

面内形状各向异性对自旋转矩振荡器零场振荡特性的影响

郭园园 蒿建龙 薛海斌 刘喆颀

Effect of the intrinsic in-plane shape anisotropy on the oscillation characteristics of zero-field spin torque oscillator

Guo Yuan-Yuan Hao Jian-Long Xue Hai-Bin Liu Zhe-Jie

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 198502 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.198502

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.198502>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I19>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

应力调制的自旋转矩临界电流

[Spin-torque critical current tuned by stress](#)

物理学报.2014, 63(13): 138501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.138501>

铁磁/半导体(绝缘体)/铁磁异质结中渡越时间与两铁磁层磁矩夹角变化的关系

[Relations between traversal time in ferromagnetic/semiconductor\(insulator\)/ferromagnetic heterojunction and the relative magnetic moment angle in two ferromagnetic layers](#)

物理学报.2013, 62(20): 208502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.208502>

有机器件电流自旋极化放大性质研究

[Enlargement of current spin polarization in organic spintronic device](#)

物理学报.2012, 61(8): 088503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.088503>

# 面内形状各向异性对自旋转矩振荡器零场振荡特性的影响\*

郭园园<sup>1)2)</sup> 蒿建龙<sup>1)2)</sup> 薛海斌<sup>1)2)†</sup> 刘喆喆<sup>3)‡</sup>

1)(太原理工大学新型传感器与智能控制教育部重点实验室, 太原 030024)

2)(太原理工大学物理与光电工程学院, 太原 030024)

3)(新加坡国立大学电气与计算机工程系, 新加坡 117583)

(2015年4月13日收到; 2015年6月2日收到修改稿)

利用 Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski 方程, 在理论上研究了由磁矩垂直于膜面的自由层和磁矩平行于膜面的极化层组成的自旋转矩振荡器的振荡特性. 数值结果表明面内的形状各向异性, 可以使自旋转矩振荡器在无磁场情形下产生自激振荡. 此特性可以用能量平衡方程解释, 即面内形状各向异性可以导致系统中自旋转矩提供的能量与阻尼过程所消耗的能量之间的平衡. 特别是, 面内的形状各向异性越大, 自旋转矩振荡器的可操控电流范围越大, 并且产生微波信号的频率越大, 但其阈值电流几乎不变.

**关键词:** 自旋转矩振荡器, 面内形状各向异性, 零场振荡

**PACS:** 85.75.-d, 75.78.-n

**DOI:** 10.7498/aps.64.198502

## 1 引言

1996年 Slonczewski<sup>[1]</sup> 和 Berger<sup>[2]</sup> 从理论上预言了自旋转矩效应 (spin-transfer torque, STT) 的存在. 由于它提供了一种基于外加电流调控磁性薄膜磁化状态的有效方法, 因而引起人们的广泛关注与研究<sup>[3-8]</sup>. 特别是, 基于 STT 效应的相关新技术和新型纳米器件为自旋电子学开创了新的研究和应用领域. 其中, 微波电子学是其一个重要的应用领域. 例如, 在自旋阀及磁性隧道结多层膜结构中, 驱动自由层磁矩稳定进动的 STT 效应, 结合磁性多层膜的巨磁阻效应或隧道磁阻效应, 可以产生 GHz 频率的微波电压, 这种由直流驱动的纳米尺度的微波振荡器被称为自旋转矩振荡器<sup>[9-13]</sup>. 与传统振荡器相比, 自旋转矩振荡器具有尺寸小、易集成以及频率调制范围宽等优点. 因此, 在相控阵列收发器, 无线通信<sup>[14]</sup> 及高速磁场探测<sup>[15,16]</sup> 等领域

有着巨大的应用前景.

根据自由层和极化层在平衡状态时磁矩的方向, 自旋转矩振荡器的结构有多种. 近年来, 由磁矩垂直于膜面的自由层<sup>[17]</sup> 和磁矩平行于膜面的极化层组成的自旋转矩振荡器<sup>[18]</sup> 可以产生大角度的进动, 有利于提高自旋转矩振荡器的输出功率<sup>[19-21]</sup>, 因而引起人们强烈的研究兴趣. 不幸的是, 此类自旋转矩振荡器需要一个外加磁场驱动才能产生微波信号<sup>[22]</sup>. 最近, 研究发现当自旋转矩振荡器膜面为椭圆时, 其面内形状各向异性可以使自旋转矩振荡器在无外加磁场情形下产生稳定的振荡<sup>[23]</sup>. 但是, 面内不同大小的形状各向异性对自旋转矩振荡器的振荡特性, 特别是对其阈值电流, 振荡频率, 产生自激振荡的电流工作范围的影响尚不清楚, 需要进一步研究.

本文将从理论上研究面内形状各向异性对由磁矩垂直于膜面的自由层和磁矩平行于膜面的极化层组成的自旋转矩振荡器振荡特性的影响. 数

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11204203, 61274089) 和山西省国际合作项目 (批准号: 201481029-2) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xuehaibin@tyut.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: pandanzj@hotmail.com

值结果表明面内形状各向异性对自旋转矩振荡器的振荡特性有重要影响. 特别是, 自旋转矩振荡器的零场振荡电流范围和相应的振荡频率依赖于其面内形状各向异性.

