

基于钴和坡莫合金纳米磁体的全自旋逻辑器件开关特性研究

王森 蔡理 崔焕卿 冯朝文 王峻 齐凯

Switching characteristics of all spin logic devices based on Co and Permalloy nanomagnet

Wang Sen Cai Li Cui Huan-Qing Feng Chao-Wen Wang Jun Qi Kai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 098501 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.098501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.098501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I9>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

界面铁掺杂锯齿形石墨烯纳米带的自旋输运性能

[Spin transport properties for iron-doped zigzag-graphene nanoribbons interface](#)

物理学报.2016, 65(6): 068503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.068503>

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

[Effect of the intrinsic in-plane shape anisotropy on the oscillation characteristics of zero-field spin torque oscillator](#)

物理学报.2015, 64(19): 198502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.198502>

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>

# 基于钴和坡莫合金纳磁体的全自旋逻辑器件开关特性研究<sup>\*</sup>

王森<sup>†</sup> 蔡理 崔焕卿 冯朝文 王峻 齐凯

(空军工程大学, 理学院, 西安 710051)

(2015年11月26日收到; 2016年1月25日收到修改稿)

基于纳磁体动力学和自旋传输机理, 建立了全自旋逻辑 (ASL) 器件的自旋传输-磁动力学模型. 基于该模型分别研究了钴纳磁体构成的全自旋逻辑 (CoASL) 器件和坡莫合金纳磁体构成的全自旋逻辑 (PyASL) 器件在不同沟道长度和电源电压下的开关特性. 结果显示 PyASL 器件在开关延迟时间和功耗上要小于 CoASL 器件, 且能可靠工作的最大沟道长度要大于 CoASL 器件. 另外, 两种 ASL 器件的开关延迟时间可通过减小沟道长度或增加电源电压来减小; 而功耗可通过减小沟道长度或电源电压来减小. 同时, 减小沟道长度能有效抑制热噪声对开关延迟时间和功耗的影响, 但增大电源电压只能抑制热噪声对开关延迟时间的影响. 上述研究结果将为优化 ASL 器件磁性材料和器件结构提供重要的参数选择依据.

**关键词:** 全自旋逻辑, 自旋转矩, 自旋传输, Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski 方程

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

**DOI:** 10.7498/aps.65.098501

## 1 引言

随着巨磁电阻效应 (giant magnetoresistance, GMR) 和隧穿电阻效应 (tunnel magnetoresistance, TMR) 的发现, 利用电子自旋而不是传统的电子电荷作为状态变量来处理和存储信息已引起了广泛的兴趣<sup>[1-4]</sup>. 特别地, 自旋转矩效应 (spin transfer torque, STT) 的发现使得无须借助外磁场仅依靠自旋电流来操控磁矩成为可能<sup>[5,6]</sup>. 利用 STT 效应可实现电流诱导的磁化翻转, 还能使磁化强度发生持续的振荡甚至产生混沌行为<sup>[7,8]</sup>. 目前, 关于 STT 效应的研究已成为一个科学前沿热点. 一方面, 众多学者致力于寻找有效方法来降低 STT 翻转磁化所需的临界电流密度. 文献<sup>[9]</sup>和文献<sup>[10]</sup>提出了利用外加磁场和电场来辅助磁化翻转的方法, 但这增加了电路的复杂度; 文献<sup>[11]</sup>提出了利用垂直于平面的各向异性场来降低临界电流密度;

而近来利用应力各向异性场来降低临界电流密度也起到了很好的效果<sup>[12]</sup>. 另一方面, 基于 STT 和 GMR, TMR 效应, 提出了许多新的自旋电子器件和结构, 如磁随机存储器<sup>[13]</sup>、磁隧道结<sup>[14]</sup>、自旋场效应管<sup>[15]</sup>、自旋矩纳米振荡器等<sup>[7,8]</sup>. 由于具有超低功耗、非易失性、能持续缩小等优点, 这些自旋电子器件有可能成为未来纳电子器件的重要候选者<sup>[2]</sup>.

大部分自旋电子器件在实现逻辑运算时, 通常只是利用自旋作为内部变量, 在逻辑门层面依然利用电子电荷作为状态变量<sup>[16]</sup>. 因此需要附加硬件结构来进行自旋信息与电荷信息间的不断转换, 这就部分抵消了自旋作为状态变量进行逻辑运算的优势. 为避免自旋信息与电荷信息间的频繁转换, Behin-Aein 等<sup>[17]</sup>提出了一种新的自旋电子器件——全自旋逻辑 (all spin logic, ASL) 器件, 该器件利用纳磁体的磁化方向表征和存储信息, 利用

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 61172043)、陕西省自然科学基金基础研究计划项目 (批准号: 2014JQ8343) 和空军工程大学理学院博士 (后) 科研资助基金 (批准号: 2013BSKYQD10) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: wangsen1998-2002@163.com

自旋电流来传输和处理信息, 具有结构简单、集成密度高、体积小且可持续缩小等优点. 器件结构如图1所示, 其中接触和接地通常由金属构成, 沟道可由金属或半导体构成, 纳磁体为铁磁材料, 隔离层为绝缘层, 阻止电流从一个沟道流向另一个沟道. 通过选择合适的磁体尺寸, 使得 $x$ 轴和 $y$ 轴分别为易磁化轴和难磁化轴. 每个纳磁体的磁矩具有两个稳定的状态, 分别指向 $+x$ 方向和 $-x$ 方向, 当磁体的磁矩指向 $+x$ 方向, 表示逻辑“1”, 指向 $-x$ 方向, 表示逻辑“0”.

要实现逻辑运算, 需要输入和输出之间具有非倒易性. 在图1中是通过接地位置的不对称性来实现非倒易性的, 与接地位置临近的磁体(纳磁体1)是输入端, 而距离接地位置较远的磁体(纳磁体2)是输出端<sup>[18]</sup>. 当电荷电流从电源“ $V_{DD}$ ”经过纳磁体1时, 会根据纳磁体1的磁矩方向产生相应的自旋电流, 自旋电流在沟道中扩散, 通过自旋转矩效应将影响纳磁体2的磁矩. 在一定的电源电压下, 当流入纳磁体2的自旋电流大于临近自旋电流后, 如果 $V_{DD}$ 的极性为正时, 自旋转矩效应将使纳磁体2的磁矩方向与纳磁体1的磁矩方向相反, 实现“非”运算, 如果 $V_{DD}$ 的极性为负时, 将使纳磁体2的磁矩方向与纳磁体1的磁矩方向相同, 实现“复制”运算.

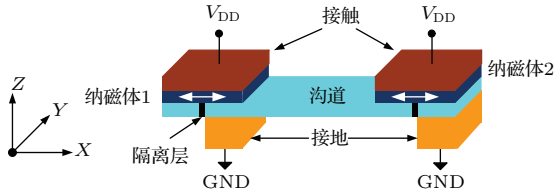


图1 (网刊彩色) 全自旋逻辑器件

Fig. 1. (color online) All spin logic device.

