

垂直泵的结构对 YIG 单晶薄膜的第二级自旋波不稳定性临界场的影响

张 有 震

上海科技大学物理系, 上海, 201800

陈 明

Department of Physics, Colorado State University, Colorado, 80523, U. S. A.

1990 年 7 月 23 日收到

本文采用 Schlömann 和 Patton 方法, 进一步讨论铁氧体椭球样品的第二级自旋波不稳定性过程. 给出薄膜样品的第二级自旋波不稳定性临界场的表示式, 它与 Anderson-Suhl 公式有所不同. 对 YIG 单晶薄膜样品在 3 种不同垂直泵结构下临界场的计算表明: 对于 3 种结构计算的临界场与实验结果一致, 而且理论上和实验上给出的临界场值与线性极化微波磁场的取向有密切关系.

PACC: 7650

一、引 言

Damon 和 Bloembergen 首先在铁氧体中观察到铁磁共振的饱和现象^[1,2]. Suhl 用自旋波不稳定性过程解释了这种现象, 并对垂直泵下圆极化微波磁场激发的旋转椭球和圆盘样品给出了计算第二级自旋波不稳定性临界场的公式^[3,4]. Schlömann 发展了平行泵理论, 并对垂直泵下第一级自旋波不稳定性过程作了详细的研究^[5,6]. Patton 将 Schlömann 理论推广运用到斜泵下的一般椭球样品^[7]. 按照文献 [7] 给出的公式, 要确定第一级自旋波不稳定性临界场值, 关键是要寻找自旋波的耦合系数 $G_k^{(1)}$. 第一级自旋波不稳定性过程是考虑一致进动振幅 α_0 的一次项与自旋波 α_k 的耦合, 而第二级自旋波不稳定性过程要考虑一致进动振幅 α_0 的二次项与自旋波 α_k 的耦合, 因此要寻找 $G_k^{(2)}$.

第二级自旋波不稳定性临界场是铁氧体在高功率微波频段应用的一个重要的参数, 正确计算和测定实际样品的临界场值已成为磁学和微波工程技术工作者共同关心的问题. 文献 [8] 和 [9] 报道了在低占空因数的脉冲微波功率下, 采用标准信号平均技术对 YIG 单晶薄膜样品在 3 种不同场结构组成的垂直泵: 第一种是直流磁场平行于样品平面, 微波磁场垂直于样品平面. 第二种是直流磁场和微波磁场都平行于样品平面, 但互相垂直. 第三种是直流磁场垂直于样品平面, 微波磁场平行于样品平面. 从测量得到的铁磁共振线宽随微波磁场振幅的变化关系, 确定了第二级自旋波不稳定性临界场的实验值.

本文遵照文献[6]和[7]采用的方法,从理论分析上获得了椭球样品在垂直泵下计算第二级自旋波不稳定性临界场的一般表示式,并将这个计算式推广运用到 YIG 单晶薄膜样品,获得了铁氧体薄膜样品在 3 种不同场结构组成的垂直泵下临界场的表示式.采用这些式子计算得到的临界场值与文献[9]报道的实验结果相符合,并且理论计算值和实验结果表明,第二级自旋波不稳定性临界场值与作用在样品上微波磁场的取向有密切关系.对于第二和第三种场结构的垂直泵,微波磁场都处于样品的平面内,两种情况下得到的临界场的计算值和实验值都十分接近,而且它们都比第一种场结构获得的计算值和实验值要小一些,这些结果与文献[7]中 Patton 的预言一致.

二、自旋波不稳定性的基本理论

对于一个均匀磁化到饱和的小椭球样品,在无阻尼情况下,磁化矢量的运动方程可以写成

$$\frac{d\mathbf{a}(\mathbf{r})}{dt} = -\gamma \mathbf{a}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (1)$$

式中单位矢量 $\mathbf{a}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r})}{M}$, 可以用傅里叶级数表示为

$$\mathbf{a}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{a}_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$$

当忽略晶体的结晶各向异性时,总的有效场 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 可以写成

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_0 + \mathbf{H}_{\text{dip}} + \mathbf{H}_{\text{ex}}.$$

1. 一致进动模

遵照文献[6]的方法,静磁场 $\mathbf{H}_0$ 在椭球样品的 z 轴方向时,作用在样品上的内场为

$$\begin{aligned} H &= H_0 - N_x 4\pi M; \\ h_{x,y} &= h_0^{x,y} - N_{x,y} 4\pi M \alpha_0^{x,y}. \end{aligned} \quad (2)$$

