

磁晶各向异性场引起的 YIG 单晶微波 器件温度不稳定性的最佳补偿*

贾 惟 义 张 鹏 翔

(中国科学院物理研究所)

提 要

本文导出了更精确的单晶铁磁共振公式,其近似度达到磁晶各向异性场的平方项。在此基础上,讨论了由磁晶各向异性场引起的 YIG (钇铁石榴石)单晶微波器件的温度不稳定性的补偿问题,对以往引用的温度补偿方向作了较大修正,并给出了外磁场沿修正的补偿方向时计算 YIG 器件温度特性的具体公式。

在基于铁磁共振原理的 YIG 单晶微波器件中,例如固态讯号源、滤波器等, YIG 球起着高 Q 谐振子的作用。由于 YIG 球的谐振频率除受外加磁场控制外,还依赖于磁晶各向异性场 (K_1/M)。因后者是温度的函数,致使器件具有温度不稳定性。曾有不少文章指出,在若干晶轴方向,起主要作用的各向异性场一次项等于零,以这些方向为晶体的工作方向时,温度稳定性便大大改善。这些晶轴通常被简称为温度补偿轴^[1-3]。但即使取这些晶轴为工作方向,各向异性场的二次方项仍然存在,其影响不能被忽略,故仍有相当大的剩余温度不稳定性。

Tokheim 和 Johnson 曾详细地讨论和分析了这个问题^[4]。根据他们的分析和实验结果,在所列举的影响温度稳定性的各种因素中,起主要作用的是各向异性场,即使 YIG 球以温度补偿轴为工作轴,也仍然如此。在低微波频率,情况尤其这样。他们的实验结果还表明,未完全补偿的剩余温度不稳定性是以往的一级近似单晶铁磁共振理论所不能解释的。例如,实验中发现, $\{010\}$ 晶面内温度补偿轴 $\langle 8013 \rangle$ 方向比 $\{1\bar{1}0\}$ 面内的 $\langle 225 \rangle$ 方向好得多;而一级近似理论所预言的却相反,认为 $\langle 225 \rangle$ 方向最好,在这个方向上预言的频率漂移幅度比实验值低一个数量级。此外,对于这两种方向,先前理论预言的温度系数是正的,即当温度升高时,谐振频率也升高,而实验显示的温度系数却是负的。这些作者曾指出,这些矛盾来源于过去的理论没有严格考虑样品的饱和磁化强度一般与外加磁场不平行的情况。但是,他们提供的一个铁磁共振公式十分繁杂,包含三十个不显的角函数,不是一个便于讨论的解析形式。而且他们误认为表达式中的 $\tau f_1/f_2$ 项 (这里 τ 相当于本文中的 e , $f_1 = \cos \theta$, $f_2 = \sin \theta$) 是过去理论未考虑的产生上述矛盾的最主要项。其实,这一项的主要部分是一级近似项,在 Bickford^[6] 和 Artman^[7] 的一级近似理论中早已考虑到了。

* 1975 年 2 月 8 日收到。

为了更清楚地讨论问题, 本文作了二级小角近似, 导出了更精确的铁磁共振的解析式, 从而解除了过去理论与实验不一致的矛盾; 并且证明, 在所有温度补偿方向中 $\{010\}$ 晶面内的 $\langle 8013 \rangle$ 方向是唯一的最佳补偿方向, 而 $\{1\bar{1}0\}$ 晶面内的 $\langle 225 \rangle$ 方向则是唯一的最差的补偿方向, 前者的温度补偿效果比后者好两倍多. 理论结果还指明, 在较低频率下, 各向异性场的影响相对增大, 应该对温度补偿方向与 $\langle 001 \rangle$ 轴间的夹角作较大的修正. 根据这些结果, 可以方便地计算出外加磁场沿修正的补偿方向时 YIG 器件的温度特性. 这些结果在 YIG 器件设计和调试中可能是重要的. 此外所导出的铁磁共振公式在精确的磁性测量中也有一定意义.

一、二级小角近似下铁磁共振的一般表达式

在早期的考虑了磁晶各向异性影响的单晶铁磁共振理论中, 曾假设饱和磁化强度 $\mathbf{M}$ 和外加恒磁场 $\mathbf{H}$ 平行的近似情况^[5]. 后来又考虑了实际上 $\mathbf{M}$ 不平行于 $\mathbf{H}$ 的一般情况, 而在一级小角近似下, 将 $\mathbf{M}$ 与 $\mathbf{H}$ 的夹角看成正比于 $\left| \frac{K_1}{M} \right| / H$, 对 $\{100\}$ 和 $\{110\}$ 这两类晶面的最早的共振表达式作了修正^[6,7]; 所得结果是目下广为应用的. 但在精确测量和实际应用中, 愈来愈发现这些结果的近似程度已不能满足要求. 在一般情形下, 考虑到 $\mathbf{M}$ 不平行于 $\mathbf{H}$, 求解精确的铁磁共振表达式是相当困难的. 本文采用二级小角近似, 计算 $\mathbf{M}$ 与 $\mathbf{H}$ 夹角时, 计入了 $\left(\frac{K_1}{M} / H \right)^2$ 项的影响, 但仍然假定外加恒磁场比各向异性场大得多, 故饱和磁化强度 $\mathbf{M}$ (球坐标为 θ, φ) 与外加磁场 $\mathbf{H}$ (球坐标为 θ_0, φ_0) 的夹角很小. 实际遇到的情况大多满足这个条件. 求解铁磁共振的基本方程是^[8]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \vartheta_c} \{ F_{\theta\theta} F_{\varphi\varphi} - F_{\theta\varphi}^2 \}_{\theta_c \varphi_c}, \quad (1)$$