除了能实现非门外, 将多个ASL器件进行适当的连接还可实现与门、或门、全加器等基本逻辑电路, 但这些基本逻辑电路在开关速度和功耗上与互补氧化物金属半导体器件相比还不具备优势<sup>[19]</sup>. 而研究发现不同的沟道材料对ASL器件的开关速度和功耗影响差别较大<sup>[20,21]</sup>, 纳磁体材料、尺寸等因素也都将会对ASL器件的开关机理产生影响<sup>[22]</sup>. 为了进一步改善ASL器件的开关性能, 本文重点研究由钴(Co)和坡莫合金(Py)这两种磁性材料构成纳磁体的ASL器件(分别简称为CoASL, PyASL)的开关延迟时间、功耗等, 以期揭

示磁体材料、电源电压、沟道长度等因素对ASL器件开关机理的影响, 优化器件结构.

## 2 模型描述

ASL器件采用的是非局域自旋阀结构, 可用Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS)方程来描述自旋阀结构中的磁化动力学行为<sup>[12]</sup>. 对于电子自旋在磁体、非磁体以及界面中的注入、传输和耗散过程可用自旋传输模型<sup>[22]</sup>来描述. 通过将LLGS方程(也可称为磁动力学模型)与自旋传输模型进行耦合, 利用自一致仿真即可获得自旋电流的传输情况和纳磁体磁矩的进动轨迹, 最终揭示ASL器件的开关机理.

### 2.1 磁动力学模型

纳磁体 $n$ 的归一化磁矩 $\mathbf{m}_n$ 的进动轨迹用LLGS方程描述为

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}_n}{dt} = & -\gamma\mu_0\mathbf{m}_n \times (\mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{H}_{\text{th}}) \\ & + \alpha\mathbf{m}_n \times \frac{d\mathbf{m}_n}{dt} \\ & + \frac{1}{qN_S}\mathbf{m}_n \times (\mathbf{I}_{\text{Sn}} \times \mathbf{m}_n), \end{aligned} \quad n \in (1, 2), \quad (1)$$

方程右边的第一项为包含有效场和热量场的进动项; 第二项为Gilbert阻尼项, 表示磁矩在进动过程中向有效场方向靠拢; 第三项为自旋电流对磁矩的自旋转矩项. 其中,  $\gamma$ 为电子回旋磁比,  $\mu_0$ 为真空磁导率,  $\alpha$ 为磁材料的Gilbert阻尼系数,  $q$ 为元电荷,  $N_S$ 为单个磁体的玻尔磁子总数, 有

$$N_S = \frac{M_S\Omega}{\mu_B}, \quad (2)$$

其中,  $M_S$ 为纳磁体的饱和磁化强度,  $\Omega$ 为纳磁体的体积,  $\mu_B$ 为玻尔磁子.

$\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 表示磁体的有效场, 由两部分构成

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_k + \mathbf{H}_d. \quad (3)$$

对于图1所示的坐标系, 有 $\mathbf{H}_k = \frac{2K_\mu}{M_S\mu_0}m_x\mathbf{x}$ , 表示磁晶各向异性场, 其中 $K_\mu = \frac{K_S}{t_{\text{FM}}}$ 为纳磁体的磁晶各向异性参数,  $K_S$ 为纳磁体的单轴各向异性常数,  $t_{\text{FM}}$ 为纳磁体的厚度,  $m_x$ 表示磁矩 $\mathbf{m}$ 在 $x$ 轴方向上的分量,  $\mathbf{x}$ 表示 $x$ 轴方向上的单位向量.

$\mathbf{H}_d = -M_S \mathbf{m} \mathbf{N}_d$  表示形状各向异性场(即退磁场), 其中  $\mathbf{N}_d$  表示退磁张量, 它是一个  $3 \times 3$  维的矩阵, 非对角线上的元素为零, 对角线上的元素一般表述为  $[N_x \ N_y \ N_z]$ , 分别表示  $x, y$  和  $z$  方向上的退磁因素.

$\mathbf{H}_{th}$  表示热量场, 用来描述热噪声对磁矩进动的影响, 可将其等效为一个随机磁场<sup>[23]</sup>:

$$\mathbf{H}_{th} = h_x(t)\mathbf{x} + h_y(t)\mathbf{y} + h_z(t)\mathbf{z}, \quad (4)$$

其中  $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$  分别表示  $x$  轴、 $y$  轴、 $z$  轴方向上的单位向量,  $h_x(t), h_y(t), h_z(t)$  分别为  $\mathbf{H}_{th}$  在  $x$  轴、 $y$  轴、 $z$  轴方向上的分量, 表示为

$$h_i(t) = \sqrt{\frac{2\alpha kT}{\gamma\mu_0^2(1+\alpha^2)M_S\Omega\Delta t}} G_{(0,1)}(t) \quad i \in (x, y, z), \quad (5)$$

其中,  $k$  为玻尔兹曼常数;  $T$  为开尔文温度;  $\Delta t$  为时间步长;  $G_{(0,1)}(t)$  为均值为0、方差为1的高斯分布.

## 2.2 自旋传输模型

自旋传输模型采用“自旋电路”的概念来描述, 此时, 电流和电压不再是标量, 而变为  $1 \times 4$  维的向量,  $\mathbf{I} = [I_C \ I_{Sx} \ I_{Sy} \ I_{Sz}]^T$  表示某一支路上的电流向量,  $\mathbf{V} = [V_C \ V_{Sx} \ V_{Sy} \ V_{Sz}]^T$  表示某一结点上的电压向量<sup>[22]</sup>. 其中,  $I_C, V_C$  分别表示传统的电荷电流和电荷电压,  $I_{Si}, V_{Si}, i \in (x, y, z)$  分别表示自旋电流和自旋电压在  $x$  轴、 $y$  轴、 $z$  轴方向上的分量. 对于图2所示的电路, 类似于传统的欧姆定律, 可将电流向量和电压向量间的关系表示为

$$\mathbf{I}_{ab} = \mathbf{G}_{ab} \times \mathbf{V}_{ab}, \quad (6)$$

其中,  $\mathbf{I}_{ab}$  表示支路  $ab$  上的电流向量,  $\mathbf{V}_{ab}$  表示结点  $a$  和  $b$  间的电压向量,  $\mathbf{G}_{ab}$  表示支路  $ab$  上的电导矩阵, 它是一个  $4 \times 4$  维的矩阵, 矩阵中的每一个元素为一比例常数, 具有电导的量纲, 其大小取决于 ASL 器件的材料和尺寸.

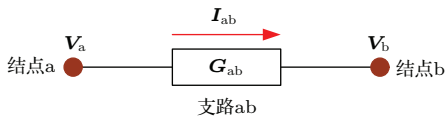


图2 自旋电路的支路

Fig. 2. The branch of spin circuit.

为了描述自旋电子在磁体-非磁体界面、非磁体以及磁体中的传输、耗散效应, 可分别用三种电

导矩阵来模拟: 一是磁体-非磁体间的界面电导矩阵  $\mathbf{G}_{FM-NM}$ ; 二是非磁电导矩阵  $\mathbf{G}_{NM}$ ; 三是磁体电导矩阵  $\mathbf{G}_{FM}$ .