微波磁场 h_0 可以用指数形式来表示

$$\begin{aligned} h_0^x &= h_{L0}^x + h_{A0}^x = \frac{h_0}{2} \alpha_x [e^{i(\omega t + \delta_x)} + e^{-i(\omega t + \delta_x)}]; \\ h_0^y &= h_{L0}^y + h_{A0}^y = \frac{h_0}{2} \alpha_y [e^{i(\omega t + \delta_y)} + e^{-i(\omega t + \delta_y)}]; \\ h_0^z &= h_{L0}^z + h_{A0}^z = \frac{h_0}{2} \alpha_z [e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}], \end{aligned} \quad (3)$$

式中 h_0 的脚标“L”和“A”分别表示“拉莫尔”和“反拉莫尔”转动.当微波磁场 h_0 的初始相位 $\delta_x = \delta_y = 0$ 和方向余弦 $\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2 = 1$ 时,微波磁场 h_0 为线性极化波.

当 $k = 0$ 时,表示一致进动.由(1)–(3)式可求得

$$\begin{aligned} \alpha_0^z &= \frac{\gamma h_0}{2(XY - \omega^2)} [(\alpha_x Y e^{i\delta_x} + i\omega \alpha_y e^{i\delta_y}) e^{i\omega t} + (\alpha_x Y e^{-i\delta_x} - i\omega \alpha_y e^{-i\delta_y}) e^{-i\omega t}] \\ &= \alpha_{L0}^z e^{i\omega t} + \alpha_{A0}^z e^{-i\omega t}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\alpha_0^y &= \frac{\gamma h_0}{2(XY - \omega^2)} [(\alpha_y X e^{i\delta_y} - i\omega\alpha_x e^{i\delta_x})e^{i\omega t} + (\alpha_y X e^{-i\delta_y} + i\omega\alpha_x e^{-i\delta_x})e^{-i\omega t}] \\ &= \alpha_{L0}^y e^{i\omega t} + \alpha_{A0}^y e^{-i\omega t},\end{aligned}\quad (4)$$

则一致进动的振幅为

$$\alpha_0 = \frac{\gamma h_0}{2} (q_L e^{i\omega t} + q_A e^{-i\omega t}) = \alpha_{L0} e^{i\omega t} + \alpha_{A0} e^{-i\omega t}, \quad (5)$$

式中

$$\alpha_{L0} = \frac{\gamma h_0}{2} q_L; \quad \alpha_{A0} = \frac{\gamma h_0}{2} q_A, \quad (6)$$

$$q_L = \frac{(\omega + Y)\alpha_x e^{i\delta_x} + i(\omega + X)\alpha_y e^{i\delta_y}}{XY - \omega^2};$$

$$q_A = -\frac{(\omega - Y)\alpha_x e^{i\delta_x} + i(\omega - X)\alpha_y e^{i\delta_y}}{XY - \omega^2}, \quad (7)$$

$$X = \gamma(H + 4\pi MN_x); \quad Y = \gamma(H + 4\pi MN_y). \quad (8)$$

2. 自旋波运动方程及其不稳定性临界条件

当 $k \approx 0$ 时, Schlömann 获得了自旋波 α_k 的运动方程^[6], 并将该方程通过 Holstein-Primakoff 变换^[10], 采用新的变量 $b_k (= \lambda_k \alpha_k + \mu_k \alpha_k^*)$ 来表示运动方程, 当计入阻尼时, 运动方程可以写成

$$\frac{db_k}{dt} = i(\Omega_k b_k + G_k b_k^*), \quad (9)$$

式中 $\Omega_k = \omega_k + i\eta_k$, η_k 为自旋波 b_k 的弛豫率, 它与自旋波线宽 ΔH_k 的关系为 $\eta_k = \gamma \Delta H_k / 2$, G_k 表示自旋波 b_k 与 b_k^* 之间的耦合系数。在足够大的微波磁场振幅激励下, 能导致自旋波振幅随时间增加而不稳定地增长。文献 [6] 和 [7] 给出

$$G_k = \frac{e^{i2\phi_k}}{2\omega_k} [D_k(A_k + \omega_k)e^{-i\phi_k} + D_k^*(A_k - \omega_k)e^{i2\phi_k} - B_k(C_k + C_k^*)], \quad (10)$$