这里 ω 为谐振频率, $\gamma = \frac{\gamma'}{2\pi} = 2.80 \times 10^6$ 奥⁻¹ 秒⁻¹, γ' 是旋磁比; ϑ_c 与 φ_c 表示 $\mathbf{M}$ 的平衡位置, $F_{\theta\theta}$ 等为自由能的二阶微商. 自由能为

$$\begin{aligned} F &= E - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \\ &= E - MH \{ \sin \theta_0 \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_0) \\ &\quad + \cos \theta_0 \cos \theta \}, \end{aligned} \quad (2)$$

坐标关系见图 1. 这里 E 表示各向异性能, 它可以是磁晶各向异性能, 也可以包括其他类型的各向异性能, 如形状各向异性能等. 令

$$\theta - \theta_0 = \epsilon,$$

$$\varphi - \varphi_0 = \eta.$$

$\mathbf{M}$ 的平衡位置由自由能一阶微商等于零求得

$$\frac{\partial F}{\partial \theta} = \frac{\partial E}{\partial \theta} - MH \{ \sin \theta_0 \cos \theta \cos(\varphi - \varphi_0) - \cos \theta_0 \sin \theta \} = 0, \quad (3)$$

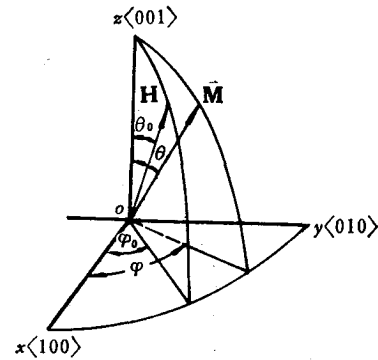


图 1 饱和磁化强度 $\mathbf{M}$ 和外加磁场 $\mathbf{H}$ 的坐标

$$\frac{\partial F}{\partial \varphi} = \frac{\partial E}{\partial \varphi} + MH \sin \theta_0 \sin \theta \sin (\varphi - \varphi_0) = 0. \quad (4)$$

如欲求平衡位置,也即求 ϵ 和 η , 需将(3)和(4)式在 θ_0 和 φ_0 处做级数展开,而只保留 ϵ 和 η 的二次项:

$$-\epsilon - \frac{1}{2} \sin \theta_0 \cos \theta_0 \eta^2 = \frac{1}{MH} \left\{ \frac{\partial E}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \epsilon + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 E}{\partial \theta^3} \epsilon^2 + \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \eta + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 E}{\partial \theta^2 \partial \varphi} \eta^2 + \frac{\partial^3 E}{\partial \theta^2 \partial \varphi} \epsilon \eta \right\}_{\theta_0, \varphi_0}, \quad (5)$$

$$-\sin^2 \theta_0 \eta - \cos \theta_0 \sin \theta_0 \epsilon \eta = \frac{1}{MH} \left\{ \frac{\partial E}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \epsilon + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 E}{\partial \theta^2 \partial \varphi} \epsilon^2 + \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \eta + \frac{1}{2} \frac{\partial^3 E}{\partial \varphi^3} \eta^2 + \frac{\partial^3 E}{\partial \theta \partial \varphi^2} \epsilon \eta \right\}_{\theta_0, \varphi_0}. \quad (6)$$

在一级近似下,由(5)和(6)式得到

$$\begin{aligned} \epsilon &= -\frac{1}{MH} \frac{\partial E}{\partial \theta}, \\ \eta &= -\frac{1}{MH \sin^2 \theta_0} \frac{\partial E}{\partial \varphi}. \end{aligned} \quad (7)$$

此时 ϵ 和 η 正比于各向异性场线性项. 在仅保留各向异性场平方项而忽略更高次项的要求下,(5)和(6)式右边的 ϵ 和 η 的二次项可被略去,因为它们实际上是各向异性场三次方项. 求解(5)和(6)式时采用迭代法. 将(7)式代入到(5)和(6)式中的 ϵ 和 η 二次项,按所定近似度从新方程组求解,则得

$$\epsilon = -\frac{1}{MH} \frac{\partial E}{\partial \theta} + \frac{1}{M^2 H^2} \left\{ \frac{\partial E}{\partial \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} - \frac{\cos \theta_0}{2 \sin^3 \theta_0} \left(\frac{\partial E}{\partial \varphi} \right)^2 + \frac{1}{\sin^2 \theta_0} \frac{\partial E}{\partial \varphi} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right\}_{\theta_0, \varphi_0}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \eta &= -\frac{1}{MH \sin^2 \theta_0} \frac{\partial E}{\partial \varphi} - \frac{1}{M^2 H^2} \left\{ \frac{\cos \theta_0}{\sin^3 \theta_0} \frac{\partial E}{\partial \theta} \frac{\partial E}{\partial \varphi} - \frac{1}{\sin^2 \theta_0} \frac{\partial E}{\partial \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\sin^4 \theta_0} \frac{\partial E}{\partial \varphi} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \right\}_{\theta_0, \varphi_0}. \end{aligned} \quad (9)$$

如果将(8)和(9)式继续代入(5)和(6)式中的 ϵ 和 η 的二次项,则结果显示,在所取近似度下,不会再增加新的项.(8)和(9)式已经是充分的表达式.

