

# 电流驱动磁化翻转中的热效应\*

董浩任 敏 张磊 邓宁 陈培毅†

(清华大学微电子学研究所, 清华信息科学与技术国家实验室(筹)北京 100084)

(2008 年 12 月 25 日收到, 2009 年 2 月 23 日收到修改稿)

从理论上研究了电流驱动磁开关中的热效应, 在 Neel-Brown 弛豫时间理论和 Li 等的有效温度的工作基础上作了改进. 在对称系综模型的 Landau-Lifshitz-Gilbert 和 Fokker-Planck 方程的基础上, 分析了电流驱动磁动力学开关过程和电流引起磁势能的变化, 提出一个新的电流感应磁势垒降低模型. 新模型是非线性的, 与 Li 等的有效温度模型不同. 在此模型的基础上, 讨论了开关临界电流对温度、开关时间的依赖关系, 理论与实验相符合. 对电流引起的样品温升的实验曲线进行了修正, 实验结果与文中的非线性势垒降低模型一致. 此外由实验确定了磁开关的本征开关电流  $I_{c0}$ 、尝试时间  $\tau_0$  和本征势垒  $E_{b0}$ .

关键词: 热效应, 自旋传输矩, Neel-Brown 弛豫时间, Fokker-Planck 方程

PACC: 7225, 7360

## 1. 引 言

热助磁化翻转作为热磁开关研究中的重要内容, 已经在传统的磁电子学中被广泛地研究, 并建立了系统的理论. 其中 Kramer<sup>[1]</sup>提出的经典跃迁理论很好地说明了单畴磁元的热激活过程. 此理论中热开关概率  $P(t) = 1 - \exp(-t/\tau)$ , 其中  $\tau = \tau_0 \exp(E_b/k_B T)$  为 Neel-Brown 弛豫时间,  $\tau_0 = f_0^{-1}$  为尝试频率的倒数或尝试时间,  $f_0 \sim \gamma H_a/2\pi$ ,  $E_b$  为跃迁时两个势阱间的势垒.  $\tau$  又可称为宏自旋在势阱中的驻留时间, 表征器件的热稳定性.  $\gamma$  为磁旋比,  $H_a$  为各向异性场. 该理论成功地说明了热磁开关机制. 施加与单畴磁化方向相反的磁场, 将降低势垒高度, 从而有效地缩短热开关时间  $\tau$ , 完成热磁开关过程, 同时保持系统的能量守恒.

1996 年 Slonczewski<sup>[2]</sup>和 Berger<sup>[3]</sup>分别独立地提出电流感应磁化翻转 (current induced magnetic switching, 简称 CIMS) 效应, 即在不需要外加磁场的情况下, 当垂直注入纳米尺度自旋阀结构中的电流大小超过一定阈值之后, 铁磁层的磁化方向可以由注入电流产生的自旋转移扭矩 (STT) 发生翻转. 纳

米磁多层结构和 CIMS 效应如图 1 所示<sup>[4]</sup>. 图 1(a) 下方显示的磁多层是尺度约 100 nm 的椭圆柱三明治结构,  $F_1$  为厚的铁磁固定层,  $F_2$  为薄的铁磁自由层, 中间为很薄的非磁金属层 N. 两边为厚的非磁金属层电极 ( $N_1, N_2$ ). 固定层足够厚, 使它的磁化方向保持不变, 而自由层在适当的电流作用下会发生磁化方向的翻转. 图 1(a) 上方表示初始的纳米磁多层的组合为反平行, 而电子流由固定层流向自由层. 净流入的电子自旋磁矩与自由层磁化方向相反, STT 与阻尼矩 (damping) 平衡, 达到一个准平衡态, 使自由层磁化偏转一个角度  $\theta$ . 图 1(b) 为自由层自旋系统的 Bloch 球表示: 当电流大于临界电流  $I_c$  时, 自由层的磁化方向发生翻转.

Neel-Brown 理论假设系统的磁动力学由有效场  $H_{\text{eff}}$  决定,  $H_{\text{eff}} = -\nabla_m E(m)/V$ ,  $E(m)$  为总的磁势能,  $V$  为自由层的体积, 而  $H_{\text{eff}}$  正比于磁势能在磁化矢量空间的梯度. 磁场引起的热开关过程中能量是守恒的. 而在 CIMS 效应中电流产生 STT 不能由磁势能在磁化矢量空间的梯度来定义, 它引起单位时间单畴内的磁矩变化, 达到改变磁势能的效果. CIMS 不仅与 STT 有关, 还与 Gilbert 阻尼相关, 二者的平衡决定了磁势能的改变量. 而在整个过程中,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60606021)、高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20060003067)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2006CB921106) 和霍英东教育基金 (批准号: 114011) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: chenpy@mail.tsinghua.edu.cn

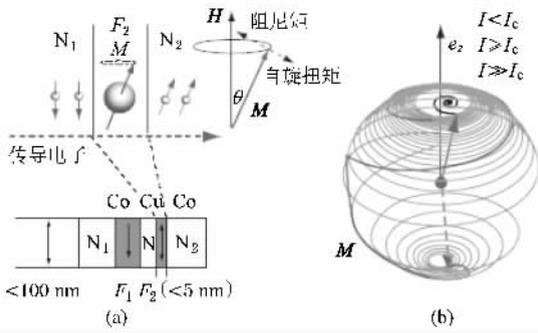


图1 Slonczewski 自旋扭矩模型<sup>[4]</sup> (a) 纳米磁多层结构和电子流自旋输入过程示意图 (b) 自由层自旋系统的 Bloch 球

STT 将不断向单磁畴注入能量, 此能量又被 Gilbert 阻尼所耗散, 并最终转变为晶格能量. 即 CIMS 效应中, 能量是不守恒的, 自由层由封闭系统变为开放系统, 但是总磁化矢量的模方是守恒的. 对于开放的磁学系统的 CIMS 效应, 磁动力学问题对 Neel-Brown 理论的适用性面临挑战, 幸运的是 Fokker-Planck (FP) 方程不需要能量守恒的假设, 因此, 磁动力学问题原则上适用于 CIMS 效应<sup>[5]</sup>.