式中

$$\begin{aligned}A_k &= \gamma H + \gamma D k^2 + \frac{1}{2} \omega_m \sin^2 \theta_k; \quad B_k = \frac{1}{2} \omega_m \sin^2 \theta_k; \\ C_k &= -\frac{1}{2} \omega_m \sin \theta_k \cos \theta_k (\alpha_0 e^{-i\phi_k} + \alpha_0^* e^{i\phi_k}) \\ &\quad + \frac{1}{4} \omega_m [2N_z + 3(\cos^2 \theta_k - 1)] \alpha_0 \alpha_0^* + \frac{1}{2} h \alpha_0^*; \\ D_k &= \frac{1}{2} \gamma D k^2 \alpha_0 - \omega_m \sin \theta_k \cos \theta_k e^{i\phi_k} \alpha_0 \\ &\quad + \frac{1}{4} \omega_m (2 \cos^2 \theta_k \alpha_0^2 - \sin^2 \theta_k e^{i\phi_k} \alpha_0 \alpha_0^*) + \frac{1}{2} h \alpha_0,\end{aligned}\quad (11)$$

$$\omega_k = (A_k^2 - B_k^2)^{1/2} = [(\gamma H + \gamma D k^2)(\gamma H + \gamma D k^2 + \omega_m \sin^2 \theta_k)]^{1/2}, \quad (12)$$

式中 $\omega_m = \gamma 4\pi M$, θ_k 为自旋波波矢 $\mathbf{k}$ 与 z 轴方向的夹角, ϕ_k 为波矢 $\mathbf{k}$ 在 x - y 平面内的投影与 x 轴的夹角, 旋磁比 $\gamma = 1.76 \times 10^7 \text{Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, D 为交换作用参数, 对 YIG

材料 $D \approx 5 \times 10^{-9} \text{Oe} \cdot \text{cm}^2$.

采用文献[7]对 b_k 和 G_k 的处理方法,可以得到自旋波不稳定性的临界条件为

$$P_n = -\eta_k + \sqrt{|G_k^{(n)}|^2 + \left(\omega_k - \frac{n\omega}{2}\right)^2} = 0. \quad (13)$$

当 $n = 1$ 时,相应于第一级自旋波不稳定性过程,文献[7]对这种情况已作了详细的讨论,并给出了第一级自旋波不稳定性临界场的计算公式。 $n = 2$ 为对应于第二级自旋波不稳定性过程。由(13)式可知,当 $\omega_k = \omega$ 时,要使 $P_2 = 0$,则必须要求 $\eta_k = |G_k^{(2)}|$ 。当 $|G_k^{(2)}| > \eta_k$ 时, $P_2 > 0$, 自旋波振幅随时间增加而指数增长。因此要确定第二级自旋波不稳定性临界场,关键是要计算耦合系数 $G_k^{(2)}$ 。由(10)式, $G_k^{(2)}$ 可以写成

$$G_k^{(2)} = \frac{e^{i2\phi_k}}{2\omega_k} [D_k^{(2)}(A_k + \omega_k)e^{-i2\phi_k} + D_k^{*(2)}(A_k + \omega_k)e^{i2\phi_k} - B_k(C_k^{(2)} + C_k^{*(2)})]. \quad (14)$$

当 $n = 2$ 时,对(11)式中的 C_k 和 D_k 取含有 $e^{i2\omega t}$ 调谐项的系数得

$$\begin{aligned} C_k^{(2)} + C_k^{*(2)} &= \frac{\omega_m}{2} [2N_s + 3\cos^2\theta_k - 1]\alpha_0\alpha_0^* + \frac{1}{2}\gamma(h_L\alpha_{L0}^* + h_A^*\alpha_{L0}) \\ &= \left(\frac{\gamma h_0}{2}\right)^2 \left\{ \frac{1}{2}\omega_m(2N_s + 3\cos^2\theta_k - 1)q_Lq_A^* \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2}[(q_L + q_A^*)\alpha_x e^{i\delta_x} + (q_A^* - q_L)i\alpha_y e^{i\delta_y} \right. \\ &\quad \left. - \omega_m(Q_Lq_A^* + Q_A^*q_L)] \right\}; \\ D_k^{(2)} &= \left(\frac{1}{2}\gamma Dk^2 + \frac{\omega_m}{2}\cos^2\theta_k\right)\alpha_{L0}^2 - \frac{1}{4}\omega_m\sin^2\theta_k e^{i2\phi_k}\alpha_{L0}\alpha_{A0}^* + \frac{\gamma h_L\alpha_{L0}}{2}; \\ D_k^{*(2)} &= \left(\frac{1}{2}\gamma Dk^2 + \frac{\omega_m}{2}\cos^2\theta_k\right)(\alpha_{A0}^2)^* - \frac{1}{4}\omega_m\sin\theta_k e^{-i2\phi_k}\alpha_{L0}\alpha_{A0}^* + \frac{\gamma h_A^*\alpha_{A0}^*}{2}, \quad (15) \end{aligned}$$