进一步的计算是将(1)式中的自由能微商等在 θ_0 和 φ_0 附近作级数展开:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} &= \left\{ \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^3 E}{\partial \theta^3} \epsilon + \frac{\partial^3 E}{\partial \theta^2 \partial \varphi} \eta + MH \left(1 - \frac{1}{2} \epsilon^2 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta_0 \eta^2 \right) \right\}_{\theta_0, \varphi_0}, \\ \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} &= \left\{ \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^3 E}{\partial \varphi^3} \eta + \frac{\partial^3 E}{\partial \theta \partial \varphi^2} \epsilon + MH \sin^2 \theta_0 \left(1 + \cot \theta_0 \epsilon - \frac{1}{2} \epsilon^2 - \frac{1}{2} \eta^2 \right) \right\}_{\theta_0, \varphi_0}, \\ \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} &= \left\{ \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} + \frac{\partial^3 E}{\partial \theta \partial \varphi^2} \eta + \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2 \partial \varphi} \epsilon + MH (\sin \theta_0 \cos \theta_0 \eta - \sin^2 \theta_0 \epsilon \eta) \right\}_{\theta_0, \varphi_0}, \\ \frac{1}{\sin^2 \theta_e} &= \frac{1}{\sin^2 \theta_0} \left(1 - \frac{2 \cos \theta_0}{\sin \theta_0} \epsilon + \frac{1 + 2 \cos^2 \theta_0}{\sin^2 \theta_0} \epsilon^2 \right). \end{aligned} \quad (10)$$

将这些关系代入方程(1)中,只保留至各向异性场平方项;并再利用(8)和(9)式,略去高次项,则最后得到

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = & H^2 + \frac{H}{M} \left\{ \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} + \cot \theta \frac{\partial E}{\partial \theta} \right\} \\ & + \frac{1}{M^2} \left\{ \cot^2 \theta \left(\frac{\partial E}{\partial \theta} \right)^2 - \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial E}{\partial \theta} \frac{\partial^3 E}{\partial \theta \partial \varphi^2} + \frac{2 \cos \theta}{\sin^3 \theta} \frac{\partial E}{\partial \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \frac{\partial E}{\partial \theta} \frac{\partial^3 E}{\partial \theta^3} \right. \\ & - \frac{1}{\sin^4 \theta} \left(\frac{\partial E}{\partial \varphi} \right)^2 + \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} \frac{\partial E}{\partial \varphi} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} - \frac{1}{\sin^4 \theta} \frac{\partial E}{\partial \varphi} \frac{\partial^3 E}{\partial \varphi^3} - \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial E}{\partial \varphi} \frac{\partial^3 E}{\partial \theta^2 \partial \varphi} \\ & \left. + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \frac{1}{\sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

注意,这里已把 θ 和 φ 的角标“0”去掉了,它们在这里及下面都表示外加磁场方向。(11)式就是二级小角近似下任意晶轴方向铁磁共振的通式,准确到各向异性场的平方项。其中各向异性场一次项的部分是与一级近似的结果相同的^[7],但平方项部分却增加了许多新的成份。这表明二级近似仅给平方项以修正。但是,后面将看到,这种修正是很重要的。

二、立方结构单晶铁磁体的共振表达式

对于铁磁单晶球,其退磁能与方向无关,故(2)式中的 E 只包含磁晶各向异性能。对立方对称铁磁体:

$$E = \frac{K_1}{4} (\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi) + \frac{K_2}{4} \sin^4 \theta \cos^2 \theta \sin^2 2\varphi. \quad (12)$$

将其相应的各阶微商代入公式(11),就得到立方对称铁磁体球形样品在任何晶轴方向的铁磁共振表达式:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H^2 + H \left(\frac{K_1}{M} f_1 + \frac{K_2}{M} f_3 \right) + \frac{K_1^2}{M^2} f_2 + \frac{K_1 K_2}{M^2} f_4 + \frac{K_2^2}{M^2} f_5. \quad (13)$$

这里 f_i 是外加磁场方向 (θ, φ) 的函数。对于多数单晶器件所用的 YIG 类铁氧体材料,通常有 $\left| \frac{K_1}{M} \right| \gg \left| \frac{K_2}{M} \right|$ 。为简单起见,下面只列出前三个函数:

$$f_1 = \frac{1}{16} [9 + 20 \cos 2\theta + 35 \cos 4\theta + (15 - 20 \cos 2\theta + 5 \cos 4\theta) \cos 4\varphi], \quad (14)$$

$$\begin{aligned} f_2 = & \left(\frac{3385}{1024} + \frac{63}{64} \cos 2\theta + \frac{405}{256} \cos 4\theta - \frac{27}{64} \cos 2\theta \cos 4\theta - \frac{1485}{1024} \cos 8\theta \right) \\ & + \left(\frac{21}{256} - \frac{27}{16} \cos 2\theta + \frac{117}{64} \cos 4\theta + \frac{3}{16} \cos 2\theta \cos 4\theta - \frac{105}{256} \cos 8\theta \right) \cos 4\varphi \\ & + \left(\frac{-525}{1024} + \frac{45}{64} \cos 2\theta - \frac{105}{256} \cos 4\theta + \frac{15}{64} \cos 2\theta \cos 4\theta - \frac{15}{1024} \cos 8\theta \right) \cos 8\varphi, \end{aligned} \quad (15)$$

$$f_3 = \frac{1}{64} (1 + 13 \cos 2\theta + 7 \cos 4\theta - 21 \cos 2\theta \cos 4\theta) + \frac{1}{64} (15 - 13 \cos 2\theta - 23 \cos 4\theta + 21 \cos 2\theta \cos 4\theta) \cos 4\varphi. \quad (16)$$

