

晶格失配应力对单晶  $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$  膜磁畴结构的影响

郝俊祥 杨青慧 张怀武 文岐业 白飞明 钟智勇 贾利军 马博 吴玉娟

Effect of lattice mismatch stress on magnetic domain of epitaxial single crystal  $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$  film

Hao Jun-Xiang Yang Qing-Hui Zhang Huai-Wu Wen Qi-Ye Bai Fei-Ming Zhong Zhi-Yong Jia Li-Jun Ma Bo Wu Yu-Juan

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 117801 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180192

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180192>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I11>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[磁光材料 Verdet 常数贡献性的讨论](#)

Contributions to Verdet constant of magneto-optical materials

物理学报.2017, 66(18): 187801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.187801>

[三维介观超导环的涡旋结构](#)

Vortex pattern in three-dimensional mesoscopic superconducting rings

物理学报.2016, 65(4): 047501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.047501>

[利用扫描透射 X 射线显微镜观测磁涡旋结构](#)

STXM observation and quantitative study of magnetic vortex structure

物理学报.2015, 64(19): 197502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.197502>

[利用磁致发光曲线研究 Rubrene 器件中激子分裂和湮没过程](#)

Investigation of excitons fission and annihilation processes in Rubrene based devices by utilizing magneto-electroluminescence curves

物理学报.2015, 64(17): 177801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.177801>

# 晶格失配应力对单晶 $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ 膜磁畴结构的影响\*

郝俊祥 杨青慧<sup>†</sup> 张怀武 文岐业 白飞明 钟智勇 贾利军  
马博 吴玉娟

(电子科技大学微电子与固体电子学院, 成都 610054)

(2018年1月26日收到; 2018年3月15日收到修改稿)

利用液相外延工艺在钐石榴石衬底上制得了单晶  $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$  膜, 研究了晶格失配应力对其磁畴结构的影响. 研究发现, 生长速率越快, 膜的晶格常数越大; 晶格失配应力可以在一定范围内调整膜的垂直各向异性; 随着晶格失配应力由较大张应力逐渐转变为较大压应力, 磁畴形状先由磁泡畴转变成迷宫畴, 然后转变为过渡态部分弯曲的条状畴, 最终转变为整齐排列的条状畴; 失配应力同时对畴宽也有影响, 膜受到的失配应力越大, 畴宽越大. 这一实验研究对基于控制晶格失配应力来调控单晶膜的各向异性和磁畴结构有指导意义.

**关键词:** 晶格失配应力, 磁畴, 液相外延, 单轴各向异性

**PACS:** 78.20.Ls, 85.70.Sq, 75.70.Kw, 75.30.Gw

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180192

## 1 引言

钇铁石榴石膜具有优越的磁性能和广泛的应用范围, 是研究最充分的磁性薄膜材料之一. 薄膜的易磁化轴一般在面内, 但石榴石薄膜可利用单轴各向异性较强的  $\text{Bi}^{3+}$  或其他稀土离子取代十二面体位的  $\text{Y}^{3+}$  离子, 从而实现易磁化轴垂直于膜面, 这一特性不仅在磁泡存储器<sup>[1-3]</sup>和磁光器件等<sup>[4,5]</sup>方面得到应用, 而且在自旋电子学领域也具有很大的发展前景<sup>[6]</sup>. 但薄膜单轴磁各向异性的控制一直是应用过程中的关键挑战之一. 液相外延(LPE)工艺可以使外延膜感生出单轴各向异性, 有利于石榴石膜的垂直各向异性产生, 成为了实现石榴石膜垂直磁化的一种关键制造技术<sup>[7]</sup>. 然而LPE工艺对外延膜与衬底之间的晶格匹配要求较高, 尤其是在厚膜制备工艺中, 晶格失配情况是外延厚膜能否成功的关键因素<sup>[8]</sup>.

LPE石榴石膜一般选择钐石榴石(GGG)衬底, 因为GGG衬底同属石榴石, 其力学和化学性质与石榴石匹配, 且其晶格常数与钇铁石榴石差别不大, 但在GGG衬底上LPE石榴石膜仍属于异质外延. 异质外延中难以避免的晶格失配会在薄膜与衬底之间产生晶格失配应力, 从而影响成膜的质量和性质<sup>[9-12]</sup>, 如引起易磁化轴的偏转等. 对于LPE工艺, 在晶格失配情况下, 外延膜的垂直各向异性不仅受到立方磁晶各向异性、生长各向异性和形状各向异性的影响, 而且还受到晶格失配应力的影响. 同时, 失配应力对垂直各向异性的作用也会对磁畴结构产生影响. 如何通过控制失配应力来控制薄膜的单轴各向异性是本文研究的重点. 本文利用LPE工艺在GGG衬底上以不同生长速率制备了  $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$  膜, 生长速率的不同导致了进入薄膜晶格的离子数量有所变化, 从而引起薄膜与衬底间晶格失配应力的变化, 系统分析了晶格失配应力对其磁畴结构的影响, 发现失

\* 国家自然科学基金(批准号: 51472046, 51272036, 51002021, 61131005)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: yangqinghui@uestc.edu.cn

配应力对单轴各向异性的影响是改变磁畴结构的根本原因.