式中 h_L 为以拉莫尔旋转的内交变磁场的复数振幅, h_A^* 为以反拉莫尔旋转的内交变磁场的复数振幅取共轭。作用在样品上的内交变磁场可以写成

$$h = h_L e^{i\omega t} + h_A e^{-i\omega t} = h_+ + h_-.$$

由

$$\begin{aligned} h_+ &= h_{L0}^x + ih_{L0}^y - 4\pi M(N_x\alpha_{L0}^x + iN_y\alpha_{L0}^y); \\ h_- &= h_{A0}^x + ih_{A0}^y - 4\pi M(N_x\alpha_{A0}^x + iN_y\alpha_{A0}^y), \end{aligned}$$

可得

$$\begin{aligned} h_L &= \frac{h_0}{2} [(\alpha_x e^{i\delta_x} + i\alpha_y e^{i\delta_y}) - \omega_m Q_L]; \\ Q_L &= \frac{\alpha_x(N_x Y + N_y \omega) e^{i\delta_x} + i\alpha_y(N_x \omega + N_y X) e^{i\delta_y}}{XY - \omega^2}, \quad (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} h_A^* &= \frac{h_0}{2} [(\alpha_x e^{i\delta_x} - i\alpha_y e^{i\delta_y}) - \omega_m Q_A^*]; \\ Q_A^* &= \frac{\alpha_x(N_x Y - N_y \omega) e^{i\delta_x} + i\alpha_y(N_x \omega - N_y X) e^{i\delta_y}}{XY - \omega^2}. \quad (17) \end{aligned}$$

将 (15)–(17) 式代入 (14) 式得

$$\begin{aligned}
 G_k^{(2)} = & \left(\frac{\gamma h_0}{2} \right)^2 \frac{e^{i2\phi_k}}{4\omega} \{ (A_k + \omega) q_L [(\gamma D k^2 + \omega_m \cos^2 \theta_k) q_L + \alpha_x e^{i\delta_x} \\
 & + i\alpha_y e^{i\delta_y} - \omega_m Q_L] e^{-i2\phi_k} + (A_k - \omega) q_A^* [(\gamma D k^2 + \omega_m \cos^2 \theta_k) q_A^* \\
 & + \alpha_x e^{i\delta_x} - i\alpha_y e^{i\delta_y} - \omega_m Q_A^*] e^{i2\phi_k} - B_k [q_L (\alpha_x e^{i\delta_x} - i\alpha_y e^{i\delta_y}) \\
 & + q_A^* (\alpha_x e^{i\delta_x} + i\alpha_y e^{i\delta_y}) + 2(\gamma H_0 + \gamma D k^2 + \omega_m \cos^2 \theta_k) q_L q_A^* \\
 & - \omega_m (Q_L q_A^* + Q_A^* q_L)] \} = \left(\frac{\gamma h_0}{2} \right)^2 \frac{e^{i2\phi_k}}{4\omega} W. \quad (18)
 \end{aligned}$$

由 $|G_k^{(2)}| = \gamma \Delta H_k / 2$, 可以求出对应自旋波状态 $(\omega_k = \omega, \theta_k, \phi_k)$ 的临界场为