最近的一些实验结果也表明, 存在电流时, 热助磁化翻转的激发与电流的方向、强度相关<sup>[6-9]</sup>, 不能简单用 Neel-Brown 理论来说明. Li 等<sup>[5]</sup>结合 FP 方程和 Neel-Brown 理论, 引入有效温度的概念, 本质上是电流引起的势垒降低, 成功地解释了 CIMS 效应. 本文在对称系综模型<sup>[10]</sup>的基础上, 提出一个电流感应磁势垒降低的新模型. 它与 Li 等的模型不同, 新模型是非线性的. 在此模型的基础上, 讨论了开关临界电流对温度、开关时间的依赖关系, 结果与实验相符合. 考虑了电流引起的样品温升, 并对实验曲线进行修正, 则实验曲线变为非线性的, 与本文提出的电流驱动非线性势垒降低模型一致.

## 2. 与电流相关的势垒模型和包含 STT 效应的 FP 方程

### 2.1. 对称系综模型的磁动力学方程

一般的所谓宏自旋模型, 都将自由层看做一个单磁畴, 磁化矢量在坐标空间内可以取任意方向, 如图 1 所示<sup>[4]</sup>. 但是对于一个量子力学的自旋系统, 电子的自旋只在主轴方向 (这里是自由层的易磁轴方向) 具有确定值, 而垂直于主轴方向不具有确定值. 因此, 系统的磁化方向应该始终指向易磁化轴方向. 基于量子力学的考虑, 我们提出一个新的对称系综

模型<sup>[10-13]</sup>. 将自由层中的单个自旋电子作为一个进动中的子系统, 所有的子系统组成一个系综. 系综的磁化矢量用  $m$  表示, 其模方 ( $m_s^2 = m_x^2 + m_y^2 + m_z^2$ ) 为常数. 子系统的磁化分量在平行于主轴方向 (纵向) 上有确定值, 并以确定的极角  $\theta$  沿主轴进动, 而在垂直于主轴方向的平面内 (横向) 相对方位角  $\varphi$  对称分布. 由于系综内所包含的子系统数量非常多且子系统的磁化矢量的横向分量在空间内呈对称分布, 结果整个系综对外表现出来的磁化矢量的横向分量为零. 这就是该模型被命名为对称系综模型的原因.

自旋阀的磁动力学用 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程描述. 根据对称系综模型: 自由层作为自旋量子系统, 磁化矢量  $m$  不可以取任意方向, 只有易磁化轴方向的磁化分量可以具有确定值. 自旋矩表示为  $\Gamma_s = -\frac{\gamma\hbar\eta_1 I}{4V}\hat{M}_1$ , 其中  $I$  是自由电子的粒子流,  $\hat{M}_1$  是固定层磁化矢量  $M_1$  方向的单位矢量,  $\hbar$  为约化普朗克常数,  $\eta_1$  为自旋极化率. STT 的引入产生一个使自由层磁化改变的驱动力, 而磁化的改变引起阻尼, 当 STT 与阻尼方向相反且大小相等时, 系统可以达到一个准平衡态.

将对称系综模型引入到 LLG 方程中, 阻尼项采用 Gilbert 形式, 不考虑外场, 有效场  $H_{\text{eff}}$  包含随机场项  $H_r$ , 并引入 STT 项, 它的方向与固定层磁化方向一致, 且进动项和为零, 则自由层磁化矢量  $m$  的动力学方程为<sup>[10]</sup>

$$\begin{aligned} V \frac{dm}{dt} &= \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^3 m_i = - \sum_i [\gamma m_i \times H_{\text{eff}} \\ &\quad + \alpha \gamma \hat{m}_i \times (m_i \times H_{\text{eff}})] - \frac{\gamma\hbar\eta_1 I}{4} \hat{M}_1 \\ &= - \sum_{i=1}^3 [\alpha \gamma \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times H_{\text{eff}})] \\ &\quad - \frac{\gamma\hbar\eta_1 I}{4} \hat{M}_1, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $\alpha$  为 Gilbert 阻尼系数,  $m$  为自由层磁化矢量,  $m_s$  为饱和磁化,  $\gamma$  为磁旋比,  $H_{\text{eff}}$  包括自由层的各向异性场  $H_a = \beta m_z$ 、随机场  $H_r$ <sup>[5]</sup> 和退磁场, 即  $H_{\text{eff}} = -4\pi m_x i + (H_r + H_a)k$ ,  $\beta$  为常数,  $H_r$  具备以下的性质<sup>[11]</sup>:

