

T

THEORY OF MICROWAVE MAGNETO-OPTICS AND  
MAGNETO-OPTICAL SIGNAL PROCESSING

# 微波磁光理论

## 与磁光信号处理

武保剑 著



电子科技大学出版社

# 微波磁光理论与磁光信号处理

武保剑 著

电子科技大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

微波磁光理论与磁光信号处理 / 武保剑著. —成都:  
电子科技大学出版社, 2013.1  
ISBN 978-7-5647-1429-1  
I. ①微… II. ①武… III. ①光电子学②微波理论③  
磁光学 IV. ①TN015②TN201③O436.4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2012)第 319370 号

内 容 提 要

本书研究基于微波静磁波的磁光耦合理论及其在磁光信号处理中的应用,属于磁光学与微波光电子学的交叉领域。全书分为 10 章。第 1 章绪论,概述了微波磁光学的内涵及相关基础知识。第 2 章至第 5 章是微波静磁波对导波光的衍射理论,包括静磁波的激发与传播、倾斜偏置磁场与不均匀偏置磁场中静磁波对导波光的 Bragg 衍射、多层磁光薄膜波导中静磁波与导波光的耦合方程等,涉及了三种有效提高磁光 Bragg 衍射效率的方法。第 6 章至第 8 章将微波磁光效应引入光信息处理领域,实现微波信号的磁光处理,即磁光频谱分析、磁光相关处理、磁光脉冲调制与压缩等。第 9 章和第 10 章是磁光周期波导结构(一维磁光子晶体和磁光光纤光栅)在现代光信号处理中的潜在应用特点。

本书适用于大专院校光学工程、凝聚态物理、磁性材料与器件等专业的研究生,也可供从事磁光器件、微波光电子、光信号处理、光纤通信等方面研究的科研人员参考。

WEIBO CIGUANG LILUN YU CIGUANG XINHAO CHULI

微波磁光理论与磁光信号处理

武保剑 著

---

出 版: 电子科技大学出版社(成都市一环路东一段 159 号电子信息产业大厦 邮编: 610051)  
策划编辑: 万晓桐  
责任编辑: 万晓桐  
主 页: www.uestcp.com.cn  
电子邮箱: uestcp@uestcp.com.cn  
发 行: 新华书店经销  
印 刷: 河北永清县晔盛亚胶印有限公司  
成品尺寸: 170mm×240mm 印张 16.25 字数 327 千字  
版 次: 2013 年 3 月第一版  
印 次: 2013 年 3 月第一次印刷  
书 号: ISBN 978-7-5647-1429-1  
定 价: 50.00 元

---

■ 版权所有 侵权必究 ■

- ◆ 本社发行部电话: 028-83202463; 本社邮购电话: 028-83201495。
- ◆ 本书如有缺页、破损、装订错误,请寄回印刷厂调换。

# 前 言

当前,信息通信网络正向光纤化、宽带/高速化(如 FTTH、无线移动接入等)、分组化(如光分组交换技术)、由传输到控制的智能化等方向发展,通信网络的物理光层在提供高通信容量的同时,对相应的信息处理器件提出了更高的要求,使光信号处理技术逐渐成为人们的研究热点,也呈现出多种光子技术的集成发展趋势,如多种业务的综合提供技术、网络层次的简化与融合技术、小尺度上的集成与通信、光网络设备或光器件的多功能集成、将微波与光子技术融合在一起的微波光子学等等。本书是关于微波静磁波与导波光相互作用以及磁光信号处理的理论专著。

微波静磁波是在微波电流和偏置磁场的共同作用下磁性介质中激发与传播的一种慢色散波(传播速度比相同频率的电磁波低 2~4 个数量级),本质上是磁矩的非一致进动形成的自旋波长波模式。由于微波静磁波具有电磁性,可以通过磁控方法改变其传播特性,并制成许多静磁波器件,如微波延迟线、振荡器等;还可以在具有低吸收系数的钇铁石榴石(YIG)等磁光波导中与导波光发生作用,导致导波光的模式转换和 Bragg 衍射效应(静磁波相当于移动的光栅),基于这一原理可制成新型磁光 Bragg 器件或组件,如频谱分析器、光调制器、光偏转器和光学相关器等。这种基于静磁波的新型磁光 Bragg 器件不仅在雷达、通信、电子战和航天无线电技术等领域有着重要的军事用途,在新一代光通信、光信息处理和激光雷达等领域也有着十分诱人的应用前景。

人们对静磁波与导波光相互作用的研究已有 20 多年的历史,经历了微波磁光 Bragg 衍射原理的演示、磁光 Bragg 单元/器件的设计,以及衍射性能的提高等几个实验研究阶段,并正向光信息处理等应用方向发展。目前,相关的研究主要集中在静磁波在磁性波导中的非线性激发与传播、静磁波与导波光的线性和非线性作用、磁光子晶体的光透射/反射特性等方面。本书研究微波静磁波与导波光的线性作用理论以及磁光信号处理等,主要涉及如下三个部分的内容:

第一部分包括静磁波的激发与传播(第 2 章)、倾斜偏置磁场中静磁波对导波光的衍射理论(第 3 章)、不均匀偏置磁场中磁光 Bragg 衍射效率的计算(第 4 章)、多层磁光波导中静磁波与导波光的耦合方程(第 5 章)四个章节,在理论上分别揭示斜向场、不均匀场、多磁性层结构在改善磁光 Bragg 衍射性能方面所起的作用,是关于静磁波与导波光相互作用的基础理论。借助这些理论,人们可以对诸多影响衍射效率的因素进行联合优化分析,例如,采用斜向场和多磁性层结构、斜向场和金属覆层结构等进一步提高衍射效率。