$$h_{cr} = 2 \sqrt{\frac{2\Delta H_k \omega}{\gamma |W|}}, \quad (19)$$

式中

$$\begin{aligned}
 W = & (A_k + \omega) q_L [(\gamma D k^2 + \omega_m \cos^2 \theta_k) q_L + \alpha_x e^{i\delta_x} + i\alpha_y e^{i\delta_y} - \omega_m Q_L] e^{-i2\phi_k} \\
 & + (A_k - \omega) q_A^* [(\gamma D k^2 + \omega_m \cos^2 \theta_k) q_A^* + \alpha_x e^{i\delta_x} - i\alpha_y e^{i\delta_y} - \omega_m Q_A^*] e^{i2\phi_k} \\
 & - B_k [q_L (\alpha_x e^{i\delta_x} - i\alpha_y e^{i\delta_y}) + q_A^* (\alpha_x e^{i\delta_x} + i\alpha_y e^{i\delta_y}) + 2(\gamma H_0 + \gamma D k^2 \\
 & + \omega_m \cos^2 \theta_k) q_L q_A^* - (Q_L q_A^* + Q_A^* q_L) \omega_m]. \quad (20)
 \end{aligned}$$

三、YIG 单晶薄膜的自旋波不稳定性临界场

上面给出计算小椭球样品的第二级自旋波不稳定性临界场的 (19) 式, 根据文献 [7], 可以将它推广到不同极化性质的微波磁场和一些特定形状的样品上使用. 为了便于把理论计算值与文献 [9] 中的实验结果相比较, 这里仅讨论 YIG 单晶薄膜圆片样品在垂直泵下的第二级自旋波不稳定性临界场, 样品是处于互相垂直的线性极化微波磁场和直流磁场的共同作用下, 垂直泵由以下 3 种不同场结构所组成:

1. 直流磁场平行于样品平面, 微波磁场垂直于样品平面, 如图 1 所示. 在这种场结构

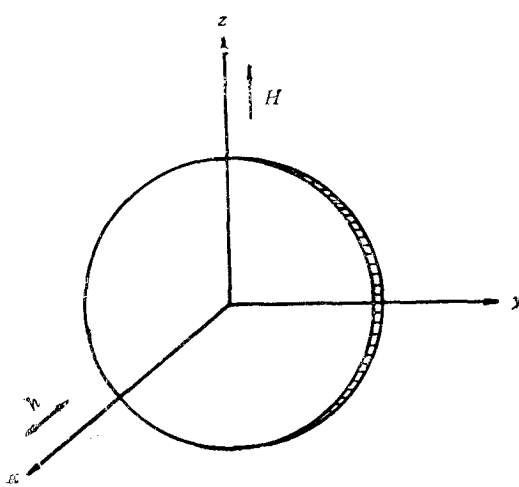


图 1

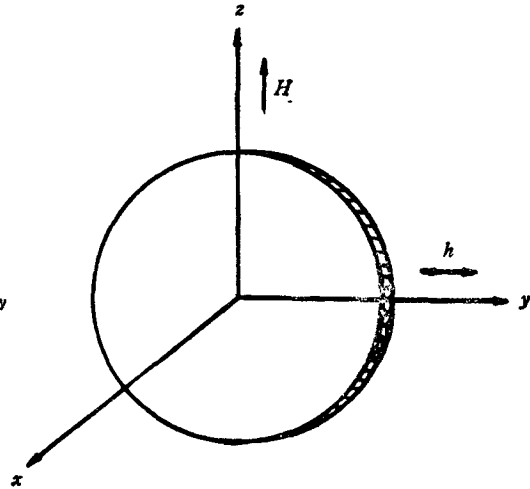


图 2

下,

$$\begin{aligned}\alpha_x &= 1, \alpha_y = \alpha_z = 0, \delta_x = 0, \\ N_x &= 1, N_y = N_z = 0, \theta_k = 0,\end{aligned}$$

θ_k 最小时, $|W|$ 最大, h_{cr} 最小. (20) 式可以简化为

$$|W^{(2)}| = 2\omega |q_L| |(\omega + \omega_m - \gamma H)q_L + 1 - \omega_m Q_L|. \quad (21)$$

在共振时,

$$q_L = -i \frac{\gamma H + \omega}{\gamma \Delta H \omega}; \quad Q_L = -i \frac{H}{\Delta H \omega}. \quad (22)$$

将 (21) 和 (22) 式代入 (19) 式得

$$h_{cr}^{(1)} = \frac{2\omega \Delta H}{\gamma} \sqrt{\frac{\Delta H_k}{\left(H + \frac{\omega}{\gamma}\right) \left(\frac{\omega^2}{\gamma^2} + 4\pi M_s - H^2\right)}}. \quad (23)$$