### 1) 界面电导矩阵 $\mathbf{G}_{FM-NM}$

为了描述自旋向上和自旋向下的电子在磁体-非磁体界面处的反射和传输特性, 引入界面电导矩阵  $\mathbf{G}_{FM-NM}$ . 当假设纳磁体的磁矩指向  $+x$  轴方向时, 界面电导矩阵  $\mathbf{G}_{FM-NM}$  可描述为<sup>[24]</sup>

$$\mathbf{G}_{FM-NM}(\mathbf{x}) = \begin{bmatrix} \mathbf{G}_{int} & \eta \mathbf{G}_{int} & 0 & 0 \\ \eta \mathbf{G}_{int} & \mathbf{G}_{int} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\text{Re}(\mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}) & 2\text{Im}(\mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}) \\ 0 & 0 & -2\text{Im}(\mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}) & 2\text{Re}(\mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

其中  $\mathbf{G}_{int} = g_{int}A$  表示界面自旋电导;  $\text{Re}(\mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}) = g_{Re}A$ ,  $\text{Im}(\mathbf{G}_{\uparrow\downarrow}) = g_{Im}A$  分别表示界面混合电导的实部和虚部;  $\eta$  表示磁体-非磁体界面的自旋不对称系数;  $g_{int}, g_{Re}, g_{Im}$  为界面自旋(混合)电导率, 与界面材料有关;  $A$  表示界面面积.

如果磁矩方向为任意方向, 则界面电导矩阵变为<sup>[25]</sup>

$$\mathbf{G}_{FM-NM}(\mathbf{m}) = \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{m}) \mathbf{G}_{FM-NM}(\mathbf{x}) \mathbf{R}(\mathbf{m}), \quad (8)$$

$\mathbf{R}(\mathbf{m})$  为旋转矩阵

$$\mathbf{R}(\mathbf{m}) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & r_{22} & r_{23} & r_{24} \\ 0 & r_{32} & r_{33} & r_{34} \\ 0 & r_{42} & r_{43} & r_{44} \end{bmatrix}, \quad (9)$$

其中,  $[r_{22} \ r_{23} \ r_{24}] = \mathbf{R}_2 = \mathbf{m}$ ,  $[r_{32} \ r_{33} \ r_{34}] = \mathbf{R}_3 = -\frac{\mathbf{R}_2 \times \mathbf{x}}{\|\mathbf{R}_2 \times \mathbf{x}\|}$ ,  $[r_{42} \ r_{43} \ r_{44}] = \mathbf{R}_4 = \mathbf{R}_2 \times \mathbf{R}_3$ .

### 2) 非磁电导矩阵 $\mathbf{G}_{NM}$

非磁电导矩阵  $\mathbf{G}_{NM}$  用来描述自旋电流在非磁材料中的耗散效应, 可用  $\pi$  形或 T 形等效电导矩阵来描述<sup>[25]</sup>, 如图3所示.

其中  $\pi$  形等效电导矩阵的水平支路电导为

$$\mathbf{G}_{sep}^{NM} = \begin{bmatrix} \frac{t_{NM} w_{NM}}{\rho_{NM} l_{NM}} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \xi_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \xi_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \xi_1 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

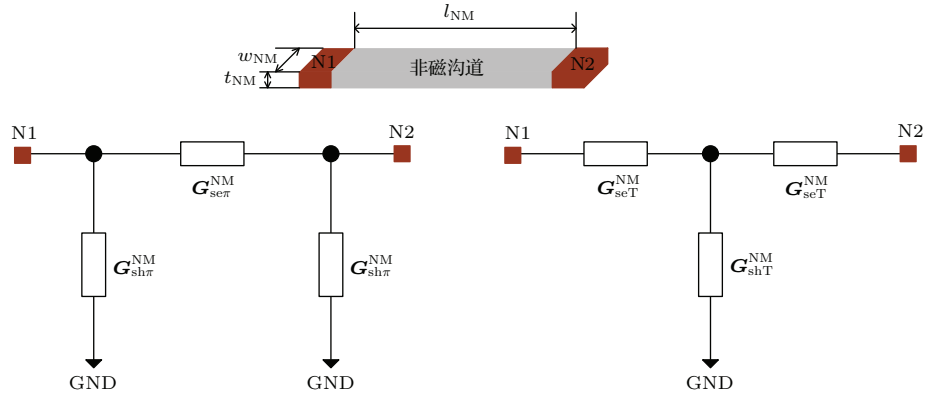

 图3 非磁体的 $\pi$ 形和T形等效电路

 Fig. 3.  $\pi$ -(left) and T-equivalent networks (right) for the nonmagnet connecting the nodes N1 and N2

$\pi$ 形等效电导矩阵的垂直支路电导为

$$\mathbf{G}_{sh\pi}^{NM} = \frac{t_{NM}w_{NM}}{\rho_{NM}\lambda_{NM}} \tanh\left(\frac{l_{NM}}{2\lambda_{NM}}\right) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

其中  $\xi_1 = \frac{t_{NM}w_{NM}}{\rho_{NM}\lambda_{NM}} \text{csch}\left(\frac{l_{NM}}{\lambda_{NM}}\right)$ ;  $t_{NM}$ ,  $w_{NM}$ ,  $l_{NM}$  分别为非磁体的厚度、宽度、长度;  $\rho_{NM}$  为非磁体的电阻率;  $\lambda_{NM}$  为电子在非磁体中的自旋扩散长度.

而T形等效电导矩阵可通过下式与 $\pi$ 形等效电导矩阵互换:

$$\mathbf{G}_{seT} = 2\mathbf{G}_{se\pi} + \mathbf{G}_{sh\pi}, \quad (12)$$

$$\mathbf{G}_{shT} = \mathbf{G}_{sh\pi}\mathbf{G}_{se\pi}^{-1}\mathbf{G}_{sh\pi} + 2\mathbf{G}_{sh\pi}. \quad (13)$$

### 3) 磁体电导矩阵 $\mathbf{G}_{FM}$

磁体电导矩阵  $\mathbf{G}_{FM}$  描述了自旋电流在磁性材料中的耗散效应, 也可等效为 $\pi$ 形或T形电导矩阵<sup>[19]</sup>. 其中磁矩方向为 $+x$ 轴方向的 $\pi$ 形等效电导矩阵的水平支路电导为

$$\mathbf{G}_{se\pi}^{FM}(x) = \frac{l_{FM}w_{FM}}{\rho_{FM}(1-\beta^2)} \begin{bmatrix} \frac{1}{t_{FM}} & \frac{\beta}{t_{FM}} & 0 & 0 \\ \frac{\beta}{t_{FM}} & \xi_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \xi_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \xi_3 \end{bmatrix}, \quad (14)$$

其中,  $\xi_2 = \frac{\beta^2}{t_{FM}} - \frac{1-\beta^2}{\lambda_{FM}} \text{csch}\left(\frac{t_{FM}}{\lambda_{FM}}\right)$ ,  $\xi_3 = \frac{1-\beta^2}{\lambda_{FM}} \text{csch}\left(\frac{t_{FM}}{\lambda_{FM}}\right)$ ;  $t_{FM}$ ,  $w_{FM}$ ,  $l_{FM}$  分别为磁体的厚度、宽度、长度;  $\rho_{FM}$  为磁体的电阻率;  $\lambda_{FM}$  为电

子在磁体中的自旋扩散长度;  $\beta$  为磁体的自旋不对称系数.

而磁矩方向为 $+x$ 轴方向的 $\pi$ 形等效电导矩阵的垂直支路电导为

$$\mathbf{G}_{sh\pi}^{FM}(x) = \frac{l_{FM}w_{FM}}{\rho_{FM}\lambda_{FM}} \tanh\left(\frac{t_{FM}}{2\lambda_{FM}}\right) \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (15)$$

如果磁矩方向为任意方向, 则水平支路电导矩阵(14)和垂直支路电导矩阵(15)可用(8)式进行转换, 进而可获得任意方向的磁体电导矩阵.