## 2 理论模型

考虑的自旋转矩振荡器由磁矩垂直于膜面的自由层和磁矩平行于膜面的极化层组成, 其三层膜结构如图 1 所示. 其中, 最上面和最下面的膜分别为自由层和极化层, 其单位矢量分别用  $\mathbf{m}$  和  $\mathbf{p}$  表示, 中间被非磁性材料隔开. 为方便讨论, 选取  $x$ - $y$  平面平行膜面,  $z$  轴垂直膜面; 并设定初始时刻, 自由层磁矩沿  $z$  轴正方向, 极化层磁矩沿  $x$  轴正方向. 此外, 规定电流从极化层流向自由层为正. 自由层磁矩的动力学过程可以通过 Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS) [1] 方程描述:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \gamma P(I)\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{p}), \quad (1)$$

其中,  $\gamma$  是旋磁比,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  为自由层受到的有效磁场, 它包括磁晶各向异性场  $\mathbf{H}_{\text{cry-anis}}$ , 退磁场  $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ , 面内的形状各向异性场  $\mathbf{H}_{\text{sha-anis}}$ , 外磁场  $\mathbf{H}_{\text{appl}}$ , 为方便研究, 进一步选取  $\mathbf{H}_{\text{cry-anis}} = H_{k\perp}m_z\mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{H}_{\text{demag}} = -H_d m_z\mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{H}_{\text{sha-anis}} = H_k m_x\mathbf{e}_x$ ,  $\mathbf{H}_{\text{appl}} = H_a\mathbf{e}_z$ ;  $\alpha$  是 Gilbert 阻尼系数;  $P(I)$  为自旋转矩参数, 其大小与自由层和极化层磁矩之间的夹角有关, 可用如下表达式描述 [24,25]:

$$P(I) = \frac{\hbar\eta I}{2eM_s S d [1 + \lambda(\mathbf{m} \cdot \mathbf{p})]}, \quad (2)$$

其中,  $\hbar$  为归一化的普朗克常量,  $I$  为电流,  $e$  为电子的电荷,  $M_s$  为自由层饱和磁化强度,  $\eta$  为自旋极化率,  $S$  为自由层横截面,  $d$  为自由层厚度. 无量纲参数  $\lambda$  描述了自由层和极化层磁矩之间的夹角对自旋转矩的影响. 在笛卡尔坐标系中, 方程 (1) 可表示为如下三个微分方程:

$$\begin{aligned} \Gamma \frac{dm_x}{dt} = & -[m_y H_a + m_y m_z^2 (H_{k\perp} - H_d)] \\ & -\alpha[-m_x m_y^2 H_k - m_x m_z^2 H_k \\ & + H_a m_x m_z + m_x m_z^2 (H_{k\perp} - H_d)] \\ & + p(I)(-m_y^2 - m_z^2), \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\Gamma \frac{dm_y}{dt} = -[m_x m_z H_k - m_x H_a$$

$$\begin{aligned} & -m_x m_z (H_{k\perp} - H_d)] \\ & -\alpha[m_y m_z H_a + m_y m_z^2 (H_{k\perp} - H_d) \\ & + m_x^2 m_y H_k] + P(I)m_x m_y \\ & -\alpha P(I)m_z, \end{aligned} \quad (3b)$$

$$\begin{aligned} \Gamma \frac{dm_z}{dt} = & m_x m_y H_k - \alpha[m_x^2 m_z H_k - (1 - m_z^2)H_a \\ & - m_z(1 - m_z^2)(H_{k\perp} - H_d)] \\ & + P(I)m_x m_z + \alpha P(I)m_y, \end{aligned} \quad (3c)$$

其中,  $\Gamma = (1 + \alpha^2)/\gamma$ .

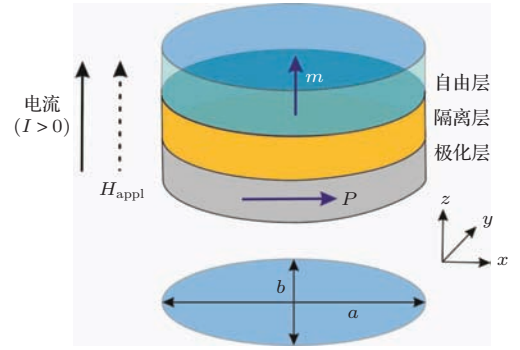


图 1 (网刊彩色) 由磁矩垂直于膜面的自由层和磁矩平行于膜面的极化层组成的自旋转矩振荡器的示意图

Fig. 1. (color online) Schematic view of spin torque oscillator with a perpendicular magnetized free layer and an in-plane magnetized polarizer layer.