$H_r^i(t) = 0$ ,  $H_r^i(t)H_r^j(t') = 2 H_r^2 \delta_{ij} \delta(t - t')$ , 即它的平均值为零, 而均方值  $H_r^2$  为朗之万随机场强度, 它与温度有关. 由后面的推导可以得到  $H_r^2 = 2\alpha k_B T/V$ . (1) 式的第一项是进动项, 在系综模型中, 它们的和为零, 而第二项是 Gilbert 阻尼, 其作用

是使系统返回稳态. 朗之万随机场作用使  $H_{\text{eff}}$  与温度相关. 化简后自由层磁化强度矢量的纵向分量为

$$\begin{aligned} \frac{dm_z}{dt} &= \frac{\alpha \gamma (H_r + \beta m_z + 2\pi m_z) (m_s^2 - m_z^2)}{m_s} - \Gamma_z \\ &= \alpha \gamma m_s^2 [h_r + (\beta + 2\pi) \cos \theta] \sin^2 \theta - \frac{\gamma \hbar \eta_1 I}{4V}, \\ \frac{d \cos \theta}{dt} &= \alpha \gamma m_s [h_r + (\beta + 2\pi) \cos \theta] \sin^2 \theta \\ &\quad - \frac{\gamma \hbar \eta_1 I}{4m_s V}, \\ h_r &= H_r / m_s. \end{aligned} \quad (2)$$

令  $\frac{d \cos \theta}{dt}$  为零, 可以得到准平衡态解, 并满足以下  $\mathcal{K}(\theta)$  关系

$$\gamma \alpha [h_r + (\beta + 2\pi) \cos \theta] m_s \sin^2 \theta = \frac{\mu_B \eta_1 I}{2m_s V}. \quad (3)$$

(3) 式对  $\theta$  求极值, 可以得到临界角  $\theta_c$  和临界电流

$$I_0 = \frac{4\alpha [h_r + (\beta + 2\pi) \cos \theta_c] V m_s^2 \sin^2 \theta_c}{\eta_1 \hbar}. \quad (4)$$

由  $\sin^2 \theta_c = 2/3$  得到临界角  $\theta_c$  为  $55^\circ$  (平行) 和  $125^\circ$  (反平行). 它表示稳态可能的最大角, 超过此值, 自由层磁化翻转. 公式同时包含了随机场对临界电流的影响.

不计随机场的影响, 得到磁动力学本征临界电流:  $I_0 \sim 0.385 I_0$ ,  $I_0 = 4\alpha V m_s^2 (\beta + 2\pi) \gamma \hbar \eta_1$ . 热起伏场的作用是使临界电流降低并使不确定性增大, 即临界电流存在一个变化范围.  $H_r = (2\alpha k_B T / V)^2$ , 它与温度相关.

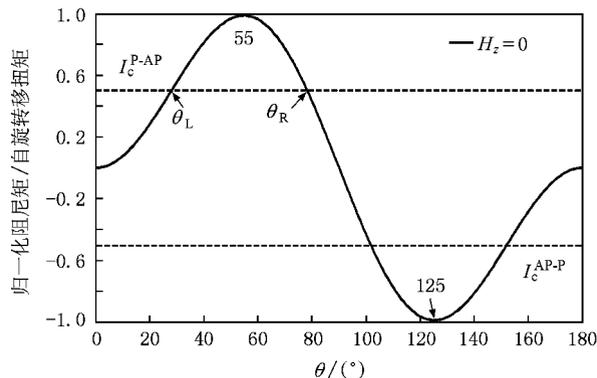


图2 图解法求自由层磁化强度矢量翻转角度  $\theta_c$ . 横坐标为自由层磁化强度矢量与  $z$  方向的夹角, 纵坐标实线代表阻尼矩, 虚线代表电流引起的自旋转移扭矩.  $I_0^{\text{AP}}$  和  $I_0^{\text{AP-P}}$  分别为正向和反向临界电流

## 2.2. 与电流相关的势垒模型

当没有电流时, 势垒被简单地考虑为自由层磁

势能的负值. 适当的电流使系统的势垒降低. 本文根据磁动力学建立一种新的势垒模型. (3) 式两边分别给出 Gilbert 阻尼与 STT 的负值, 它们对自由层磁化矢量转角  $\theta$  的相互关系如图 2<sup>[13]</sup> 所示. 图中实线为外场  $H_z = 0$  时的阻尼项, 虚线为电流引起的 STT 负值, 它近似为平行  $x$  轴的直线. 平衡时阻尼矩和电流自旋矩相等. 考虑自旋阀初始为平行组态的情况, 当电流较小时, 扭矩线与阻尼线有两个交点  $\theta_L$  和  $\theta_R$ . 左边的交点  $\theta_L$  是稳定平衡. 此时当  $\theta$  向右偏离该点时, 阻尼矩大于自旋扭矩; 而当  $\theta$  向左偏离该点时, 自旋扭矩大于阻尼矩. 结果都是使磁化矢量返回平衡点  $\theta_L$ . 而两线右边的交点  $\theta_R$  是不稳定的, 当  $\theta$  偏离  $\theta_R$  时, 倾向使磁化矢量回到左边的  $\theta_L$  点或翻转磁化方向. 当电流增大到两线只有一个交点 (即相切) 时, 系统是不稳定的: 自旋扭矩始终大于阻尼矩. 这将导致  $\theta$  增大, 直至磁化矢量翻转, 此时对应的电流即为磁动力学本征临界电流. 如图 2 所示, 当自旋阀初始组态为平行态时, 只有正向电流 (电子由自由层流向固定层) 会导致自由层磁化强度矢量翻转, 反之亦然.