基于上述三种电导矩阵, 图4给出了图1所示的ASL器件的自旋传输模型.

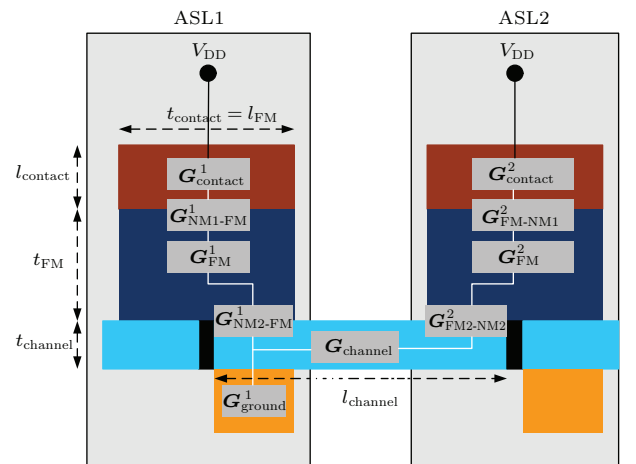


图4 (网刊彩色) ASL器件自旋传输模型

Fig. 4. (color online) The spin transport model for ASL device.

图4中,  $G_{\text{contact}}^1$ ,  $G_{\text{contact}}^2$  分别为ASL1和ASL2接触层的非磁电导矩阵;  $G_{\text{FM-NM1}}^1$ ,  $G_{\text{FM-NM1}}^2$  分别为ASL1和ASL2接触层与纳磁体的界面电导矩阵;  $G_{\text{FM}}^1$ ,  $G_{\text{FM}}^2$  分别为ASL1和ASL2的磁体电导矩阵;  $G_{\text{FM-NM2}}^1$ ,  $G_{\text{FM-NM2}}^2$  分别为ASL1和ASL2纳磁体与沟道的界面电导矩阵;  $G_{\text{ground}}^1$  为ASL1接地的非磁电导矩阵,  $G_{\text{channel}}$  为连接ASL1和ASL2的沟道的非磁电导矩阵. 其中, 接触层、沟道和接地的非磁电导矩阵可根据方便使用 $\pi$ 形或T形等效电导矩阵来描述.

### 2.3 自旋传输-磁动力学模型

通过磁动力学模型可获得ASL器件中纳磁体的磁矩进动轨迹, 但需要已知流入纳磁体的自旋电流, 而通过自旋传输模型可获得流入纳磁体的自旋电流, 但自旋电流会随着纳磁体的磁矩进动而相应变化. 因此, 为了解ASL器件的自旋电流变化情况和纳磁体磁动力学行为, 需要耦合自旋传输模型与磁动力学模型, 通过一致仿真来求解, 对于这种包含了自旋传输模型与磁动力学模型的耦合模型, 称为自旋传输-磁动力学模型. 具体求解步骤如下:

**步骤1** 给定ASL器件的磁矩初始方向(在下面的仿真中, 如无特别说明, 假设两个纳磁体的磁矩初始方向为 $-x$ 轴方向), 作为自旋传输模型的初

始条件, 通过求解自旋传输模型获得流入纳磁体的初始自旋电流;

**步骤2** 将自旋电流传送给磁动力学模型, 以获得下一时刻的纳磁体磁矩;

**步骤3** 将磁矩传送给自旋传输模型, 获得新的自旋电流;

**步骤4** 重复步骤2和步骤3, 获得随时间变化的自旋电流和磁矩进动轨迹.

根据上述模型, 对图1所示的ASL器件进行仿真, 结果如图5所示. 其中, 纳磁体层的材料选为Py, 接触层、沟道以及接地材料为铜(Cu), 具体参数设置见表1. 有必要指出的是, 就我们所查阅的公开文献来看, ASL器件的实验制备还未见有报道. 因此, 表1中的部分参数是依据工作机理与其相似的研究较为广泛的磁隧道结(magnetic tunnel junction, MTJ)结构来确定的, 一方面以确保数值仿真结果尽可能精确地展示器件开关机理, 另一方面也有利于直接借鉴制备MTJ的工艺来实现ASL器件的制备.

由图5(a)可见, 在0到1.5 ns期间, 正电源电压 $V_{\text{DD}}$ (0.05 V)加在接触层上, ASL电路实现“非逻辑”功能, ASL2的磁矩在大约0.8 ns左右翻转到与ASL1的磁矩相反的状态. 在1.5 ns到3 ns期间,

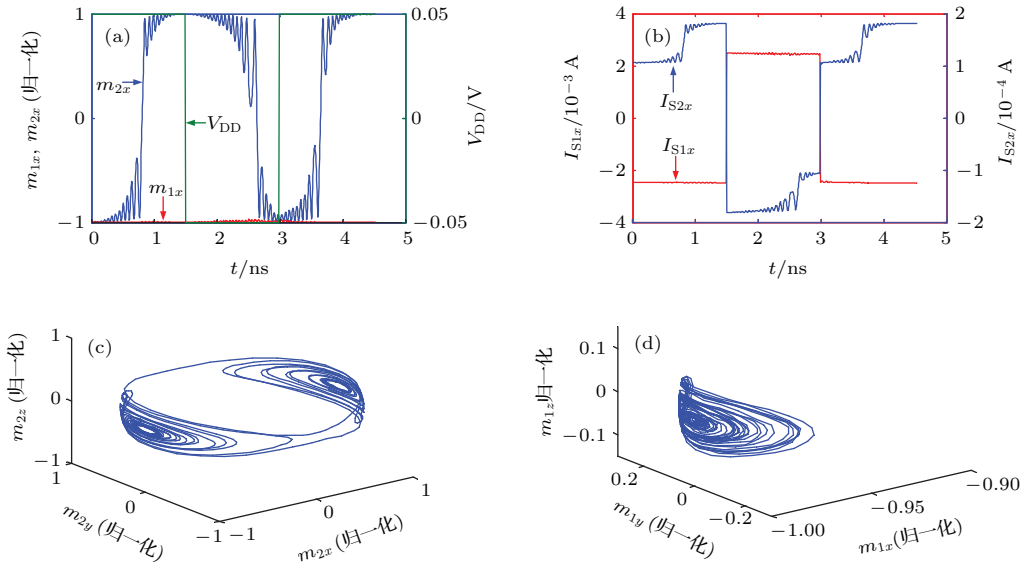


图5 (网刊彩色) ASL器件自一致仿真结果 (a)  $m_{1x}$ ,  $m_{2x}$  和  $V_{\text{DD}}$  随时间变化的暂态轨迹; (b)  $I_{S1x}$  和  $I_{S2x}$  随时间变化的暂态轨迹; (c) ASL2的磁矩进动轨迹; (d) ASL1的磁矩进动轨迹

Fig. 5. (color online) Self-consistent simulation results of ASL device: (a) Transient of  $m_{1x}$ ,  $m_{2x}$  and  $V_{\text{DD}}$ ; (b) transient of  $I_{S1x}$  and  $I_{S2x}$ ; (c) trajectory of the magnetic moment of the ASL2; (d) trajectory of the magnetic moment of the ASL1.