当 $\varphi = 0$ 时, (13) 式化为 $\{010\}$ 晶面内铁磁共振公式:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H^2 + H \left[(3 + 5 \cos 4\theta) \frac{K_1}{2M} + (1 - \cos 4\theta) \frac{K_2}{4M} \right] + [23 + 24 \cos 4\theta - 15 \cos 8\theta] \frac{K_1^2}{8M^2}; \quad (17)$$

当 $\varphi = \pi/4$ 时, (13) 式简化为 $\{1\bar{1}0\}$ 晶面内铁磁共振公式:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H^2 + H \left[(-3 + 20 \cos 2\theta + 15 \cos 4\theta) \frac{K_1}{8M} + (-7 + 13 \cos 2\theta + 15 \cos 4\theta - 21 \cos 2\theta \cos 4\theta) \frac{K_2}{32M} \right] + [347 + 432 \cos 2\theta - 84 \cos 4\theta - 48 \cos 2\theta \cos 4\theta - 135 \cos 8\theta] \frac{K_1^2}{128M^2}. \quad (18)$$

这里略去了函数 f_4 和 f_5 部分。这再次更清楚地看出, 含各向异性场一次项部分与过去的一级近似理论一致^[7], 但二次项部分有很大不同。值得指出的是, 由(17)和(18)式计算出的主晶轴 $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ 方向的共振公式所包含的各向异性场一次项和二次项, 它们都是与一级近似理论以及最早在 M 平行 H 的假设下计算的结果相一致的。这是可以预料的。因为在这些主轴方向, 各向异性能取极值, 其一阶微商均为零, 由(8)和(9)式可看出, $\varepsilon = \eta = 0$, 即外加磁场沿主轴方向时, 只要它的强度大于饱和磁化场, 磁化强度矢量总是与其平行。

图 2 示出 $\{1\bar{1}0\}$ 类晶面内按一级近似理论和本文计算的共振磁场与方位角关系的比

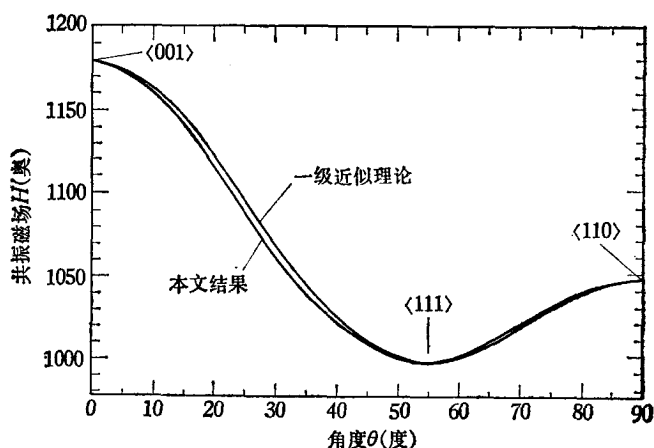


图 2 $\{1\bar{1}0\}$ 类晶面内共振磁场与方位角的关系(一级近似理论与本文结果的比较)计算中取 $K_1/M = -55$ 奥 (Ga-YIG), K_2/M 被略去, 频率 $\omega = 3000$ 兆赫

较. 各向异性场数值选自一种掺 Ga 的 YIG 材料的室温值, K_2/M 被略去, 频率选在 3000 兆赫. 由图 2 可见, 在远离主晶轴方向时, 一级近似理论与二级近似结果有相当大的差别. 工作频率越低, 各向异性场越大, 这种差别就越明显.

三、YIG 器件中磁晶各向异性场影响的消除

作为上述结果的应用, 这里讨论一下 YIG 微波器件中来源于磁晶各向异性场的温度不稳定性的消除问题.

1. 磁晶各向异性场温度补偿轨迹面

由 (13) 式看出, YIG 器件的调谐频率依赖于磁晶各向异性场, 后者的温度变化使器件呈现温度不稳定性, 其中起主要作用的是 K_1/M 项. 忽略与 K_2/M 相关的项, (13) 式变为

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H^2 + H \frac{K_1}{M} f_1 + \frac{K_1^2}{M^2} f_2. \quad (19)$$

当 $H \gg \left|\frac{K_1}{M}\right|$, 则

$$\frac{\omega}{\gamma} = H + \frac{K_1}{M} \frac{f_1}{2} + \frac{K_1^2}{M^2 H} \left(\frac{f_2}{2} - \frac{f_1^2}{8}\right). \quad (20)$$

按多数文章的定义, 各向异性场温度补偿方向由 (14) 式等于零决定^[9]:

$$9 + 20 \cos 2\theta + 35 \cos 4\theta + (15 - 20 \cos 2\theta + 5 \cos 4\theta) \cos 4\varphi = 0. \quad (21)$$

由此确定的补偿方向的轨迹大致是以 $\langle 001 \rangle$ 为轴张开角约为 30° 的锥面. 由立方对称性可知, 这种锥体共有三对. 在这些锥面上的任何晶向都是温度补偿方向, 其具体球坐标由 (21) 式决定. 例如 $\varphi = 0$ 时, $\{100\}$ 晶面内的温度补偿轴在 $\theta_c = 31^\circ 43'$, 即几乎是 $\langle 8013 \rangle$ 方向; $\varphi = \pi/4$ 时, $\{1\bar{1}0\}$ 晶面内的温度补偿轴在 $\theta_c = 29^\circ 40'$, 几乎是 $\langle 225 \rangle$ 方向.