下面我们来看在 STT 作用下, 磁势垒是如何变化的. 如上所述, 图 2 中  $\theta_R$  对应的状态不稳定, 只要让磁化矢量从  $\theta_L$  对应的准平衡态转变到  $\theta_R$  对应的准平衡态时, 即可实现磁化的翻转, 完成磁开关过程. 我们定义  $\theta_L, \theta_R$  对应的两种状态的磁势能差为磁开关需要的势垒  $E_b$ . 这一定义可以合理地推广至没有电流的情况.

定义无外场和电流时, 自旋阀的势垒为本征势垒. 此时磁势能表示为  $E_m = -\beta V m_s^2 \cos^2 \theta / 2$ , 当偏角  $\theta = 0$  时势能有极小值  $-\beta V m_s^2 / 2$ . 而势垒为其负值,  $E_{10} = -E_m(\theta = 0) = \beta V m_s^2 / 2$ ,  $E_{10}$  即为本征势垒. 新定义的与电流相关的势垒模型在数学上可以表示为  $E_b(I) = E_m(\theta_R) - E_m(\theta_L) = (\cos^2 \theta_L - \cos^2 \theta_R) \beta V m_s^2 / 2$ , 或  $E_b(I) = \lambda E_{10}$ ,  $\lambda$  为与电流相关的势垒因子  $\lambda = \cos^2 \theta_L - \cos^2 \theta_R$ .

对于  $I = 0$  时的电流自旋矩与阻尼矩的交点为:  $\theta = 0$  为稳定平衡态, 而  $\theta = \pi/2$  为非稳定平衡态. 根据定义, 势垒为  $E_{10} = E_b(0) = E_m(\pi/2) - E_m(0) = \beta V m_s^2 / 2$ , 即本征势垒.

在外场为零的情况下, 对于一定的  $I$  值,  $\theta_R(I/I_0), \theta_L(I/I_0)$  由公式 (3) 或图 2 给出, 进而得到  $\lambda(I/I_0)$  的关系

$$\lambda(I/I_{c0}) = \frac{E_b(I/I_{c0})}{E_{b0}} = \cos^2 \theta_L(I/I_{c0}) - \cos^2 \theta_R(I/I_{c0}) \approx \left(1 - \frac{I}{I_{c0}}\right)^{1/2}. \quad (5)$$

由此得到势垒随电流的变化曲线如图 3 所示, 它与文献 [14] 的势垒随电流降低模型不同. 在等效温度模型中, 势垒因子为  $\lambda(I/I_{c0}) = (1 - I/I_{c0})$ . 在新模型中, 势垒随电流是非线性变化的. 由图 3 可以看出,  $\lambda(I/I_{c0}) \approx (1 - I/I_{c0})^{1/2}$  的近似性很好.

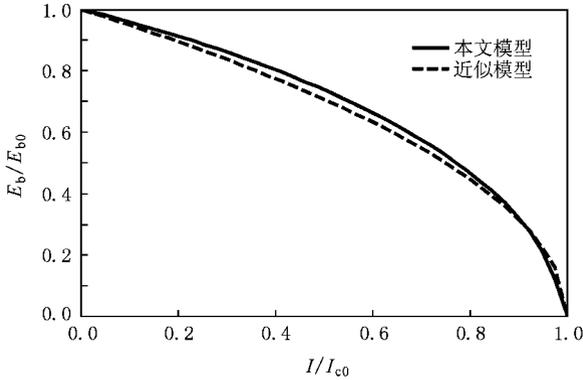


图 3  $E_b(I/I_{c0})/E_{b0} = \lambda$  与  $I/I_{c0}$  的关系曲线 ( $I_{c0} \sim 0.385I_0$ ), 实线代表本文模型, 虚线代表  $\lambda(I/I_{c0}) \approx (1 - I/I_{c0})^{1/2}$  近似模型

### 2.3. FP 方程和热起伏场下的临界电流

下面的讨论仍然假设玻尔兹曼分布成立, 在能量公式中引入 STT 的相关项, 通过求解能量、平衡角  $\theta$  和临界电流的关系, 讨论了磁化翻转中的热效应. 在磁化矢量空间的磁化流密度表示为

$$\mathbf{J}_m = P \frac{d\mathbf{m}}{dt} - D \nabla_m P, \quad (6)$$

对应  $\mathbf{m}$  空间的磁化矢量概率分布的连续性方程为

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \nabla_m \cdot \mathbf{J}_m = \frac{\partial P}{\partial t} + \nabla_m \cdot \frac{P d\mathbf{m}}{dt} - D \nabla_m^2 P. \quad (7)$$

将对称系综模型<sup>[10]</sup>的 LLG 方程中的  $d\mathbf{m}/dt$  代入, 就得到稳态时的 FP 方程

$$\frac{\partial P}{\partial t} = - \nabla_m \cdot \frac{P d\mathbf{m}}{dt} + \frac{\alpha \gamma k_B T m_s}{V} \nabla_m^2 P = 0, \quad (8)$$

$$D = \frac{\alpha \gamma k_B T m_s}{V}.$$

由上式确定了扩散系数, 它与随机场相关,  $D = H_r^2 \gamma m_s / 2$ . 并且可以验证  $P \sim \exp(-E_b/k_B T)$  是 FP 方程的解.