## 3 结果与讨论

在下面的数值计算中, 相关参数选取为: 阻尼系数  $\alpha = 0.005$ , 旋磁比  $\gamma = 17.32$  MHz/Oe, 饱和磁化强度  $4\pi M_s = 16.3$  kOe ( $1 \text{ Oe} = 79.5775 \text{ A/m}$ ), 磁晶各向异性场  $H_{k\perp} = 16.5$  kOe, 自旋极化率  $\eta = 0.5$ , 无量纲参数  $\lambda = \eta^2 = 0.25$ , 自由层厚度  $d = 2$  nm. 面内形状各向异性场  $H_k$  和退磁场  $H_d$  可以通过自由层的退磁因子  $N$  得到 [26], 其中,  $N = (N_x, N_y, N_z)$ ,  $H_k = M_s(N_y - N_x)$ ,  $H_d = M_s(N_z - N_y)$ .

首先, 研究面内形状各向异性场  $H_k$  对自旋转矩振荡器振荡特性的影响. 在图 2 中, 给出了振荡器膜面为圆形和椭圆两种情况下, 自由层磁化矢量的三个分量  $m_x$ ,  $m_y$  和  $m_z$  随时间的演化. 当膜面为圆形时, 无面内形状各向异性场 [22], 自由层的磁矩最后将稳定到极化层磁矩  $\mathbf{p} = \mathbf{e}_x$  的反平行状态, 因而, 不能产生稳定的振荡, 如图 2(a)–(c) 所示. 当膜面为椭圆时, 存在面内形状各向异性场, 此时, 自旋转矩振荡器能够产生稳定的振荡, 如图 2(d)–(f), (g)–(i) 所示.