## 2 实 验

利用LPE工艺在GGG(111)衬底上外延了单晶 $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ 膜. 实验中以高纯( $\geq 99.999\%$ )

$\text{Ga}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Tm}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  为原料, 根据配方: $(\text{Bi}_x\text{Tm}_{3-x})(\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y})\text{O}_{12}$  ( $0 < x < 3, 0 < y < 5$ ), 采用R因子配方法<sup>[13]</sup> (Blank-Nielsen系数法) 进行配料得到熔体. 通过控制外延生长的过冷度来控制生长速率 $r$ , 以不同生长速率制得厚度相同(约10  $\mu\text{m}$ )的单晶石榴石 $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ 膜系列. 样品的生长条件及相关信息列于表1.

表1 样品膜的生长条件及相关信息  
Table 1. Growth conditions and related information of sample films.

样品编号	生长速率 $r/\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$	单面膜厚/ $\mu\text{m}$	生长温度/ $^\circ\text{C}$	旋转速率/ $\text{r}\cdot\text{min}^{-1}$	旋转变向时间/s	生长时间/min
1	0.45	9.96	903—902	60	5	22
2	0.65	10.14	899—898	60	5	16
3	0.75	10.67	897—896	60	5	14
4	0.85	10.32	895—894	60	5	12

薄膜的晶格失配情况应用高分辨率X射线衍射仪(HRXRD, D1 Evolution, JVS, Germany) 测量其摇摆曲线表征; 磁滞回线应用振动样品磁强计(VSM, BHV525, IWATSH, Japan) 测量; 磁畴结构由磁光克尔测量系统(MOKE, NanoMOKE3, Durham, UK) 观察退磁态样品膜的极向克尔旋转效应得到, 测试过程中无外加磁场和直流偏场, 测试波长为660 nm.

## 3 结果和讨论

### 3.1 膜内应力分析

对于LPE生长的膜, 生长速率不同直接导致了进入晶格的各离子含量的微小变化, 从而引起薄膜晶格的变化, 进而决定了薄膜与衬底之间的晶格失配变化, 而晶格失配的变化又导致了膜内应力的变化. 图1是测得的以不同生长速率生长的单晶 $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ 膜的HRXRD摇摆曲线, 测试时以衬底GGG(444)衍射峰角 $2\theta_s = 51.073^\circ$ 为中心进行摇摆测试. 由图1可知, 随着生长速率增大, 单晶 $(\text{Bi}_x\text{Tm}_{3-x})(\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y})\text{O}_{12}$ 膜的衍射峰移向较低角度, 说明膜的晶格变大. 因为随着生长速率增大(熔体过冷度增大), 薄膜含量中的 $x$ 变大,  $y$ 微量减小<sup>[14-16]</sup>, 结合膜内离子半径排序:  $\text{Bi}^{3+}(108 \text{ \AA}) > \text{Tm}^{3+}(86.9 \text{ \AA}) > \text{Fe}^{3+}(64 \text{ \AA})$

$> \text{Ga}^{3+}(62 \text{ \AA})$ , 可知膜内 $\text{Bi}^{3+}$ 含量增加导致的晶格膨胀是晶格常数变大的主要原因.

晶格失配 $\Delta a_{\perp} = a_s - a_{f_{\perp}}$ , 其中 $a_{f_{\perp}}$ 为应变状态下外延膜的晶格常数,  $a_s$ 为衬底晶格常数. 所用GGG(111)衬底 $a_s = 12.383 \text{ \AA}$ , 厚度为500  $\mu\text{m}$  (远大于膜厚10  $\mu\text{m}$ , 假设应变过程中衬底晶格常数不变). 已有研究表明<sup>[17-19]</sup>, 当 $\Delta a_{\perp} > 0$ 时, 膜受到张应力, 如图2(a)所示; 当 $\Delta a_{\perp} < 0$ 时, 膜受到压应力, 如图2(b)所示. 其中,  $a_{f_0}$ 为自由状态下膜的晶格常数,  $\varepsilon_{\perp}$ 为垂直膜面方向(面外)的应变,  $\varepsilon_{\parallel}$ 为平行膜面方向(面内)的应变,  $\sigma_{\parallel}$ 为面内应力.

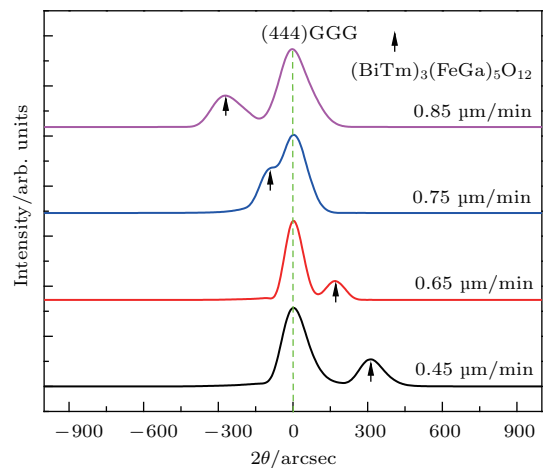


图1 不同生长速率 $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ 膜的摇摆曲线  
Fig. 1. X-ray rocking curves of  $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$  films with different growth rates.