表1 ASL器件的仿真参数  
 Table 1. Simulation parameters for ASL devices.

| 参数                          | 值                                                          | 参数                           | 值                                                          | 参数                           | 值                                                          |
|-----------------------------|------------------------------------------------------------|------------------------------|------------------------------------------------------------|------------------------------|------------------------------------------------------------|
| $l_{\text{FM}}$             | 50 nm                                                      | $l_{\text{contact}}$         | 10 nm                                                      | $\lambda_{\text{Cu}}$        | 350 nm [26]                                                |
| $w_{\text{FM}}$             | 20 nm                                                      | $w_{\text{contact}}$         | 20 nm                                                      | $\rho_{\text{Cu}}$           | 34 $\Omega \cdot \text{nm}$ [27]                           |
| $t_{\text{FM}}$             | 3 nm                                                       | $t_{\text{contact}}$         | 50 nm                                                      | $T$                          | 300 K                                                      |
| $l_{\text{channel}}$        | 400 nm                                                     | $l_{\text{ground}}$          | 50 nm                                                      | $\gamma$                     | $17.6 \times 10^{10} \text{ s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$   |
| $w_{\text{channel}}$        | 20 nm                                                      | $w_{\text{ground}}$          | 20 nm                                                      | $\mu_{\text{B}}$             | $9.274 \times 10^{-24} \text{ A} \cdot \text{m}^2$         |
| $t_{\text{channel}}$        | 50 nm                                                      | $t_{\text{ground}}$          | 50 nm                                                      | $[N_x \ N_y \ N_z]$          | [0.01] [22]                                                |
| $\lambda_{\text{Co}}$       | 38 nm [27]                                                 | $\rho_{\text{Co}}$           | 210 $\Omega \cdot \text{nm}$ [27]                          | $\alpha_{\text{Co}}$         | 0.011 [28]                                                 |
| $M_{\text{S}}^{\text{Co}}$  | $1.2 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ [29]       | $K_{\text{S}}^{\text{Co}}$   | $2.1 \times 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ [30]    | $\eta_{\text{Co/Cu}}$        | 0.77 [31]                                                  |
| $\beta_{\text{Co}}$         | 0.46 [31]                                                  | $g_{\text{int}}^{\text{Co}}$ | $1.92 \times 10^{15} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ [31] | $g_{\text{Re}}^{\text{Co}}$  | $0.54 \times 10^{15} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ [31] |
| $g_{\text{Im}}^{\text{Co}}$ | $0.02 \times 10^{15} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ [31] | $\lambda_{\text{Py}}$        | 3 nm [27]                                                  | $\rho_{\text{Py}}$           | 278 $\Omega \cdot \text{nm}$ [27]                          |
| $\alpha_{\text{Py}}$        | 0.007 [28]                                                 | $M_{\text{S}}^{\text{Py}}$   | $0.8 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ [29]       | $K_{\text{S}}^{\text{Py}}$   | $1.09 \times 10^{-4} \text{ J} \cdot \text{m}^{-2}$ [32]   |
| $\eta_{\text{Py/Cu}}$       | 0.63 [31]                                                  | $\beta_{\text{Py}}$          | 0.7 [31]                                                   | $g_{\text{int}}^{\text{Py}}$ | $4 \times 10^{15} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ [31]    |
| $g_{\text{Re}}^{\text{Py}}$ | $0.39 \times 10^{15} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ [31] | $g_{\text{Im}}^{\text{Py}}$  | $0.01 \times 10^{15} \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$ [31] |                              |                                                            |

负电压  $V_{\text{DD}}$  ( $-0.05 \text{ V}$ ) 加在接触层上, ASL 电路实现“复制”功能, ASL2 的磁矩在大约  $2.6 \text{ ns}$  左右翻转到与 ASL1 的磁矩相同的状态. 图 5(b) 为流入 ASL1 和 ASL2 纳磁体的自旋电流在  $x$  轴方向的分量, 可看出  $I_{\text{S}2x}$  在  $0.8 \text{ ns}$  左右时有一个明显的跃变, 这主要是由于此时 ASL2 的磁矩发生翻转, 导致  $\mathbf{G}_{\text{FM-NM1}}^2$ ,  $\mathbf{G}_{\text{FM}}^2$  和  $\mathbf{G}_{\text{FM-NM2}}^2$  发生跃变, 而电源电压保持不变, 进而使得  $I_{\text{S}2x}$  跃变, 而 ASL1 的磁矩未发生翻转, 因此  $I_{\text{S}1x}$  在  $0$  到  $1.5 \text{ ns}$  期间未发生跃变. 图 5(c) 为 ASL2 纳磁体的磁矩进动过程, 可看出磁矩发生了翻转, 而在整个过程中, ASL1 的磁矩只在很小的范围内变化, 没有发生翻转, 如图 5(d) 所示.

### 3 不同磁性材料的 ASL 器件开关特性分析

下面将使用自旋传输-磁动力学模型来分别研究沟道长度  $l_{\text{channel}}$  和电源电压  $V_{\text{DD}}$  对 CoASL 器件和 PyASL 器件的开关延迟时间、功耗以及功耗延迟积 (energy delay product, EDP) 等特性的影响. 接触层、沟道以及接地的材料都选为 Cu, 主要参数如表 1 所列.

定义开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  为  $m_{2x}$  由  $-0.99$  变为  $0.99$  所经历的时间, 此时近似认为 ASL2 的磁矩方向由  $-x$  轴翻转到  $+x$  轴. 功耗为

$$E_{\text{switch}} = V_{\text{DD}} Q_{\text{total}} = V_{\text{DD}} \int_0^{\tau_{\text{switch}}} (I_{\text{C1}} + I_{\text{C2}}) dt, \quad (16)$$

其中,  $Q_{\text{total}}$  为 ASL2 的磁矩翻转一次所需的总电荷,  $I_{\text{C1}}$ ,  $I_{\text{C2}}$  分别为流过 ASL1 和 ASL2 的电荷电流. 当延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  和功耗  $E_{\text{switch}}$  随某一参数的变化趋势相反的时候, 一般用 EDP 作为一种折中方案来评估开关机理, 定义为

$$\text{EDP} = E_{\text{switch}} \tau_{\text{switch}}. \quad (17)$$

临界开关自旋电流是用来衡量 ASL 器件输出端的磁矩能否翻转的指标, 定义为 [22]

$$I_{\text{SC}} = \frac{2q}{\hbar} 2\alpha E_{\text{b}} \left( 1 + \frac{|\mathbf{H}_{\text{d}}|}{2|\mathbf{H}_{\text{k}}|} \right), \quad (18)$$

其中,  $E_{\text{b}} = K_{\text{u}} \Omega$  为各向异性能量势垒, 当流入输出端的自旋电流  $I_{\text{S}}$  小于临界开关自旋电流  $I_{\text{SC}}$  时, 将无法翻转其磁矩. 由 (18) 式可得, 流入 CoASL2 和 PyASL2 的临界开关自旋电流分别为  $I_{\text{SC}}^{\text{Co}} \approx 1.05 \times 10^{-4} \text{ A}$  和  $I_{\text{SC}}^{\text{Py}} \approx 3.03 \times 10^{-5} \text{ A}$ . 图 6 给出了在不同沟道长度  $l_{\text{channel}}$  下流入 ASL2 的自旋

电流  $I_S$ , 其中电源电压  $V_{DD}$  为 0.05 V. 由图 6 可看出, 随着沟道长度  $l_{\text{channel}}$  的增加, 电子自旋在沟道中的耗散效应越来越明显, 导致流入 ASL2 纳磁体的自旋电流  $I_S$  不断减小. 对于 CoASL, 当沟道长度  $l_{\text{channel}}$  为 500 nm 时, 自旋电流  $I_S^{\text{Co}}$  小于临界开关自旋电流  $I_{SC}^{\text{Co}}$ , 此时, 无法翻转 CoASL2 的磁矩. 而对于 PyASL, 当沟道长度  $l_{\text{channel}}$  为 900 nm 时, 自旋电流  $I_S^{\text{Py}}$  才小于临界开关自旋电流  $I_{SC}^{\text{Py}}$ , 导致无法翻转 PyASL2 的磁矩. 可见, PyASL 器件能可靠工作的沟道长度要大于 CoASL 器件.