第二部分将微波磁光效应引入光信息处理领域，建立了较为完善的微波磁光信息处理理论，由基于多频微波静磁波的并行磁光频谱分析（第 6 章）、磁光相关处理（第 7 章）、基于微波磁光衍射效应的光脉冲调制与压缩等（第 8 章）三个章节组成。可为相关实验的开展提供理论指导，也有助于这种新型磁光 Bragg 器件的应用。

第三部分是微波磁光耦合理论在磁光周期波导或复杂光栅结构中的简化应用，即利用磁光基本理论分析一维磁光子晶体（第 9 章）和磁光光纤光栅（第 10 章）在磁场传感、光通信、现代光子信息处理等方面的应用特点。微波磁光理论还可以用于分析（磁化强度的周期性改变形成的）磁化强度光栅和折射率光栅的组合效应，有望从中获得实现光信息处理的新机理和新方法。

上述研究工作，得到了国家自然科学基金会项目“基于微波静磁波的磁光 Bragg 器件的衍射性能研究（编号：60401007）”和“磁光信号处理基础理论的研究（编号：60671027）”、国家 8632 项目“基于智能光导结构的全光 3R 再生技术研究（2009AA01Z216）”以及教育部新世纪优秀人才支持计划的资助，借此表示感谢。作者还特别感谢上海交通大学刘公强教授，正是在刘教授的悉心指导下作者才得以走进磁光学领域，并在工作中取得一些成绩。

本书反映了作者近年来的研究成果，其中的有些科学问题仍有待深入探讨。由于作者知识所限，书中不妥乃至错误之处在所难免，恳请读者批评指正，共同促进磁光信号处理理论与技术的发展。

武保剑

# 目 录

|                                     |     |
|-------------------------------------|-----|
| 第 1 章 绪论 .....                      | 1   |
| 1.1 引言 .....                        | 1   |
| 1.2 微波磁光材料 .....                    | 2   |
| 1.3 静磁波基础 .....                     | 8   |
| 1.4 微波磁光器件 .....                    | 13  |
| 1.5 本书的目的 .....                     | 19  |
| 第 2 章 微波静磁波的激发与传播 .....             | 20  |
| 2.1 磁化率张量和磁导率张量 .....               | 20  |
| 2.2 微波静磁波的激发 .....                  | 25  |
| 2.3 静磁波的传播特性 .....                  | 31  |
| 第 3 章 倾斜偏置磁场中静磁波对导波光的衍射理论 .....     | 39  |
| 3.1 薄膜波导中导波光的本征模式 .....             | 39  |
| 3.2 附加介电系数张量与微波磁光效应 .....           | 46  |
| 3.3 静磁波与导波光的磁光耦合理论 .....            | 51  |
| 3.4 微波磁光 Bragg 衍射特性 .....           | 62  |
| 第 4 章 不均匀偏置磁场中磁光 Bragg 衍射效率计算 ..... | 85  |
| 4.1 静磁势与变分方程 .....                  | 85  |
| 4.2 垂直不均匀场中微波静磁波的变分计算 .....         | 89  |
| 4.3 磁光 Bragg 衍射特性分析 .....           | 92  |
| 第 5 章 多磁性层波导中静磁波与导波光的耦合方程 .....     | 96  |
| 5.1 磁性多层薄膜中静磁波传播特性 .....            | 96  |
| 5.2 多层介质波导中导波光的本征传输 .....           | 100 |
| 5.3 多层磁光波导中静磁波与导波光的耦合 .....         | 103 |
| 5.4 耦合方程的数值计算步骤 .....               | 115 |

|                               |     |
|-------------------------------|-----|
| 第 6 章 磁光频谱分析 .....            | 116 |
| 6.1 基本概念 .....                | 116 |
| 6.2 磁光 Bragg 衍射中导波光状态演化 ..... | 119 |
| 6.3 多频静磁体波对导波光的小信号衍射 .....    | 126 |
| 6.4 静磁波与导波光的多级磁光耦合 .....      | 135 |
| 6.5 并行磁光频谱分析 .....            | 146 |
| 第 7 章 磁光相关处理 .....            | 153 |
| 7.1 静磁波的幅度调制 .....            | 153 |
| 7.2 调幅静磁波对导波光的衍射 .....        | 154 |
| 7.3 空间积分磁光相关处理 .....          | 159 |
| 7.4 磁光相关检测结果分析 .....          | 162 |
| 第 8 章 磁光脉冲衍射 .....            | 172 |
| 8.1 微波磁光脉冲耦合理论 .....          | 172 |
| 8.2 连续静磁波对光脉冲的衍射 .....        | 178 |
| 8.3 静磁波脉冲对导波光的衍射 .....        | 186 |
| 8.4 啁啾静磁波对光脉冲的压缩 .....        | 192 |
| 第 9 章 一维磁光子晶体的磁光特性 .....      | 196 |
| 9.2 导波光的转移矩阵 .....            | 197 |
| 9.3 一维磁光子晶体中光的传输 .....        | 205 |
| 9.4 一维磁光子晶体的光谱特性 .....        | 208 |
| 第 10 章 磁光光栅的光信息处理功能 .....     | 215 |
| 10.1 导波光的通用微扰理论 .....         | 215 |
| 10.2 光纤光栅的耦合模分析 .....         | 221 |
| 10.3 微波磁光耦合方程的频域表示 .....      | 223 |
| 10.4 磁光光纤 Bragg 光栅 .....      | 227 |
| 参考文献 .....                    | 247 |