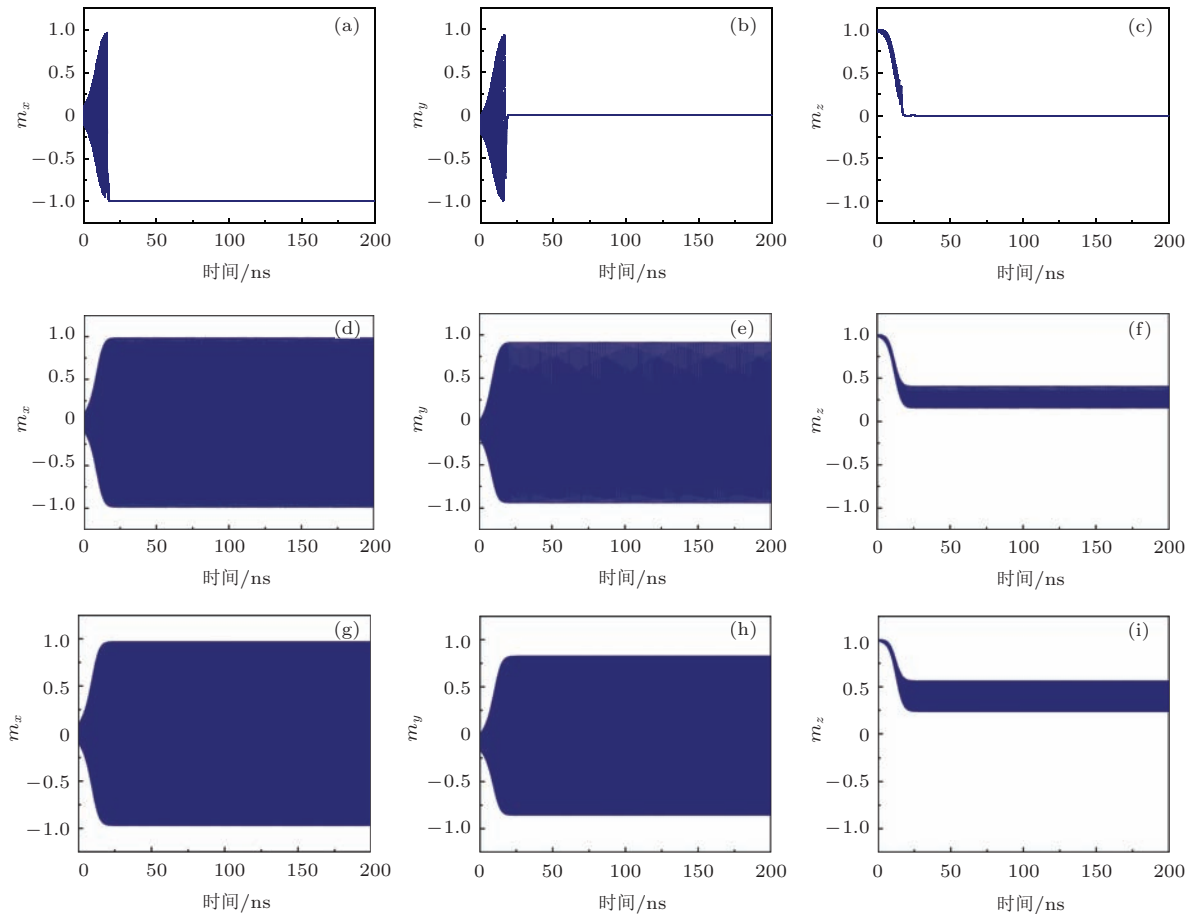


图2 (网刊彩色) 当外加磁场为零, 电流为 2 mA 时, 对于不同形状的自由层膜面, 自由层磁化矢量的分量  $m_x$ ,  $m_y$  和  $m_z$  随时间的演化. 膜面形状分别为 (a)—(c)  $98 \times 98 \text{ nm}^2$ , (d)—(f)  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ , (g)—(i)  $160 \times 60 \text{ nm}^2$   
 Fig. 2. (color online) The time evolution of the three components of  $\mathbf{m}$  in the free layer for various samples sizes, where the current magnitude  $I = 2 \text{ mA}$ , applied field  $H_a = 0 \text{ Oe}$ . (a)—(c)  $98 \times 98 \text{ nm}^2$ , (d)—(f)  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ , (g)—(i)  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ .

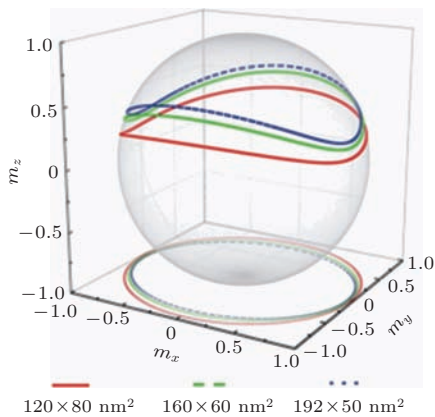


图3 (网刊彩色) 当外加磁场为零, 电流为 2 mA 时, 自由层磁矩在稳定振荡情况下, 磁化矢量在空间中的运动轨迹及其在  $x-y$  平面上的投影. 自由层的膜面分别取  $S = 120 \times 80 \text{ nm}^2$ ,  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ ,  $192 \times 50 \text{ nm}^2$   
 Fig. 3. (color online) Trajectories of the steady state precession of the magnetization in the free layer for various samples sizes, where the current magnitude  $I = 2 \text{ mA}$ , applied field  $H_a = 0 \text{ Oe}$ .  $S = 120 \times 80 \text{ nm}^2$ ,  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ ,  $192 \times 50 \text{ nm}^2$ .

为了更清楚地展示自由层磁矩的周期性振荡, 图3给出了不同形状自由层膜面的磁化矢量在空间中的运动轨迹, 以及该轨迹在  $x-y$  平面上的投影. 这里, 膜面分别取  $S = 120 \times 80 \text{ nm}^2$ ,  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ ,  $192 \times 50 \text{ nm}^2$ . 由于面内存在形状各向异性, 在无外加磁场情形下, 磁矩可以绕着  $z$  轴进动, 并且随着面内形状各向异性的增加, 磁矩进动的锥角 (与  $z$  轴之间的夹角) 将减小, 最终磁矩的稳定振荡平面远离赤道平面.

其次, 我们讨论不同大小的面内形状各向异性场对自旋转矩振荡器零场振荡特性的影响. 首先, 考虑其对自旋转矩振荡器阈值电流及电流操控范围的影响. 在此结构中, 由于极化层同时是隧道磁阻效应的参考层, 并且其磁化强度  $\mathbf{p} = \mathbf{e}_x$ , 因此, 系统磁阻的变化与自由层磁矩的分量  $m_x$  相关. 此时, 自旋转矩振荡器能否振荡可以通过  $m_x$  的标准

差  $m_{x\text{-RMS}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (m_{xi} - \bar{m}_x)^2}$  来鉴别, 其中  $\bar{m}_x$  为整个时间序列中  $m_x$  的平均值. 当  $m_{x\text{-RMS}} = 0$  时, 表明自由层的磁矩处于静止状态, 振荡器不能产生周期性振荡. 反之, 振荡器能够正常工作.

在图 4 中, 我们取自旋转矩振荡器的膜面  $S$  分别为 (a)  $100 \times 96 \text{ nm}^2$ , (b)  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ , (c)

$160 \times 60 \text{ nm}^2$ , (d)  $192 \times 50 \text{ nm}^2$ , 给出了以电流  $I$  和外加磁场  $H_{\text{appl}}$  为参数的工作状态相图, 这里外加磁场沿着  $z$  轴方向. 我们发现当膜面长轴与短轴的比值变大时, 可以产生较大的面内形状各向异性能. 此时, 在无磁场情形下, 自旋转矩振荡器的阈值振荡电流基本不变 ( $\sim 0.9 \text{ mA}$ ), 但其可操控的电流范围将变大.