晶格失配  $\Delta a_{\perp}$  与失配应力  $\sigma_{//}$  的计算公式<sup>[20-24]</sup> 为

$$\theta_f = \theta_s + \frac{\Delta\theta}{2}, \quad (1a)$$

$$a_{f\perp} = \frac{\sin\theta_s}{\sin\theta_f} a_s, \quad (1b)$$

$$a_{f0} = a_s - \frac{1-\nu}{1+\nu} \Delta a_{\perp}, \quad (1c)$$

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{a_{f\perp} - a_{f0}}{a_{f0}}, \quad (1d)$$

$$\varepsilon_{//} = -\frac{C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44}}{2(C_{11} + 2C_{12} - 2C_{44})} \varepsilon_{\perp}, \quad (1e)$$

$$\sigma_{//} = 6C_{44} \frac{C_{11} + 2C_{12}}{(C_{11} + 2C_{12} + 4C_{44})} \varepsilon_{//}, \quad (1f)$$

其中  $\theta_f$  为膜的半衍射峰位角;  $\Delta\theta$  为衍射峰位角度

差, 可直接从摇摆曲线中读出;  $\nu = 0.286$  为泊松比; 弹性模量<sup>[25]</sup>  $C_{11} = 2.68 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$ ,  $C_{12} = 1.106 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$ ,  $C_{44} = 0.766 \times 10^{11} \text{ N/m}^2$ .

不同生长速率样品膜的  $\Delta a_{\perp}$  和  $\sigma_{//}$  通过 (1a)–(1f) 式计算, 其结果列于表 2 中.

由表 2 可知, 晶格失配  $\Delta a_{\perp} = (-17.4 \text{—} (+19.5)) \times 10^{-3} \text{ \AA}$  处于 Besser's I 区域内, 热膨胀系数失配对应力的作用可忽略, 膜内应力仅由晶格失配引起,  $\Delta a_{\perp}$  与  $\sigma_{//}$  呈线性相关<sup>[26]</sup>. 此外, 在生长速率  $r = 0.45 \text{ \mu m/min}$  时,  $\Delta a_{\perp} = +19.5 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ , 超出了 LPE 完整膜的晶格失配理论极限<sup>[27]</sup>  $\Delta a_{\perp(\text{per})} = [-18.0 \text{—} (+15.0)] \times 10^{-3} \text{ \AA}$ , 对应膜表面出现了少量裂纹.

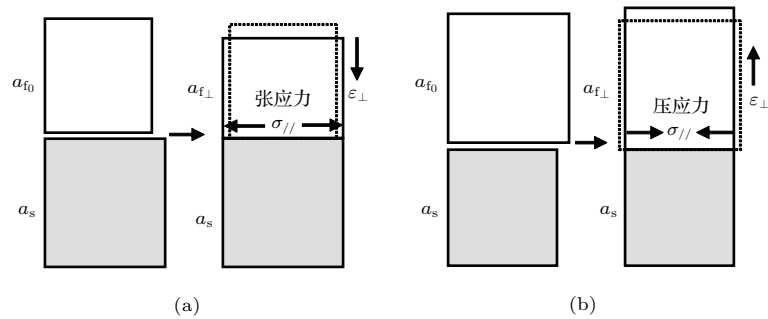


图 2 晶格失配 ( $\Delta a_{\perp}$ ) 下膜内应力 ( $\sigma_{//}$ ) 示意图 (a)  $\Delta a_{\perp} > 0$ ,  $\sigma_{//}$  为张应力; (b)  $\Delta a_{\perp} < 0$ ,  $\sigma_{//}$  为压应力

Fig. 2. Schematic diagram of stress ( $\sigma_{//}$ ) of films with lattice mismatch ( $\Delta a_{\perp}$ ): (a)  $\Delta a_{\perp} > 0$ ,  $\sigma_{//}$  is tensile stress; (b)  $\Delta a_{\perp} < 0$ ,  $\sigma_{//}$  is compressive stress.

表 2 晶格失配 ( $\Delta a_{\perp}$ ) 和应力 ( $\sigma_{//}$ ) 的计算结果

Table 2. Calculation of lattice mismatch ( $\Delta a_{\perp}$ ) and stress ( $\sigma_{//}$ ).

生长速率 $r/\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$	$\Delta\theta/\text{arcsec}$	$a_{f\perp}/\text{\AA}$	$\Delta a_{\perp}/10^{-3} \text{ \AA}$	$a_{f0}/\text{\AA}$	$\varepsilon_{//}/(10^{-4})$	$\sigma_{//}/\text{GPa}$	应力属性
0.45	311	12.3635	+19.506	12.3722	+8.30	+0.235	较大张应力
0.65	170	12.3723	+10.671	12.3771	+4.54	+0.128	张应力
0.75	-89	12.3886	-5.595	12.3861	-2.38	-0.067	压应力
0.85	-277	12.4004	-17.431	12.3927	-7.41	-0.209	较大压应力