# 第 1 章 绪 论

本章概述微波磁光学及其相关知识，主要涉及微波磁光学的内涵，磁光材料的磁光效应和微波响应特点，静磁波基础知识以及微波磁光 Bragg 单元器件的发展状况等。

## 1.1 引 言

利用光与物质相互作用过程中发生的物理现象或效应，可以做成许多光学功能器件，也是人们认识物质材料特性的重要手段，这些现象可以由物质的宏观或微观特性加以解释。磁性作为基本属性之一，在磁场作用下其原子或离子具有固有磁矩的物质将产生磁感应现象，导致磁矩的有序排列（这种物质称为磁性材料，或称为磁有序体），从而影响光在其内部的传播特性，称为磁光效应(magneto-optical effect)。在外加直流偏置磁场作用下，磁性材料内部的电子磁矩将产生附加的拉莫尔进动，一方面，由于热扰动或其他因素的影响（如交变电磁场的激励），磁有序体中某些对磁性有贡献的电子自旋偏离原来有序的排列方向；另一方面，这种局部偏离的自旋进动在交换作用及磁偶极矩等相互作用下向磁有序体的其他部分传播，形成磁矩的非一致进动形式，称为自旋波（spin wave）。自旋波的长波模式称为静磁模，或称为静磁波（magnetostatic wave, MSW），此时射频电磁场和磁偶极子自旋系统的强烈交换作用可以忽略<sup>[1]</sup>。静磁波是一种可磁控的慢色散波，由于其在钇铁石榴石（yttrium iron garnet, YIG）磁光薄膜中有效地激发频率范围处于微波波段（0.3~300GHz），又称为微波静磁波。与声光作用类似，微波静磁波与导波光相互作用，可导致导波光的 Bragg 衍射现象，是按照波矢匹配的 Bragg 条件所发生的光衍射效应。利用这种新型的微波磁光效应可制成许多磁光 Bragg 器件或组件，如光调制器、磁光相关器、频谱分析器和光偏转器等，从而可用于光信息处理、光通信和激光雷达等领域<sup>[2]</sup>，还可以借助于衍射光来测量静磁波的动态特性，即作为磁光导波探针使用<sup>[3,4]</sup>，为相关科学研究提供新的实验手段。

微波与磁光效应的结合是微波光电子学的研究内容之一，也孕育了微波磁光学（研究电磁辐射与磁化材料的相互作用）的萌芽。本书汇集了作者近年来在静磁波激发与传播、微波磁光 Bragg 衍射以及磁光信号处理等方面所取得的理论成果，其目的就是揭示微波静磁波与导波光的相互作用规律，探索将这种基于静磁波的磁光 Bragg 衍射效应引入光信息处理领域的方法，为开展磁光信息处理实验研究提供一

些理论指导；另一方面，由于这种磁光效应同时涉及了静态和动态磁化强度，因此微波磁光理论可用于处理更多与磁光效应有关的波导结构，如磁光子晶体、磁化强度光栅<sup>[5]</sup>、磁光光纤光栅等。

## 1.2 微波磁光材料

微波磁光效应离不开微波磁性与光相互作用的物质基础——微波磁光材料，可以从磁性物质的微波响应和材料的光学特性（磁光效应）两个方面加以描述。

### 1.2.1 磁性材料的微波响应

#### 1. 物质的磁性

固体的磁性在宏观上可以用物质的磁化率  $\chi$  来描述，它来源于原子或离子的固有磁矩，主要是未满壳层电子的轨道磁矩和自旋磁矩的贡献。

按量子力学原理，原子的自旋角动量  $\mathbf{S}$ 、轨道角动量  $\mathbf{L}$  和总角动量  $\mathbf{J}$  都是量子化的，其大小可以用相应的量子数  $S$ 、 $L$ 、 $J$  表示：

$$\begin{cases} |\mathbf{S}| = \sqrt{S(S+1)}\hbar \\ |\mathbf{L}| = \sqrt{L(L+1)}\hbar \\ |\mathbf{J}| = \sqrt{J(J+1)}\hbar \end{cases} \quad (1.2-1)$$

式中  $\hbar = h/(2\pi) = 1.055 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ， $h$  为普朗克（Planck）常数。原子磁矩  $\boldsymbol{\mu}_J$  与总角动量  $\mathbf{J}$  的关系可表示为  $\boldsymbol{\mu}_J = -\gamma \mathbf{J}$ （负号表示源于电子带负电），式中  $\gamma = g \frac{e}{2m}$  为旋磁比， $e$  和  $m$  为电子电量与质量， $g$  为兰德（Lande）因子，且

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (1.2-2)$$

当  $S=0$  时， $J=L$ ，全是轨道磁矩的贡献，此时  $g = g_l = 1$ ， $\frac{\gamma}{2\pi} = \frac{\gamma_l}{2\pi} = 14 \text{ GHz/T}$ ；

当  $L=0$  时， $J=S$ ，全是自旋磁矩的贡献，此时  $g = g_s = 2$ ， $\frac{\gamma}{2\pi} = \frac{\gamma_s}{2\pi} = 28 \text{ GHz/T}$ 。