2. 直流磁场和微波磁场都平行于样品平面, 但互相垂直, 如图 2 所示. 这种场结构下,

$$\begin{aligned}\alpha_y &= 1, \alpha_x = \alpha_z = 0, \\ N_x &= 1, N_y = N_z = 0, \\ \delta_y &= 0, \theta_k = 0, \\ |W_2^{(2)}| &= 2\omega |q_L| |(\omega + \omega_m - \gamma H)q_L + i - \omega_m Q_L|.\end{aligned} \quad (24)$$

共振时,

$$q_L = \frac{\omega + \omega_m + \gamma H}{\gamma \Delta H \omega}; \quad Q_L = \frac{1}{\Delta H}, \quad (25)$$

将 (24) 和 (25) 式代入 (19) 式得

$$h_{cr}^{(2)} = \frac{2\omega \Delta H}{\gamma} \sqrt{\frac{\Delta H_k}{\left(\frac{\omega}{\gamma} + H + 4\pi M_s\right) \left[\frac{\omega^2}{\gamma^2} + 4\pi M_s \frac{\omega}{\gamma} + (4\pi M_s)^2 - H^2\right]}}. \quad (26)$$

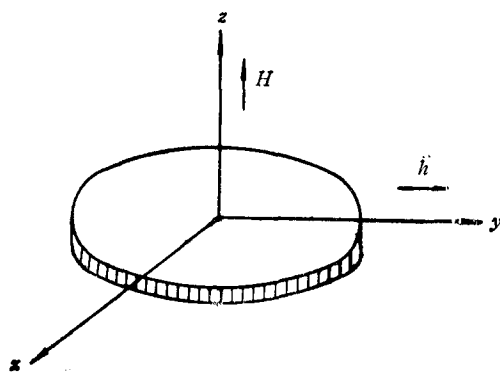


图 3

3. 直流磁场垂直于样品平面, 微波磁场平行于样品平面, 如图 3 所示. 这种场结构下,

$$\begin{aligned}\alpha_y &= 1, \alpha_x = \alpha_z = 0, \\ N_x &= 1, N_y = N_z = 0, \\ \delta_y &= 0, \theta_k = 0, \\ |W_3^{(2)}| &= 2\omega |q_L| |\omega_m q_L + i|.\end{aligned} \quad (27)$$

共振时,

$$q_L = \frac{2}{\gamma \Delta H}; \quad Q_L = 0. \quad (28)$$

将 (27) 和 (28) 式代入 (19) 式得

$$h_{cr}^{(3)} = \Delta H \sqrt{\frac{\Delta H_k}{4\pi M_s}}. \quad (29)$$

文献[9]中给出 YIG 单晶薄膜样品的饱和磁化强度 $4\pi M_s$ 为 1750 G, 自旋波线宽 $\Delta H_k = 0.5$ Oe, 在第一和第二种场结构中样品的共振线宽测量值为 2 Oe, 第三种场结构中 $\Delta H = 1.7$ Oe, 微波磁场角频率 $\omega = 2\pi f$, 工作频率 f 为 9.18 GHz. 将给定的这些参数值代入(23),(26)和(29)式, 得到3种场结构下临界场的计算值分别为 38.4, 29.4 和 29 mOe. 而文献[9]中, 对 YIG 单晶薄膜样品, 在这3种场结构下得到临界场的实验值分别为 31, 23 和 23 mOe. 因此对 YIG 单晶薄膜样品的第二级自旋波不稳定性临界场的理论计算值与实验结果相符合。

四、讨 论

(23)和(26)式与文献[9]中给出的自旋波临界场的计算式略有不同, 本文给出的式子更严格一些。(29)式与文献[9]中的(5)式完全相同, 但与文献[4]中给出的对圆盘样品的临界场计算公式有所不同。在 Anderson-Suhl 的公式中, 考虑在一定的条件下, 铁磁共振吸收曲线的畸变仅由一致进动模的磁化强度和退磁场的改变所引起的, 得到的临界场公式仅与共振线宽 ΔH 和饱和磁化强度 $4\pi M_s$ 有关。但(29)式不仅与 ΔH 和 $4\pi M_s$ 有关, 而且与自旋波线宽 ΔH_k 有关。说明 YIG 单晶薄膜样品在这种结构组成的垂直泵下, 高功率铁磁共振非线性效应不仅受一致进动模本身及一致进动模与自旋波耦合的影响, 而且受自旋波之间相互耦合的影响, 导致高功率下样品的损耗增加。采用(29)式计算得到的临界场值为 29 mOe, 与文献[9]的实验结果 23 mOe 相接近。如果用 Anderson-Suhl 公式计算 YIG 单晶薄膜样品, 得到的临界场为 66 mOe, 与文献[9]的实验结果偏离较大。

