平行地读出。为了光学选址写入几个组元的一个 n 位字码,就要把磁场或换向的电脉冲(在磁光光电导夹层结构中)有选择地加到次平面上去。

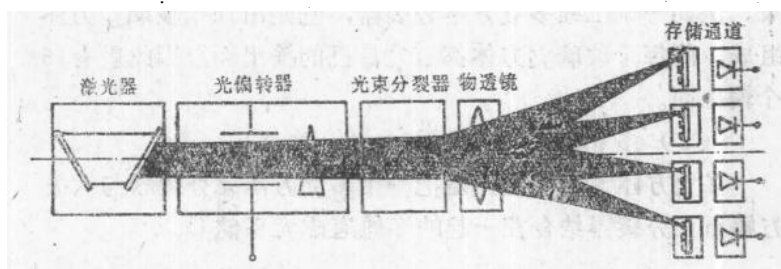


图 3-59 用多路传输的选址

光多路传输技术有几种,包括方解石棱镜的双折射、半透明平面镜上的光分裂、在点全息照相或人造光栅上的衍射等。

(2) 六节的方解石光分裂器

基于自然的双折射,方解石的光分裂效应构成了分裂器。通过方解石棱镜,可将一束光分裂成两束为原来强度一半的等强度光。棱镜的光轴从一个棱镜到下一个棱镜扭转

45°。一个 n 节的分裂器就分成 2^n 束光。

已用麦克马洪 (McMahon) 棱镜做成一个六节方解石棱镜的分裂器。它在第一节中开始有 1.46° 的分裂角, 当光线分裂为二维的 8×8 点光栅时, 输出的最大分裂角为 10.26° 。

把选址65536个点的光偏转器与 8×8 多路光分裂器连结起来, 就可得到 4×10^6 的选址点。

(b)多立方体光分裂器

另一种光分裂器称为多立方体光分裂器。它的主要元件由两个基面粘合在一起的 90° 玻璃棱镜构成。基面之一用半透明的介电涂层覆盖, 涂层做成使垂直于一边入射的光被分成两束等强度光。一个任意数的这种立方体, 可集合在一个二维的或三维的结构中, 以致把光束分裂成任意部分的光束。例如一个二维多立方体分裂器, 它是由16个玻璃立方体组成, 而每个玻璃立方体都有它自己的输出面, 因此就有16个输出面。

(3) 多立方体光存储器

多立方体光存储器, 是把一个多立方体光分裂器与六级方解石光分裂器结合在一起来的多通道磁光存储器。

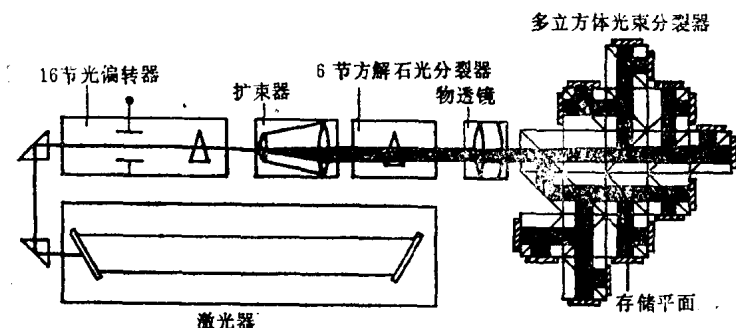


图 3-60 多立方体光存储器

存储器的方块图示于图3-60。它用20mW He-Ne激光器。激光束通过16节光偏转器来操纵 256×256 个点光栅。偏转光被扩大到12mm直径,然后用方解石光分裂器分裂成 8×8 个光束。有150mm聚焦长度的物透镜把光束聚焦成 $6 \mu\text{m}$ 直径。又用多立方体光分裂器重新分裂到16个不同的输出面上去。因此,总的分裂数为 $8 \times 8 \times 16 = 1024$ 。这样,就有1024个次存储面被同时选址,而1个1024位的块相应地被平行写入或读出,其中每个次存储面又有 256×256 个存储单元,最终就得到总存储容量为 6.5×10^7 位。光偏转器对每个次存储面的任意65000个点,在30 μs 内进行选址。写入或读出1024位的方块,大约为100 μs 。选址的光效率为10%,相当于1~2 μW 激光功率就足以转换磁光存储单元的磁化取向。

3-9-5 磁光光盘存储系统

图3-61示出磁光光盘存储系统的简图。

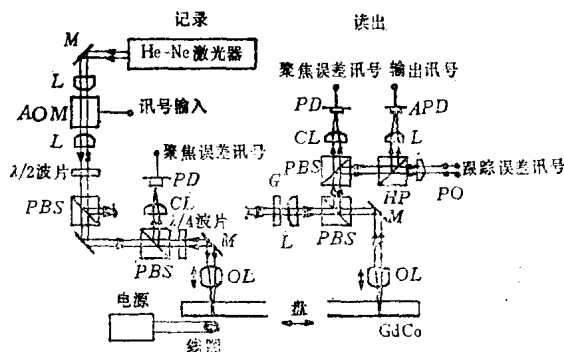


图 3-61 磁光光盘记录和读出装置简图

AOM: 声光调制器 PES: 偏振光分裂器 M: 镜 CL: 圆柱透镜
G: 光栅 DL: 物透镜 PD: 光电检测器 A: 检偏器
HP: 半透棱镜 L: 透镜

用GdCo膜磁光光盘系统, 实现了高记录灵敏度及彩色电视讯号的实时记录。但还需通过采用较大的磁光光盘, 改进材料及系统, 增强克尔旋转角等来进一步发展磁光光盘技术。

磁光光盘存储是一种吸引人的可擦除、高密度记录系统, 除作电视录象用外, 也可用来编辑视频信息。它对于数字记录基本上是适用的, 对可擦除数字自控盘提供了一种有前途的系统。进一步解决误差速率问题, 可适用于计算机档案存储。近年来日本几家主要公司研制磁光光盘的情况列于表 3-11。

表 3-11 一些磁光光盘存储装置的实验性能

研究单位	KDD	夏普	松下	NHK	NTT	索尼
记录介质	TbFe/ GdTbFe	Tb ₅₀ Fe/ GdTbFe	MnCuBi/ GdTbFe	GdCo	MnBi/ MnCuBi	γ -Fe ₂ O ₃
记录方式	居里点	居里点	居里点	补偿点	居里点	矫顽力
写入温度(°C)	140/160	70/150	200/160	70/80	360/200	—
克尔旋转角(°)	0.3/0.4	0.5/0.7	0.43/0.5	0.3	0.7/0.2	—
磁光盘直径(mm)	115	140	120	150	135	250
旋转速度(r/min)	450-1300	720	400	1300	100~200	360
记录光源	GeAlAs	GeAlAs	GeAlAs	He-Ne	Ar	磁头
记录功率(mW)	1~2.7	~2	~2	~2	10~25	5.6
位直径(μ m)	1	1	1	1	2×7	5×200
道间距(μ m)	2.5	—	5	2~4	5	200
记录读出速度(MHz)	0.5~2	2	2	1~5	0.5	1~3
信噪比(dB)	45	40	35	~40	—	35

3—9—6 磁光全息存储

图 3-62 示出磁全息照相术的原理。在图 (a) 中, 对已磁化到一个方向的 MnBi 膜使物体波和参考光发生干涉, 进行

居里点写入。干涉条纹部分发生磁化强度的反转(图b)。像的再现是用透射或反射来进行。如果从对应于参考光的角度用读出光进行照射,则象图(c)那样,作为 ± 1 次的衍射光面再现。图3-63是全息照相的试验装置简图。

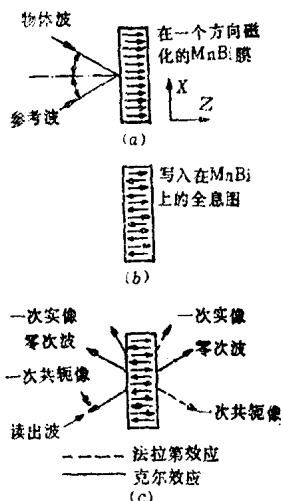


图 3-62 磁光全息照相原理图: (a) 全息图的写入; (b) 全息图的形成; (c) 全息图的读出。

图中, 偏振光开关是通过电光效应把写入(W)和读出(R)用的激光转换为偏振光状态互相垂直的元件。写入时, 在直接进入双折射棱镜后用光束分裂器分裂, 其中一束光通过页式组合器(信息矩阵板) L 成为物体波, 另一束光成为参考波。这两束光波发生干涉而写入 MnBi 膜上。读出(R)时, 因为偏振光状态旋转, 所以可用双折射棱镜改变进入途径, 原封不动地变为读出波照射 MnBi 膜。根据图 3-62 (c) 的反射原理, 像能在 L 上再生读出。L 是具有页式组合器和光检测矩阵两种功能的元件。磁光全息照相具有强的抗干扰

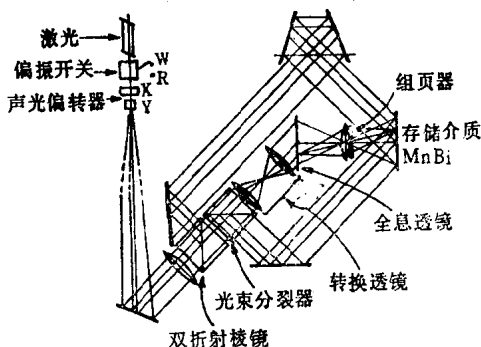


图 3-63 磁光全息照相装置简图

性能，而且不需要显影操作就可以重写。但衍射效率很小，加上页式组合器的位容量有限，因而使应用受到限制。

§ 3-10 磁光显示器

1966年由斯佩恩 (Spain) 和弗拉尔 (Fuller) 首先提出用磁畴来显示图形。他们用磁化垂直于膜面的金属薄膜，来显现膜中由条畴所构成的图形。一般条畴宽约 $1\ \mu\text{m}$ ，因而毕特 (Bitter) 胶体悬浮物放在这些膜上，就按磁畴原来的排列构成图案，这一图案衍射可见光，因而可以显示，有的还产生彩色效应。

现代的磁光显示，大多利用法拉第磁光效应。一般的工作原理可由图3-64来说明。在一个透明的磁膜中，如果它是单轴各向异性的膜，其磁化方向垂直于膜面，那么一个H形磁畴（或一系列磁畴）在一个方向磁化，则膜的其余部分在反方向磁化。当线偏振光射入膜中时，通过H形磁畴（符号）

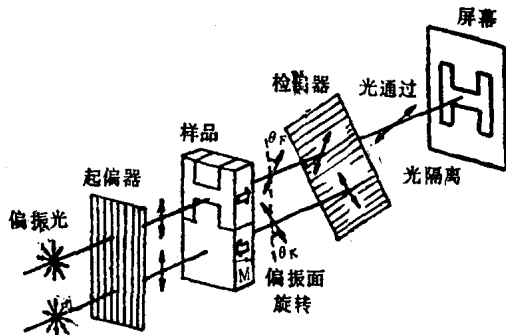


图 3-64 磁光显示器的工作原理。用 H 形磁畴来图解法拉第效应的利用。检偏器光轴垂直下部光束的偏振方向，因而 $\beta = 90^\circ - 2\theta_F$ 。

和其余部分（背景）的光束的偏振面的旋转方向是相反的。由于后一种光束的偏振方向设置得同检偏器的光轴成 90° ，因而它被隔离，而前一种光束可以透过检偏器，以致在黑暗的背景上，显现出光亮的符号。由检偏器出射的这两种偏振态的光束，常被设计成“开”和“关”状态。

上述特性可定量地描述。光亮磁畴发射的光强为 I ，入射偏振光强度 I_0 最大透射比 I/I_0 仅与磁光优值 θ_F/α 有关，因而该值是衡量磁光材料的品质因数。

图 3-65 示出，非偏振光通过由商用偏振片（HN 42 型）及 $12\mu\text{m}$ 厚的 $\text{Ei}_{1.1}\text{Sm}_{1.0}\text{Ga}_{1.1}\text{Fe}_{3.0}\text{O}_{12}$ 薄膜所组成的磁光显示器的透射谱。在 570nm 波长，该器件有 5.1% 的透射，“开”和“关”状态之间的反差比为 $180:1$ 。在 570nm 波长，该薄膜的磁光优值 $\theta_F/\alpha = 6.3^\circ/\text{dB}$ ，比法拉第旋转 $\theta_F = 30000^\circ/\text{cm}$ 则由计算得到 $(I/I_0) = 0.25$ 。但 I/I_0 的实验观察值比计算

值小得多,这是由于下列三个因素所造成的: (a) 非偏振光的偏振 ($\times 0.5$); (b) 反射损耗 ($\times 0.68$); (c) 偏振片中的吸收 ($\times 0.77^2$)。