### 3.2 磁晶各向异性分析

在磁性材料中, 膜内总体自发磁化矢量  $\mathbf{M}$  直接决定着易磁化轴的取向, 将  $\mathbf{M}$  与膜面法向间夹角定义为  $\theta$ , 如图 3 所示. 总的磁晶各向异性可由磁晶各向异性等效场  $H_K$  表示, (111) 晶面上的单晶  $(\text{Bi}_x\text{Tm}_{3-x})(\text{Ga}_y\text{Fe}_{5-y})\text{O}_{12}$  膜面外  $H_K$  越大, 表明  $\theta$  越小. LPE 单晶石榴石膜的磁晶各向异性主要受到立方磁晶各向异性、感生单轴各向异性、形状磁各向异性和应力磁各向异性的影响<sup>[28]</sup>. 因本文

样品膜厚度较大 (约  $10 \text{ \mu m}$ ), 形状各向异性被忽略.  $H_K$  可表示为<sup>[29-33]</sup>

$$H_K = AK_u^g + BK_u^\lambda + CK_1(x, y), \quad (2a)$$

$$H_A = BK_u^\lambda = \frac{-3\sigma_{//}\lambda_{111}(x, y)}{M}, \quad (2b)$$

$$K_1(x, y) = K_1(0, 0)(1 + 0.08x - 0.76y), \quad (2c)$$

$$\lambda_{111}(x, y) = \lambda_{111}(0, 0)(1 + 0.23x - 0.67y), \quad (2d)$$

其中  $K_u^g$  为生长诱导的单轴各向异性常数;  $K_u^\lambda$  为应力诱导的单轴各向异性常数;  $K_1(x, y)$  为一阶

立方磁晶各向异性常数;  $A, B, C$  分别为  $K_u^g, K_u^l, K_1(x, y)$  的转换系数;  $H_A$  为应力诱导的有效各向异性场;  $\lambda_{111}(x, y)$  为 [111] 晶向的磁致伸缩系数;  $M$  为自发磁化强度. 此外,  $K_1(0, 0) < 0$ , 使得立方晶体的易磁化轴为面外 [6];  $K_u^g > 0$ , 生长诱导的单轴各向异性垂直于膜面 [34];  $\lambda_{111}(0, 0) < 0$ , 张应力  $\sigma_{//} > 0$  (压应力  $\sigma_{//} < 0$ ) 诱导的单轴各向异性垂直于 (平行于) 膜面 [35–38].

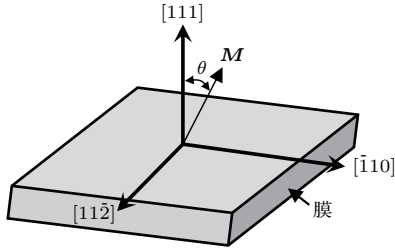


图3 膜内总自发磁化矢量  $M$  取向示意图

Fig. 3. Schematic diagram of total spontaneous magnetization  $M$  orientation in the film.

图4为不同生长速率  $r$  和失配应力  $\sigma_{//}$  样品膜的面内和面外  $M-H$  曲线, 其中  $H_K$  通过磁化曲线交点法得到,  $M_r/M_s$  为面外  $M-H$  曲线的剩磁比,  $H_K$  和  $M_r/M_s$  均列于表3中. 由图4(a)–(d)可知, 所有样品膜的易磁化轴为面外, 总的磁晶各向异性为垂直各向异性.  $M_r/M_s$  和  $H_K$  随着  $\sigma_{//}$  数值的减小而降低, 说明随着膜生长速率增大, 垂直各向异性逐渐降低,  $M$  与膜面法向间夹角  $\theta$  逐渐增大.

由(2a)–(2d)式可知, 随着生长速率增大 ( $x$  增大,  $y$  减少),  $CK_1(x, y)$  和  $AK_u^g$  增大 [39], 有利于使  $\theta$  减小,  $H_K$  增大, 薄膜的易磁化轴应转向面外, 同时更利于形成磁泡畴; 但这与我们的实验数据 (见图4) 相悖. 因此得出结论: 以LPE方法生长的单晶石榴石膜, 其生长速率增加导致的应力各向异性场  $H_A$  在其中发挥了更大的作用, 很大程度上决定了  $H_K$  的改变.  $H_A$  属于  $H_K$  的一部分, 虽然