按照材料的磁化率、磁性的来源以及磁结构特性，物质的磁性主要分为五大类，如表 1.2.1 所示。

铁磁性和亚铁磁性物质具有一种特有的磁畴结构，磁畴的形成及其特性与下列几种物理过程和相应能量有关<sup>[6]</sup>。

表 1.2.1 物质磁性的主要分类

| 分类                            | 特点                                                                                                                                                                                                                                                      |
|-------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 逆磁性<br>(Diamagnetism)         | $\chi = -(10^{-7} \sim 10^{-4})$ ，来源于外加磁场引起的感生磁矩。原子或离子为满壳层，郎之万 (Langevin) 逆磁公式： $\chi = -\frac{\mu_0 \rho_e e^2}{6m} \langle r^2 \rangle$ ，式中 $\rho_e$ 为电子数密度， $r$ 为电子空间矢径                                                                              |
| 顺磁性<br>(Paramagnetism)        | $\chi = (10^{-6} \sim 10^{-2})$ 。独立磁性离子模型，居里定律 (Curic law)： $\chi = \mu_0 \frac{C}{T}$ ，式中 $C = \frac{N\mu_J^2}{3k_B}$ 为居里常数， $N$ 为单位体积中有磁矩的原子数， $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K 为玻尔兹曼 (Boltzmann) 常数                                                  |
| 铁磁性<br>(Ferromagnetism)       | $\chi > 0$ 且很大 (可高达 $10^5$ 以上)，随磁场变化。具有磁化强度饱和与磁滞现象。当温度大于居里温度 ( $T > T_c$ ) 时，铁磁性转变为顺磁性，服从居里外斯定律 (Curic-Weiss law)： $\chi = \mu_0 \frac{C}{T - T_c}$ ，式中居里温度或居里点 $T_c = \frac{N\mu_J^2}{3k_B} \lambda_{ex}$ ， $\lambda_{ex}$ 为磁畴内分子场系数，与电子磁矩间的直接交换作用有关   |
| 反铁磁性<br>(Anti-ferromagnetism) | $\chi > 0$ 但很小 (一般为 $10^{-5} \sim 10^{-3}$ )。相邻亚晶格的磁矩之间反平行，磁性来源于磁矩之间的间接交换作用。当温度大于奈尔 (Neel) 温度 ( $T > T_N$ ) 时，反铁磁性转变为顺磁性，服从居里-外斯定律 (Curic-Weiss law)： $\chi = \mu_0 \frac{C}{T + \theta}$ ，式中 $\theta$ 为居里-外斯温度，约为 $T_N$ 的 1.3~5 倍。在 $T_N$ 处， $\chi$ 最大 |
| 亚铁磁性<br>(Ferrimagnetism)      | $\chi > 0$ 且较大。相邻亚晶格的磁矩方向相反但大小不等，仍存在相当强的磁性。技术磁化过程有很多类似于铁磁性的特点，电阻率高                                                                                                                                                                                      |

(1) 磁场对磁矩的作用和静磁能，包括外加磁场和磁体内部的退磁场的作用。单位体积中的静磁能又称静磁能密度，其微元形式为  $dE_H = -\mu_0 \mathbf{H} \cdot d\mathbf{M}$ 。物质磁化后在物体内部产生一种使磁化减弱的磁场，称为退磁场 (demagnetizing field)，它与磁化强度的关系为  $\mathbf{H}_d = -\mathbf{N} \cdot \mathbf{M}$ ， $\mathbf{N}$  为退磁因子张量，取决于物体的几何形状。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 1.2.1 中给出了三种简单形状物体的退磁因子。

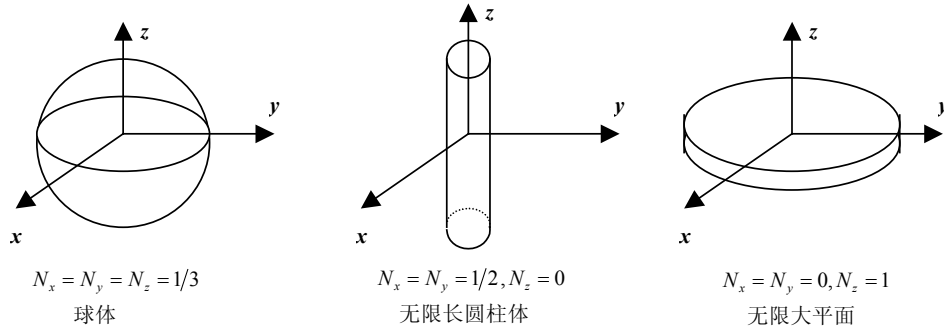


图 1.2.1 三种简单形状物体的退磁因子

(2) 晶体结构对原子中电子运动的作用和磁晶体各向异性。在晶体中，无外加磁场时，磁畴内的磁矩会偏向于沿着一定的晶格方向或晶面取向，这种取向依赖于磁性离子与周围离子之间的相互作用，称为磁晶各向异性（magnetocrystalline anisotropy energy）。能量的方向依赖性可以用一个等效各向异性场来表示，即<sup>[7]</sup>

$$\mathbf{H}_k = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_k}{\partial \mathbf{M}} = \begin{cases} \mathbf{H}_{ku} = \frac{2K_{u1}M_3}{\mu_0 M_s} \mathbf{e}_3 \text{ (单轴各向异性, } \mathbf{e}_3 \text{ 为主轴方向)} \\ \mathbf{H}_{kc} = \frac{2K_{c1}}{\mu_0 M_s^4} \begin{bmatrix} M_1(M_2^2 + M_3^2) \\ M_2(M_3^2 + M_1^2) \\ M_3(M_1^2 + M_2^2) \end{bmatrix} \text{ (立方各向异性)} \end{cases} \quad (1.2-3)$$