进一步考虑有电流时 STT 的影响, 将对称系综模型的结果<sup>[10]</sup>和势垒因子  $\lambda$  引入 FP 方程, 稳态的

FP 方程变为

$$(1 - \lambda) \nabla_m \cdot P \sum_{i=1}^3 [\alpha \gamma m_s \hat{m}_i \times (\hat{m}_i \times \mathbf{H}_{\text{eff}})] + \nabla_m \cdot \frac{P \gamma \eta_1 \hbar I \hat{M}_1}{4V} = 0, \quad (9)$$

当外场为 0, 自旋矩  $\Gamma_s = -\frac{\gamma \eta_1 \hbar I}{4V} \mathbf{M} \hat{M}_1$ , 方程变为

$$P(1 - \lambda) \alpha \gamma m_s \{2 \cos \theta [h_r + (2\pi + \beta) \cos \theta] - (2\pi + \beta) \sin^2 \theta\} - P \frac{\lambda(1 - \lambda) \alpha \gamma m_s^3 V \sin^4 \theta [h_r + (2\pi + \beta) \cos \theta]}{k_B T} + P \frac{\lambda \gamma \eta_1 \hbar m_s I \sin^2 \theta [h_r + (2\pi + \beta) \cos \theta]}{4k_B T} = 0 \quad (10)$$

当电流等于本征临界电流  $I_{c0}$  时,  $\lambda(I_{c0}) = 0$ . 由 (10) 式的第 1 项为 0 得到

$2 \cos \theta [h_r + (2\pi + \beta) \cos \theta] - (2\pi + \beta) \sin^2 \theta = 0$ , 忽略  $h_r$ , 求得临界角关系  $\sin^2 \theta_c = 2/3$ , 这与由 LLG 方程得到的结果相同. 由下式求得本征临界电流

$$- P \frac{\alpha \gamma m_s^3 V \sin^4 \theta_c [h_r + (2\pi + \beta) \cos \theta_c]}{k_B T} + P \frac{\gamma \eta_1 \hbar m_s I \sin^2 \theta_c [h_r + (2\pi + \beta) \cos \theta_c]}{4k_B T} = 0, \quad (11)$$

结果与 LLG 方程结果 (4) 式相同.

## 3. 磁动力学过程和热效应与开关时间的关系

开关时间取决于系统的弛豫时间. 在热助磁化翻转系统中, 存在磁动力学开关时间  $\tau_m$  和热弛豫时间  $\tau_1$ <sup>[9, 15]</sup>. 总开关时间可以表示为:  $\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_m}$ ,  $\tau_1$  为热开关时间,  $\tau_m$  为纯动力学开关时间. 当  $I = I_{c0}$ , 系统的开关势垒变为 0,  $\tau_m$  为无穷大, 结果开关时间  $\tau_s = \tau_1 = \tau_0$ , 所以此时开关时间由热激励机制控制,  $\tau_1 = \tau_0$ , 大小约为 1 ns. 下面通过求解  $\tau_m$  和  $\tau_1$  来讨论开关时间与热效应之间的关系.

### 3.1. 电流驱动的磁动力学弛豫时间

不考虑外磁场, LLG 方程为

$$\frac{dm_z}{dt} = m_s \frac{d \cos \theta}{dt} = \gamma a m_s^2 (\beta + 2\pi) \sin^2 \theta \cos \theta, \Rightarrow \frac{d(2\theta)}{\sin(2\theta)} = -\gamma a m_s (\beta + 2\pi) dt.$$

对上式两边积分得到

$$\begin{aligned} \text{Intan}\theta &= -\gamma\alpha m_s(\beta + 2\pi)t + A, \\ \Rightarrow \tan\theta &= \tan\theta_0 \exp[-\gamma\alpha m_s(\beta + 2\pi)t], \\ \text{初始条件为: } t=0, \theta &= \theta_0 < \pi/2; t \rightarrow \infty \text{ 时, } \theta = 0. \text{ 又} \\ \cos^2\theta &= 1/(1 + \tan^2\theta), \\ m_z^2 &= \frac{m_s^2}{1 + \tan^2\theta} \\ &= \frac{m_s^2}{1 + \tan^2\theta_0 \exp[-2\gamma\alpha m_s(\beta + 2\pi)t]} \quad (12) \end{aligned}$$

令  $\Delta m_s$  近似变为初始值的  $1/e$  时为临界点, 所以回到  $\theta = 0$  时的弛豫时间取为  $\tau_{R0} = 1/\gamma\alpha(\beta + 2\pi)m_s$ , 典型的值为纳秒级. 加入电流自旋矩后 LLG 方程变为

$$\begin{aligned} \frac{d\cos\theta}{dt} &= \gamma\alpha m_s \left( \beta + 2\pi \chi \sin^2\theta \cos\theta - \frac{I}{I_0} \right) \\ &= \gamma\alpha m_s (\beta + 2\pi \chi \sin^2\theta \cos\theta - \sin^2\theta_i \cos\theta_i), \end{aligned}$$