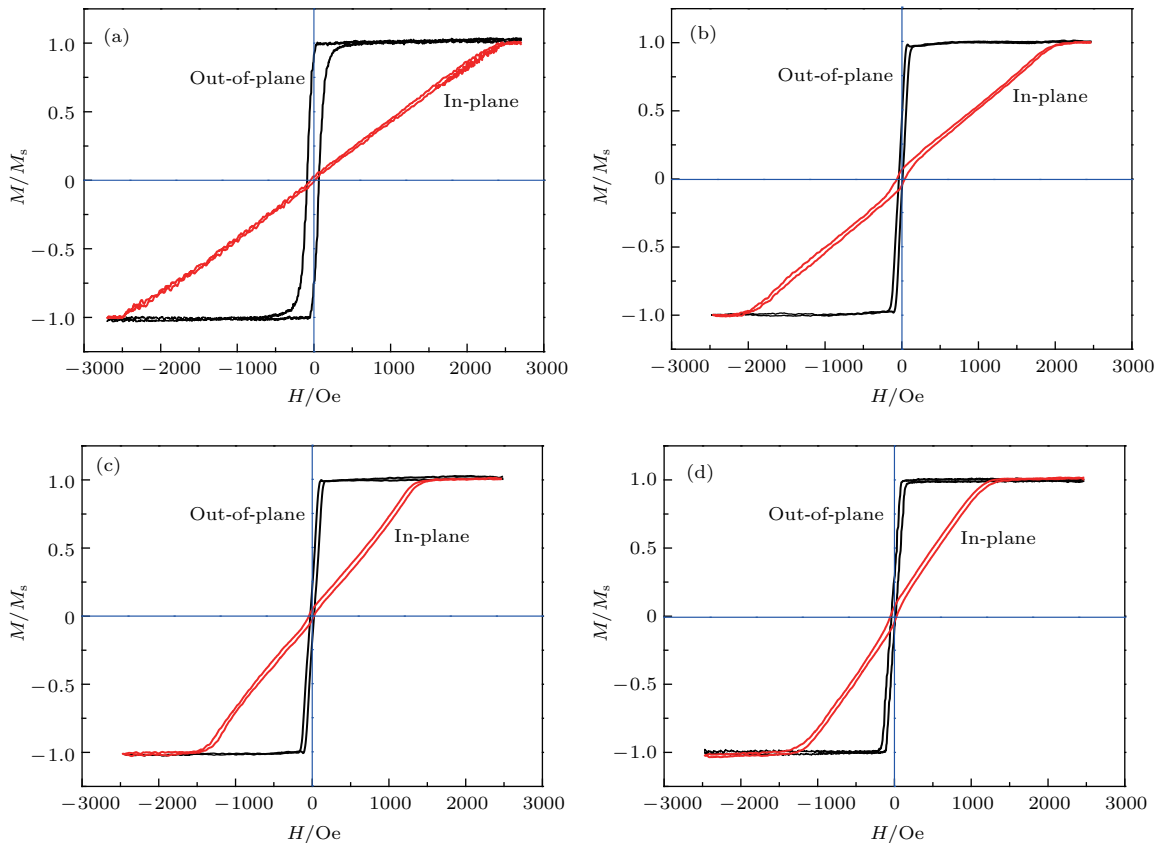


图4 不同生长速率  $r$  和失配应力  $\sigma_{//}$  膜的面外 (黑线) 和面内 (红线) 方向的  $M-H$  曲线 (a)  $r = 0.45 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = +0.235 \text{ GPa}$ ; (b)  $r = 0.65 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = +0.128 \text{ GPa}$ ; (c)  $r = 0.75 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = -0.067 \text{ GPa}$ ; (d)  $r = 0.85 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = -0.209 \text{ GPa}$

Fig. 4. Hysteresis curves of films with different growth rates  $r$  and different mismatch stress  $\sigma_{//}$  along out-of-plane (black) and in-plane (red) directions: (a)  $r = 0.45 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = +0.235 \text{ GPa}$ ; (b)  $r = 0.65 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = +0.128 \text{ GPa}$ ; (c)  $r = 0.75 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = -0.067 \text{ GPa}$ ; (d)  $r = 0.85 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = -0.209 \text{ GPa}$ .

表3 应力诱导的有效各向异性场( $H_A$ )、磁晶各向异性等效场( $H_K$ )和剩磁比( $M_r/M_s$ )

Table 3. Stress-induced effective anisotropy field ( $H_A$ ), total magnetocrystalline anisotropy equivalent field ( $H_K$ ) and remanence ratio ( $M_r/M_s$ ).

生长速率 $r/\mu\text{m}\cdot\text{min}^{-1}$	$\varepsilon_{//}/(10^{-4})$	$\sigma_{//}/\text{GPa}$	应力情况	$H_A/\text{Oe}$	$H_K/\text{Oe}$	$M_r/M_s$
0.45	+8.30	+0.235	较大张应力	542	2400	0.347
0.65	+4.54	+0.128	张应力	118	1955	0.264
0.75	-2.38	-0.067	压应力	-62	1130	0.196
0.85	-7.41	-0.209	较大压应力	-193	1095	0.188

注: 1 Oe = 79.577 A/m.

$|\lambda_{111}(x, y)|$  增大, 但  $H_A$  同时又受到  $\sigma_{//}$  的影响, 因此, 当  $\sigma_{//} > 0$  ( $\sigma_{//} < 0$ ) 时,  $H_A > 0$  ( $H_A < 0$ ), 有利于使  $\theta$  减小 (增大), 对应  $H_K$  增大 (减小). 利用 Kubota 等 [17,40] 建立的计算模型, 通过 (2b) 式算得  $H_A$  值, 列于表 3 中. 结合表 3 可知,  $H_K$  与  $H_A$  的变化趋势一致,  $\sigma_{//}$  对  $H_K$  的变化起到了决定性作用, 即  $\sigma_{//}$  直接决定了  $\theta$  的变化趋势.

图 4(a) 中, 膜在较大张应力 ( $\sigma_{//} = +0.235$  GPa) 下,  $M_r/M_s$  和  $H_K$  均为最大值, 表明膜垂直各向异性最大,  $\theta$  最小; 图 4(d) 中, 膜在较大张应力 ( $\sigma_{//} = -0.209$  GPa) 下,  $M_r/M_s$  和  $H_K$  均为最小值, 表明膜垂直各向异性最小,  $\theta$  最大. 虽然较大压应力引起了  $K_u^\lambda$  变化, 使得  $\theta$  变大, 一定范围内调整了垂直各向异性的方向, 但因变化量很小, 始终无法克服  $K_u^c$  诱导的垂直各向异性, 于是, 面外始终为易磁化轴 [34].