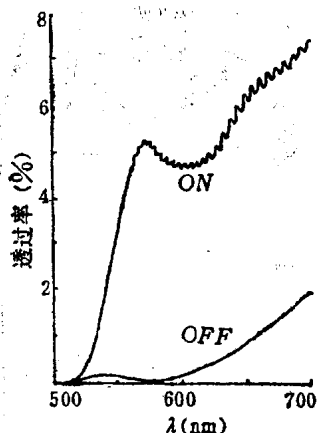


图 3-65 膜厚 $12\mu\text{m}$ 的 $\text{Bi}_{1.1}\text{Sm}_{1.5}\text{Ga}_{1.1}\text{Fe}_{3.5}\text{O}_{12}$ 膜在“开”和“关”状态时的透射谱

英国姆拉达 (Mullard) 实验室,用有序的磁泡排列来显示图案符号,制成字迹持续显示和页编著器样机。这种磁光显示器,用泡径约 $7\mu\text{m}$ 的 $\text{Bi}_{1.1}\text{Sm}_{1.5}\text{Ga}_{1.1}\text{Fe}_{3.5}\text{O}_{12}$ 单晶薄膜作显示介质;用磁泡存储器中常用的坡莫合金薄膜使磁泡产生、位移和破灭;把 10×7 或 7×5 泡位的字母数字字符写在 5 KHz 频率的 $36 \times 36 (1.3\text{ Kbit})$ 容量) 位折迭移位寄存器

上。为了改善写入特性,设计旋转磁场在磁泡位于坡莫合金电路中显示所需的图案(符号)时,就停止工作,以致足以显示或记录该符号。

§ 3-11 磁光偏转器

磁光光束偏转器首先由乔赫生 (Johansen) 等在1971年提出。它的基本原理是用平行条畴图形作为相光栅,衍射光束,使入射光发生偏转。其进一步说明如下。

若我们考虑一个单色的激光束,它通过具有平行条畴的石榴石单晶薄膜,其条畴宽度为 a , 与波长 λ 有同数量级大小 (见图3-66)。首先我们假设光束是电矢量 E 平行于条畴

的线偏振光。由于法拉第效应，通过条畴发出的光波会有 $\pm \theta_F$ 的偏振面旋转，它们的旋转方向取决于条畴中 M 的取向。一般说来，以 α_n 角传播的光，当 $\alpha_n = \arcsin \frac{n\lambda}{2a}$ ， n 为偶

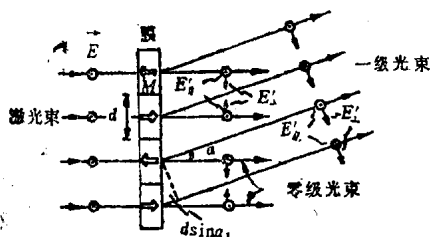


图 3-66 显现平行条畴的石榴石膜
的相光栅功能。畴宽 a 与波长 λ 同数量级大小。光通过相邻条畴发生方向相反的偏振旋转 $\pm \theta$ ，因而 0 级和 1 级衍射光有正交的偏振态

数时，是在入射波的偏振面上偏振；而 n 为奇数时，则在垂直于入射波的偏振面上偏振。当一检偏器以适当的位置放在由膜发出光束的光路上，那么该检偏器可隔离偶次光，而透过奇次光，类似于一衍射光栅的作用。对于磁光偏转器，也要求高的磁光优值 θ_F/α 。

对于 E 垂直于条畴的入射偏振光，也可以得出：偶次衍射光，在入射波偏振的面上发生偏振；而奇次衍射光在垂直于入射波偏振的面上偏振。这就是说，如果条畴以垂直膜面

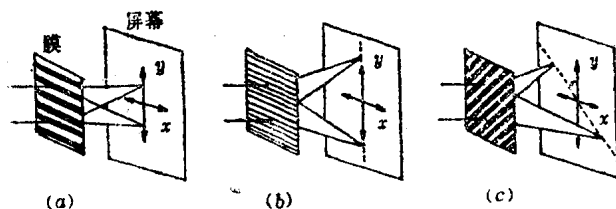


图 3-67 平行条畴光偏转器工作简图：(a)、(b) 由条宽变化得到的光偏转；(c) 由旋转条畴得到的方位的变化

的方向为轴，在膜面中旋转，那么偏转角和1次衍射的偏振态保持不变，而偏转光束可描述为一个张角为 $2\theta_F$ 的圆锥面。因而，这就构成了一个二度的光偏转，如图3-67所示，而且偏转同时畴宽 d 及平行条畴可控的旋转方位有关。这在电光或声光偏转器中是不可能实现的，它们只是一维的光偏转器，而平行条畴磁光偏转器则是二维的光偏转器。

在磁光石榴石单晶薄膜中，利用外加平面磁场和畴壁内磁矩分布的相互作用，可以得到和控制平行条畴。产生所需方向平行条畴的方法包括：首先施加一个大于单轴各向异性场 H_u 的外加磁场 H_{ext} ，然后减小 H_{ext} 到 H_u 以下。磁光材料首先在面上饱和，然后退磁，给出的条畴中所有的布洛赫（Bloch）壁平行于 H_{ext} ，通过 H_{ext} 可以控制这些条畴图的周期性； H_{ext} 与壁内 M 之间的耦合减小壁能，以致 H_{ext} 越大，则每单位试样面积的畴壁数越多，而条畴越窄。日本大阪大学报导了一种偏转最大的实验光束偏转器。他们用 $(TbNdBi)_3Fe_5O_{12}$ 薄膜的平行条畴作相光栅，施加的外磁场可达 $3.18 \times 10^4 A/m$ ，可控制630nm波长的激光偏转 $30 \sim 45^\circ$ 。

斯佩利（Sperry）公司最近利用平行条畴光偏转器构成一种新型的光纤开关。这种光纤开关结构简图如图3-68所示。由光纤发出的光，通过掺Bi的石榴石单晶薄膜而衍射。这种膜的平行条畴，无外场时，其畴宽 $d = 1.7 \mu m$ 。零级衍射光束由平行于输入光纤的光纤来接收；而1级衍射光束可选址到6个其它光纤的任何一个光纤中去，所有这6个光纤都位于1级衍射角上。通过平行条畴图形以垂直膜面方向为轴而旋转，使1级衍射光可控地输入到1级衍射角方向上的某一光纤中去，则该光纤为“开”状态，而其它未输入1级衍射光的光纤为“关”状态，从而使1级衍射光束在6个1

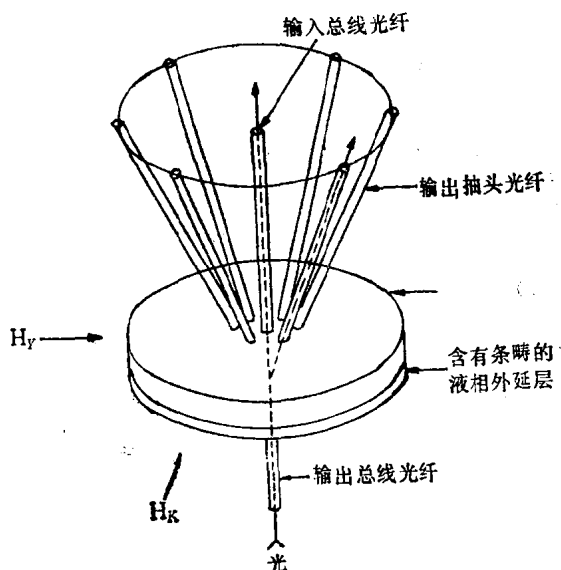


图 3-68 利用条畴磁光偏转的光纤光开关

级衍射角方向上的光纤之间“开”和“关”。用少于 $1\ \mu\text{s}$ 时间而处于膜面的脉冲磁场使平行条畴图形发生旋转，来实现可控的开关。上述结构的输出讯号已达到了大于8的信噪比。这种系统有几个优点：(a) 这不包含运动部件；(b) 它在大于 $1\ \mu\text{m}$ 的波长工作，这正好是光纤的最佳工作波长；(c) 它仅在开关时需要功率，而对固定的光偏转不需要消耗功率。也可采用双向传输，由于光栅的互易性(或称可逆性)，从激发的输出光纤发出的讯号，也会反向传回到光源。还可实现多路传输和讯号的分离，不同波长的光束被偏转后，互相不发生干扰，而以不同的衍射角，通向输出光纤。

有一种磁光偏转器用 $\text{Bi}_{1-x}\text{Lu}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 外延单晶薄膜作磁光光栅衍射介质。这种膜掺入Ca、Si使光吸收大大减小；具有

高的磁化强度，产生适当的条畴宽度；有高的Bi含量，具有大的磁光效应；还有与 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ 单晶衬底相匹配的晶格常数。磁光光栅嵌放在4线圈的装置中，光束可选址到与光轴同心的圆锥面上的任一方向，光相对光轴的偏转角就是衍射角。用这一方案，可在200ns内对 10^4 选址实现开关。因而，利用平行条畴的磁光光栅光束偏转器来构成光纤光开关，是当前磁光偏转研究中最有兴趣的课题。

§ 3-12 其它磁光器件及其应用

3-12-1 磁光复制

磁光复制是用磁性介质复制磁带、录象带、磁盘或其它磁记录介质中的信息或图象，然后用磁光效应直接观察或记录所复制的信息或图象。坡莫合金薄膜可用于这类复制（复制后分离定义为复制分离），但分离后，图形随即消失。由于磁化平行膜面，利用纵向克尔效应观察时，有着图案变形和反差弱的缺点。对于磁化垂直于膜面的稀土-过渡族非晶薄膜和石榴石单晶薄膜则是理想的磁光复制材料。

磁复制的方法有三种，直接复制：要求被复制的对象有较大的发散磁场。偏场复制：偏场将促进磁畴的反转。热磁复制：加热和偏场的作用相同。复制膜和被复制的磁膜可相互接触，也可不接触，这取决于发散磁场的大小。图3-69示出直接复制的原理图。它表明垂直于复制膜面的上下取向的磁化矢量相应于复制膜中的黑白条状畴。图3-70示出热磁复制简图。先将Tb-Fe膜放在有记录的磁带或磁盘上（图3-70a），然后加热膜，通过玻璃衬底，用电闪光进行复制（图

3-70b), 最后用磁光效应进行观察或记录 (图3-70c)。

复制分离的分辨力取决于薄膜在退磁状态下的畴宽 d_p , 细的畴宽相应于高的复制分辨力。但细畴的磁滞回线矩形比差, 难于进行复制分离。饱和磁化强度为2 mT的Gd-Fe膜, 其退磁状态下的 d_p 为

3 μm 相应的分辨力

比较适中。一般, 磁

光石榴石单晶薄膜在

退磁状态下的 d_p 也是

数 μm , 也较适中。

当复制在复制膜和被

复制膜不分离的情况

下进行, 它的分辨

力取决于被复制膜发

散场的大小。一般讲, 不分离复制膜具有迷宫状磁畴和线性磁

滞回线, 矫顽力低, 所以能复制很细微的磁畴图形。Tb-Fe、

Dy-Fe 膜的 H_c 较高, 但居里点低, 所以能利用加热的方法

进行热复制, 在退磁状态下具有较细的畴, 分辨力分别可达

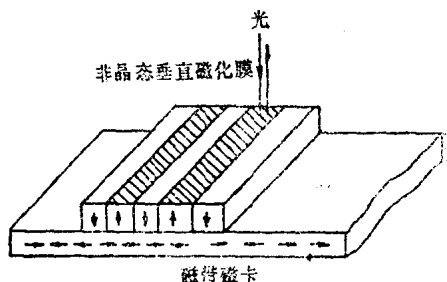


图 3-69 垂直磁化膜的磁光复制原理图

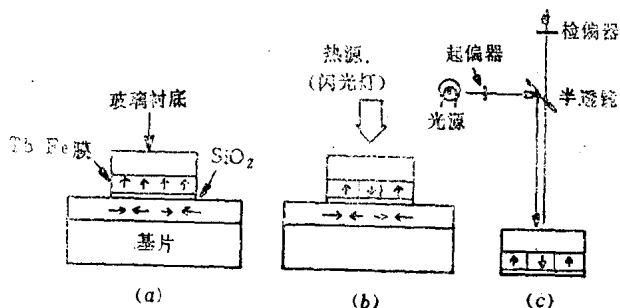


图 3-70 在Tb-Fe膜中的磁光复制(箭头是磁化方向)

1.2和 $10.7\mu\text{m}$ 。

磁复制有可能应用于以下几个方面。

(1) 磁光复制显微镜

在偏光显微镜上装备一磁光薄膜片，即构成磁光复制显微镜，用它来观察和检查磁光介质的记录图形，磁缺陷等极为方便。图3-71是用Gd-Fe薄膜复写的记录图案。在偏光显微镜下观察到的Gd-Fe薄膜的黑白条状畴，是计算机上使用的试验磁带。