式中  $I/I_0 = \sin^2\theta_i \cos\theta_i$ . 电流相当负阻尼, 使总阻尼变小, 结果使弛豫时间变大. Gilbert 阻尼存在极大值, 对应临界角  $\theta_c \approx 55^\circ$  和临界电流  $I_{c0} = 0.385I_0$ , 所对应的磁动力学开关时间为无穷大. 在  $I = I_{c0}$  时, 热激励的开关时间是有限的, 近似为  $\tau_0$  (约 1 ns), 所以此时开关过程由热开关机理决定. 当  $I/I_0 \gg 1$  时, LLG 方程近似为

$$\begin{aligned} \frac{d\cos\theta}{dt} &= -\gamma\alpha m_s(\beta + 2\pi) \left( \frac{I}{I_0} - \sin^2\theta \cos\theta \right) \\ &\approx -\gamma\alpha m_s(\beta + 2\pi) \frac{I}{I_0}, \\ \Delta m_z &= -\gamma\alpha m_s^2(\beta + 2\pi) \frac{I}{I_0} t, \\ t &\approx \tau_m = (\gamma\alpha m_s(\beta + 2\pi)a)^{-1}, \\ a &\approx I/I_0, \quad (13) \end{aligned}$$

磁动力学开关时间  $\tau_m$  随电流近似呈线性地减小. 由于  $I_{c0}/I_0 = \sin^2\theta_c \cos\theta_c \approx 0.385$  时, 弛豫时间为无穷大, 设  $a \approx I/I_0 - 0.385$ , 则开关时间表示为

$$\begin{aligned} \tau_m &= (\gamma\alpha m_s(\beta + 2\pi)a)^{-1} \\ &\approx [\gamma\alpha m_s(\beta + 2\pi \chi I/I_0 - 0.385)]^{-1}, \\ I/I_0 &\geq 0.385. \end{aligned}$$

### 3.2. 热开关弛豫时间

依照 Neel-Brown 弛豫时间理论和改进的势垒模型, 热开关概率为

$$\begin{aligned} P(t) &= 1 - \exp(-t/\tau), \\ \tau_i &= \tau_0 \exp(\lambda E_{10}/k_B T). \quad (14) \end{aligned}$$

当有电流通过时, 势垒由本征势垒  $E_{10}$  降低为  $E_b(I/I_{c0})$ . 设测量脉冲宽度为  $\tau_p$ , 测量的热开关概率为  $P$ , 固定  $\tau_p > \tau_0$ , 改变  $I$  使  $P = 1 - 1/e$ , 此时的  $I$  即为时间常数  $\tau_i = \tau_p$  时的临界电流.  $\ln(\tau_i/\tau_0) = \lambda(I/I_{c0})E_{10}/k_B T$ , 而  $\lambda(I/I_{c0}) = I/I_0(\cos^{-1}\theta_R - \cos^{-1}\theta_L) \approx (1 - I/I_{c0})^{1/2}$ , 即给出时间常数  $\tau_i = \tau_p$  时临界电流随温度的变化.

图 4 中的横坐标为归一化温度  $T^* = \ln(\tau_i/\tau_0)k_B T/E_{10} = \lambda(I_c/I_{c0})$ , 纵坐标分别为势垒因子  $\lambda$  和归一化临界电流  $I_c/I_{c0}$ .  $I_{c0}$  是本征临界电流, 它与温度无关. 由于  $\tau_p$  大于  $\tau_0$ , 所以临界电流  $I_c(\tau_p) \leq I_{c0}$ . 精确的  $I_c/I_{c0}$  曲线为非线性的, 可以由(5)式或图 3 得到. 由有效温度理论和本文的非线性势垒降低理论分别得到:  $I_c/I_0 = 1 - T^*$  和  $I_c/I_{c0} = 1 - T^{*2}$ . 图 4 既可以看做临界电流随温度的变化 ( $\tau_p$  不变), 也可以表示临界电流随  $\tau_p$  的变化 (温度不变). 图 5 使用温度横坐标  $k_B T/E_{10}$ , 由本文的非线性势垒降低模型给出了  $\ln(\tau_i/\tau_0) = 0, 1, 2$  的三条曲线. 当  $\tau_p = \tau_0$ , 即  $\ln(\tau_i/\tau_0) = 0$  时,  $I_c/I_{c0}$  曲线为等于 1 的直线, 并不随温度变化. 而当  $\tau_p > \tau_0$  时,  $I_c/I_{c0}$  曲线是随温度  $T$  下降的, 下降的斜率正比于  $\ln^2(\tau_i/\tau_0)$ .

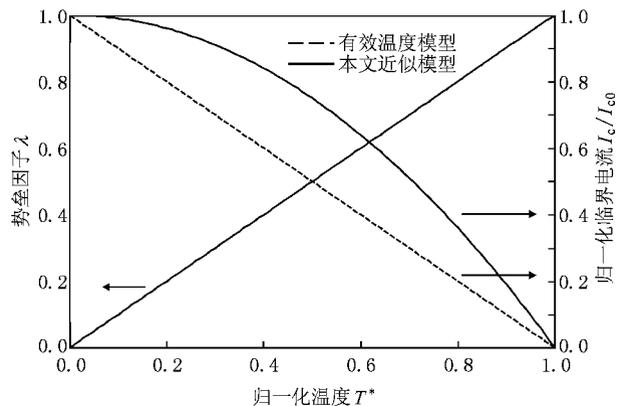


图 4 归一化温度  $T^* = \ln(\tau_i/\tau_0)k_B T/E_{10}$  与势垒因子  $\lambda$  及归一化临界电流的关系

图 6 给出  $I_c$  随温度的变化实验曲线<sup>[9]</sup>. 通过以上分析, 经过两个不同的  $\tau_p$  变温测量 (或固定两个温度, 改变脉宽  $\tau_p$  的测量), 可以得到磁开关的各项特性参数. 曲线外推到  $T = 0$  点的临界电流即为本征临界电流  $I_{c0}$ . 通过比较曲线在横轴的交点可以确定  $\tau_0$  和本征势垒  $E_{10}$ , 并得到器件的稳定因子  $E_{10}/k_B T$ . 实验的测量脉冲宽度为 40 ms, 设  $\tau_0 = 1$  ns, 可

以确定没有电流时的势垒高度为 0.59 eV, 室温下的稳定因子为 22.8.