### 3.3 磁畴结构分析

图 5 是相同膜厚、不同生长速率  $r$  和失配应力  $\sigma_{//}$  样品膜的磁畴结构图. 由图 5 可知, 随着  $\sigma_{//}$  值减小, 晶格失配应力由较大张应力变为较大压应力, 磁畴的形状发生显著变化, 由磁泡畴 (图 5(a)) 先转变成螺旋状迷宫畴 (图 5(b)), 然后转变为过渡态的部分弯曲条状畴 (图 5(c)), 最终转变为整齐排列的条状畴 (图 5(d)). 图 5(a) 中大量磁泡畴的出现, 说明在较大的张应力 ( $\sigma_{//} = +0.235$  GPa) 作用下, 膜内满足了垂直各向异性极大值的条件,  $\theta$  达到了最小值 [41], 这与前文磁性能变化相对应. 此外, 图 5(a) 中的几条条状畴是因膜面裂纹产生. 同理, 图 5(b)—(d) 分别反映的是在较小张应力下磁畴为螺旋状迷宫畴, 晶格失配最小的压应力下磁畴为过渡态的部分弯曲条状畴, 在较大压应力下磁畴

为整齐排列的条状畴. 图 5(a)—(d) 中磁畴图案的亮色和暗色区域几乎相同, 其对比度模式与垂直磁化膜预期的一致, 可知这 4 种磁畴形状都是以面外为易磁化轴; 磁畴形状和宽度分布均匀, 说明晶格失配应力在膜内均匀分布. 结合前文可知,  $\sigma_{//}$  对  $K_u^\lambda$  的改变影响了垂直各向异性, 最终影响了磁畴的形状, 同时, 磁畴形状变化也反映了垂直各向异性的变化. 磁畴结构对垂直各向异性的变化十分灵敏, 说明调整膜内应力是控制磁畴结构的有效手段之一.

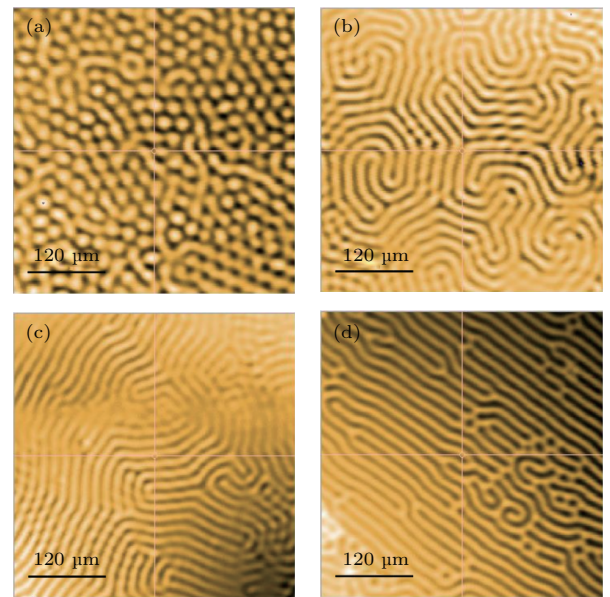


图 5 不同生长速率  $r$  和失配应力  $\sigma_{//}$  膜的磁畴结构 (a)  $r = 0.45 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = +0.235$  GPa; (b)  $r = 0.65 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = +0.128$  GPa; (c)  $r = 0.75 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = -0.067$  GPa; (d)  $r = 0.85 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = -0.209$  GPa

Fig. 5. Magnetic domain of films with different growth rates  $r$  and different mismatch stress  $\sigma_{//}$ : (a)  $r = 0.45 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = +0.235$  GPa; (b)  $r = 0.65 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = +0.128$  GPa; (c)  $r = 0.75 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = -0.067$  GPa; (d)  $r = 0.85 \mu\text{m}/\text{min}$ ,  $\sigma_{//} = -0.209$  GPa.

图6是样品膜磁畴宽度与失配应力 $\sigma_{//}$ 的关系曲线,可知随着 $\sigma_{//}$ 值的减小(晶格失配应力由较大张应力变化为较大压应力),畴宽先减小后增大.较大张应力时( $\sigma_{//} = +0.235$  GPa),磁泡尺寸最大约为12.5  $\mu\text{m}$ ,超过了膜厚尺寸.膜内应力最小时( $\sigma_{//} = -0.067$  GPa),畴宽达到最小值.可见膜内应力越大,畴宽越大,这可能是因为晶格失配应力改变了总体单轴各向异性引起的<sup>[40]</sup>.

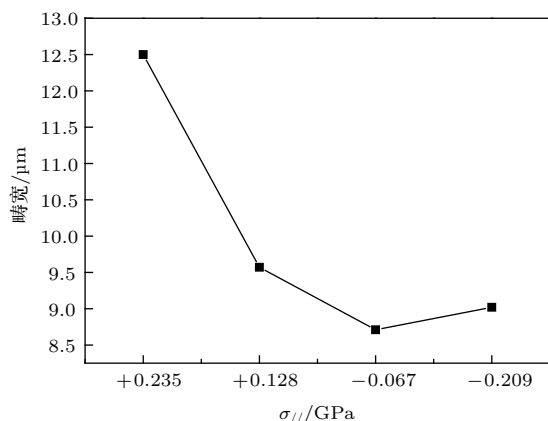


图6 样品膜的磁畴宽度与失配应力 $\sigma_{//}$ 的关系  
Fig. 6. Relationship between magnetic domain width and mismatch stress  $\sigma_{//}$  in the films.