式中  $M_{1,2,3}$  为磁化强度分量， $M_s$  为饱和磁化强度， $K_{u1}$  和  $K_{c1}$  分别为一阶单轴各向异性和立方各向异性参数。

(3) 物质的磁致伸缩与内部应力的作用和磁弹性能。

(4) 原子间的交换作用和交换能，它是物质自发磁性的本质来源，与磁畴结构有关。

## 2. 磁性材料的微波响应

在高频区域应用较多的是亚铁磁性材料，由于大多数亚铁磁性物质是含铁的氧化物，所以又称为铁氧体（ferrite），但亚铁磁体不限于铁的氧化物。在 RF 范围内，常用的材料是尖晶石铁氧体（spinel ferrite），特别是 Mn-Zn 和 Ni-Zn 铁氧体，它们主要应用于感应型线性器件（inductive linear component）。用于微波技术的主要材料有：（1）尖晶石型，如  $(\text{Mg-Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4$ 、 $(\text{Mn-Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4$ 、 $(\text{Ni-Zn})\text{Fe}_2\text{O}_4$  等，属立方晶系；（2）磁铅石型，如钡铁氧体  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  等，属六角晶系；（3）石榴石型，如钇铁石榴石（yttrium iron garnet, YIG，其分子式为  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ），Ca、Al、Cr、In、Sc 等元素替代的 YIG 和稀土元素（La、Pr、Nd、Sm、Eu、Gd、Tb、Dy、Ho、Er、Yb、Lu 等）替代的 YIG，它们属体心立方。其中，钇铁石榴石起到了主导作用，因为其旋转阻尼（rotation damping）特别小，从而导致非常窄的旋磁共振线（gyromagnetic

resonance line)。

磁性材料对快速时变的弱磁场的动态响应（即弱激发场）可基于线性系统的一般特性来描述。为简单起见，考虑各向同性情形。将交变磁场  $h(t)$  和交变磁化强度  $m(t)$  表示为

$$h(t) = h_0 e^{j\omega t}, m(t) = m_0 e^{j(\omega t + \varphi)} \quad (1.2-4)$$

则复数磁化率为

$$\chi = \chi' - j\chi'' = \frac{m(t)}{h(t)} = \frac{m_0}{h_0} e^{j\varphi} \quad (1.2-5)$$

复数磁化率  $\chi$  是频率的函数，对应的复数相对磁导率（permeability）为

$$\mu_r = 1 + \chi = \mu' - j\mu'' \quad (1.2-6)$$

式中  $\mu' = 1 + \chi'$ ,  $\mu'' = \chi''$ 。则实场  $\bar{h}(t) = h_0 \cos \omega t$  诱导的瞬时磁化强度（实数形式）

为

$$\bar{m}(t) = h_0 [\chi' \cos \omega t + \chi'' \sin \omega t] \quad (1.2-7)$$

显然， $\chi'$  和  $\chi''$  分别给出了  $\bar{m}(t)$  与激发场  $\bar{h}(t)$  同相的分量和相位滞后  $90^\circ$  的分量。此时，瞬时功率（instantaneous power）为

$$P(t) = \mu_0 h(t) \frac{d\bar{m}(t)}{dt} = \mu_0 \omega h_0^2 \cos \omega t (-\chi' \sin \omega t + \chi'' \cos \omega t) \quad (1.2-8)$$

相应的平均功率  $\langle P(t) \rangle = \frac{1}{2} \mu_0 \omega \chi'' h_0^2$ ，对应于材料的耗散——磁损耗。从实用的

观点，可定义下列重要参数——磁损耗角  $\delta_m$ 、磁性材料的品质因数（Quality factor）

$Q_m$  和优值（Figure of merit） $M_e$

$$\tan \delta_m = \mu'' / \mu', Q_m = 1 / \tan \delta_m, M_e = \mu' Q_m \quad (1.2-9)$$

根据线性系统的叠加原理（superposition principle），材料的响应可以写为

$$m(t) = \int_0^\infty \tilde{h}(\omega) [\chi'(\omega) \cos \omega t + \chi''(\omega) \sin \omega t] d\omega \quad (1.2-10)$$

式中  $\tilde{h}(\omega) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty h(t) \cos \omega t dt$ ， $h(t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \tilde{h}(\omega) \cos \omega t d\omega$  定义在  $[0, \infty)$  上，且  $t < 0$  时  $h(t) = 0$ 。这样，磁性材料的动态特性可由复数磁化率  $\chi(\omega)$  完全描述，因果原理（causality principle）表明  $\chi(\omega)$  的实部和虚部不是独立的，也就是只要  $\chi'(\omega)$  在  $\omega = 0$  和  $\infty$  之间已知， $\chi''(\omega)$  也就完全确定了，反之亦然；它们之间满足 Kramers-Kronig 关系<sup>[8, 9]</sup>

$$\begin{cases} \chi'(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\chi''(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} \Omega d\Omega \\ \chi''(\omega) = -\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\chi'(\Omega)}{\Omega^2 - \omega^2} \omega d\Omega \end{cases} \quad (1.2-11)$$