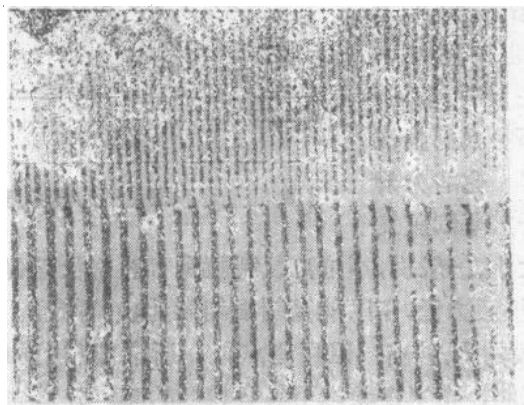


图 3-71 Gd-Fe膜的复写图形

(2) 再生磁头

用磁复制膜复制行走中的磁带或磁盘等动态的磁介质时，再用来读出复制膜上的图形，从原理上讲，就是再生磁头。由于光束可聚得很细，将适用于高密度的记录方式。还由于光读出头与磁介质无需接触，因而避免了它们之间的接触损伤。

(3) 图象记录

设想用一头部直径为 $5\mu\text{m}$ 的针形Ni线（针形磁头），通

过图形输入装置，在磁膜上记录所希望的图形和文字，再生时无需记录介质和读出磁头作相对快速运动，有静止读出的特点。如果以 $5\mu\text{m}$ 的线条来计算，相当于普通线条的 $1/50$ ， 60min 的磁带将可记录近一万页的文字信息量，它和微型胶卷相比有重复使用的特点。

3-12-2 磁光信息处理机

大量时间-带宽乘积讯号的快速处理机，具有大多数计算机的功能。这种信息处理机，可以用光学处理方法来实现。由于激光器和光学元件的迅速发展和价格大大下降，吸引人们设计和研制光信息处理机，但由于缺少把时间变化的讯号转换成光学讯号的方法，而使光信息处理机的发展受到限制。因而探索和设计光信息处理的方法是有实际意义的。

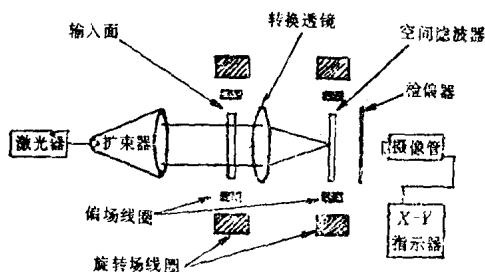


图 3-72 磁光光信息处理机

在光信息处理中，可用磁光石榴石单晶薄膜作输入和滤波面，从而构成磁光光信息处理机，如图3-72所示。在磁光石榴石膜上，可用离子注入形成各种磁泡沟通传输方式，以此来完成输入数据和滤波功能的设计。

在图3-72所示的磁光光信息处理机中，光扩束器将激光束发出的偏振单色光，均匀地照射在磁光石榴石片上。这种

磁光晶片含有相当于输入数据的泡畴排列。如果检偏器放在输入面之后,则检偏器发射的光就有 $f(x, y)$ 的振幅分布。这种分布的福里哀变换就是 $F(\phi, q)$, 它在转换透镜的背聚焦面上形成。第二个磁光石榴石晶片含有相当于滤波函数 $H(\phi, q)$ 的磁泡排列,而第二个检偏器会给出 $R(\phi, q)$ 分布。这种分布可用给出输入数据的滤波谱的摄像管来监视,或可用给出振幅分布 $r(x, y)$ 的第二个透镜来变换。现在可用摄像管得到滤波的时间变化输出讯号。因而,在输入平面之后,就不需要放一个检偏器。

美国RCA实验室将 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 磁光薄膜用于磁光光信息处理机,在630nm波长,对10 μm 厚的膜,光效率达到11%。这种膜的磁性适于形成泡径为5 μm 大小的磁泡;随成分与膜厚的不同,它们的特征长度 L 值在0.3~1.7 μm 之间;磁泡迁移率高达565 $\text{cm}^2/\text{s}\cdot\text{A}$ 。这类膜适用于形成高密度磁泡排列和用旋转场技术使磁泡高速度传输。用离子注入来确定磁光石榴石片中磁泡传输通路,离子注入层大约200nm厚,这对石榴石膜的光学性能影响,可忽略不计。用坡莫合金导体电路使磁光膜中的磁泡产生、消灭和转移等。根据传输的需要,在 $(\text{BiTm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ 膜上,也可产生

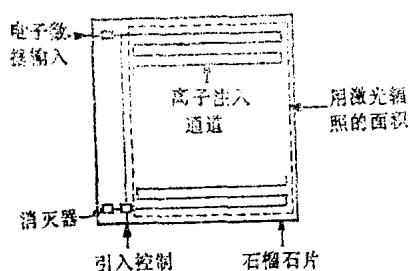


图 3-73 石榴石晶片中的单转移寄存器

“人”字形的泡畴。用1mW He-Ne 激光器发出的经扩束的偏振光,来照射大约6.35mm直径的膜面积。在石榴石膜之后放一屏幕,可看到一个零级和四个一级衍射斑。

点。

图3-73和图3-74示出石榴石晶片中可能的系统结构。图3-73为一单循环移位寄存器。数据速率及每片的容量，受磁泡存储的因素所限

制，对于 $7.6 \times 7.6\text{mm}$ 的晶片，可达数据速率 10^5bit/s ，容量为 10^5bit/片 。

图3-74示出一个大量串联的移位寄存器。由半导体移位寄存器接受引入的串

联位流，并转移到平行的输出，这些输出将激励晶片上的写入发生器。对于 $7.6 \times 7.6\text{mm}$ 的晶片，它可有300个移位寄存器，而每一个移位寄存器含有300位，总的片容量为 9×10^4 位。在 100KHz 频率下，有效的串联数据速率为 30Mbit/s 。

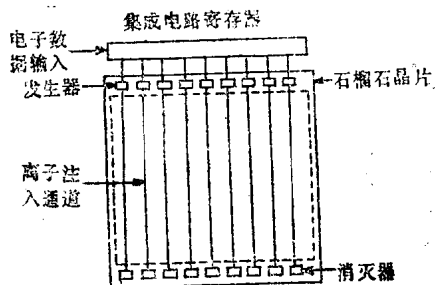


图 3-74 石榴石晶片的多转移寄存器

3—12—3 磁光非接触印刷机

信息的文本，一般可用间隙为每 2.54cm 10个字符，每 2.54cm 行的行印刷机来印刷。这相当于在大约 $1.91 \times 2.54\text{mm}$ 的矩形中包含一个字符。在点矩阵印刷机中，优质的印刷用 7×9 的点阵来实现，而要求特别高级的质量时用 5×7 的点矩阵来印刷。对于 7×9 （或 5×7 ）的点矩阵，点之间的间隙约为 $305\mu\text{m}$ （ $380\mu\text{m}$ ）。

利用泡的排列来产生点矩阵的字符。在光学上，一个点的直径应尽可能等于点之间的间隙。对于 7×9 矩阵（或 5×7 矩阵）可由直径为 $100\mu\text{m}$ （或 $127\mu\text{m}$ ）的泡来形成。

为了使光投影系统中采用起偏器和检偏器，还为了减小曝光印刷纸所需的照明强度，采用双折射较小的正铁氧体晶片是适当的。通过选择，可得到泡径 $\approx 100\mu\text{m}$ ，在 630nm 波长时，双折射小于 $\pm 1^\circ/\mu\text{m}$ ，比法拉第旋转 $\approx 0.5^\circ/\mu\text{m}$ 的正铁氧体晶片。

对于 $50\mu\text{m}$ 厚的正铁氧体晶片，光吸收系数为 $0.118\text{dB}/\mu\text{m}$ 时，光效率可达 12.5% ，对于低双折射晶片，反差比大于 $100:1$ ；泡迁移率 $\approx 628\text{cm}^2/\text{s}\cdot\text{A}$ 。图3-75简略地示出线印刷机所要求的磁泡线路。它由连结一组9个清晰剖面的传输通道和9个磁泡发生器所组成。磁泡发生器在字符发生器的控制下工作。字符发生器的功能是产生响应译码的输入讯号，以脉冲顺序来控制磁泡点矩阵排列，从而获得所需字符的表示。

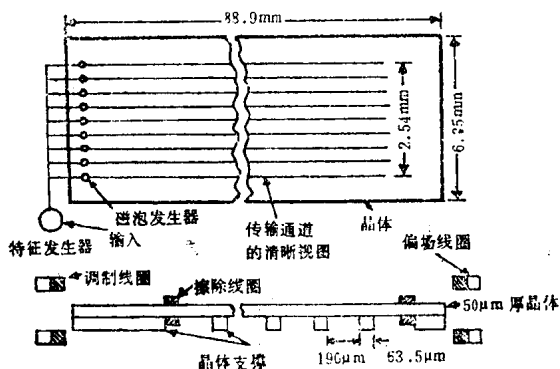


图 3-75 一个32字符线印刷机的磁泡线路图

表示字符的磁泡，一次产生一列，并沿着图视的通道用调制偏场来控制它们的传输（在图3-75中从左到右）。对于每个字符一组7列是必需的。为了得到每 2.54cm 10个字符的密度，每个字符空间还要附加2列，因而每个字符需要9

列。为了消灭磁泡和加速一组字符的擦除，还必须附加离磁泡发生器仅几个周期的擦除线圈，它们之间相互隔离，如图3-75所示那样。每次印刷被曝光以后，擦除线圈就激励，将磁泡通道上的磁泡消灭，但不消灭存在于发生器中的磁泡，然后进行下一个印刷。

3—12—4 磁光录象机

最近，日本索尼公司正在研制一种磁录象摄像机，它是将电子CCD成像器件和磁录象系统集成在一个小型的摄像机内。光学图像通过摄像机的透镜系统，由高分辨率的CCD彩色成像器变成电子录象信号，然后用磁录象方法存储在旋转的小型磁盘上。一个磁盘可存储50帧彩色图像。存储的图像可以通过示波管图像监视器观察或复制，也可通过通信线路（如普通电话线）传递到远处的邮局。这种系统不需要显象、定影等工序，而且是即时的，具有传统磁记录的一切特点。

3—1—25 磁光读出头

索尼公司用 $Gd_3Ga_5O_{12}$ 衬底、 $(YSmCa)_3(FeGe)_5O_{12}$ 膜、Al及 SiO_2 膜四层结构制成磁光读出头，用10mW He-Ne激光作光源，使线偏振光从 $Gd_3Ga_5O_{12}$ 衬底一边输入，然后聚焦在讯号畴上，而由Al膜反射出去，以致讯号畴中产生二次法拉第效应。用磁光检测时，几乎读出讯号中所有的光干涉，并将二个PIN二极管的讯号进行差分放大，而噪声用渥拉斯顿(Wollaston)棱镜作检偏器将其排除。用10KHz带宽，在光谱分析仪上测试输出讯号的信噪比，由此来估计讯号的动态响应。发现信噪比随讯号场的增加而增加，最终达到饱

和。而饱和值的变化为35~50dB。这意味着讯号瞬完全响应动态的被测试样。被测试样的走速约11.2m/s;可读密度~1Mbit/cm²。

除了上述的以外,还有许多其它磁光器件,如磁光旋转器、磁光滤波器、磁光可调激光器、电控数字偏转阵列、电控Q开关、TbIG温度敏感器、光学扫描器、光取数晶体管阵列(Latrix)、磁光光导元、磁光磁力仪以及各种磁光传感器,等等。限于篇幅这里不一一介绍了。

第四章 磁光效应的测量

§ 4-1 预备知识

光 and 一切微观物质一样, 具有波动和粒子二象性。在本书所涉及的领域里, 只要把光看成是具有一定频率范围的电磁振动波就可以了。光的电场矢量和磁场矢量互相垂直, 且它们又都和光前进方向相垂直。本书用电矢量的振动方向来代表光的振动方向。当一束光通向在磁场作用下的具有磁矩的物质 (即介质), 从介质反射或透射后, 光的相位、频率、光强、传输方向和偏振状态等传输特性发生变化, 这种现象叫磁光效应。这些效应包含有法拉第效应、磁圆振二向色性、克尔效应、磁线振双折射、磁线振二向色性、塞曼效应等, 其中研究得最多和应用得最广的是法拉第效应和克尔效应。

关于光的偏振情况, 我们在第1-2-1节中已作过一番数学上的描述。为了本章叙述的需要, 在这里我们将对自然光、偏振光和振动平面等有关问题作进一步的说明。

习惯上常用电矢量 E 来代表光的振动。如果电矢量的振动只限于某一确定的方向, 或者说电矢量的取向只限于某一平面内, 这样的光称为平面偏振光, 也叫线偏振光。我们可