从上述3种场结果下得到的 YIG 单晶薄膜样品临界场的理论计算值和实验值可以看出, 当微波磁场平行于样品平面时, 直流磁场不论是平行还是垂直于样品平面, 由(26)和(29)式得到的临界场值十分接近, 而两者对应的实验值又相同。并且在这两种场结构下, 临界场的计算值和实验值都比微波磁场垂直于样品平面时获得临界场的计算值和实验值要小一些。因此在理论上和实验上都表明, 第二级自旋波不稳定性临界场值与作用在样品上的微波磁场的取向有密切关系。微波磁场在样品平面内激发自旋波不稳定的增长要比垂直于样品平面的情况来得容易, 这个结论与文献[7]中 Patton 的预言一致。

本工作曾得到美国科罗拉多州大学应用磁学实验室 C. E. Patton 教授的支持和帮助, 作者在此表示衷心的感谢。

- [1] R. W. Damon, *Rev. Mod. Phys.*, **25**(1953), 239.
- [2] N. Bloembergen and S. Wang, *Phys. Rev.*, **93**(1954), 72.
- [3] H. Suhl, *J. Appl. Chem. Solids*, **1**(1957), 209.
- [4] P. W. Anderson and H. Suhl, *Phys. Rev.*, **100**(1955), 1788.
- [5] E. Schlömann, J. J. Green and U. Milano, *J. Appl. Phys.*, **31**(1960), 3865.
- [6] E. Schlömann, Raythen Rep. No. R-48 (1959), unpublished.
- [7] C. E. Patton, *J. Appl. Phys.*, **40**(1969), 2837.
- [8] Y. T. Zhang, C. E. Patton and M. V. Kogekar, *IEEE Trans. Mag.*, **22**(1986), 993.
- [9] Y. T. Zhang, C. E. Patton and G. Srinivasan, *J. Appl. Phys.*, **63**(1988), 5433.
- [10] T. Holstein and H. Primakoff, *Phys. Rev.*, **58**(1940), 1098.

EFFECT OF THE PERPENDICULAR PUMPING CONFIGURATIONS ON THE SECOND-ORDER SPIN-WAVE INSTABILITY THRESHOLD IN SINGLE CRYSTAL YIG FILMS

ZHANG YOU-TING

Department of Physics, Shanghai University of Science and Technology, Shanghai, 201800

CHEN MING

Department of Physics, Colorado State University, Colorado, 80523, U. S. A.

(Received 23 July 1990)

ABSTRACT

This paper is to further discuss the second-order spin-wave instability processes for the ferrite sample of ellipsoidal shape using Schlömann and Patton methods. The theoretical expressions of the second-order spin-wave instability threshold for film samples are different from Anderson-Suhl formula. The threshold calculations for single crystal YIG films under three different perpendicular pumping configurations show that the calculated thresholds are reasonably consistent with the experimental results for three configurations, and the threshold values given theoretically and experimentally are in close relationship with the orientation of the linearly polarized microwave magnetic field.

PACC: 7650

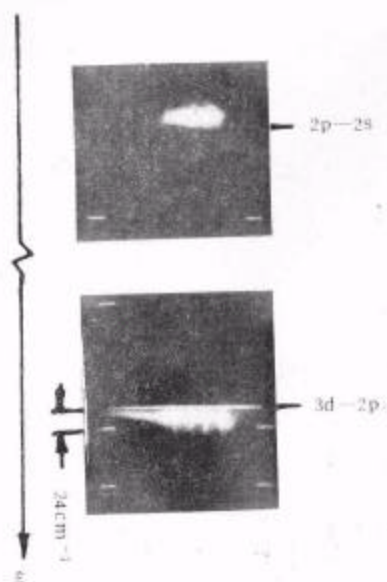


图5 一般参量振荡输出谱 抽运波与锂原子 $2s-3d$ 严格共振; 每个脉冲能量 8mJ ; 锂原子密度为 $1.7 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$