在通常情形下，由于磁晶体的各向异性，磁化率应为张量形式，可以根据磁化强度矢量  $\mathbf{M}$  的运动方程，从亚铁磁体对时变小信号磁场的响应出发求得可用于射频和微波甚至更高频段的磁化率张量。薄膜内的总有效场  $\mathbf{H}$  和总磁化强度矢量  $\mathbf{M}$  分别表示为如下形式：

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_i + \mathbf{h}(t), \quad \mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t) \quad (1.2-12)$$

式中， $\mathbf{h}(t) = \mathbf{h}_0 e^{j\omega t}$  为交变磁场强度， $\mathbf{h}_0$  和  $\omega$  分别为 RF 电磁波的振幅和角频率； $\mathbf{M}_0$  和  $\mathbf{m}(t) = \mathbf{m}_0 e^{j\omega t}$  分别为  $\mathbf{M}$  的直流和交流部分，且  $|\mathbf{m}_0| \ll |\mathbf{M}_0|$ 。将式 (1.2-12) 代入阻尼情形下的磁化强度矢量  $\mathbf{M}$  运动方程（阻尼项采用吉伯形式）

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{|\mathbf{M}|} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (1.2-13)$$

式中  $\gamma$ ，为旋磁比， $\alpha$  为阻尼系数，用来衡量磁损耗的大小。略去二级小量  $m_i h_i$  ( $i, j = x, y, z$ )，并由关系式  $\mathbf{m} = \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{h}$ ，可得  $z$  轴磁化时介质的磁化率张量<sup>[1]</sup>

$$\boldsymbol{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_d & j\chi_a & 0 \\ -j\chi_a & \chi_d & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.2-14)$$

式中， $\chi_d = \frac{\omega_\alpha \omega_m}{\omega_\alpha^2 - \omega^2}$ ， $\chi_a = \frac{\omega \omega_m}{\omega_\alpha^2 - \omega^2}$ ， $\omega_\alpha = \omega_0 + j\alpha\omega$ ， $\omega_0 = \gamma H_i$ ， $\omega_m = \gamma M_0 \approx \gamma M_s$ ， $M_s$  为饱和磁化强度。当阻尼系数  $\alpha \ll 1$ ，且与静磁场无关时， $\alpha$  与铁磁共振线宽  $\Delta H$  (FWHM) 之间的关系为  $\alpha = \frac{\gamma \Delta H}{2\omega}$ 。定义弛豫时间 (relaxation time) 为停止激励后小信号磁化强度的幅度衰减为原来的  $1/e$  时所需的时间  $T_R$ ，在通常情形下可认为按指数衰减，则单位时间损耗（弛豫损耗系数） $\alpha_R$  为

$$\alpha_R = -\frac{20 \lg e^{-t/T_R}}{t} = \frac{8.686}{T_R (\mu s)} \text{ dB}/\mu s \quad (1.2-15)$$

对于 YIG 单晶， $f = 9 \text{ GHz}$  时  $\mu_0 \Delta H = 0.03 \text{ mT}$ ，此时品质因数  $Q = H/\Delta H = 10^4$ 。

## 1.2.2 磁光效应

更狭义地讲，材料的磁光效应通常主要指法拉第效应 (Faraday effect)、科顿-穆顿效应 (Cotton-Mouton effect) 和磁光克尔效应 (Kerr effect) 等，它们可根据光的透射反射特性和磁化方向加以区别，如表 1.2.2 所示，其中  $\mathbf{n}$  为薄膜平面的法向， $\mathbf{M}$  为磁化强度， $\mathbf{k}_\parallel$  表示入射光波矢  $\mathbf{k}_i$  在薄膜平面上的投影矢量。这里不研究非弹

性磁光效应（如 Raman 散射）、非线性磁光效应或逆法拉第效应（inverse Faraday effect）等其他的磁光效应。

表 1.2.2 磁光效应分类

| 磁光效应分类  | 光的透射反射特性                                                   | 磁化方向                                                                            | 物理现象               |
|---------|------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------|--------------------|
| 法拉第效应   | 透射特性<br>光垂直于磁光薄膜入射<br>( $\mathbf{k}_i // \mathbf{n}$ )     | 垂直磁化 ( $\mathbf{M} // \mathbf{n}$ )                                             | 磁圆振双折射,<br>磁圆振二向色性 |
| 科顿-穆顿效应 |                                                            | 面内磁化 ( $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ )                                          | 磁线振双折射,<br>磁线振二向色性 |
| 科尔效应    | 反射特性<br>斜入射到磁光薄膜表面<br>( $\mathbf{k}_i \angle \mathbf{n}$ ) | 垂直磁化 ( $\mathbf{M} // \mathbf{n}$ )                                             | 极向科尔效应             |
|         |                                                            | 面内磁化 ( $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ ),<br>且 $\mathbf{M} \perp \mathbf{k}_{//}$ | 横向科尔效应             |
|         |                                                            | 面内磁化 ( $\mathbf{M} \perp \mathbf{n}$ ),<br>且 $\mathbf{M} // \mathbf{k}_{//}$    | 纵向科尔效应             |

磁圆振双折射 (magnetic circular birefringence) 是指线偏振光通过 (沿光传播方向磁化的) 磁光材料时偏振面发生旋转的现象, 又称为法拉第效应; 磁圆振二向色性 (magnetic circular dichroism) 又称法拉第椭圆率 (Faraday ellipticity), 它正比于磁诱导的左、右旋圆偏振光的吸收折射率差。通常在顺磁性或逆磁性等弱磁性材料中, 法拉第旋转角  $\theta$  与外加磁场  $H_0$  成线性关系, 即  $\theta = (\theta_0 + V H_0) L$ , 比例常数  $V$  称为费尔德 (Verdet) 常数,  $L$  为传输长度。