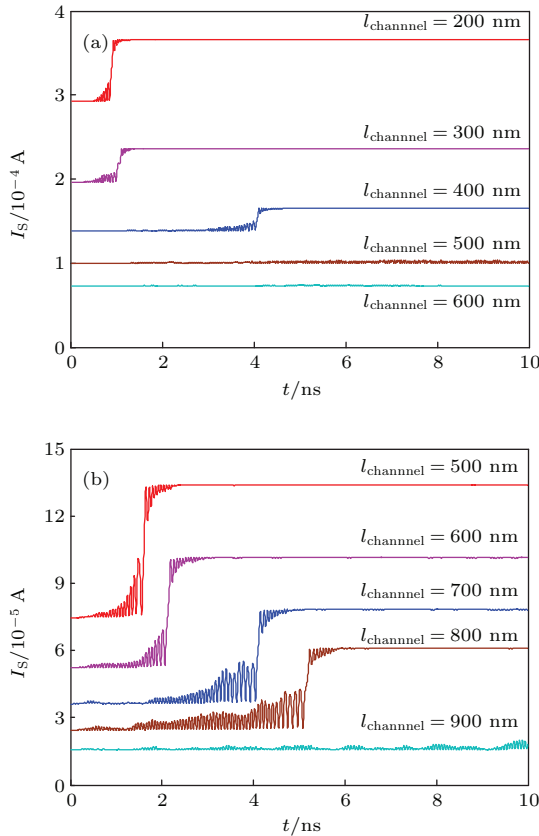


图 6 (网刊彩色) 沟道长度对自旋电流的影响 (a) CoASL2 自旋电流的暂态轨迹; (b) PyASL2 自旋电流的暂态轨迹

Fig. 6. (color online) Transient of spin currents for different channel lengths: (a) Transient of CoASL2's spin current; (b) transient of PyASL2's spin current.

图 7 给出了不同沟道长度  $l_{\text{channel}}$  对 CoASL 器件、PyASL 器件的开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  和功耗  $E_{\text{switch}}$  的影响, 其中电源电压  $V_{DD}$  为 0.05 V, 空心圆圈表示 CoASL 的仿真结果, 空心方框为 PyASL 的仿真结果. 为了体现热噪声对磁矩进动的影响, 对每个沟道长度  $l_{\text{channel}}$  重复仿真了 5 次, 曲线表示对 5 次仿真结果平均值的拟合. 由图 7 可见, 随

着沟道长度  $l_{\text{channel}}$  的增加, 开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  和功耗  $E_{\text{switch}}$  都显著增加, 这是由于随着沟道长度  $l_{\text{channel}}$  的增加, 流入 ASL2 磁体层的自旋电流不断下降, 进而导致施加在 ASL2 磁体层上的自旋转矩也不断下降. 从图 7 中还可看出, 随着沟道长度  $l_{\text{channel}}$  的增加, 同一沟道长度下多次仿真得到的开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  和功耗  $E_{\text{switch}}$  的偏离量越来越大, 说明热噪声对延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  和功耗  $E_{\text{switch}}$  的影响越来越显著. 这同样是由于沟道长度的增加导致自旋转矩减小, 相对地, 热噪声效应就越来越明显.

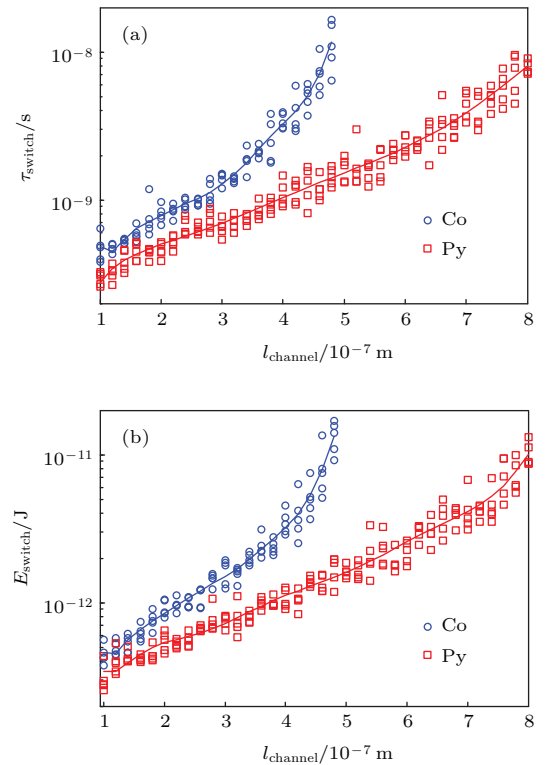


图 7 (网刊彩色) 沟道长度对开关延迟时间及功耗的影响 (a) 开关延迟时间随沟道长度的变化; (b) 功耗随沟道长度的变化

Fig. 7. (color online) Switching delay time and energy dissipation versus channel length: (a) Switching delay time under a fixed applied voltage; (b) energy dissipation under a fixed applied voltage.

电源电压  $V_{DD}$  也会对 ASL 器件的开关特性产生影响, 图 8 给出了不同电源电压  $V_{DD}$  下的 CoASL 器件和 PyASL 器件的延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$ 、功耗  $E_{\text{switch}}$  以及 EDP, 其中沟道长度  $l_{\text{channel}}$  固定为 400 nm, 这是局部互连的典型长度<sup>[20]</sup>. 由图 8 (a) 和图 8 (b) 可见, 随着电源电压  $V_{DD}$  的增加, 开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  逐渐减小, 而功耗  $E_{\text{switch}}$  逐渐增加.

由于延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  与功耗  $E_{\text{switch}}$  随电压变化趋势相反, 图 8(c) 给出了  $EDP$  随电压  $V_{\text{DD}}$  变化的图形, 可看出不存在最优的电压  $V_{\text{DD}}$  使得  $EDP$  值最小. 因此可根据系统对延迟时间、功耗等要求来确定出最优的电源电压  $V_{\text{DD}}$ . 另外, 由图 8(a) 可看出, 随着电源电压  $V_{\text{DD}}$  的增加, 多次仿真得到的延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  的偏离量越来越小, 说明热噪声对开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  的影响越来越弱, 这是由于电源电压  $V_{\text{DD}}$  的增加导致沟道中的自旋电流相应增大, 使得自旋转矩增大, 热噪声效应相对减小.