图 4-1 线偏振光示意图

用图4-1所示的图形来表示线偏振光，其中 (a) 表示电矢量垂直光图面的线偏振光；(b) 表示电矢量在图面内的线偏振光。电矢量与光的传播方向构成的平面称振动面，垂直于电矢量的平面称偏振面。在图4-1 (a) 中，振动面垂直图面，而相应的光振面就是图面。实验和理论都证明，一个偶极子振动所产生的光是线偏振光，且其振动面包含偶极子。一个分子所产生的也是线偏振光，但因实际光源包含着数目众多的有各种取向的分子，所以由一个实际光源向某一方向发出的光，其电矢量取向及大小都随时间作无规则的变化，这样的光称为自然光。虽然我们一般不能控制光源中偶极子所产生的光的电矢量的取向，从而产生偏振光（如果在磁场下让气体放电，因为分子偶极子排列有一定取向，从而可以产生偏振光），但是却有许多方法从自然光中产生偏振光。例如，在光学测量中常用的尼科耳棱镜，就是利用方解石晶体的双折射而制成的。当一束自然光通过它时，就可以获得一束振动面在入射面内的线偏振光。常用的晶体偏振器除尼科耳棱镜外，还有格兰-汤姆逊棱镜、渥拉斯顿棱镜和洛匈棱镜等，当一束自然光通过格兰-汤姆逊棱镜时，也获得一束透射的线偏振光，其振动平面与入射面垂直。当一束自然光分别通过后两种棱镜时，各获得电矢量互相垂直的二束出射线偏振光。上述棱镜都用单晶体作材料，所以有通光面积小，价格贵等缺点。现在已有利用人造的有机二向色性多晶体（如碘化硫酸奎宁）薄膜制成的偏振片（Polaroid），它有轻巧、便宜、透光面积大等优点，因而得到了普遍的应用。

除了线偏振光之外，还有另外的偏振光，它的电矢量随时间作有规律的改变，电矢量的末端在垂直于传播方向的平面上的轨迹是椭圆或圆，这样的光称为椭圆偏振光或圆偏振光。

线偏振光和圆偏振光可以看作是椭圆偏振光的特例，它们之间还可以利用上述各种偏振棱镜和另一种光学器件——相位延迟片（也叫波晶片，常用的有石英晶体制作的 $1/4$ 波片， $1/2$ 波片等）进行互相转换。缺少这方面知识的读者，应该参考有关的光学书籍，因为作者是假定读者已经掌握了这方面的知识。

下面我们将分别介绍各种磁光效应及其参数的测试原理、设备和方法，重点放在法拉第效应和克尔效应的测试上。

§ 4-2 法拉第旋转和椭圆率(磁圆双 折射和二向色性)的测量

在§ 1-3中，我们已经介绍过法拉第旋转的理论。在弱磁（顺磁和逆磁）介质中得到了下列公式：

$$\theta = \theta_F Z = V_d H Z \quad (4-1)$$

其中 θ 是法拉第旋转角。一束线偏振光透过厚度为 Z (米)的介质，如果外加磁场的大小为 H (A/m)、方向和光线传播方向一致时，入射光的振动面所产生的旋转角即为 θ 。 θ_F 是单位长度介质的法拉第旋转角，也叫比法拉第旋转 (rad/m)、 V_d 是费尔德常数 (rad/A)。

对铁磁性材料，相应的公式为

$$\theta_F = V_d Z (H + \nu M) \quad (4-2)$$

其中 ν 为磁光系数， M 为介质的磁化强度，通常 $H \ll \nu M$ ，则上式可简化为

$$\theta_F = V_d Z \nu M \quad (4-3)$$

这意味着在铁磁性介质中法拉第旋转角和磁化强度成正比，当磁化强度趋向饱和值 M_s 时， θ 也趋向饱和。

在不同波长下测量法拉第旋转的简单装置如图4-2所示。

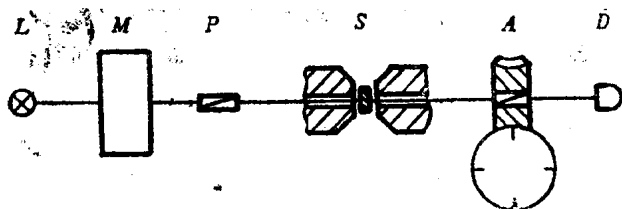


图 4-2 法拉第旋转测量装置示意图

其中 L 为光源， M 为单色仪（如用单色激光，可省去）， P 为起偏器， S 为试样， A 为带有测角仪的检偏器， D 为光电检测器。由 L 飞出的自然光，经单色仪 M 后变为单色光，再起偏器后变为线偏振光。以光穿过螺线管或带孔的电磁铁，顺着（或逆着）磁场方向透过样品。当励磁线圈中没有电流时，令检偏器 A 的透振方向（透光轴）与起偏器 P 的透振方向正交（当入射线偏振光的振动方向与 A 的透振方向一致时， A 输出的光最强），这时发生消光现象，光电检测器 D 接收不到光讯号，这表明振动面在样品中没有旋转。通入激励电流产生磁场后，则发现检偏器中有光透过（ D 接收到了光讯号），为了消光必须将 A （即 A 透振方向）转过一个 θ 角。这表明磁场使样品中光的振动面转过了一个 θ 角度，这个 θ 就是要测量的法拉第旋转角，这种以消光作为测量的参考点的方法叫消光法。如果在磁场不同取值 H 下逐点测得相应的 θ_F 值，并知道样品的厚度为 Z ，代入（4-1）式，我们就可以求出该样品比法拉第旋转 θ_F 和费尔德常数。如果用单色

仪使经过它的光的波长改变,则此仪器还可以测量上述量与波长的关系。值得一提的是,法拉第旋转的方向,是和磁场方向有关的。如果磁场方向相反,则法拉第旋转的方向也相反。因此,如果在图4-2中用一面反射镜去取代A,使反射光再次通过样品时,则反射光是逆着磁场方向前进的,故反射光的旋转方向正好和入射光第一次通过样品的旋转方向相反。如果忽略反射镜对光的其他特性的影响,则总的旋转角正好是第一次旋转角的两倍。法拉第旋转的这一特性叫非互易性。这和某些物质,如石英的自然旋光性是截然不同的,如果图4-2中的试样S是石英做的,则用反射镜代替检偏器A的结果,光一正一反二次通过样品后的总旋转角正好为零。第三章中介绍的光隔离器,就是利用法拉第旋转的非互易性而制成的。

现在继续讨论磁光测量问题。上述测量是利用消光原理来进行的,消光时检测器测得的光强为零或最小。因此这种方法叫消光法或零点法。它的误差主要来自测角仪的制造、安装和读数的误差、消光点的识别误差、磁场和样品厚度的测量误差等等,因此测量精度不高。但它是进行法拉第旋转测量的基础,在此基础上可以作两方面的改进,一是方法和设备的改进,以提高测量的灵敏度和精度,并扩大量程。另一是扩大可测量的材料和参数的范围。下面先介绍前一类工作,然后再介绍后一类工作。

提高测量精度的重要手段之一是采用调制器。如果在图4-2中的试样和检偏器A之间,插入一个光调制器,使接收器中的光电讯号从原来的直流变为十几周或几十周以上的交流讯号,然后采用选频或镇定放大器将一定频率的交流讯号进行放大,这样一来,就可以大大提高信噪比,抑制零漂

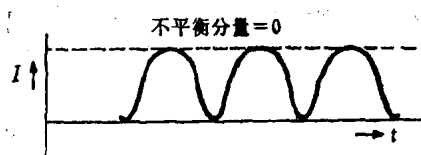


图 4-3 检偏器在消光位置上的透射光强

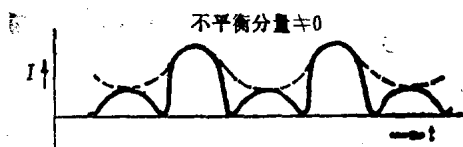


图 4-4 检偏器偏离消光位置时的透射光强

和杂散磁场的干扰。

早在1951年就有人采用以法拉第效应为基础的磁光调制器，叫法拉第元件。由于受当时条件的限制，早期的法拉第元件用玻璃或水等介质组成，把它放在与光传播方向平行的交变磁场中，在磁场的作用下，通过元件的线偏振光的振动平面随时间作左、右方向旋转，如果把这一元件放在图4—2中S和A之间，则旋转A直到检测器中光电信号有相等强度为止，这说明检偏器A的透光轴正好和所研究的光束的振动面相正交。如图4—3所示。假如不是这样，则脉冲不平衡（见图4—4），且讯号的频率为法拉第元件中电流频率的二倍。

由于当时的法拉第元件所用介质为玻璃和水，这类介质的法拉第效应太小，于是检测器的讯号也就很小。为了使讯号大些就得增大磁场或加长元件，这就会使功耗和元件尺寸变大。大的调制磁场还可能引起法拉第元件附近的其他光学元件产生附加的法拉第旋转。另外这些介质透光的范围较

狭，如果要在紫外和红外的波长下进行测量，仪表的灵敏度将迅速降低。

为了克服上述这些困难，斯道费尔 (Stoffel) 于1967年引入了一种由二块厚度相等的具有左、右旋光性的石英半圆组成的机械调制器。这二个半圆安装在任一个以15Hz的频率与光线同轴地旋转着的管子中，使得在一时刻只有一个半圆受到光的照射。这样的—个机械调制器使通过其中的线偏振光的振动面以同样大小幅度向左或右旋转，从而使光电管中的电流讯号成为一方波，送给一个调谐在15Hz的锁定放大器。用上述的方法，将检偏器透光轴调节得和线偏振光的振动面一致，使不平衡分量为零（如图4-3所示）。这一调制器的主要性能为：当半圆片的厚度为1mm时，在可见光波长范围内引起的旋转为 $8^{\circ} \sim 10^{\circ}$ ，通带波长范围为 $1.2\mu\text{m}$ 到 $4.5\mu\text{m}$ 。和上述磁光调制器比，还有不受杂散磁场影响，以及消除了调制器磁场对周围仪器其他部分（包括试样）的影响等优点。当然机械调制器这些优点也是相对的。随着磁光技术的不断发展，后来出现了磁光优值要比玻璃和水大几个数量级的石榴石单晶系列和单晶薄膜型磁光新材料，用它作磁光调制器，使得调制器的体积、功耗进一步减小，稳定性和寿命得到进一步的提高。这些在§3-2中已经作了详细介绍。下面举一个例子，说明薄膜磁光调制器在磁光测试仪上的应用情况。该调制器工作原理和使用方法介绍如下。

根据马吕斯 (Malus) 定律，通过起偏器，经检偏器输出的光强为

$$I(\alpha) = I_0 \cos^2 \alpha \quad (4-4)$$

式中 α 为起偏器和检偏器透光轴之间的夹角， I_0 为 $\alpha = 0$ 时的输出光强。在两个偏振器之间插入一个由磁化线圈交变

磁化了的磁光石榴石单晶或单晶薄膜样品，构成一个磁光调制器，如图 4-5 所示。设由交变电流产生的交变磁场 H 引起的交变法拉第旋转角为 θ' 。则如图 4-5，系统的输出光强变为

$$\begin{aligned} I(\alpha + \theta') &= I_0 \cos^2(\alpha + \theta') \\ &= (I_0/2)[1 + \cos 2(\alpha + \theta')] \end{aligned} \quad (4-5)$$

当用正弦波电流输入调制线圈，则在垂直石榴石单晶薄膜平面的方向上产生一个正弦变化的交变磁场，由此引起的交变法拉第旋转角 θ' 为

$$\theta' = \theta'_0 \sin \omega t \quad (4-6)$$

式中 θ'_0 是交变法拉第旋转角 θ' 的幅度，称为调制幅度。

由上可知，当 α 一定时，输出光强 I 仅随 θ' 变化，而 θ' 是受磁场 H 控制的，因此 I 随 H 而变化，这就是光强的磁光调制。显

然，由于交变磁场 H 引起的法拉第旋转使输出光强幅度变化（磁光调制幅度）为

$$I_0 \cos^2(\alpha - \theta'_0) - I_0 \cos^2(\alpha + \theta'_0) = I_0 \sin 2\alpha \sin 2\theta'_0 \quad (4-7)$$

由 (4-5)、(4-7) 两式可知：

(1) 当 θ'_0 为定值时，磁光调制幅度随 α 而变化， $\alpha = 45^\circ$ 时，磁光调制幅度最大（如图 4-6 a 所示）。此时由 (4-5) 式得

$$I(45^\circ + \theta') = (I_0/2)(1 - \sin 2\theta') \quad (4-8)$$

I 随 θ' 作正弦变化。

(2) 当 $\alpha = 45^\circ$ 时， $\theta'_0 = 45^\circ$ 磁光调制幅度最大。由 (4-8) 式可以看出，当 $\theta'_0 > 45^\circ$ 时，调制波形将产生畸变（如图 4