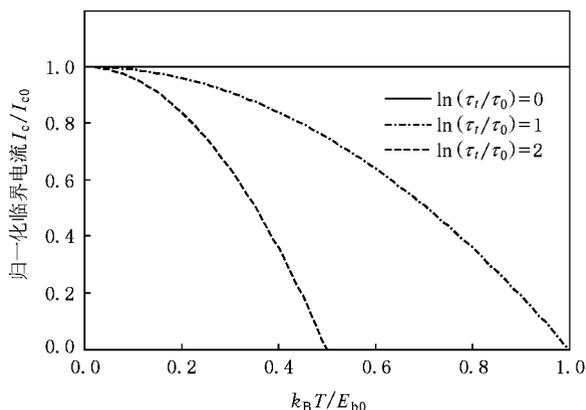


图 5 不同  $\tau_i$  下临界电流与温度系数  $k_B T/E_{b0}$  的关系

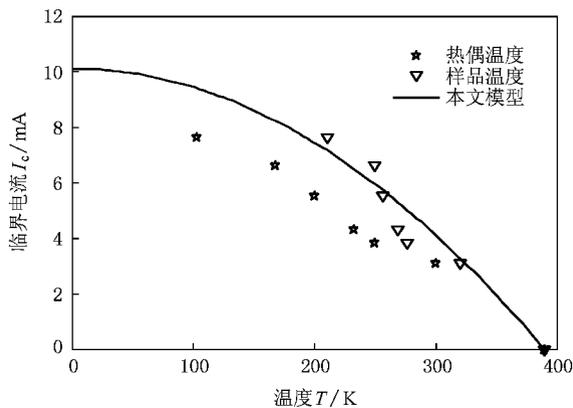


图 6  $I_c$  随温度的变化实验曲线 测量脉冲宽度  $\tau_p$  为 40 ms

考虑电流引起样品的温升<sup>[16]</sup>, 解稳态热传导方程  $\rho_r J^2 + K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0, \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -\frac{\rho_r J^2}{K}$  得到  $T^* = \xi (I/I_{c0})^2 + T_b^*$ , 其中  $T^*$  为归一化温度,  $T_b^*$  为热偶测量的归一化温度,  $K$  为热导率,  $\xi$  是与电阻率和热导率相关的常数, 这里取  $\xi = 0.5$ , 得到的实验点如图 6 所示, 与本文的非线性势垒降低模型曲线符合较好.

### 3.3. 开关机制的讨论

由上面两节的讨论我们得到, 磁开关按开关时间的不同分为 3 个工作区(图 7 描述了开关按不同开关时间划分的工作区):

当  $\tau_p > \tau_0, I \leq I_{c0}$  时, 在此电流范围内为热开关区, 在确定的  $\tau_p$  下,  $I_c/I_{c0} = 1 - T^{*2}$ , 临界电流随温度呈非线性降低, 且  $\tau_p$  越大, 则临界电流随温度降

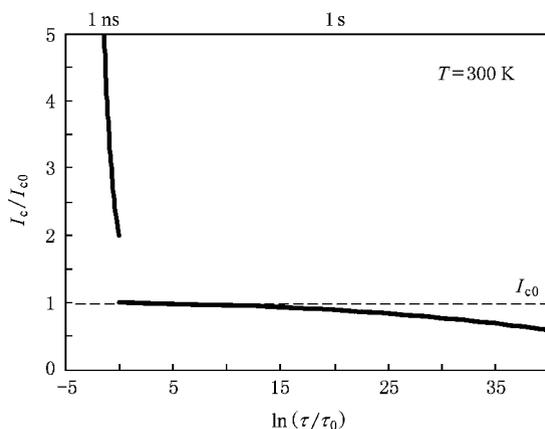


图 7 测量脉冲宽度与电流的关系曲线

低也越快. 如图 6 及图 7 右下方所示.

当  $\tau_p \ll \tau_0, I_c \gg I_{c0}$  时, 为纯磁动力学开关区. 磁动力学弛豫时间  $\tau_m$  为  $(\gamma \alpha m_s (\beta + 2\pi) \chi I/I_0 - 0.385)^{-1}$ , 典型值小于 0.1 ns. 临界电流基本与温度无关, 仅决定于开关时间  $\tau_p$ . 随  $\tau_p$  的下降近似呈线性的快速增大, 如图 7 左上方所示.