当磁化强度垂直于光传播方向时所发生的磁光效应称为磁线振双折射 (magnetic linear birefringence) 和磁线振二向色性 (magnetic linear dichroism)。平行和垂直于磁场方向偏振的光折射率的不同导致了横向或磁线振双折射, 两个偏振方向上的吸收折射率的不同导致了横向或磁线振二向色性。通常把在铁磁性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, 在逆磁性介质中的磁线振双折射称为瓦格特 (Voigt) 效应。

一束线偏振光在磁化介质表面反射时, 反射光将是椭圆偏振的, 这种磁光效应称为磁光克尔效应 (magneto-optical kerr effect), 以区别电场引起的克尔效应。具体又可分为极向克尔效应、横向克尔效应和纵向克尔效应三种情形。

磁光效应的分析通常有两种方法: 一种是将测得的法拉第或克尔效应谱转化为复介电张量或复电导率张量的非对角分量。对于最低阶的磁圆振效应, 非对角元素是磁化强度的线性函数; 对于最低阶的磁线振效应, 非对角元素是磁化强度的二次函数。另一种是微观模型, 它是通过原子模型或能带结构的计算来产生实验上的复介电张量或复电导率张量的非对角分量。

静磁波与导波光之间的相互作用所导致的导波光模式转换和衍射效应，本质上还属磁光效应，但与通常所说的磁光效应（导波光没有衍射）不同。静磁波是导致导波光衍射效应的内在因素，光波导材料具有磁性是静磁波可在其中传播的前提条件。根据经典电磁场理论，导波光在波导中的传播特性与波导介质的介电张量 $\epsilon$ 、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 $\epsilon$ 的非对角项就足够了<sup>[10]</sup>。由于介电张量 $\epsilon$ 的具体表示形式与坐标选取有关，所以，该非对角项也与坐标选取有关，但最后必然都能解释同样的物理规律。对于本书所研究的静磁波与导波光相互作用情形，与磁光效应有关的非对角项为 $\epsilon_{23}$ 和 $\epsilon_{32}$ ，也即 $\Delta\epsilon_{23}$ 和 $\Delta\epsilon_{32}$ ，其中包括静磁波交变磁化强度和直流磁化强度的贡献。

### 1.3 静磁波基础

#### 1.3.1 静磁波概念

1960年达蒙-埃斯巴契在研究块状磁性材料表面时对静磁波进行了研究<sup>[11]</sup>。静磁波的形成可以进行如下描述<sup>[12]</sup>：当磁性薄膜在外磁场 $H_0$ 作用下达到饱和磁化时，原子磁矩 $m$ 方向与外磁场方向保持一致。此时，如果使一侧的原子磁矩偏离平衡位置，其自身将围绕外磁场方向旋转，并影响相邻磁矩也脱离平衡位置发生转动，且与上一个磁矩保持一定的延迟，进而在磁性薄膜中形成静磁波（MSW）。简单地说，静磁波就是原子磁矩在磁性材料中的非一致进动形成的波，如图1.3-1所示，（a）为饱和磁化下原子磁矩分布，（b）为侧面观察磁矩进动过程，（c）为以外磁场 $H_0$ 方向观察磁矩进动过程。

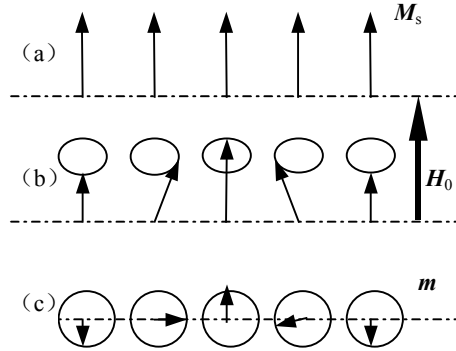


图 1.3.1 静磁波形成示意图

还可以从磁化铁氧体中电磁波的传播以及自旋波的角度来深入理解静磁波的概念。

磁化铁氧体介质中传播的平面电磁波可以通过麦克斯韦方程严格分析。例如，

在金属包覆的磁化铁氧体/电介质平面波导中，垂直于平面波导磁化时 TM 模波的色散曲线如图 1.3. 2 所示<sup>[13]</sup>，图中  $r$  为电介质层和铁氧体层厚度之比。可以看出，色散曲线有两个色散分支，分别对应两个波，一个是高频支的快波，类似于光波在一般电介质中的传播，等效传播常数界于铁氧体和电介质中传播常数  $\beta_f = n_f k_0$  和  $\beta_d = n_d k_0$  之间；另一个是低频支的慢波，对应于磁性材料中静磁波的传播。