## 4 结 论

研究了晶格失配应力对外延单晶 $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ 膜磁各向异性及磁畴结构的影响.实验发现, $\text{Bi}^{3+}$ 含量随着生长速率增加而增大,使得晶格常数增大,从而改变膜与衬底之间的晶格失配应力;晶格失配应力较之立方磁晶各向异性和生长各向异性会在更大程度上影响膜的单轴各向异性,是改变畴结构的根本原因;晶格失配张应力是增强垂直各向异性的有效手段,当生长诱导的垂直各向异性不足时,磁泡畴只有在较大张应力下才能产生;此外,虽然晶格失配压应力可以降低垂直各向异性,但始终无法克服生长诱导的单轴各向异性,最终形成整齐排列的条状畴;因磁畴内磁矩也受到失配应力影响,失配应力越大磁畴越宽.总之,晶格失配在异质外延中非常普遍,掌握失配应力对薄膜单轴各向异性和磁畴结构的控制手段,对改变材料结构和性能有重大意义.

## 参考文献

[1] Bobeck A H 1967 *Bell Syst. Tech. J.* **46** 1901

[2] Konishi S 1983 *IEEE Trans. Magn.* **MAG-19** 1938  
 [3] Davies J E, Giess E A 1975 *J. Mater. Sci.* **10** 2156  
 [4] Paroli P 1984 *Thin Solid Films* **114** 187  
 [5] Aichele T, Lorenz A, Hergt R, Goernert P 2003 *Cryst. Res. Technol.* **38** 575  
 [6] Avci C O, Quindeau A, Pai C F, Mann M, Caretta L, Tang A S, Onbasli M C, Ross C A, Beach G 2016 *Nat. Mater.* **16** 309  
 [7] Rosencwaig A, Tabor W J 1971 *J. Appl. Phys.* **42** 1643  
 [8] Matthews J W, Klokholm E 1972 *Mater. Res. Bull.* **7** 213  
 [9] Liu X, Sasaki Y, Furdyna J K 2003 *Phys. Rev. B* **67** 205204  
 [10] Stone P R, Dreher L, Beeman J W, Yu K M, Brandt M S, Dubon O D 2010 *Phys. Rev. B* **81** 205210  
 [11] Dho J, Hur N H 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **318** 23  
 [12] Jung C U, Yamada H, Kawasaki M, Tokura Y 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 2590  
 [13] Blank S L, Nielsen J W 1972 *J. Cryst. Growth* **17** 302  
 [14] Tian L G, Liu X L, Xu S S, Han X X 1989 *Acta Phys. Sin.* **38** 1704 (in Chinese) [田亮光, 刘湘林, 许顺生, 韩效溪 1989 物理学报 **38** 1704]  
 [15] Hansen P, Witter K, Tolksdorf W 1983 *Phys. Rev. B* **27** 4375  
 [16] Hansen P 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 3638  
 [17] Kubota M, Shibuya K, Tokunaga Y, Kagawa F, Tsukazaki A, Tokura Y, Kawasaki M 2013 *J. Magn. Magn. Mater.* **339** 63  
 [18] Guduru P R, Chason E, Freund L B 2003 *J. Mech. Phys. Solids* **51** 2127  
 [19] Wagner G, Gottschalcr V, Rhan H, Paufler P 2010 *Phys. Stat. Sol.* **112** 519  
 [20] Yang Q H, Zhang H W, Liu Y L, Weng Q Y, Ji H 2008 *The Fourth National Congress and academic conference of China Crystal Society* Mount Huangshan, China 2008, p274 (in Chinese) [杨青慧, 张怀武, 刘颖力, 文岐业, 姬洪 2008 中国晶体学会全国会员代表大会暨学术会议中国黄山, 2008, 第274页]  
 [21] Luchecko A P, Syvorotka I I, Zakharko Y, Syvorotka I M 2013 *Solid State Phenom.* **200** 215  
 [22] Navarro-Quezada A, Rodríguez A G, Vidal M A, Navarro-Contreras H 2006 *J. Cryst. Growth* **291** 340  
 [23] Anastassakis E 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 4561  
 [24] Mermoux M, Crisci A, Baillet F, Destefanis V, Rouchon D, Papon A M, Hartmann J M 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 013512  
 [25] Bateman T B 1966 *J. Appl. Phys.* **37** 2194  
 [26] Makino H, Hibiya T, Matsumi K 1974 *AIP Conf. Proc.* **18** 80  
 [27] Randles M M 1978 *Liquid Phase Epitaxial Growth of Magnetic Garnets* (Vol. 1) (Heidelberg: Springer-Verlag) pp80–81  
 [28] Capper P, Mauk M 2007 *Liquid Phase Epitaxy of Electronic, Optical and Optoelectronic Materials* (England: John Wiley & Sons Ltd) pp333–334  
 [29] Tkachuk S, Fratello V J, Krafft C, Lang G, Mayergoyz I D 2009 *IEEE Trans. Magn.* **45** 4238  
 [30] Heinz D M, Besser P J, Owens J M, Mee J E, Pulliam G R 1971 *J. Appl. Phys.* **42** 1243