2. 最佳温度补偿轴

由 (13) 式看出, 即使在温度补偿方向, 仍然有其它依赖于温度的各向异性场项, 其中最主要的是 K_1^2/M^2 项; 它虽比含 K_1/M 的项小很多, 但其影响是不能忽略的, 特别是在低频和低温情况下, 因 $K_1^2/M^2 H$ 变得相当大, 以至严重地影响器件的稳定性. 因此, 必须确定在所有温度补偿方向中哪一个方向是最佳的. 当实验指明了 $\langle 8013 \rangle$ 轴比 $\langle 225 \rangle$ 好之后^[3,4], 也曾有人提出是否还有更好的补偿方向的问题. 由 (19) 式看出, 这个问题相当于在所有温度补偿轴中, 哪一个具有最小的 f_2 值. 在 (21) 式的约束下对 (15) 式求极值, 则得到极值条件

$$\sin 4\varphi = 0.$$

在 $\pi/2$ 范围内得到的解是

$$\varphi = 0 \quad \text{或} \quad \varphi = \pi/4.$$

可以证明, $\varphi = 0$ 相应于 f_2 具有极小值, 而 $\varphi = \pi/4$ 相应于 f_2 具有极大值. 要同时满足 (21) 式, (15) 式总须取正值, 不能是等于零的解. 因此, 这就从理论上断定, 在 $\{010\}$ 面内

的〈8013〉是唯一最佳的温度补偿轴,而在{110}面内的〈225〉方向则是唯一最差温度补偿轴. 将 $\vartheta_c = 31^\circ 43'$ 和 $\vartheta_c = 29^\circ 40'$ 分别代入(17)和(18)式,可得到〈8013〉及〈225〉方向的铁磁共振公式. 当 $H \gg \left| \frac{K_1}{M} \right|$ 时,

$$\langle 8013 \rangle \quad \frac{\omega}{\gamma} = H + 0.20 \frac{K_2}{M} + 0.80 \frac{K_1^2}{M^2 H}, \quad (22)$$

$$\langle 225 \rangle \quad \frac{\omega}{\gamma} = H - 0.04 \frac{K_2}{M} + 2.70 \frac{K_1^2}{M^2 H}. \quad (23)$$

由此可见,考虑了 K_1^2/M^2 项的影响,〈8013〉方向的温度补偿效果比〈225〉方向好两倍多. 对于 YIG, 又因 K_2/M 是负的,它在〈8013〉方向恰与 K_1^2/M^2 项部分地相抵消,而在〈225〉方向则情况恰相反,因此,〈8013〉方向的温度稳定性更提高了一些. 顺便指出,由于 K_1^2/M^2 项的系数是正的,当外加磁场不变而温度升高时,谐振频率随 $\left| \frac{K_1}{M} \right|$ 的减小而降低,呈现负温度系数. 上述结果都与实验观测相符.

但是,对于 $\left| \frac{K_2}{M} \right|$ 值相当大的材料和较高操作频率,致使 $\left| \frac{K_2}{M} \right| \gg \frac{K_1^2}{M^2 H}$ 时,情况就不同了. 由(22)和(23)式可见,这时〈225〉方向要比〈8013〉方向好. 但温度稳定性最佳的方向应是令(14)和(16)两式同时等于零所得的解. 这个解接近于 $\theta = 30^\circ$, $\varphi = 32^\circ$. 当外磁场沿此方向时, K_1/M 和 K_2/M 项的影响同时消失. 不过,对目前应用的各种 YIG 类材料 $\left| \frac{K_2}{M} \right|$ 都很小,都不曾出现这种情况.

3. 一级近似计算的结果

当外加磁场在{010}类面或{110}类面内的温度补偿方向时,按过去一级近似计算所得铁磁共振频率为

$$\langle 8013 \rangle \quad \frac{\omega}{\gamma} = H + 0.20 \frac{K_2}{M} - 0.72 \frac{K_1^2}{M^2 H}, \quad (24)$$

$$\langle 225 \rangle \quad \frac{\omega}{\gamma} = H - 0.04 \frac{K_2}{M} - 0.108 \frac{K_1^2}{M^2 H}. \quad (25)$$

由此得到的结论是〈225〉方向比〈8013〉方向好得多. 而且由于 K_1^2/M^2 项前的系数是负的,而 $\frac{d}{dT} \left(\frac{K_1^2}{M^2} \right) < 0$, 故频率的温度系数是正的. 这些都与实验不符^[4].

4. 非线性项的影响

由(20), (22) 和 (23) 式还可以看到,因 K_1^2/M^2 项的影响,外加磁场和共振频率不再保持线性关系,这就损害了 YIG 器件的调谐线性度. 在低微波频率下,外磁场低,非线性项 $K_1^2/M^2 H$ 的影响相对地增大. 例如,设所用的是 $\left| \frac{K_1}{M} \right| = 50$ 奥的材料和 1400 兆赫的频率,则在〈8013〉方向将有 11.2 兆赫的非线性偏差,而在〈225〉方向将有 37.8 兆赫的非线

性偏差. 由此也可看出, 工作于 $\langle 8013 \rangle$ 方向时 YIG 器件的调谐线性度要比 $\langle 225 \rangle$ 方向优越得多.