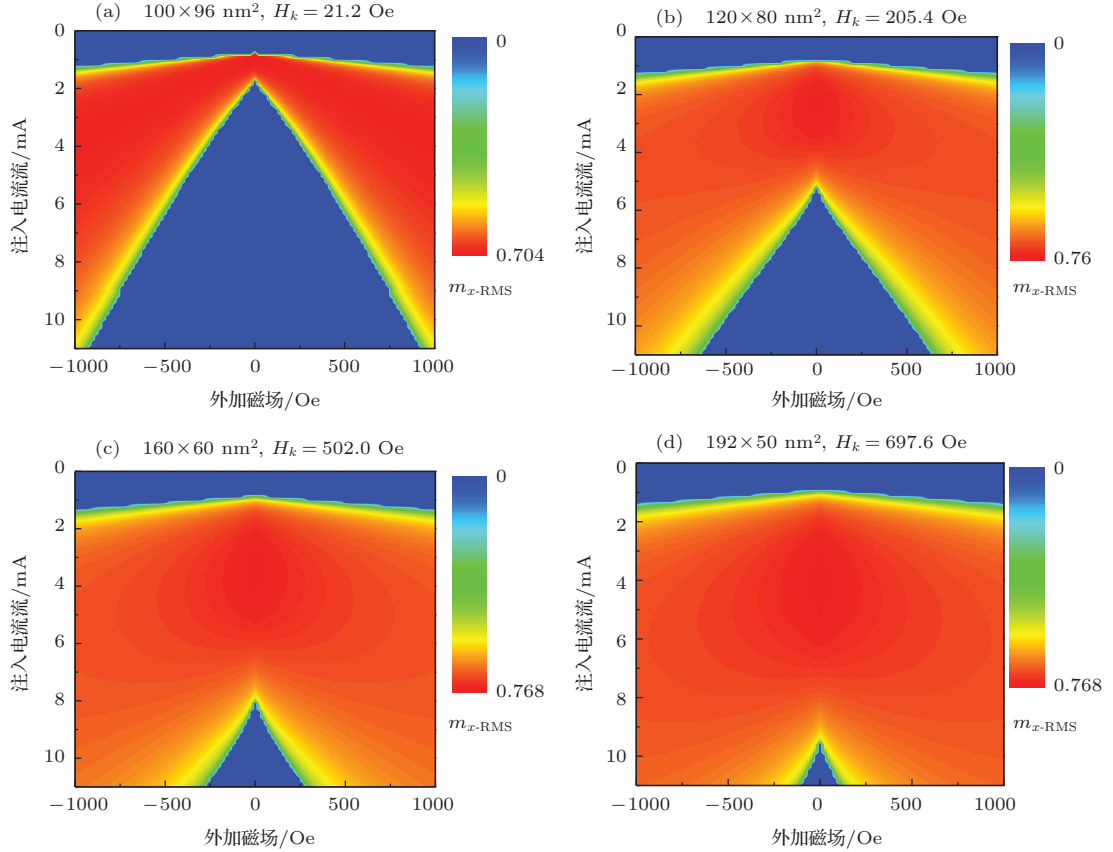


图 4 (网刊彩色) 对于不同形状的自由层膜面, STO 的工作状态相图随电流和外加磁场的变化. 自由层膜面分别为 (a)  $100 \times 96 \text{ nm}^2$ , (b)  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ , (c)  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ , (d)  $192 \times 50 \text{ nm}^2$

Fig. 4. (color online) Current – field phase diagrams of the STO as a function of the injected current and applied magnetic field for various samples sizes. (a)  $100 \times 96 \text{ nm}^2$ , (b)  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ , (c)  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ , (d)  $192 \times 50 \text{ nm}^2$ .

下面, 我们分析不同的面内形状各向异性场对自旋转矩振荡器振荡频率的影响. 在图 5 给出了无外加磁场情形下, 膜面  $S$  分别为  $100 \times 96 \text{ nm}^2$ ,  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ ,  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ ,  $192 \times 50 \text{ nm}^2$ , 自旋转矩振荡器振荡频率随电流的变化. 由图 5 可知, 当电流大于阈值电流时, 自旋转矩振荡器开始振荡. 随着电流的增大, 振荡器振荡的频率减小. 特别是, 在相同电流作用下, 面内形状各向异性场越大, 振荡器产生微波信号的频率越大.

对于正常工作的自旋转矩振荡器, 必须满足自由层磁矩从自旋转矩获得的能量正好等于阻尼矩

消耗的能量, 即满足能量平衡方程<sup>[27]</sup>

$$W_s(E_{\text{eff}}) - \alpha W_\alpha(E_{\text{eff}}) = 0, \quad (4)$$

其中,  $W_s$  和  $W_\alpha$  分别为在一次稳定进动中, 自旋转矩提供的能量和阻尼矩消耗的能量, 并且可以表示为

$$W_\alpha(E_{\text{eff}}) = \gamma^2 \oint dt [\mathbf{H}_{\text{eff}}^2 - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}})^2], \quad (5a)$$

$$W_s(E_{\text{eff}}) = \gamma^2 \oint dt H_s [\mathbf{p} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}} - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{p})(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}}) - \alpha \mathbf{p} \cdot (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})]. \quad (5b)$$