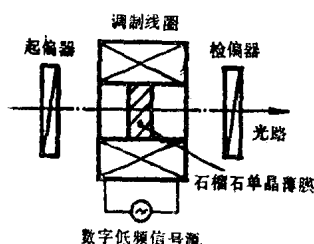


图 4-5

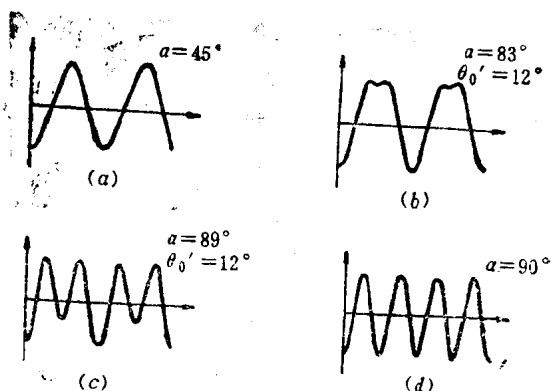


图 4-6

- 6 b、c所示)。

(3) 当 $\alpha \neq 45^\circ$ 时, I 不仅与 θ' 有关, 而且与 α 的变化也有关, 因此调制波形及其幅度将随起偏器和检偏器相对位置 α 值而变化, $\theta'_0 < 45^\circ$ 也会引起调制波形的畸变, 如图 4-6 (c) 所示。

当 $\alpha = 90^\circ$ 时, 即两偏振器处于正交位置时, 输出光强为

$$I(90^\circ + \theta') = I_0 \cos^2(90^\circ + \theta') = (I_0/2)(1 - \cos 2\theta') \quad (4-9)$$

此时, I 是 θ' 的偶函数, 输出光强仅与 θ' 的大小有关, 即与交变磁场 H 的大小有关, 与磁场的正反方向无关。显然, 此时输出调制信号的频率是输入调制信号频率的二倍 (如图 4-6 d 所示)。由此可见, 当我们用图 4-7 所示的测量装置检测倍频信号时, 即可确定两偏振器处于正交 (“消光”) 位置。

当 $\alpha = 0^\circ$ 时, 输出光强为

$$I(\theta') = I_0 \cos^2 \theta' = (I_0/2)(1 + \cos 2\theta') \quad (4-10)$$

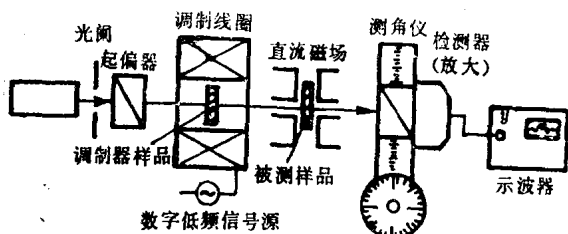


图 4-7

输出光强度 I 的变化情况与 $\alpha = 90^\circ$ 时相类似。从 (4-9)、(4-10) 两式可以看出，在 $\alpha = 0^\circ$ 、 90° 情况下，磁光调制（倍频信号）幅度随 θ' 的增大而增大，而 $\theta' = 90^\circ$ 或 0° 时，其幅度最大。

法拉第旋转测量装置如图4-7所示。由激光器出射的激光通过起偏器后成为线偏振光，经磁光调制器调制后进入被测样品，出射后偏振面旋转了 θ 角。被调制和旋转后的线偏振光入射到检测器，转换成交变的光电流，经放大器放大后输入示波器的 y 轴，在示波器荧光屏上就显示出被调制的信号

旋转测角仪，检偏器就与之同轴旋转，当 $\alpha + \theta = 90^\circ$ （“消光”位置）时，示波器上再次出现倍频信号。根据被测样品放入前后两次出现倍频信号时的测角仪位置 θ_1 和 θ_2 ，即可确定被测样品的法拉第旋转角 $\theta = \theta_1 - \theta_2$ 。本方法还有便于作自动测量和连续测量的优点。

提高测量精度的另一个重要措施是采用相位计。上面已看到在引入了调制器后，可以将检测器接收到的光讯号变成交流电讯号，从而使消光点的判别和旋转角的读取变得较为容易和正确。但旋转角的读取依旧依靠测角仪，且光路中光强的变化有时（非倍频法时）也会影响读数的正确性，为了

克服这些缺点，苏兹 (Suits) 于1971年报导了一套磁光测试装置，它可以直接从相位计上读得法拉第旋转角，如果在光路中再插入一个补偿器后，还可以直接读取椭圆率（圆二向色性）。这个方法的优点除了进一步提高了测量精度（达 0.002° ）外，也有便于作连续测量和自动记录的优点。因此在国外使用较为普遍。

下面顺便指出测量椭圆率的必要性。

因为单测量法拉第旋转角不能完全确定介电（电容率）张量的，而有了介电张量后可以分析材料的全部线性磁光特性。另一方面，对磁光可寻址存储应用，总的有效旋转是同时由法拉第旋转和椭圆率组成的，而且二者的大小差不多，所以有必要测量椭圆率。

同时测量法拉第旋转和椭圆率，并带有相位计的仪器如图4-8所示（与苏兹原图略有不同），它比图4-2中的装置多了一个补偿器和相位计。其中

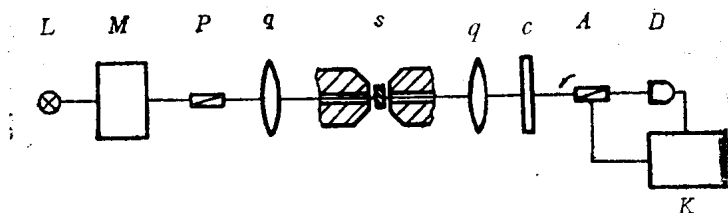


图 4-8 测量磁圆二向色性的装置示意图

L ：光源， M ：单色仪（如用单色激光，此 M 及后面的石英透镜 q 均可省去）， P ：起偏器， q ：石英透镜， s ：样品， c ：补偿器（测椭圆率时插入）， A ：自转检偏器， D ：光电检偏器， K ：相位计。

需要特别说明的是相位计的输入，除了光电管的输出

外,尚需一个指示检偏器角位置的参考讯号。这个讯号是从一个小灯和光电管组成的装置中取得的,当检偏器4(格兰-汤姆逊棱镜)旋转一圈时,从小灯到光电管的光被斩波二次,斩波是靠附在自转检偏器支架上的开槽圆盘来进行的。当把参考光电管的方波和光电检偏器的正弦波讯号同时加到相位计上则可以从相位计直接读出法拉第旋转角(不加补偿器C)或椭圆率(加补偿器C)。如要作连续记录还可以把相位计输出接到x-y记录仪的垂直轴上。

§ 4-3 磁线振双折射及 二向色性的测量

上节介绍了法拉第旋转(磁圆双折射)和磁圆二向色性的测量。这些测量的一个共同特点是光的传输方向和外加磁场或材料的磁化方向是平行的。如果在垂直于光传播的方向上加磁场来进行类似的观察,则因为其双折射现象远比磁圆双折射小,因此它的发现要比法拉第效应晚五十多年。这一效应首先由瓦格特于1898年在气体介质中发现,故叫瓦格特效应。在液体介质中的类似效应由科顿-穆顿发现,故也叫科顿-穆顿效应。

测量透明磁性晶体的磁线振双折射的原理性装置,如图4-9所示。这里晶体放在一对正交的检偏器与起偏器之间,外磁场加在与光程垂直的方向,并与起偏器和检偏器透光轴均成 45° 的交角,邻近样品的地方放一个巴俾涅-索莱(Babinet-Soleil)补偿器,它的轴与磁场平行。系统中还包含有必要的单色器或分光器、光斩波器以及光探测器。注意,即使用微米/厘米表示的相位延迟不随波长而变化,为

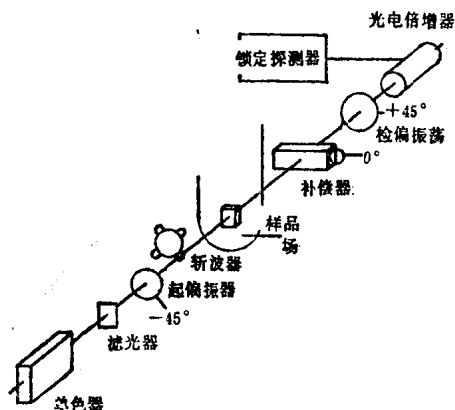


图 4-9 测量透明晶体的磁线振双射仪

作了不同波长下的测量，波谱还应做到尽可能的窄。测量时调节补偿器的光程，以产生足够的双折射去抵消样品的双折射。当获得补偿时，探测器接收到的能量最小。

如有磁线振二向色性，这个简单方法就不行。但是大的磁线振二向色性可以通过吸收系数来测量。更为灵敏的方法是类似于图 4-8 装置中的方法，并将外加磁场转过 90° ，使磁场与光束的方向垂直。限于篇幅，详细情况这里不作进一步介绍了。

§ 4-4 克尔效应的测量

一束普通光入射到物体表面后，将被表面所反射，反射光的方向将遵守反射定律。如物体是透明的，则有反射也有折射，其电矢量幅度的变化将遵守菲涅耳公式。一般说来，入射光从物体表面反射后，反射光的偏振状态也发生变化。

这些在普通光学中都已介绍过。现在我们要研究一束线偏振光入射到被磁化了的物体表面时，反射光将会产生什么现象。为避免线偏振光由物体表面反射所引起的通常的椭圆偏振化效应，入射光的电矢量必须与入射面平行或垂直。在这种情况下，如无磁场，则用尼科耳棱镜可使反射光消光，加入磁场后则光立刻又出现，并且再转动尼科耳棱镜也不能使它消光了，除非插入一个四分之一波片，并加以适当调节，才可以再消光。这表明反射光已是椭圆偏振的了。因此磁场引起了一个与入射光原来的电矢量垂直的一个电场分量，这个分量叫克尔分量，这种效应就是克尔磁光效应，这和克尔电光效应是两回事。本章下面所说的克尔效应均指前者。顺便指出，事实表明克尔效应并不是因反射时入射光稍微进入物体表面所造成的。

按照习惯，根据物体磁化方向和光线入射方向的不同，把克尔效应分为三种，如图 1-4 所示。它们分别是极向克尔效应，这时磁化方向和物体表面相垂直；横向克尔效应，这时磁化在表面内但和入射面相垂直；以及纵向克尔效应，这时磁化沿着表面与入射面交线的方向。通常标征克尔效应的有二个量，即椭圆率 θ'_K 和克尔旋转角 θ''_K ，前者表示线偏振光经介面反射后椭圆化的程度，后者表示经反射后椭圆偏振光的主轴相对于入射线偏振光的电矢量转动了多大角度。二者还经常合写成一个复数旋转角

$$\overline{\theta_K} = \theta'_K + i\theta''_K$$

对于各向同性介质的极向克尔效应，在 § 1-3-3 中已作过理论分析，它的二个分量和介质的介电张量的关系可用下两个式子来表示：

$$\theta_K' \approx -I_m \frac{\delta}{n(\epsilon - 1)}$$

$$\theta_K'' \approx -R_e \frac{\delta}{n(\epsilon - 1)}$$

其中 δ 为介电张量的非对角元, $n = \frac{1}{2}(n_- + n_+)$ 为介质对左、右旋圆偏振光的折射率的平均值, $\epsilon = \epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$ 为张量的对角元。在推导上二式时已注意到 $\epsilon \gg \delta$ 的事实。对于横向和纵向克尔效应也应有类似的关系。由此可见, 测量了 θ_K' 、 θ_K'' 和 n 、 ϵ 等量后, 就可以求得张量的非对角元。而掌握介质的介电张量, 无论对了解材料的基本电子结构或是磁光存储来说都是很重要的。换句话说, 掌握本节的测量方法, 无论对磁光材料的基础研究还是应用都是十分必要的。

鉴于椭偏仪 (*ellipsometer*) 同时可用来测量磁光材料的普通光学常数 (它和介电张量对角元相联系) 和磁光参数 (和非对角元有关)。因此在介绍用椭偏仪测量克尔效应之前, 先简单介绍一下椭偏仪及其测量普通光学常数的方法。

4—4—1 用椭偏仪测量普通光学常数

椭偏仪是用来测量固体上薄膜 (如硅片上的二氧化硅, 氮化硅等) 的厚度和折射率的一种有用工具, 它具有测量精度高、非破坏性等优点, 但计算较为复杂。自从电子计算机出现后, 计算复杂的问题得到了较好的解决, 于是便在微电子学、薄膜光学、磁性薄膜材料等许多科技领域中得到了广泛而又深入的应用。在应用过程中, 有关椭偏仪的理论、结构、测量方法及使用范围都得到了飞速的发展和扩大, 国外已经出版了有关椭偏仪的专著, 且国内外已多次召开了专门