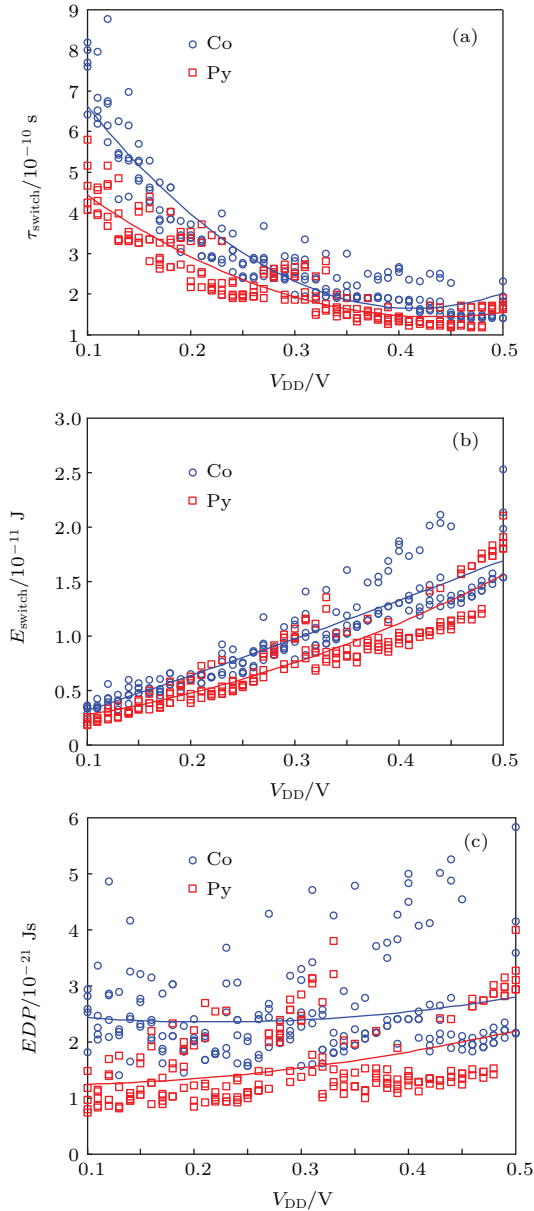


图 8 (网刊彩色) 电源电压对开关延迟时间、功耗及  $EDP$  的影响 (a) 开关延迟时间随电源电压的变化; (b) 功耗随电源电压的变化; (c)  $EDP$  随电源电压的变化

Fig. 8. (color online) Switching delay time, energy dissipation and  $EDP$  versus applied voltage: (a) Switching delay; (b) energy dissipation; (c)  $EDP$ .

从图 7 和图 8 还可看出, 在开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  和功耗  $E_{\text{switch}}$  上, PyASL 器件都要小于 CoASL 器件, 这是由于 Py 的饱和磁化强度  $M_{\text{S}}^{\text{Py}}$  要小于 Co 的  $M_{\text{S}}^{\text{Co}}$  (见表 1). 由 (2) 式可知 Py 的玻尔磁子总数  $N_{\text{S}}^{\text{Py}}$  要小于 Co 的玻尔磁子总数  $N_{\text{S}}^{\text{Co}}$ ; 由 (1) 式可知, 施加在 ASL2 磁体层上的自旋转矩反比于  $N_{\text{S}}$ , 因此施加在 Py 磁体层上的自旋转矩要大于施加在 Co 上的自旋转矩, 这就导致在相同的电源电压和沟道长度下, PyASL 器件翻转更快、功耗更小.

为了进一步验证饱和磁化强度  $M_{\text{S}}$  对开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  和功耗  $E_{\text{switch}}$  的影响, 图 9 给出了不同的饱和磁化强度  $M_{\text{S}}$  下的开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  和功耗  $E_{\text{switch}}$ , 其中电源电压  $V_{\text{DD}}$  为 0.1 V, 沟道长度  $l_{\text{channel}}$  为 400 nm, 其他参数采用表 1 中 Py 的参数. 由图 9 可看出, 随着饱和磁化强度  $M_{\text{S}}$  的增加, 开关延迟时间  $\tau_{\text{switch}}$  和功耗  $E_{\text{switch}}$  都相应增加.

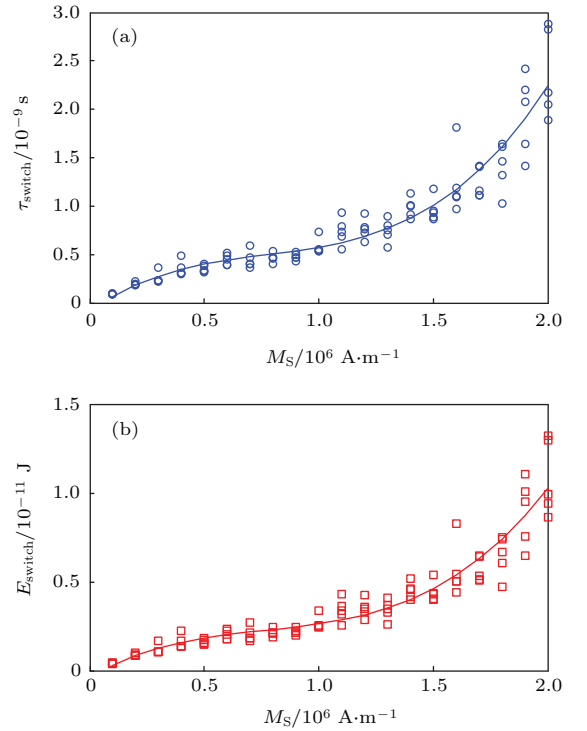


图 9 (网刊彩色)  $M_{\text{S}}$  对开关延迟时间和功耗的影响 (a) 开关延迟时间随  $M_{\text{S}}$  的变化; (b) 功耗随  $M_{\text{S}}$  的变化  
Fig. 9. (color online) Switching delay time and energy dissipation versus saturation magnetization: (a) Switching delay time under fixed applied voltage and channel length; (b) energy dissipation under fixed applied voltage and channel length.

另外, 由 (5) 式可知热噪声效应也随着饱和磁化强度  $M_{\text{S}}$  的增加而减小, 饱和磁化强度  $M_{\text{S}}$  对热

噪声效应的影响权值为

$$k_1 = \sqrt{\frac{\gamma \alpha k T}{2(1 + \alpha^2) \Omega \Delta t}} M_S^{-\frac{3}{2}},$$

大约为 $10^2$ 数量级, 而由(1)式可得, 饱和磁化强度 $M_S$ 对自旋转矩的影响权值为 $k_2 = \mu_B / (q \Omega M_S^2)$ , 大约为 $10^7$ 数量级, 可见 $k_2 \gg k_1$ . 因此, 随着饱和磁化强度 $M_S$ 的增加, 自旋转矩减小的速率比热噪声效应减小的速率更快, 导致热噪声效应对延迟时间 $\tau_{\text{switch}}$ 和功耗 $E_{\text{switch}}$ 的影响越来越显著. 图9中对每个 $M_S$ 重复仿真了5次, 可看出随着 $M_S$ 的增加, 延迟时间 $\tau_{\text{switch}}$ 和功耗 $E_{\text{switch}}$ 的偏离量越来越大.