5. 温度补偿方向的进一步修正

在大多数情况, K_1^2/M^2H 项的影响很大; 特别对于低微波频率器件, 因外磁场较低, 同时所使用的低饱和磁化强度材料(如 Ga-YIG 及 BiCaVIG 等) 在室温或稍低于室温的 $\left|\frac{K_1}{M}\right|$ 值比纯 YIG 的还大, 其结果是 K_1^2/M^2H 的影响非常大, 甚至几乎不存在有实用意义的温度补偿方向. 为减小这一项的影响, 需要利用 K_1/M 项来作补偿. 修正的温度补偿方向可由下式确定:

$$\frac{K_p}{M} f_1 + \frac{K_p^2}{M^2 H_p} f_2 = 0, \quad (26)$$

$$f_1 - m f_2 = 0,$$

$$m = \left| \frac{K_p}{M} \right| / H_p = \gamma \left| \frac{K_p}{M} \right| / \omega_p. \quad (27)$$

这里用角标 p 表示为确定补偿方向而选取的值. 在实际应用的微波单晶器件中, $m = 0.01 \sim 0.2$. 当 $m > 0.2$ 时, 本文导出的铁磁共振公式已不适用. 此时需要考虑 $(K_1/M)^3$ 项; 不过 m 大到这样的程度时已不存在有实用价值的温度补偿方向了.

图 3 示出 $\{010\}$ 类晶面和 $\{1\bar{1}0\}$ 类晶面内修正的温度补偿方向和定向参数 m 的关系.

可以看到, 当 $m = 0$ 时, 补偿发生在 $\langle 8013 \rangle$ 类和 $\langle 225 \rangle$ 类方向. 当 m 增大时, 修正的温度补偿方向与 $\langle 001 \rangle$ 轴的夹角都变小, $\{010\}$ 类面内修正的补偿方向随 m 变化的速度比 $\{1\bar{1}0\}$ 类面内的要小些; 这当然是有益的. 一级近似的计算结果却反此, 所预言的补偿角随 m 的增大而增大, 并且 $\{1\bar{1}0\}$ 类面内修正的补偿角变化极小. 下面将看到, 这些都与实验不符. 图中的实验点是根据 Tokheim 等的实验数据大致确定的^[4]. 他们并未明确指出补偿方向的修正问题, 而是利用一种定向滤波器, 通过实验确定出具有较好温度稳定性的方向. 在 $\{110\}$ 类面内, 对于纯 YIG 球的 3—11 千兆赫滤波器,

实验确定的较好的温度补偿轴在 $\theta_c = 29^\circ$; 对于掺 Ga 的 YIG 球的 1—11 兆赫滤波器, 较好的补偿方向在 $\theta_c = 25.2^\circ$. 在 $\{010\}$ 类面附近, 用 Ga-YIG 球的 2—10 千兆赫滤波器, 测

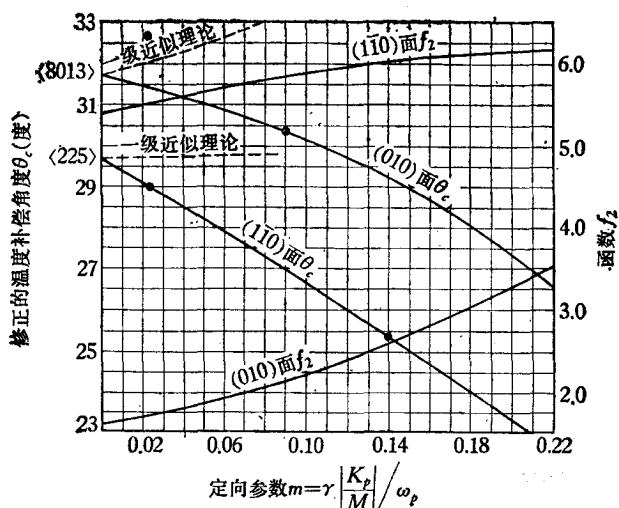


图 3 $\{010\}$ 类和 $\{1\bar{1}0\}$ 类晶面内修正的各向异性场温度补偿方向和定向参数 m 的关系 ($m = \gamma \left| \frac{K_p}{M} \right| / \omega_p$ 随频率和温度而变) 图中还会对对应于不同 m 值选定了 θ_c 值之后按(15)式计算的 f_2 值. 实验点是根据 Tokheim 等的实验数据大致确定的^[4]

定的较好补偿方向在 $\varphi = 3.8^\circ$, $\theta_c = 30.3^\circ$; 对于用纯 YIG 球的 3—11 千兆赫滤波器, 则补偿方向在 $\varphi = 1.4^\circ$, $\theta_c = 32.7^\circ$. 这些结果基本上与这里的理论分析是一致的: 随着滤波器向低频扩展和材料的各向异性场增大, 较好的补偿方向与 $\langle 001 \rangle$ 轴的夹角变小; 而在 $\{110\}$ 类面内则方位角的变化较大, 对温度补偿是不利的. 唯一的例外是所列的最后一个结果, 它与第三例相比, 似乎误差的可能性很大. 这是因为在较高频率下, 用纯 YIG 材料时, 频率的温度漂移较小, 补偿方向的确定易受其他因素的影响.