学术会议。这里不可能详细介绍，如需对椭偏仪作进一步的了解，请参阅有关文献。

椭偏仪是测量反射对偏振光的偏振态影响的仪器，入射偏振光的电矢量常常被分解为互相垂直的二个平面波分量，一个与入射面垂直的记为 S ，另一个与入射面平行的（即在入射面内）记为 P 。所谓偏振态就是用这二个分量的振幅和相位关系来标征的。一般说来，反射引起了 P 波和 S 之间的相对相位的振幅比的改变。相位的改变记为 Δ 而振幅比的改变用因子 $\tan\psi$ 来表示，如果用 A 表示振幅，用 β 表示相位角，则

$$\tan\psi e^{i\Delta} = r_p / r_s \quad (4-11)$$

或者写成

$$\begin{aligned} \Delta &= (\beta_p - \beta_s)_r - (\beta_p - \beta_s)_i \\ \tan\psi &= |(A_p/A_s)_r| / |(A_p/A_s)_i| \\ &= |(A_p)_r / (A_p)_i| / |(A_s)_r / (A_s)_i| = |r_p / r_s| \end{aligned} \quad (4-13)$$

其中下标 P 或 S 表示该量分别属于 P 波或 S 波，下标 r, i 分别表示反射量和入射量， r_p, r_s 分别表示 P, S 分量的反射率。 Δ 和 ψ 称为椭偏参数。

下面以空气—二氧化硅—硅这样一个三相体系为例，来说明用椭偏仪是如何测定二氧化硅薄膜的折射率和厚度的。图4-10就表示这样的三相体系。当光线从这样一个体系上反射时，对于分量平面波的振幅和相位的影响是由第1（空气—薄膜）界面上的零级反射光和在薄膜内无限次反射光折射到空气中的第1，2，3……级折射光的干涉所决定的。由这个观点出发，这一反射系统的性质和 Δ 及 ψ 的关系，可以用这二个分量平面波在二个界面上的菲涅耳反射系数、

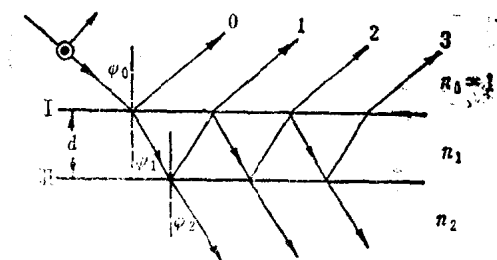


图 4-10

薄膜的厚度与折射率表示出来，这就是下列椭偏仪的基本方程：

$$\operatorname{tg} \psi e^{i\Delta} = \frac{r_{1P} + r_{2P} e^{-2i\delta}}{1 + r_{1P} r_{2P} e^{-2i\delta}} \cdot \frac{1 + r_{1S} r_{2S} e^{-2i\delta}}{1 + r_{1S} r_{2S} e^{-2i\delta}} \quad (4-14)$$

其中 r_{ij} 表示在第 i ($i = 1, 2$) 个界面上 j ($j = P, S$) 分量平面波的反射率，对图 4-10 中系统，它们可用下列菲涅耳公式表示：

$$\begin{aligned} r_{1P} &= \frac{n_1 \cos \psi_0 - n_0 \cos \psi_1}{n_1 \cos \psi_0 + n_0 \cos \psi_1} \\ r_{1S} &= \frac{n_0 \cos \psi_0 - n_1 \cos \psi_1}{n_0 \cos \psi_0 + n_1 \cos \psi_1} \\ r_{2P} &= \frac{n_2 \cos \psi_1 - n_1 \cos \psi_2}{n_2 \cos \psi_1 + n_1 \cos \psi_2} \\ r_{2S} &= \frac{n_1 \cos \psi_1 - n_2 \cos \psi_2}{n_1 \cos \psi_1 + n_2 \cos \psi_2} \end{aligned} \quad (4-15)$$

如果周围介质为空气，则 n_0 可以取为 1， n_1 、 n_2 分别是薄膜和物体的折射率。在吸收介质中折射率为复数。薄膜厚度 d 和折射率 n_1 只出现在式 (4-14) 的 δ 中：

$$\delta = \frac{360d}{\lambda} (n_1^2 - \sin^2 \psi_0)^{1/2} \quad (4-16)$$

将(4-15)和(4-16)式代入(4-14)式中,并将所得结果分成实部和虚部,就可以求得 \angle 和 ψ 。这二个式子都是空气中入射角、波长、衬底折射率,膜的折射率和厚度的函数,除了膜厚和膜的折射率需要通过椭偏仪测量,从这些方程来求解以外,所有其余量可以独立求得或是固定的。

从前面关于 $\tan\psi$ 和 \angle 的表达式中可以看出,如果在测量时使 $(A_p/A_s)_i = 1$ 和 $(\beta_p - \beta_s)_r = 0$,则可使计算简化,并能直接测出 ψ 。

4-4-2 用椭偏仪测量横向克尔效应

下面我们介绍一种在普通的椭偏仪上加上横向磁场去调制 \angle 和 ψ 后,可用来测定横向克尔效应的方法。这个方法是明登(Minden)于1979年提出来的。先介绍其测量原理。

图4-11表示了被测量的效应的性质,磁场是垂直于入射面的。一般情况下入射光是椭圆偏振的,具有S和P方向

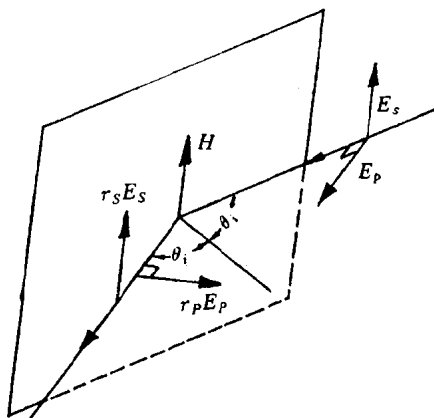


图 4-11

的分量 E_s 和 E_p 。经过反射后,相应的分量为 $r_s E_s$ 和 $r_p E_p$,根据椭偏参数定义(4-11)式,我们得到

$$\operatorname{tg} \psi \cdot e^{i \Delta} = r_p / r_s$$

如果磁场是变化的,它只影响 r_p ,因为 E_s 和磁场方向平行故不受影响。 r_p 的改变可以用 ψ 和 Δ 的改变来表示:

$$d\left(\frac{r_p}{r_s}\right) = \frac{dr_p}{r_s} = (d \operatorname{tg} \psi + i \operatorname{tg} \psi d \Delta) e^{i \Delta} \quad (4-17)$$

反射率的百分变化为

$$\frac{dr_p}{r_p} = \frac{d(r_p/r_s)}{r_p/r_s} = \frac{d \operatorname{tg} \psi}{\operatorname{tg} \psi} + i d \Delta \quad (4-18)$$

上式右边二项代表了 r_p 的百分变化率的虚部和实部,本方法正好是通过测量这二个量来进行的。

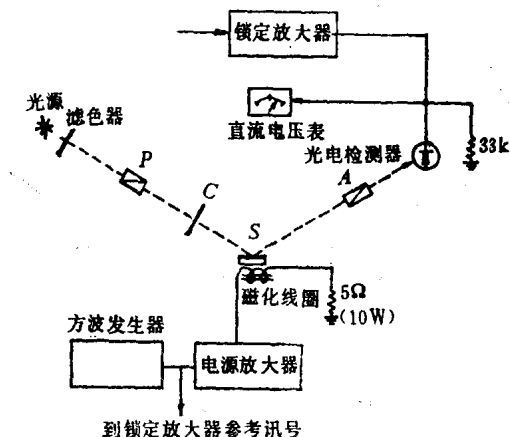


图 4-12

图 4-12 表示可进行这种测量的仪器及有关的电子设备,它是一台具有起偏器(P)补偿器(C),样品(S)和检偏器(A)的PCSA结构的普通椭偏仪。光源采用高压汞

灯, 经滤波后得到波长 $\lambda = 546\text{nm}$ 的绿光, 接收器为光电管。但也可以用眼睛观察。对仪器的唯一修改是样品台, 它有了一个加横向磁场的磁化线圈, 最大磁场为 $7.96 \times 10^3 \text{A/m}$, 并用方波来改变磁场极性, 频率为 $40 \sim 100\text{Hz}$ 。这一讯号也送给锁定放大器作为参考讯号, 光电管输出讯号同时给多量程直流真空管电压表与锁定放大器, 电压表的输入端用阻抗为 $33\ \Omega$ 的线绕电阻旁路, 这样既可增加带宽, 又可防止讯号过大而饱和。直流测量有效时间常数约 1s , 起、检偏器的角度按常规方式读取, 灵敏度 0.01° , 单次测量精度为 $\pm 0.05^\circ$, 入射角测量精确度为 $\pm 0.5^\circ$ 。

装好试样并调节到所要入射角后, 旋转 P 和 A 得到消光点, 检测器指示为零, 记下起偏器方位角 P 和检偏器方位角 A , 在 $A = \pm \psi$ 区域都要作测量, 即将检偏器 A 固定在 $\pm \psi$, 把光强 I 和磁光讯号 dI 作为起偏器方位角 P 的函数进行测量, 将角 P 从零位起到 180° 约测量十二次, 所得结果对 P 作图。由于 I , dI 随 P 的变化达几个数量级, 故可用半对数纸作图。所得数据作如下处理:

因为光强

$$I \propto \tan^2 \psi \cos^2 A + \sin^2 A - 2 \sin A \cos A \tan \psi \sin \phi \quad (4-19)$$

其中

$$\phi = A - 2P \quad (4-20)$$

I 为零的条件是

$$A = \pm \psi$$

$$\phi = \pm 90$$

当 $A = \pm \psi$ 时

$$I \propto 2 \sin^2 \psi (1 \mp \sin \phi)$$

改变磁场引起 ψ 和 A 改变, 从而使 I 也发生改变, 由 (4-19)

式得

$$dI \propto 2\cos^2 A \operatorname{tg} \psi d\operatorname{tg} \psi - 2\sin A \cos A (\sin \phi \operatorname{tg} \psi + \cos \psi \operatorname{tg} \psi d\phi) \quad (4-21)$$

当 $A = \pm \psi$ 时

$$dI \propto 2\sin \psi \cos \psi (1 \mp \sin \phi) d\operatorname{tg} \psi + \cos \phi \operatorname{tg} \psi d\phi$$

注意到根据 (4-20) 式, 有 $dA = d\phi$, 所以有

$$dI/I = (d\operatorname{tg} \psi / \operatorname{tg} \psi) \mp F(\mp \phi) dA \quad (4-22)$$

其中 $F(\phi) = \cos \phi / (1 + \sin \phi)$ 。

用测量数据, 将 dI/I 作为 $F(\phi)$ 的函数作图, 可得一直线, 实验结果确是如此, 如图 4-13 所示。将 (4-22) 式和 (4-18) 式比较, 得出斜率为 $I_m(d r_p / r_p)$, 截距为 $R_s(d r_p / r_p)$ 。图 4-13 中二直线对应于 $A = \pm \psi$ 。因为 dI/I 的值为 10^{-2} 量级, 所以 (4-21) 式中的高阶项可以略去。图 4-13 中二直线的斜率互为负数, 这也和 (4-22) 式的预言是一致的。

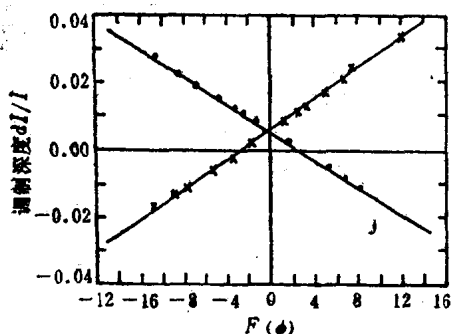


图 4-13

反射率 r_p 和 r_s 与材料的折率 $\bar{n} = n - ik$ 是通过费涅耳系数联系在一起的, 将费涅耳系数代入 (4-11) 式, 则可以从 ψ ,

Δ 及 θ 算得 \bar{n} 。类似地, r_p 可用 $\bar{\theta}$ 的幂级数展开式表示, 因 dr_p 是很小的, 只要保留一次项, 所以

$$\overline{\theta_K} = c(dr_p/r_p) = \theta'_K + i\theta''_K$$

其中 c 是 n , h , θ 的复杂函数。因此可以算得 θ'_K 和 θ''_K 。

本方法的优点是在一个入射角下进行测量即可算得 \bar{n} 和 $\bar{\theta}$, 避免了多人射角测量带来的麻烦及误差。对二个铁薄膜的测试结果, $\bar{\theta}$ 的一致性较好, 而 \bar{n} 的误差较大。