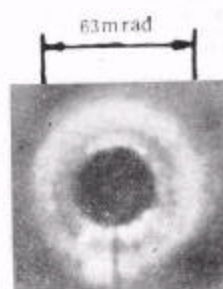


图6 一般参量振荡讯号波 (ω_s) 的角锥辐射抽运光与锂原子 $2s-3d$ 严格双光子共振; 每个脉冲能量 10mJ ; 锂原子密度为 $1.5 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$

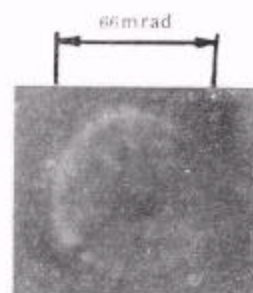


图7 注入参量振荡讯号波的角锥辐射抽运波每个脉冲能量 42mJ ; 锂原子密度为 $1.4 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$; 种子激光相对 $2p-2s$ 调偏为 0.7nm



图9 注入参量振荡讯号波 (ω_s) 的光谱 抽运光稍偏离 $2s-3d$ 双光子共振 (调偏 -0.01nm); 每个脉冲能量 7mJ ; 种子激光波长 671.4nm ; 锂原子密度为 $6.8 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$



图11 双光子严格共振条件下注入参量振荡讯号波附近的光谱 每个抽运光脉冲能量 7mJ ; 锂原子密度为 $6.8 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$; 种子激光波长为 672.3nm



图12 放大自发辐射被一般参量振荡抑制的情形 锂原子密度为 $1.7 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$; 自上而下抽运波每个脉冲能量分别为 $8, 10, 15$ 和 21mJ

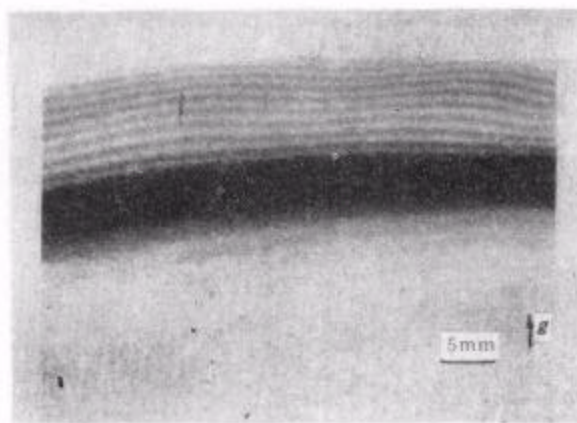
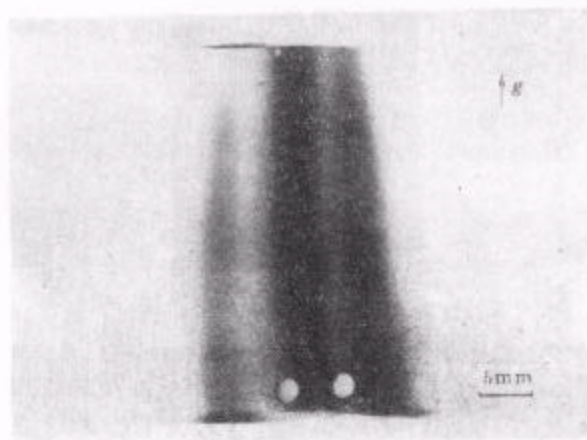
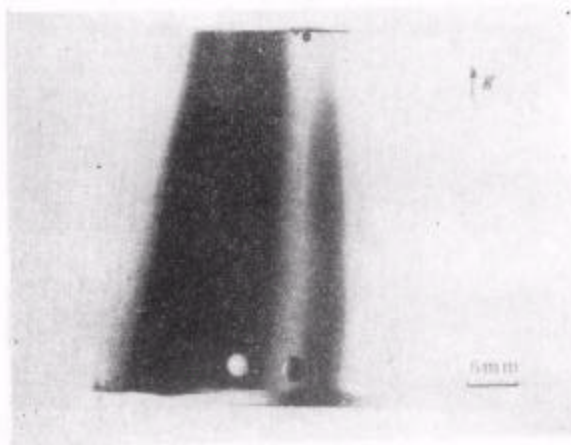


图1 样品 GaAs 224, 衍射强度分布图 第一晶体 Si 333, 波长 $\lambda = 1.4 \text{ \AA}$



(a) $\lambda = 1.4 \text{ \AA}$



(b) $\lambda = 1.5 \text{ \AA}$

图2 样品 GaAs 224 衍射强度分布图 第一晶体 Si 111