- [31] Hansen P, Witter K, Tolksdorf W 1984 *J. Appl. Phys.* **55** 1052
- [32] Hansen P, Tolksdorf W, Witter K, Robertson J 1984 *IEEE Trans. Magn.* **MAG-20** 1099
- [33] Wen D, Zhang H, Hui X, Wang Y, Zhong Z, Bai F 2014 *IEEE Trans. Magn.* **50** 2801804
- [34] Hansen P, Klages C, Witter K 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 2058
- [35] Nistor I, Krafft C, Rojas R, Mayergoyz I D 2004 *IEEE Trans. Magn.* **40** 2832
- [36] Wen D, Zhang H, Yang X, Lü Q, Bai F 2017 *J. Alloys Compd.* **690** 836
- [37] Zhu J, Su Y C, Pan J, Feng G L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 167503 (in Chinese) [朱洁, 苏垣昌, 潘靖, 封国林 2013 物理学报 **62** 167503]
- [38] Shen D F, Du T D, Wang L J, Zhang W Z 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 653 (in Chinese) [沈德芳, 杜腾达, 王丽娟, 张伟珠 1991 物理学报 **40** 653]
- [39] Hansen P, Witter K 1985 *J. Appl. Phys.* **58** 454
- [40] Kubota M, Tsukazaki A, Kagawa F, Shibuya K, Tokunaga Y, Kawasaki M, Tokura Y 2012 *Appl. Phys. Express* **5** 103002
- [41] Mee J E, Pulliam G R, Archer J L, Besser P J 1969 *IEEE Trans. Magn.* **Mag-5** 717

# Effect of lattice mismatch stress on magnetic domain of epitaxial single crystal $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$ film\*

Hao Jun-Xiang Yang Qing-Hui<sup>†</sup> Zhang Huai-Wu Wen Qi-Ye Bai Fei-Ming  
Zhong Zhi-Yong Jia Li-Jun Ma Bo Wu Yu-Juan

(School of Microelectronics and Solid-State Electronics, University of Electronic Science and Technology of China,  
Chengdu 610054, China)

( Received 26 January 2018; revised manuscript received 15 March 2018 )

## Abstract

Yttrium iron garnet (YIG) film is a kind of magnetic film and has been investigated extensively because of its excellent magnetic properties and various applications in different fields. Generally, the easy-axis of the film is in-plane and can be changed from in-plane to out-of-plane by introducing some  $\text{Bi}^{3+}$  ions into the dodecahedral sites as it has big uniaxial anisotropy, which will be very important in magnetic bubble memories, magneto-optical devices and the new development of spin-wave logic devices. In comparison with many other preparation techniques, the liquid phase epitaxy (LPE) has been considered as a potential method of realizing perpendicular magnetization film due to its big growth-induced anisotropy. However, the LPE technique has more stringent requirements for lattice match between garnet film and gadolinium gallium garnet (GGG) substrate, especially in the growth of thick film. The lattice match is the key factor in LPE growth if the aim of experiment is to achieve a perfect quality and thick film. In most of experiments, there always exists the lattice mismatch between the film and substrate. Owing to the film and substrate have different chemical compositions, their lattice mismatch stress is unavoidable. The purpose of this paper is to investigate the effect of the stress on the anisotropy and then the magnetic domain of  $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$  single crystal film.

In our experiment, the monocrystalline  $(\text{BiTm})_3(\text{GaFe})_5\text{O}_{12}$  films are prepared on (111)-oriented GGG substrates by LPE technique and the effect of lattice mismatch stress on the uniaxial anisotropy and magnetic domain are investigated. It is found that the lattice constant of the film is mainly determined by the content of  $\text{Bi}^{3+}$  in the film composition, and the increase of  $\text{Bi}^{3+}$  content leads to the increase of the film lattice constant, which affects the lattice mismatch stress between film and substrate. The lattice mismatch stress can adjust the perpendicular anisotropy of film which is the main reason for the domain changes. As the mismatch stress changes from tensile stress to compressive stress gradually, the magnetic bubble domain is transformed first into maze domain, and then into the partially striped domain, finally into the completely striped domain. The mismatch tensile stress is an effective method to enhance perpendicular anisotropy, when the growth-induced perpendicular anisotropy is not large enough. The bubble domain can only appear on the film with large tensile stress. The domain size is closely related to the stress. The domain width becomes wider as the mismatch stress becomes larger and it has the smallest domain size as the stress is minimum. These experimental results are very useful in controlling the uniaxial anisotropy and magnetic domain based on the change of the lattice mismatch stress in the growth process.

**Keywords:** lattice mismatch stress, magnetic domain, liquid phase epitaxy, uniaxial anisotropy

**PACS:** 78.20.Ls, 85.70.Sq, 75.70.Kw, 75.30.Gw

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180192

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51472046, 51272036, 51002021, 61131005).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: yangqinghui@uestc.edu.cn