4-4-3 纵向克尔效应的测量

现介绍由鲁宾逊 (C. C. Robinson) 于1963年报导的测量纵向克尔效应的方法, 本方法要用到 (Poincare) 球的知识。实验装置如图 4-14 所示。光源是一只氙高压电弧灯, 单色仪是石英棱镜, 由单色仪来的光经反射镜 CM 反射后穿过光阑进入起偏器 P , P 是一个装在旋转座上的 $14 \times 14\text{mm}$ 的格兰-汤姆逊棱镜, 而且总是让其透光轴在入射面内, 电磁铁 M 用作样品的支架, 并可以供给大约 $3.98 \times 10^5 \text{A/m}$ 的磁场, 这足以使铁、镍等薄膜样品在纵向达到饱和磁化。来自薄膜表面的反射光进入一个完全密封在铜匣中的分析系统, 该匣可阻止杂散光, 还可作静电屏蔽。分析系统中的第一个元件是架在旋转座上的相位延迟器 R , 光线经过 R 再通过法拉第元件。这个元件下面将作进一步介绍。检偏器 A 又是一个架在旋转座上的 $14 \times 14\text{mm}$ 的格兰-汤姆逊棱镜, 这个棱镜的旋转可以测到 $0.5'$ 以下, 因为它带有一个由反射镜和测量显微镜组成的光学杠杆。由于法拉第元件的调制作用, 由检偏器透射出来的光是随时间变化的, 这些光脉冲讯号用光电倍增管 PM 来检测。讯号一方面送给示波器作观察用, 另一方面经

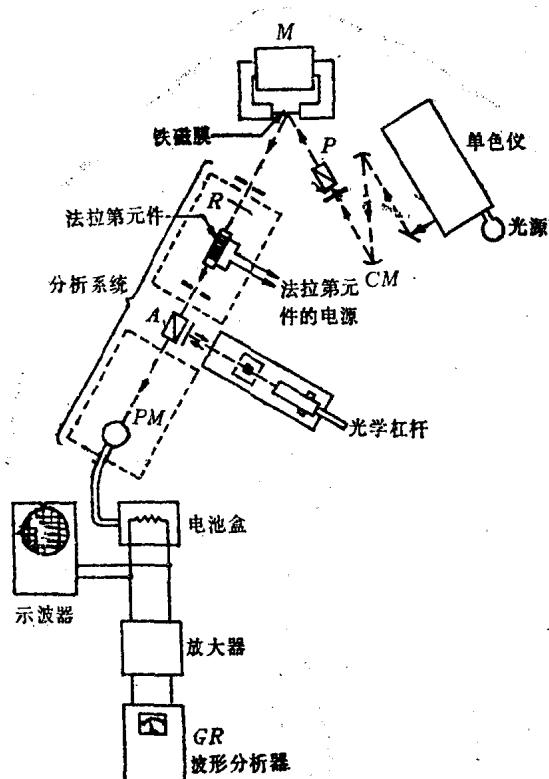


图 4-14 光电椭圆偏仪

放大后将讯号的一个频率分量的振幅用波形分析器来观测。

法拉第元件由直径为38mm长约152mm的硅化硼冕牌玻璃构成，它用18号线绕600匝，以5000Hz的2A电流（均方根值）通入这一绕阻，从而使进入此元件的椭圆偏振光的主轴作同样频率的来回旋转，旋转是正弦形的，并在光进入元件之前的椭圆主轴方位角左右摆动，但椭圆率不受影响。为了得到从膜上反射的偏振光主轴的方位角，必须把相位延迟

器从光路上移开。如果检偏器与来自膜的反射光的原始方位完全正交，那末脉冲如图4-3所示，如果不完全正交，这就出现非平衡分量，如图4-4所示。为了使检偏器与椭圆主轴正交，只要旋转检偏器使平衡分量为零即可。正交的精度取决于在给定波长下系统的灵敏度。当波长为 $0.45\mu\text{m}$ 时，检偏器的设置精度约为 $0.5'$ 数量级，在 0.360 和 $0.616\mu\text{m}$ 时分别为15到30s。经检查，玻璃棒的双折射效应可以忽略。

在介绍克尔椭圆率的测量方法之前，先讲一下表征纵向克尔效应的几个量之间关系及测量它们时应注意的事项，或者说先介绍一下测量原理。由于本方法实质上是在椭偏仪上加法拉第元件来进行的，因此我们还必须注意把克尔磁光效应和普通的金属表面反射效应分别开来。一般说来纵向克尔效应的测量中将会涉及到四个量，它们是 n ， k ， θ_0 及 q ， n ， k 是普通光学的折射率和吸收率，而 θ_0 和 q 是磁光振幅和相位。

简短地说纵向克尔效应是以下列方式来表现自己的。被抛光的铁磁材料的表面在平行于入射面和表面的方向被磁化，若倾斜入射的偏振光的电矢量在入射面内（即是 P 偏振的），则被表面反射的 P 分量和普通金属反射一样。由于磁场存在，故反射光中出现一个小的 S 分量，通常 S 分量和 P 分量的相位不同，所以反射光是一个椭圆偏振光，其主轴相对于 P 振动平面有一小的旋转角。这些偏振状态的变化分别称克尔椭圆率和克尔旋转角，磁化方向反转时克尔分量改变符号。克尔旋转和椭圆率也反向和反号。如果入射偏振光电矢量与入射面垂直（即 S 偏振），也有相似效应发生，这时克尔椭圆率和旋转方向是相对于 S 方向对称的。如果入射光和表面垂直，则纵向克尔效应消失。本节实验时，入射光均属 P 偏振的，以得到最大的克尔效应，这是因为对于铁等试样的

普通反射系数， S 偏振的比 P 偏振的大，而反射光偏振是二种矢量之和，所以普通分量小将使克尔分量显得较大。但由于在实验时 P 面不能定得很准，由于普通金属的反射性质也将使反射光产生一个旋转角和椭圆率，这就需要将它和克尔旋转及椭圆率区别开来。

图4-15表示一束从膜反射来的椭圆偏振光，主轴和 P 轴的夹角 θ 即为旋转角，另一角 ε 即为椭圆率，它是椭圆主轴和联结长短轴极点的弦线所夹的角，振幅比 α 是由 S 轴和 P 轴上最大振幅之比来定义的， S 分量相对于 P 分量的相位前导角记为 δ ，这四个量与测量法拉第旋转及椭圆率时是相似的，请参阅§4-2有关部分。那里我们用的是琼斯矩阵法，本节中将用庞加莱图方法来分析。 θ 和 ε 可以用椭圆仪测量，而 α 和 δ 则可由对于 P 和 S 分量的吸收系数给出。

实验测量表明 α ， ε ， θ 约为 1.25° ；所以近似地有

$$\left. \begin{aligned} 2\theta &= 2\alpha \cos \delta \\ 2\varepsilon &= 2\alpha \sin \delta \end{aligned} \right\} \quad (4-23)$$

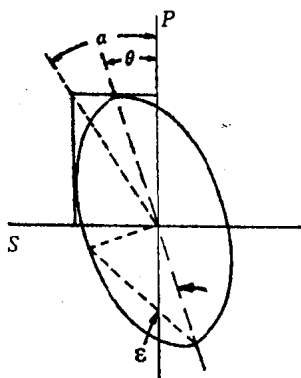


图4-15

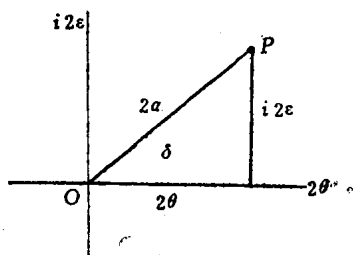


图4-16

作这一近似后, α , ε , θ 的正确度约为 2×10^{-3} , 由此二式可得到图 4-16 中的图形关系。图中点 P 代表一个用 θ , ε , α 和 δ 描述的椭圆偏振光。若取椭圆率轴为虚轴, 则 OP 成为一个复数振幅比矢量 $2\alpha e^{i\delta}$, 其实部为 2θ , 虚部为 2ε , 庞加莱平面是复数振幅比平面, 实际上庞加莱球面的一小截面 (庞加莱球的性质请参看参考书[3])。这个庞加莱面后面将要用到它。

纵向克尔效应的反射方程的形式为

$$R_s = r_{ss} I_s + r_{sp} I_p \quad (4-24)$$

$$R_p = r_{ps} I_s + r_{pp} I_p \quad (4-25)$$

其中 R_s , R_p 是反射光电场矢量在 P , S 方向上的分量, 入射光束由 I_s , I_p 组成。联系在同一方向上的入射与反射分量的反射系数 r_{ss} 和 r_{pp} , 是由费涅耳方程给出的普通金属的反射系数, 而 r_{sp} 和 r_{ps} 则提供了垂直方向上的反射分量, 这些是给出克尔分量的克尔反射系数。 R 和 r (包括各个下标的分量) 一般是复数, 而 I 为实数, 因为入射光是线偏振光。

复数振幅比由这二式相除得到。因为实验时入射偏振光方位角设置得与入射面成一个小角, 所以 $I_p \gg I_s$, 故 I_s/I_p 等于起偏器角度 $\angle\gamma \pm \gamma/2$ 。正如上述, 因入射面的真实方位角不能正确地求出, 所以引入 $\angle\gamma$, 而 $\pm \gamma/2$ 则是设定的左右对称的扰动, $r_{sp} I_s$ 项很小, 故可忽略, 于是复数振幅比可用反射光束中旋转角和椭圆率来表示:

$$R_s/R_p = \theta + i\varepsilon = \frac{r_{ss}}{r_{pp}} (\angle\gamma \pm \gamma/2) + \frac{r_{sp}}{r_{pp}}$$

其中 $(r_{ss}/r_{pp})\gamma/2$ 项的符号可以将起偏器旋转到一个 $(-\gamma/2)$ 的角度来改变, r_{sp}/r_{pp} 项的符号可以将薄膜反向磁化来改变, 上式中所有三项均可以看作庞加莱平面上的矢量, 它们

相加就组成了总的偏振矢量 $\theta + i\varepsilon$ ，所以上式可以写成

$$\theta + i\varepsilon = \angle R + R + K \quad (4-26)$$

其中 $\angle R$ 是由入射光的很小的S分量对反射偏振光的贡献，第二个矢量 R 是普通的金属反射的贡献，此贡献是由于起偏器偏离设定入射面一个 $\gamma/2$ 角度而引起的，向量 k 是克尔分量，为了求得 k ，可先对正的 k 测量 θ 和 ε ，然后对负的 k 测量 θ 和 ε ，将两次结果相减，则 $\angle R$ 和 R 被消去，而得到了 $2k$ 的实部和虚部。求 R 与此类似。

瓦格特用复数折射率 N ，复数磁光振幅 θ ，入射角 ϕ 和折射角 ϕ_i 推导了(4-24)，(4-25)式中的反射系数。得到

$$r_{ss} = (\cos\phi_i - N\cos\phi_t) / (\cos\phi_i + N\cos\phi_t) \quad (4-27)$$

$$r_{pp} = (N\cos\phi_i - \cos\phi_t) / (N\cos\phi_i + \cos\phi_t) \quad (4-28)$$

$$r_{sp} = -r_{ts} = \frac{-i\theta\cos\phi\sin\phi}{\cos\phi_t(N\cos\phi_i + \cos\phi_t)(N\cos\phi_i + \cos\phi_t)} \quad (4-29)$$

其中 $N = n(1 - ik)$ ， n 是实数折射率， k 是吸收率。 $\theta = \theta_0 e^{-iq}$ ， θ_0 是振幅， q 是相位。

由于本实验所用入射角 $\phi_i < 65^\circ$ ，所以可作如下近似， $\cos\phi_i = 1$ ，从(4-26) (4-27) 和 (4-28) 式我们可以用测得的 αR ， γ （由起偏器座读得）和 ϕ_i 解得

$$N = \frac{(2R - \gamma)\sin^2\phi_i}{2(2R + \gamma)\cos\phi_i} \pm \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{2R - \gamma}{2R + \gamma} \right) \frac{\sin^2\phi_i}{\cos\phi_i} \right\}^2 + 1 \Bigg\}^{1/2} \quad (4-30)$$

(4-30) 式中根号的符号选择得使根号的实部为正。然后可以从(4-26)、(4-28) 和 (4-29) 式及 N 值的求得

$$\theta = ik[(N + \cos\phi_i)(N\cos\phi_i - 1)/\sin\phi_i\cos\phi_i] \quad (4-31)$$

为了测量椭圆率必需把延迟片插在法拉第元件前头（见图 4-14），其慢轴与入射面交角绝对值要小于 0.5° ，延迟片快轴超前慢轴的前导角 β 用下述校正过程来决定。图 4-11 表示求在庞加莱平面上的椭圆率的过程。 P 代表入射到延迟器上的光的偏振，偏振态 θ 用上述方法求得。当延迟片插入光束中后，延迟器方位角就直接加到 δ 上， δ 是 S 与 P 分量的相对相位。因为延迟片不改变振幅比 α ，延迟器使 P 绕原点旋转到 P' ， P' 是光通过延迟器后的椭圆偏振状态，而其主轴的角度 θ_e 可以测出， P 的椭圆率 ϵ 可从下式算得：

$$\epsilon = \theta \cot \beta - \theta_e \csc \beta \quad (4-32)$$

为了校验延迟片，单色器和起偏器被移动而使得偏振光可以直接进入分析器，然后将平面偏振光相对延迟器慢轴二边各偏移 1° 作二次测量。这二个入射偏振态 P 和 P' 表示在图 4-18 的庞加莱平面的 2θ 轴上，通过延迟器后，偏振态 P 和 P' 绕原点旋转了一个 β 角，角距离 PP' 是从起偏器座上读得的，角 DD' 是用法拉第元件测得的。所以延迟器相位 β 由下式给出