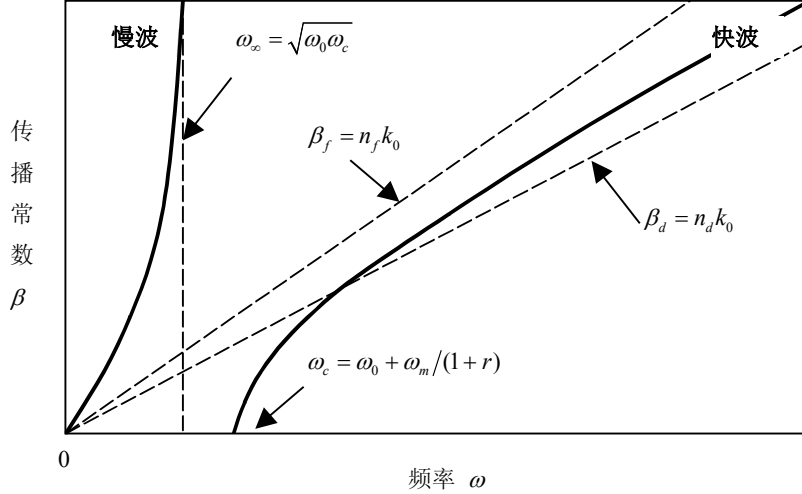


图 1.3.2 金属包覆的磁化铁氧体/电介质平面波导中电磁波与静磁波的传播

再从自旋波的角度来理解。铁磁体内磁化强度的运动状态可用自旋波来描述，自旋波是磁有序体中自旋的集体运动模式。自旋波概念是很重要的，用它可成功地解释饱和磁化强度随温度的变化关系以及铁磁共振线宽；另外，利用自旋波的传播特性也可制成许多微波器件，如延迟线等。利用经典的唯象方法，从磁矩的进动方程出发可得到本征自旋波和自旋波谱（指自旋波频率与波数的关系）。图 1.3.3 所示的是外场给定时线度比自旋波波长大得多的旋转椭球样品内的自旋波频谱<sup>[1]</sup>，图中  $\omega_k$  是波矢为  $\mathbf{k}$  的自旋波本征圆频率，它与外加稳恒磁场、样品形状、饱和磁化强度、自旋波的传播方向和波长等有关； $\omega_1 = \omega_0 - N_z \omega_m$ ， $\omega_2 = \sqrt{(\omega_0 - N_z \omega_m)(\omega_0 - N_z \omega_m + \omega_m)}$ ； $k_1 \sim l^{-1}$ ， $k_2 \sim l^{-1} \times 10$ ， $l$  为样品线度； $\theta_k$  为自旋波传播方向与外磁场的夹角。在  $|\mathbf{k}| > k_2$  的区域，交换作用起主要作用，称为交换区；在  $k_1 < |\mathbf{k}| < k_2$  的区域，偶极作用起主要作用，称为偶极区，该区域对损耗及高功率问题的讨论很重要； $|\mathbf{k}| < k_1$  的区域称为静磁区，讨论静磁区问题时需考虑交变磁矩所引起的面退磁场。人们经常将波数较大（也就是波长较短）的称为自旋波，而将波数较小（也就是波长较大）的称为自旋波的静磁波模式，也称为静磁模或静磁波。顺便指出，当外场增加时，整个自旋波谱曲线簇将升高。

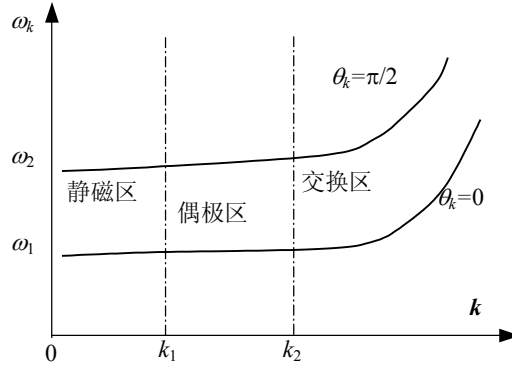


图 1.3.3 旋转椭球体的自旋波频谱图

### 1.3.2 静磁波传播模式

对于静磁波激发与传播问题，常用的理论分析方法有两种：（1）严格求解方法，即从麦克斯韦方程组入手，根据激发条件和波导结构的边界条件，确定静磁波的色散方程和电磁场量的分布，求解过程复杂。（2）静磁近似方法。由于静磁波波长远小于相应电磁波在磁性薄膜中的波长，所以可忽略麦克斯韦方程组中的推迟作用项  $\partial \mathbf{d} / \partial t$ ，此时可用静磁场方程  $\nabla \times \mathbf{h} = 0$  和  $\nabla \cdot \mathbf{b} = 0$  描述，因此将这种近似方法称为静磁近似。由于任何梯度的旋度为零，薄膜中的交变磁场强度可表示为  $\mathbf{h} = \nabla \psi$ ， $\psi$  称为静磁标量势函数。需要指出的是，用静磁近似方法和用严格的麦克斯韦方程来处理上述静磁波问题所得的结果基本是一样的，但静磁近似方法却能使推导过程大大简化<sup>[14]</sup>，因此，对于静磁波问题，通常采用静磁近似来简化分析。对于不均匀介质问题，如偏置磁场不均匀、材料参数不均匀、不规则边界、波导的有限宽度效应等，可将静磁近似化为变分问题<sup>[7]</sup>。

根据静磁波在磁性材料中的能量传输/分布特点，可将静磁波分为静磁表面波（MSSW）、静磁正向体波（MSFVW）和静磁反向体波（MSBVW）等。传统磁化时，置于自由空间的磁性薄膜波导中静磁波的传播特点如表 1.3.1 所示。静磁表面波的幅度在薄膜内部为指数分布，即能量集中在磁性薄膜表面，而静磁体波的幅度在薄膜内部为正弦分布；根据群速与相速方向是否相同或相反，静磁波又可分为正向波和反向波。需要特别指出的是，在某些特殊波导结构（如金属覆层磁性波导）中，也可以存在静磁反向表面波<sup>[12]</sup>。