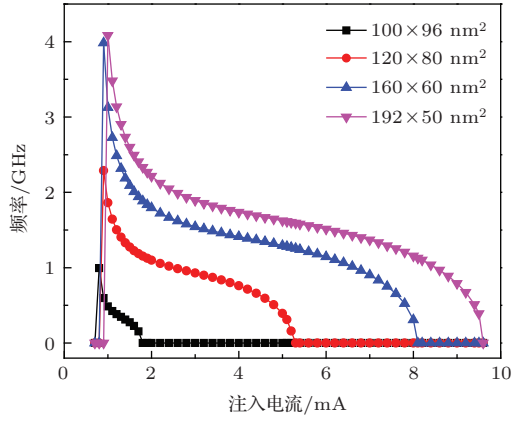


图5 (网刊彩色) 对于不同形状的自由层膜面, 信号频率随电流的变化. 自由层膜面分别为  $S = 100 \times 96 \text{ nm}^2$ ,  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ ,  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ ,  $192 \times 50 \text{ nm}^2$

Fig. 5. (color online) The oscillation frequency as a function of the applied current for various samples sizes,  $S = 100 \times 96 \text{ nm}^2$ ,  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ ,  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ ,  $192 \times 50 \text{ nm}^2$ .

通过求解方程 (5a) 和 (5b) 可得

$$\begin{aligned}
 W_\alpha &= \gamma^2 \oint dt [\mathbf{H}_{\text{eff}}^2 - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}})^2] \\
 &= \gamma^2 \oint dt \{ [H_{\text{appl}} + (H_k - H_d)m_z](1 - m_z^2) \\
 &\quad + H_k^{\text{in-plane}^2} m_x^2 - H_k^{\text{in-plane}^2} m_x^4 \\
 &\quad - 2H_k^{\text{in-plane}^2} m_x^2 m_z \\
 &\quad \times [H_{\text{appl}} + (H_k - H_d)m_z] \} \\
 &= 2\pi\gamma^2 \{ [H_{\text{appl}} + (H_k - H_d) \cos \theta]^2 \sin^2 \theta \\
 &\quad + H_k^{\text{in-plane}^2} \frac{\sin^2 \theta}{2} - \frac{3}{8} H_k^{\text{in-plane}^2} \sin^4 \theta \\
 &\quad - H_k^{\text{in-plane}^2} [H_{\text{appl}} + (H_k - H_d) \cos \theta] \\
 &\quad \times \cos \theta \sin^2 \theta \}, \quad (6a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 W_s &= \gamma^2 \oint dt H_s [\mathbf{P} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}} - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{p})(\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}}) \\
 &\quad - \alpha \mathbf{p} \cdot (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})] \\
 &= \gamma^2 \oint dt H_s \{ H_k^{\text{in-plane}^2} m_x \\
 &\quad - (m_x m_z + \alpha m_y) [H_{\text{appl}} + (H_k - H_d)m_z] \\
 &\quad - H_k^{\text{in-plane}^2} m_x^3 \} \\
 &= 2\pi\gamma^2 \frac{\hbar\eta I}{2e\lambda MV} [H_{\text{appl}} + (H_k - H_d) \cos \theta] \\
 &\quad \times \cos \theta \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \theta}} - 1 \right) \\
 &\quad + 2\pi\gamma^2 \frac{\hbar\eta I}{2e\lambda MV} H_k^{\text{in-plane}^2} \left[ \left( \frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \right. \\
 &\quad \left. \times \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \theta}} - 1 \right) - \frac{\sin^2 \theta}{2} \right], \quad (6b)
 \end{aligned}$$

其中,  $\theta$  为磁矩进动与  $z$  轴之间的夹角, 即  $m_z = \cos \theta$ .

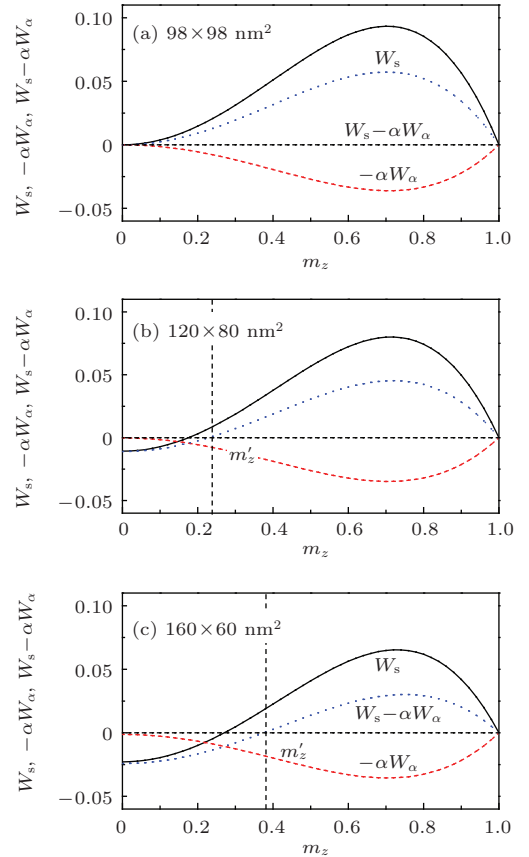


图6 (网刊彩色) 当外加磁场为零, 电流为 2 mA 时, 对于不同形状的自由层膜面,  $W_s$ ,  $-\alpha W_\alpha$ , 和  $W_s - \alpha W_\alpha$  随  $m_z$  ( $0 \leq m_z \leq 1$ ) 的变化. 自由层膜面分别为 (a)  $98 \times 98 \text{ nm}^2$ , (b)  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ , (c)  $160 \times 60 \text{ nm}^2$