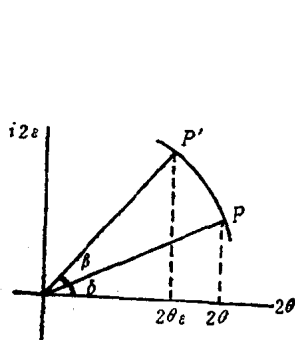


图 4-17 测量 θ 和决定 P 的椭圆率的 θ_e 用图

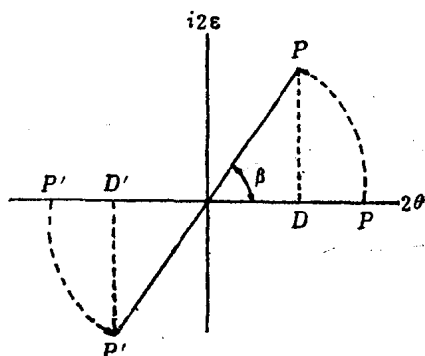


图 4-18

$$\beta = \arccos\left(\frac{DD'}{PP'}\right)$$

上述测量过程无法区别快轴和慢轴,所以 β 的符号无法决定。但对于薄膜的普通反射的椭圆率计算,则此符号变得十分明显。普通金属反射的性质是大家熟知的, β 的符号取得使椭圆率的符号正确即可。在波长从0.360到0.616 μm 范围内, β 的值就是这样计算的。

为了求玻璃上铁等薄膜的 n , k , θ_0 和 q ,在每一波长下一共要作6次测量,测量时沿膜按指定方向加磁场到饱和。当膜沿正 z 的方向磁化且起偏器放在 $\gamma/2$ 时测量 θ 和 ε (ε 是由(4-32)式间接进行测量的)。然后将磁化反向,重复上述二次测量。最后将起偏器转到 $-\gamma/2$ 处再测 θ 和 ε , R 和 k 从(4-26)式算得, n , k , θ_0 和 q 从(4-30)和(4-31)式算得。

4-4-4 极向克尔效应的测量

福勒(Fowler)等于1963年首次利用极向效应成功地观察到不透明立方铁氧体 YFeO_3 和 HoFeO_3 中的磁畴,同时,还测量了这二个材料的极向克尔效应。铁氧体中极向克尔旋

转的定量数据对于指导显示磁畴的克尔技术是很有价值的,因为克尔旋转太小的材料要用克尔技术去观察磁畴是难以实现的。由实验得到的磁光照片当入射角度小

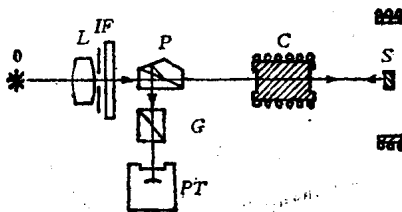


图 4-19

于 20° 时与入射角度几乎无关，故他们只作了垂直入射时的极向克尔效应测量，同时在可见光范围内用五个不同波长测量了饱和极向克尔旋转的色散关系。

所用测量装置如图4-19所示。其中 O 是光源， L 是准直透镜， I 是可变光阑， F 为干涉滤波器， P 是福斯特型（Foster）起偏棱镜， c 是法拉第补偿元件， s 是放在磁化线圈中的试样， G 是格兰-汤姆逊后置检偏器， PT 是光电倍增管。

从原则上讲，克尔旋转是检偏器相对于起偏器在不加磁场和饱和磁场下透光最小时二者的夹角之差。因为在消光点附近透光的强度相对于角度的变化率很小，所以消光时检偏器位置要定得小于 0.1° 是很困难的。为了克服这一点，在实验上采用了两项措施，一是在正反方向饱和磁场下测得其夹角之差，这样测得的旋转是克尔旋转的二倍。二是在光电倍增管之前加上一个格兰-汤姆逊棱镜作为后置检偏器可以显著地增加测量的灵敏度。检查垂直入射的反射偏振光需要在起、检偏器之间有一盏垂直照明的灯，为此图4-19中采用了一个福斯特型起偏棱镜。这个棱镜是用方解石做成的，分 A 、 B 二部分，用折射率和非常光的折射率一样的胶胶在一起，光轴并行于棱镜端面并在胶合面内。单色光垂直入射棱镜后分成二束，寻常光被胶合面反射并被涂在下方侧面的黑漆吸收掉，非常光通过棱镜、法拉第元件，垂直入射到样品表面，此时其振动面在图面内，如果不加磁场，则样品表面将对反射偏振光的偏振情况不发生影响，并再通过法拉第元件（如果电流为零）并入射到福斯特棱镜，此时振动面仍在图面内，则此光不被胶合面反射也就到不了光电管。如果样品表面加了磁场，则样品表面的反射光的振动方向就不在图面

内，于是胶合层将一部分光反射到棱镜左上方侧面，这侧面上涂有银层，于是银层又将光向下反射通过G再向后进入光电倍增管。因此福斯特棱镜对入射光起了起偏器作用，而对反射光则又起到检偏器的作用。根据福斯特计算，它对入射光能的利用率比普通的玻璃片或玻璃棱镜的利用率高1.5倍。但福斯特棱镜起到的是一对永远正交的起、偏检器的作用，因此无法改变二者的交角而使其消光，故在福斯特棱镜和样品之间加上一个法拉第补偿元件，只要改变此元件中电流就可以使偏振面发生旋转，从而达到消光。由于伴随克尔旋转的椭圆率是很小的，故这里忽略不计。

对 YFeO_3 和 HoFeO_3 二个试样，测试精度在 $0.1'$ 之内，对可见光范围内五个不同的波长，分别测量了极向克尔旋转的色散曲线，其中 YFeO_3 的测试结果是相当光滑的； HoFeO_3 的结果，580nm处曲线有一极小值。

在这套设备的基础上，1965年贝尔实验室的洪(Wun)用极头中间打孔的电磁铁代替图4-19中线圈，用费尔德常数比蒸馏水更大的偏磷酸盐玻璃做法拉第元件，用光斩波器和锁定放大器来提高讯噪比后，测定了三溴化铬(CrBr_3)在1.5K时的克尔旋转。

1981年沈德芳(D. H. Shen)等报道了用极向克尔回线反转的办法研究Gd—Co和Gd—Fe无定形薄膜的退火对补偿温度影响的结果，他们所用的设备如图4-20所示。其中A为检偏器，B为光束分裂器，D为光电检测器，DA为差分放大器，P为起偏器，L为He-Ne激光器，M为反射镜，H为插入加热器或加液氮的孔，V为真空泵，S为试样，Ha为霍尔元件，EM为电磁铁，R为X-Y记录仪，PS为直流电源，FC为磁场控制器，T为热电偶。由于X-Y记录仪的X方向加的

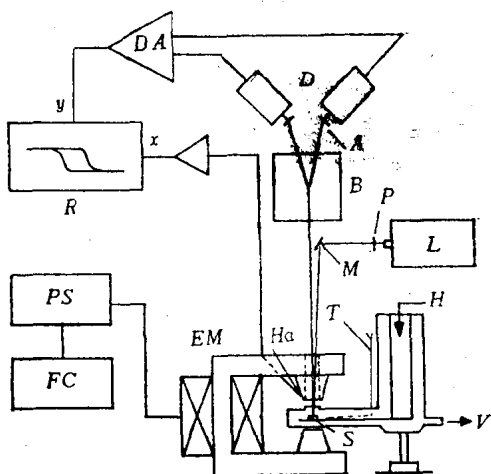


图 4-20

讯号是与样品磁场成正比的霍尔电压，而Y轴的讯号是与样品垂直方向的磁化强度以及极克尔效应成比例的差分放大器的输出，因此连续改变磁场大小和方向就可以画出一个磁滞回线。采用差分放大器可以消除光源光强的变化对测量的影响，并提高系统的灵敏度。当连续改变温度时，在补偿点以外和居里点以上，差分放大器的输出电压的绝对值最小。本装置如果用示波器代替X-Y记录仪，用低频交变磁场（如十几周或几十周）代替直流磁场（注意频率的升高会降低磁铁的有效磁场），则这样的一个系统，根据回线的有无和大小，还可以较为迅速而方便地（当然是粗略地）检查样品的均匀性或克尔效应的大小。

以上关于克尔效应的测量，有的略去了椭圆率，有的则是定性的，这对做磁光记录材料的工艺或一般的教育实验是：

可以满足要求了。如果对克尔效应要作深入细致的工作，例如要研究磁光材料的电子结构和电子跃迁，则就不能满足要求了。1983年柯纳尔（Connell）报导了用椭圆仪测量铽铁合金（如 $Tb_{20}Fe_{80}$ ）磁光常数的工作。磁铁合金是目前最有希望的磁光盘材料之一，但它在空气中极易氧化，目前常用的防止氧化的方法是在溅射好磁化介质膜后，在真空中再继续复盖一层二氧化硅或氮化硅之类的介质薄膜，以防止盘片在空气中氧化。柯纳尔的测量是针对复盖了这样一层抗氧化薄膜后的试样进行的。测量普通光学常数用的椭圆仪和测量方法完全借用史密斯（Smith）1969年的工作。这样椭圆仪是特制的，测量手续也和一般椭圆仪有所不同，但测量精度较高。极向克尔旋转和椭圆率的测量装置，他并未作详细介绍，似乎是在饱和磁场下用测量普通光学常数的类似方法，先测量椭圆参数 Δ 和 ψ ，再通过迭代计算来求得克尔旋转和椭圆率，据称这一方法的测量精度较高，旋转和椭圆率的相对测量精度达 0.005° 。他还由这些测量结果算得了介电张量的对角元（通过普通光学常数的测量）和非对角元（通过磁光常数的测量）。因此这一方法无论对基础研究或应用研究都是非常有用的，应当引起有关工作者的注意。

参 考 文 献

- 1、北京大学物理系, 铁磁学, 科学出版社, 1976.
2. M. Born and E. Wolf, Principles of Optics, Pergamon Press, London, 1959.
3. W. A. Shurcliff, Polarized Light, Harvard Univ. Press, Cambridge, 1962.
- 4、刘湘林, 从磁光效应到磁光材料, 百科知识, 1984, 第3期, p62.
- 5、刘公强、刘湘林, 磁光调制和法拉第旋转测量, 光学学报, 1984, 第4卷第3期, p588.
- 6、沈德芳、樱井良文, 稀土元素—铁族金属非晶态薄膜的磁特性及其应用, 物理学进展, 1982, 第2卷, 第4期, p435.
- 7、刘湘林, 稀土石榴石磁光材料及其应用, 稀土, 1985, 第4期, p56.
8. G. B. Scott and D. E. Lacklison, "Magneto-optic Properties and Application of Bismuth Substituted Iron Garnets", IEEE Trans. on Mag., MAG-12 (4), 1976, p292.
9. J. F. Oillon, Jr., Magneto-optics and its uses, J. Magn. Magn. Mater., 31-34 (1), 1983, p1.
10. P. Paroli, Magneto-optical devices based on garnet films, Thin Solid Films, 114(1-2), 1984, p137.
11. J. J. Krebs et al., Applications of Magneto-Optics in Ring Laser Gyroscopes, IEEE Trans. on Mag., MAG-16(5), 1980, p1179.
12. A. Stoffel, A Mechanical Modulator for Use with Precision Ellipsometers, Appl. Optics, 6(7), 1967, p1279.
13. J. C. Suits, Magneto-optic rotation and ellipticity measure-

ments with a spinning analyzer, Rev. Sci. Inst., 42(1), 1971, p19

14. C. C. Robinson, Longitudinal Kerr Magneto-Optic effect in thin films of Iron, Nickel, and Permalloy, J. Opt. Soc. Am., 53(6), 1963, p681.

15. H. T. Minten, Ellipseometric measurement of the Kerr magneto-optic effect, Appl. Optics, 18(6), p813, 1979.

16. G. A. N. Connell, Measurement of the magneto-optical constants of reactive metal, Appl. Optics, 22(20), p3155, 1983.

17. D. F. Shen, et al, Effect of annealing on the compensation temperature of RE-TM amorphous films, IEEE Trans. on Mag., MAG-17(6), p2704, 1981.

18. C. A. Fowler, et al, Magnetic domains in orthoferrites by Kerr effect, J. Appl. phys., 34(7), p2064, 1963.