## 4 结 论

根据自旋电子在磁体、非磁体以及界面中的传输、耗散特性以及纳磁体的磁动力学特性建立了耦合的自旋传输-磁动力学模型, 基于该模型研究了ASL器件在不同极性的电源电压下随时间变化的自旋电流和磁矩进动轨迹, 重点研究了CoASL器件和PyASL器件在不同沟道长度和电源电压下的开关机理. 研究表明, 由于Py的饱和磁化强度小于Co的饱和磁化强度, 导致PyASL器件在开关延迟时间和功耗上要小于CoASL器件, 且随着饱和磁化强度的减小, 热噪声效应的影响也越来越弱. 因此可通过选择饱和磁化强度小的材料作为纳磁体层, 以改善ASL器件在开关延迟时间、功耗以及热噪声上的表现. 另外, 在相同的电源电压下, PyASL器件能可靠工作的最大沟道长度要大于CoASL器件的沟道长度. 而两种ASL器件的开关延迟时间可通过减小沟道长度或增加电源电压来减小, 功耗可通过减小沟道长度或电源电压来减小, 但不存在最优的电源电压使得EDP值最小. 同时, 通过减小沟道长度能有效抑制热噪声对开关延迟时间和功耗的影响, 但增大电源电压只能抑制热噪声对开关延迟时间的影响. 上述结论为我们在构建ASL电路时选择器件材料和结构尺寸提供了重要的参数选择依据. 下一步将深入研究器件形状、尺寸等结构参数对ASL器件开关机理的影响, 以期ASL器件在大规模电路中的应用提供重要的理论支撑.

## 参考文献

- [1] Locatelli N, Cros V, Grollier J 2014 *Nature Mater.* **13** 11
- [2] Kim J, Paul A, Crowell P A, Koester S J, Sapatnekar S S, Wang J P, Kim C H 2015 *Proc. IEEE* **103** 106
- [3] Yang F J, Han S X, Xie S J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 058106
- [4] Wu S B, Chen S, Li H, Yang X F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 097504 (in Chinese) [吴少兵, 陈实, 李海, 杨晓非 2012 物理学报 **61** 097504]
- [5] Katine J A, Albert F J, Buhrman R A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149
- [6] Grollier J 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 3663
- [7] 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]
- [8] 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]
- [9] 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]
- [10] Wang W G, Li M G, Hageman S, Chien C L 2012 *Nature Mater.* **11** 64
- [11] Liu L, Moriyama T, Ralph D C, Buhrman R A 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 122508
- [12] Guo Z Z, Deng H D, Huang J S, Xiong W J, Xu C D 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 138501 (in Chinese) [郭子政, 邓海东, 黄佳声, 熊万杰, 徐初东 2014 物理学报 **63** 138501]
- [13] Liu H F, Syed S A, Han X F 2014 *Chin. Phys. B* **23** 077501
- [14] Chen X, Liu H F, Han X F, Ji Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 137501 (in Chinese) [陈希, 刘厚方, 韩秀峰, 姬杨 2013 物理学报 **62** 137501]
- [15] Yang J, Zhang X, Miao R D 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 217202 (in Chinese) [杨军, 章曦, 苗仁德 2014 物理学报 **63** 217202]
- [16] Xu P 2008 *Nature Nanotech.* **3** 97
- [17] Behin-Aein B, Datta D, Salahuddin S, Datta S 2010 *Nature Nanotech.* **5** 266
- [18] Srinivasan S, Sarkar A, Behin-Aein B, Datta S 2011 *IEEE Trans. Magn.* **47** 4026
- [19] Calayir V, Nikonov D E, Manipatruni S, Young I A 2014 *IEEE Trans. Circuits Syst. I. Reg. Papers* **61** 393
- [20] Chang S C, Iraei R M, Manipatruni S, Nikonov D E, Young I A, Naeemi A 2014 *IEEE Trans. Electron Dev.* **61** 2905
- [21] Chang S C, Manipatruni S, Nikonov D E, Young I A, Naeemi A 2014 *IEEE Trans. Magn.* **50** 3400513
- [22] Behin-Aein B, Sarkar A, Srinivasan S, Datta S 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 123510
- [23] Roy K, Bandyopadhyay S, Atulasimha J 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 023914
- [24] Brataas A, Bauer G E W, Kelly P J 2006 *Phys. Rep.* **427** 157
- [25] Manipatruni S, Nikonov D E, Young I A 2012 *IEEE Trans. Circuits Syst. I. Reg. Papers* **59** 2801
- [26] Ji Y, Hoffmann A, Jiang J S, Pearson J E, Bader S D 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 1280

- [27] Bass J, William P P 2007 *J. Phys.: Condens. Matter* **19** 183201
- [28] Trudel S, Gaier O, Hamrle J, Hillebrands B 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 193001
- [29] Bonanni V, Bisero D, Vavassori P, Gubbiotti G, Madami M, Adeyeye A O, Goolaup S, Singh N, Ono T, Spezzani C 2009 *J. Magn. Magn. Mater.* **321** 3038
- [30] Johnson M T, Jungblut R, Kelly P J, Broeder F J A 1995 *J. Magn. Magn. Mater.* **148** 118
- [31] Lee S W, Lee K J 2010 *IEEE Trans. Magn.* **46** 2349
- [32] Gradmann U, Elmers H J 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **206** L107

## Switching characteristics of all spin logic devices based on Co and Permalloy nanomagnet\*

Wang Sen<sup>†</sup> Cai Li Cui Huan-Qing Feng Chao-Wen Wang Jun Qi Kai

(Science College, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China)

( Received 26 November 2015; revised manuscript received 25 January 2016 )

### Abstract

The need for low-power alternatives to digital electronic circuits has aroused the increasing interest in spintronic devices for their potentials to overcome the power and performance limitations of (CMOS). In particular, all spin logic (ASL) technology, which stores information using the magnetization direction of the nano-magnet and communicates using spin current, is generally thought to be a good post-CMOS candidate for possessing capabilities such as non-volatility, high density, low energy dissipation. In this paper, based on nano-magnetic dynamics described by Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS) equation and transport physics of spin injection and spin diffusion, a coupled spin-transport/magneto-dynamics model for ASL is established. Under different channel lengths and applied voltages, the switching characteristics of ASL device comprised of Co and Permalloy (Py) nano-magnets are analyzed by using the coupled spin-transport/magneto-dynamics model. The results indicate that the switch delay, energy dissipation and thermal noise effect of PyASL are lower than those of CoASL. The main reason is that the saturation magnetization of Py is less than that of Co. Under the same applied voltage, the maximal channel length of PyASL is longer than that of CoASL when ASL device can switch accurately. Moreover, the two ASL devices' switching delay can be reduced by reducing channel length or increasing applied voltage, and the energy dissipation can be reduced by reducing channel length or applied voltage, whereas there are no optimized applied voltages to minimize the energy-delay product. In addition, the influences of thermal noise on switching delay and energy dissipation can be improved by lowering channel length, but increasing applied voltage can only improve the influence of thermal noise on switching delay. The above-mentioned conclusions will supply essential guidelines for optimizing the ASL devices' materials and configuration.

**Keywords:** all spin logic, spin transfer torque, spin transport, Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski equation

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

**DOI:** 10.7498/aps.65.098501

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61172043), the Program of Shaanxi Provincial Natural Science for Basic Research, China (Grant No. 2014JQ8343) and the Sustentation Funds of the Science College for Doctoral (Postdoctoral) Scientific Research, Air Force Engineering University, China (Grant No. 2013BSKYQD10).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: wangsen1998-2002@163.com