Fig. 6. (color online) The values of  $W_s$ ,  $-\alpha W_\alpha$ , and  $W_s - \alpha W_\alpha$  normalized by  $2\pi\gamma(H_{k\perp} - H_d)$  as a function of  $m_z$  ( $0 \leq m_z \leq 1$ ) for various samples sizes, where the current magnitude  $I = 2 \text{ mA}$ , applied field  $H_a = 0 \text{ Oe}$ . (a)  $98 \times 98 \text{ nm}^2$ , (b)  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ , (c)  $160 \times 60 \text{ nm}^2$ .

在图6给出了自由层膜面分别为(a)  $98 \times 98 \text{ nm}^2$ , (b)  $120 \times 80 \text{ nm}^2$ , (c)  $160 \times 60 \text{ nm}^2$  的自旋转矩振荡器在无外加磁场情形下, 对于 2 mA 电流的作用,  $W_s$ ,  $-\alpha W_\alpha$ ,  $W_s - \alpha W_\alpha$  与  $m_z$  ( $0 \leq m_z \leq 1$ ) 之间的关系, 其中  $W_s$ ,  $-\alpha W_\alpha$  已通过  $2\pi\gamma(H_{k\perp} - H_d)$  归一化. 从图6(a)可以看出  $W_s - \alpha W_\alpha$  始终为正, 即由自旋转矩提供的能量始终大于系统阻尼矩消耗的能量, 此时, 自由层磁矩将迅速从初始平衡位置 ( $m_z = 1$ ) 演化到平面内, 即  $m_z = 0$ . 因此, 不能做周期的振荡, 如图2(a)—(c). 当膜面为椭圆时, 存在面内的形状各向异性, 如图6(b), (c), 可以发现存在  $m_z = m'_z$  的情形, 即  $W_s - \alpha W_\alpha = 0$ . 此时, 自由层磁矩可以稳定的进

动, 如图 2(d)—(f), (g)—(i) 所示. 尤其是, 当横截面的长轴和短轴的比值不同时,  $m'_z$  的值不同; 并且长轴和短轴的比值越大, 面内的形状各向异性越大, 相应的  $m'_z$  的数值越大. 此时, 磁隧道结在一个较高的平面振荡. 此结果与图 3 观察到的结果一致. 由此可见, 自旋转矩振荡器的面内形状各向异性可以使自旋转矩提供的能量与阻尼消耗的能量平衡, 从而使其产生无外场的振荡.

## 4 结 论

基于 LLGS 方程, 研究了自由层磁化强度垂直于平面磁隧道结的自旋转矩振荡器的振荡特性. 数值结果表明, 当磁隧道结的形状为椭圆时, 平面具有形状各向异性, 它可以使振荡器在无外加磁场情形下产生振荡. 特别是, 面内不同形状的各向异性对自旋转矩振荡器振荡特性具有重要的影响. 例如, 当椭圆长轴和短轴之比增大时, 面内的形状各向异性将增大, 此时, 虽然振荡器的阈值电流基本保持不变, 但其电流可操控范围将增大, 并且在相同电流下其产生微波信号的频率也将增大. 因此, 可以通过改变自旋转矩振荡器膜面的形状调节其振荡特性. 此外, 结合能量平衡方程, 在理论上证明了引入面内形状各向异性对振荡器实现零场振荡的必要性.