当  $\tau_p \leq \tau_0$  时, 为混合开关区,  $I_c > I_{c0}$ , 热开关时间  $\tau_i = \tau_0$  保持不变, 而动力学开关时间由无穷大降低到约 0.1 ns. 这种情况下, 总的开关时间倒数是二者的倒数和, 两种开关机制同时起作用, 情况比较复杂. 开关时间位于热开关区和磁动力学开关区之间, 而且不随温度改变, 如图 7 左上方所示.

## 4. 结 论

电流增大会使纳米自旋阀磁开关器件的势垒降低. 本文通过对电流下磁翻转过程的动力学分析, 提出一种新的电流感应自由层势垒降低模型. 该模型定义势垒由两个准平衡态的磁势能差决定. 在本征临界电流下, 热激励磁化翻转的势垒降为零, 对应的热开关时间为  $\tau_0$ , 约为纳秒级, 而磁动力学开关时间却为无穷大. 开关机理有两种: 纯动力学开关和热激活开关, 或介于它们之间的混合开关. 临界电流随温度的变化只是在热开关区, 并且是非线性的, 还与测量脉冲宽度相关, 即临界电流随温度呈非线性降低, 且  $\tau_p$  越大, 则临界电流随温度降低也越快. 当脉宽  $\tau_p = \tau_0$  时, 临界电流等于本征临界电流  $I_{c0}$ , 并不随温度变化. 在磁动力学开关区, 开关速度与临界电流近似成正比, 且临界电流并不随温度改变. 通过两次不同的  $\tau_p > \tau_0$  变温开关电流的测量(或固定两

个温度,改变测量脉冲时间的开关电流的测量),可以得到磁开关的各项特性参数.零点的临界电流即为本征临界电流  $I_{c0}$ .通过比较两条曲线可以确定尝

试时间  $\tau_0$  和本征势垒  $E_{b0}$ ,并得到器件的稳定因子  $E_{b0}/k_B T$ .

- [ 1 ] Kramer H A 1940 *Physica ( Amsterdam )* **7** 284
- [ 2 ] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [ 3 ] Berger L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9353
- [ 4 ] Sun J Z 2006 *IBM J. Res. Dev.* **50** 81
- [ 5 ] Li Z ,Zhang S 2004 *Phys. Rev. B* **69** 134416
- [ 6 ] Urazhdin S ,Birge N O ,Pratt W P ,Bass J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 146803
- [ 7 ] Fabian A ,Terrier C ,Guisan S S ,Hoffer X ,Dubey M ,Gravier L ,Wegrowe J E 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 257209
- [ 8 ] Wegrowe J E 2003 *Phys. Rev. B* **68** 214414
- [ 9 ] Yagami K ,Tulapurkar A A ,Fukushima A ,Suzuki Y 2005 *IEEE Trans. Magn.* **41** 2615
- [ 10 ] Ren M ,Hu J ,Zhang L ,Dong H ,Deng N ,Chen P 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2006
- [ 11 ] Ren M ,Zhang L ,Hu J N ,Deng N ,Chen P Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2863 ( in Chinese ) [ 任 敏、张 磊、胡九宁、邓 宁、陈培毅 2007 物理学报 **56** 2863 ]
- [ 12 ] Zhang L ,Ren M ,Hu J N ,Deng N ,Chen P Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2427 ( in Chinese ) [ 张 磊、任 敏、胡九宁、邓 宁、陈培毅 2008 物理学报 **57** 2427 ]
- [ 13 ] Zhang L ,Hu J N ,Ren M ,Deng N ,Chen P Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 488 ( in Chinese ) [ 张 磊、胡九宁、任 敏、邓 宁、陈培毅 2009 物理学报 **58** 488 ]
- [ 14 ] Apalkov D M ,Visscher P B 2005 *Phys. Rev. B* **72** 180405
- [ 15 ] Huai Y M ,Apalkov D ,Diao Z T 2006 *Jpn. J. Appl. Phys.* **45** 3835
- [ 16 ] Fabian A ,Terrier C ,Guittienne P ,Gravier L ,Ansermet J 2006 *J. Phys. : Cond. Mat.* **18** 1569

## Thermal effect in current induced magnetic switching\*

Dong Hao Ren Min Zhang Lei Deng Ning Chen Pei-Yi<sup>†</sup>

( Tsinghua National Laboratory for Information Science and Technology ,Institute of Microelectronics ,Tsinghua University ,Beijing 100084 ,China )

( Received 25 December 2008 ; revised manuscript received 23 February 2009 )

### Abstract

Based on the Neel-Brown relaxation time theory and the effective temperature model proposed by Li et al. ,the thermal effect in current induced magnetic spin torque switching is theoretically studied. On the basis of Landau-Lifshitz-Gilbert equation and Fokker-Planck equation ,through analyzing the current induced magnetic switching and potential change ,a new model to explain the potential barrier reducing is proposed. Different from Li's model ,this model is nonlinear. The model is used to discuss the relation between temperature ,switching time and critical current. For the current induced temperature rise ,our model does accord with the experiment well. The method for determining the intrinsic switch electric current ,testing time and intrinsic potential barrier in magnetic switching is also proposed.

**Keywords :** thermal effect , spin transfer torque , Neel-Brown relaxation time , Fokker-Planck equation

**PACC :** 7225 , 7360

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60606021 ) ,the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China ( Grant No. 20060003067 ) ,the National Basic Research Program of China ( Grant No. 2006CB921106 ) ,and the Fok Ying-Tong Education Foundation ,China ( Grant No. 114011 ) .

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : chenpy@mail. tsinghua. edu. cn