在实际定向时, 为了使器件在整个频率和温度范围内的不稳定性落在所允许的界限内, 可为单晶 YIG 球选取某个折衷的 m 值, 频率被选在中间偏下, 例如 $\omega_p \leq \sqrt{\omega_1 \omega_2}$, 其中 ω_1 和 ω_2 为器件的上下操作频带; 材料的 K_1/M 可选用工作温度范围的偏低温边的量值.

6. 工作于修正的补偿方向时 YIG 器件的温度特性

由于 m 是频率和温度的函数, 故并不存在可补偿到温度系数等于零的方向. 由(20)式, 共振频率随温度变化的部分为

$$\frac{\delta\omega}{\gamma} = \frac{1}{2} f_1 \frac{K_1}{M} + \left(\frac{f_2}{2} - \frac{f_1^2}{8} \right) \frac{K_1^2}{M^2 H}.$$

在修正的温度补偿方向, f_1 和 f_2 满足(26)式, 并且 $f_1^2/8 \ll f_2/2$, 这部分变为

$$\delta\omega = \frac{\gamma^2 f_2}{2} \left| \frac{K_1}{M} \right| \left[\left| \frac{K_1}{M} \right| \frac{1}{\omega} - \left| \frac{K_p}{M} \right| \frac{1}{\omega_p} \right]. \quad (28)$$

文献[4]曾提出了类似的公式, 但因未能给出 f_2 的解析形式, 故除非引入可调整参数, 很难计算温度关系. 注意, 这里的 $\delta\omega$ 是频率偏离于 $\omega = \gamma H$ 的总偏差, 它既包括由各向异性场引起的非线性频偏, 又包括温度变化引起的频移. 如果温度保持不变, 例如室温, 不同频率下的非线性频偏值为

$$\delta\omega_k = \frac{\gamma^2 f_2}{2} \left| \frac{K_k}{M} \right| \left[\left| \frac{K_k}{M} \right| \frac{1}{\omega} - \left| \frac{K_p}{M} \right| \frac{1}{\omega_p} \right]. \quad (29)$$

其中 K_k/M 表示在室温的 K_1/M 值. 在实际作不同温度实验时, 观测频率的温度漂移常以室温共振频率为参考标准. 温度改变时, 共振频率相对于室温值的变化为

$$\Delta\omega_T = \frac{\gamma^2 f_2}{2} \left| \frac{K_1}{M} \right| \left[\left| \frac{K_1}{M} \right| \frac{1}{\omega} - \left| \frac{K_p}{M} \right| \frac{1}{\omega_p} \right] - \delta\omega_k, \quad (30)$$

这相应于实际观测的结果.

设计 YIG 器件时, 如果选定了调谐频率范围和 YIG 材料, 预先估算其温度特性是很重要的. 由于磁晶各向异性场剩余影响的不稳定性可以这样估算: 选取适当的 ω_p 和 K_p/M 值, 计算定向参数 m ; 由图 3 查到修正的补偿方向 θ_c , 将 θ_c 代入(15)或(17)和(18)式, 计算 f_2 的值(在图 3 中也有 f_2 的值, 可直接查到); 参考温度一般可取室温; 计算 $\delta\omega_k$. 利用不同温度下材料的 K_1/M 值, 按(30)式即可计算出器件的温度特性. 作为一个例子, 对于 1—9 千兆赫器件(用 Ga-YIG, $4\pi M = 360$ 高斯), 外磁场沿 $\{100\}$ 类和 $\{110\}$ 类晶面内的修正补偿方向时($\theta_c = 30^\circ 22'$ 和 $25^\circ 20'$, 它们分别接近于 $\langle 10, 0, 17 \rangle$ 和 $\langle 113 \rangle$

方向),其温度特性见图 4。由于 Ga-YIG 的低温各向异性场很大,在 1 千兆赫的温度频移相当大,它已超出实用范围。这些理论曲线与文献[4]的实验及分析结果符合得很好。由图 4 可见, {100} 类晶面内的补偿方向的温度稳定性比 {110} 类晶面内的情况好得多。这就是说,前面所讲的最佳温度补偿方向,即 {100} 类晶面内的补偿轴,经过修正后,在所有经修正的方向中仍然是最佳的。