## 参考文献

- [1] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [2] Berger L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9353
- [3] Kiselev S I, Sankey J C, Krivorotov I N, Emley N C, Schoelkopf R J, Buhrman R A, Ralph D C 2003 *Nature* **425** 380
- [4] Rippard W H, Pufall M R, Kaka S, Sliva T J, Russek S E, Katine J A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 067203
- [5] Qiu Y C, Zhang Z Z, Jin Q Y, Liu Y W 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 052507
- [6] Jin W, Wan Z M, Liu Y W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 017502 (in Chinese) [金伟, 万振茂, 刘要稳 2011 物理学报 **60** 017502]
- [7] Jin W, Liu Y W 2010 *Chin. Phys. B* **19** 037001
- [8] Li Z D, He P B, Liu W M 2014 *Chin. Phys. B* **23** 117502
- [9] Houssameddine D, Florez S H, Katine J A 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 022505
- [10] Bonetti S, Muduli P, Mancoff F, J. Akernan 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 102507
- [11] Zeng Z M, Amiri P K, Krivorotov I N, Zhao H, Finocchio G, Wang J P, Katine J A, Huai Y, Langer J, Galatsis K, Wang K L, Jiang H 2012 *ACS Nano.* **6** 6115
- [12] Huang H B, Ma X Q, Zhao C P, Liu Z H, Chen L Q 2015 *J. Magn. Magn. Mater.* **373** 10
- [13] Fang B, Zeng Z M 2014 *Chin. Sci. Bull.* **59** 1804 (in Chinese) [方彬, 曾中明 2014 科学通报 **59** 1804]
- [14] Choi H S, Kang S Y, Cho S J, Oh I Y, Shin M, Park H, Jang C, Min B C 2014 *Sci. Rep.* **4** 5486
- [15] Braganca P M, Gurney B A, Wilson B A, Katine J A, Maat S, Childress J R 2010 *Nanotechnology* **21** 235202
- [16] Kudo K, Nagasawa T, Mizushima K, Suto H, Sato R 2010 *Appl. Phys. Express* **3** 043002
- [17] Liu H F, Syed S A, Han X F 2014 *Chin. Phys. B* **23** 077501
- [18] Kubota H, Ishibashi S, Nozaki T, Nozaki T, Fukushima A, Yakushiji K, Ando K, Suzuki Y, Yuasa S 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 07C723
- [19] Kubota H, Yakushiji K, Fukushima A, Tamaru S, Konoto M, Nozaki T, Ishibashi S, Saruya T, Yakata S, Taniguchi T, Arai H, Imamura H 2013 *Appl. Phys. Express* **6** 103003
- [20] Zeng Z M, Finocchio G, Zhang B, Amiri P K, Katine J A, Krivorotov I N, Huai Y, Langer J, Azzerboni B, Wang K L, Jiang H 2013 *Sci. Rep.* **3** 1426
- [21] Tamaru S, Kubota H, Yakushiji K, Nozaki T, Konoto M, Fukushima A, Imamura H, Taniguchi T, Arai H, Yamji T, Yuasa S 2014 *Appl. Phys. Express* **7** 063005
- [22] Taniguchi T, Arai H, Tsunegi S, Tamaru S, Kubota H, Imamura H 2013 *Appl. Phys. Express* **6** 123003
- [23] Fowley C, Sluka V, Bernert K, Lindner J, Fassbender J, Rippard W H, Pufall M R, Russek S E, Deac A M 2014 *Appl. Phys. Express* **7** 043001
- [24] Slonczewski J C 2005 *Phys. Rev. B* **71** 024411
- [25] Slonczewski J C, Sun J Z 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **310** 169
- [26] Coey J M D 2010 *Magnetism and Magnetic Materials* (Cambridge: Cambridge University Press) p168
- [27] Taniguchi T 2014 *Appl. Phys. Express* **7** 053004

# Effect of the intrinsic in-plane shape anisotropy on the oscillation characteristics of zero-field spin torque oscillator\*

Guo Yuan-Yuan<sup>1)2)</sup> Hao Jian-Long<sup>1)2)</sup> Xue Hai-Bin<sup>1)2)†</sup> Liu Zhe-Jie<sup>3)‡</sup>

1) (Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System, Ministry of Education, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

2) (Department of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China)

3) (Department of electrical and Computer Engineering, National University of Singapore, Singapore 117583, Singapore)

( Received 13 April 2015; revised manuscript received 2 June 2015 )

## Abstract

The spin-torque oscillator, which can generate an AC voltage oscillation with the same frequency, have attracted considerable attention due to its potential applications in the frequency-tunable transmitters and receivers for wireless communication and the recording heads of high-density hard disk drives. However, from the energy-balance equation's point of view, in the absence of in-plane shape anisotropy of spin torque oscillator, the energy supplied by the spin torque is always larger than the energy dissipation due to the Gilbert damping, thus, a finite magnetic field applied perpendicular to the plane is required for a steady-state precession. This feature has limited its potential applications. In this paper, the influence of the intrinsic in-plane shape anisotropy on the magnetization dynamics of spin torque oscillator consisting of an in-plane polarizer and an out-of-plane free layer is studied numerically in terms of the Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski equation. It is demonstrated that the additional in-plane shape anisotropy plays a significant role in the energy balance between the energy accumulation due to the spin torque and the energy dissipation due to Gilbert damping, which can stabilize a steady-state precession. Therefore, a stable self-oscillation in the absence of the applied magnetic field can be excited by introducing additional in-plane shape anisotropy. In particular, a relatively large current region with zero-field self-oscillation, in which the corresponding microwave frequency is increased while the threshold current still maintains an almost constant value, can be obtained by introducing a relatively large intrinsic in-plane shape anisotropy. Our results suggest that a tunable spin transfer oscillator without an applied magnetic field can be realized by adjusting the intrinsic in-plane shape anisotropy, and it may be a promising configuration in the future wireless communications.

**Keywords:** spin torque oscillator, in-plane shape anisotropy field, self-oscillator in zero field

**PACS:** 85.75.-d, 75.78.-n

**DOI:** 10.7498/aps.64.198502

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11204203, 61274089) and the International Technology Collaboration Program of Shanxi Province, China (Grant No. 201481029-2).

† Corresponding author. E-mail: [xuehaibin@tyut.edu.cn](mailto:xuehaibin@tyut.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [pandanlzj@hotmail.com](mailto:pandanlzj@hotmail.com)