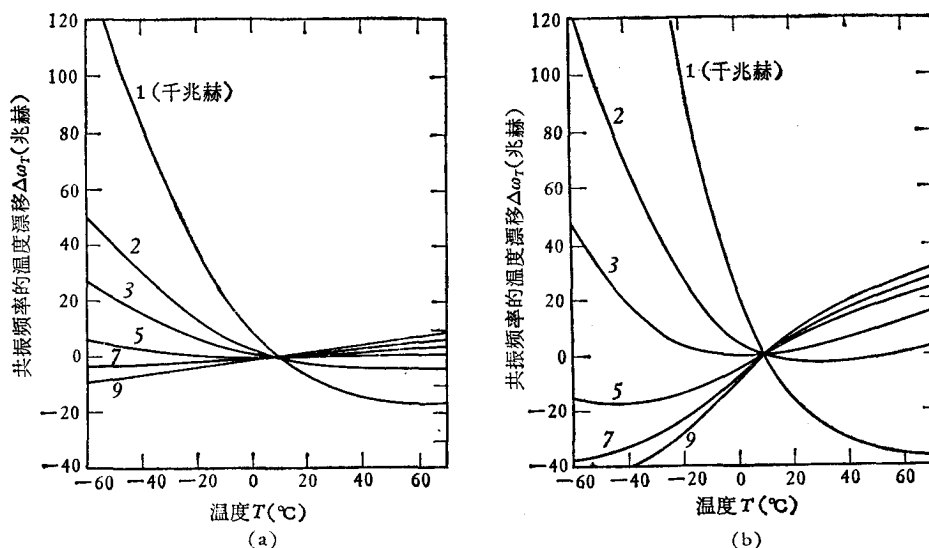


图 4 YIG 器件工作于修正的温度补偿方向时的温度特性

(a) 磁场沿 {010} 类晶面内补偿方向, $\theta_c = 30^\circ 22'$, 接近于 $\langle 10, 0, 17 \rangle$ 方向, $m = 0.093$, $\left| \frac{K_p}{M} \right| = 100$ 奥, $\omega_p = 3000$ 兆赫; (b) 磁场沿 {110} 类晶面内补偿方向, $\theta_c = 25^\circ 20'$, 接近于 $\langle 113 \rangle$ 方向, $m = 0.14$, $\left| \frac{K_p}{M} \right| = 100$ 奥, $\omega_p = 2000$ 兆赫。调谐范围 1—9 千兆赫, 用 Ga-YIG 材料, $4\pi M = 360$ 高斯。各向异性场 $\left| \frac{K_1}{M} \right|$ (奥) = 125(-40°C), 100(-20°C), 75(0°C), 65(10°C), 55(20°C), 43(40°C), 34(60°C)^[4]

用纯 YIG 单晶、工作于高微波频率(例如大于 4 千兆赫)的器件,定向参数 m 往往小于 0.05。此时在 {100} 类晶面内补偿方向的角修正量与定向误差近于相等,对补偿方向作修正,已无明显意义;仍取 $\langle 8013 \rangle$ 方向,也是允许的。但对用 Ga-YIG 单晶、低频边带低于 3 千兆赫的器件,对补偿方向加以修正常常是必要的。例如按理论估算,3—9 千兆赫的 Ga-YIG 滤波器,在 -20—60°C 范围,以 {100} 晶面内的修正的温度补偿轴工作时,频率的最大温度漂移为 6 兆赫,而以未修正的 $\langle 8013 \rangle$ 方向工作时,则为 12 兆赫。

7. 在低微波频率的困难

在低微波频率 YIG 器件中,材料的各向异性场较大;例如,饱和磁化强度为 360 高斯的掺 Ga 的 YIG 在 -20°C 时, $\left| \frac{K_1}{M} \right| = 100$ 奥。在 1000 兆赫, $m = 0.28$, 已经不存在有实用意义的补偿方向,此外还有非线性的严重影响。这些给低频应用带来很大困难。这在图 4 中也显示出来。克服这些困难的办法之一是将 YIG 球恒定地置于较高温度。但最彻底的解决办法应该是研制一种新材料,它既具有满足低频要求的低饱和磁化强度以

及低的共振线宽、又具有近于零的磁晶各向异性场。目前,在某些复合石榴石铁氧体中掺 In, Zr, Sn 等已经看到了这种要求的可能性。由于各向异性场近于零,这些多晶材料的线宽只有数奥^[10,11]。现在的任务是制成这些材料的优质单晶;这当然又会遇到一定的困难。

参 考 文 献

- [1] J. Clark *et al.*, *IEEE Trans. on M. T. T.*, MTT-11 (1963), 447.
- [2] E. Czerlinsky *et al.*, *J. A. P.*, 36 (6) (1965), 1799.
- [3] R. E. Tokheim *et al.*, *IEEE Trans. on Mag.*, MAG-6 (1970), 583.
- [4] R. E. Tokheim, G. F. Johnson, *IEEE Trans. on Mag.*, MAG-7 (1971), 267.
- [5] C. Kittel, *Phys. Rev.*, 73 (1948), 155; *ibid.*, 76 (1949), 743.
- [6] L. R. Bickford, *Phys. Rev.*, 78 (1950), 449.
- [7] J. O. Artman, *Phys. Rev.*, 105 (1957), 62.
- [8] H. Suhl, *Phys. Rev.*, 97 (1955), 555.
- [9] C. R. Buffler, *Electronics Letters*, 2 (3) (1966), 116.
- [10] H. J. Van Hook *et al.*, *J. A. P.*, 40 (1969), 4001.
- [11] G. Winkler *et al.*, *Philips Res. Repts.*, 27 (1972), 151.

ON THE OPTIMUM COMPENSATION OF THE TEMPERATURE INSTABILITIES CAUSED BY THE MAGNETOCRYSTALLINE ANISOTROPY FIELD IN YIG MICROWAVE DEVICES

JIA WEI-YI ZHANG PENG-XIANG

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

More precise analytic expressions for ferromagnetic resonance of single crystals are calculated, the approximation being carried to terms quadratic in the magnetocrystalline anisotropy field. On the basis of these, the problem of the compensation of the temperature instabilities of single crystal YIG microwave devices, caused by the variations of the anisotropy field, is discussed. Significant corrections to the temperature compensation directions that have been in use are introduced. Formulae for the calculation of the temperature characteristics of YIG devices with the applied magnetic field in the corrected compensation directions are given.