

第3章 自旋动力学

引言

通过对第2章内容的学习，我们初步了解到，相比于传统电子学以电子电荷为基础，自旋电子学则以电子自旋为基础，这为研发新一代电子产品、探索未来半导体工业发展提供了新的契机和可能的研究方向。自旋电子学领域中新一代电子器件包括第2章节中提到的新型磁阻传感器——巨磁阻（GMR）传感器、隧穿磁阻（TMR）传感器等，历经30余年的发展，另一种自旋电子器件——自旋转移（轨道）力矩磁随机存储器在强调低功耗的后摩尔时代的电子器件中崭露锋芒。这是因为相较于磁场调控磁矩取向存在高焦耳热损耗的缺陷，对于基于自旋流的磁矩调控，一方面，自旋本身和系统晶格的耦合是相当弱的，与声子本身没有直接的作用，自旋流传输的耗散是非常低的；另一方面，自旋流在时间反演对称操作下，流动方向和自旋方向同时改变符号从而保持时间反演对称性，即自旋流是低耗散甚至是无耗散的。本章将重点介绍自旋流对磁动力学的影响及相应的自旋力矩效应。首先，从磁动力学角度出发，讨论自旋流对朗道-利夫希兹-吉尔伯特（Landau-Lifshitz-Gilbert, LLG）方程的修正，对比自旋流翻转磁矩取向与磁场翻转的差异，从理论模型出发阐明自旋流翻转机制的优势，明确自旋力矩效应是磁存储的一种优秀写入机制。然后，重点介绍几种常见的自旋（极化）流的产生与探测原理。最后，讨论两种典型的自旋力矩效应——自旋转移力矩效应和自旋轨道力矩效应。

3.1 磁动力学方程

3.1.1 电流翻转磁矩理论

3.1.1.1 经典的电磁学理论

电和磁一直都是古老而又新奇的。1820年，丹麦物理学家、化学家汉斯·奥斯特偶然发现通导线能够使周围的小磁针发生转动，如图3-1（a）所示，之后，又经过许多实验，最终证实了电流可以产生磁场，正式向学术界宣告电流磁效应的发现。这是科学历史上第一次将电和磁现象联系起来，为电和磁的统一打下了坚实的实验基础。电能够转换为磁，那么磁是否也可以转换为电呢？答案是确定的。1831年8月，英国物理学家、化学家迈克尔·法拉第把两个线圈绕在一个铁环上，线圈A接直流电源，线圈B接电流表。他发现：在线圈A的电路接通或断开的瞬间，线圈B中产生瞬时电流。又经过多次实验，于11月24日，法拉第把这种现象命名为“电磁感应现象”，并概括了可以产生感应电流的5种类型：变化的电流、变化的磁场、运动的恒定电流、运动的磁铁、在磁场中运动的导体。这不仅揭示了电与磁的内在联系，还为建立完整的电磁学理论奠定了坚实的基础。

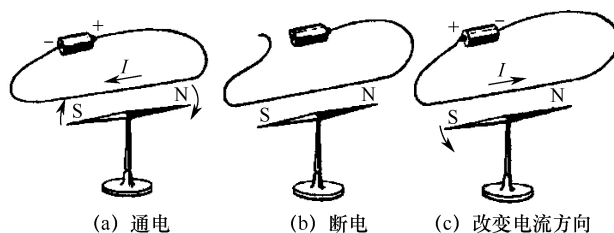


图 3-1 奥斯特实验

电荷能够产生电场（库仑定律）、电流能够产生磁场（安培定律）、电和磁之间的相互转换（法拉第定律），自然地能将电和磁统一起来，且相互转换。基于这一思想，英国物理学家詹姆斯·麦克斯韦在 1862 年建立了一组描述电场（ $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{D}$ ）、磁场（ $\mathbf{H}$ 、 $\mathbf{B}$ ）与电荷密度（ ρ ）、电流密度（ $\mathbf{J}$ ）之间关系的偏微分方程。最初的方程组由 20 个等式和 20 个变量组成，之后奥利弗·赫维赛德和约西亚·吉布斯于 1884 年以矢量分析的形式重新整理，即现在常见的版本。其微分形式和积分形式分别为

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \oint_l \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \iint_s \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} + \iint_s \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \\ \oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\iint_s \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S} \\ \oint_s \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \\ \oint_s \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \iiint_V \rho dV \end{array} \right. \quad (3-1)$$

利用微分方程结合媒介的本构关系式

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (3-2)$$

根据初始条件及必要的边界条件就可以完全决定电磁场的变化规律。

试证明：真空中电磁波的速度是光速。

$$\begin{aligned} \nabla^2 T &= \nabla \cdot (\nabla T) \\ &= \left(\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{x} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{y} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{z} \right) \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial x} \mathbf{x} + \frac{\partial T}{\partial y} \mathbf{y} + \frac{\partial T}{\partial z} \mathbf{z} \right) \\ &= \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \end{aligned}$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad \nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad \nabla^2 f = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2}$$

同理可以得到

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (3-3)$$

已知真空中的光速 $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ ，从而得证真空中电磁波的速度是光速。

通过麦克斯韦方程组能够非常清晰地知道电、磁的相互转换规律，这为 20 世纪 90 年

代以前，基于经典电磁学理论建立的磁记录技术——利用电流产生的磁场实现信息的写入（安培定律）、利用设备中总磁通量产生的感应电流实现信息的读取（法拉第电磁感应定律）提供了理论基础。然而要想理解磁场翻转磁矩取向的原理，仅仅知道电和磁之间的相互转换是不够的，还需要知道外加磁场是如何影响磁矩翻转的。接下来将对磁场翻转磁矩取向的问题做进一步分析。

3.1.1.2 磁矩的静态方程：Brown 方程

在第 1 章中已详细讲述了磁性系统中各个能量项的具体含义，这里简单回顾

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ex}} + E_{\text{Deg}} + E_{\text{Ani}} + E_{\text{Zcem}} \quad (3-4)$$

在总能量的表达式中，可以很清晰地看到存在 4 类能量项，它们从左到右依次是交换能、退磁能（形状各向异性能）、磁各向异性能（磁晶各向异性能、表面磁各向异性能）和塞曼能。当系统的磁矩分布达到稳定状态时，体系的自由能最小，可以通过磁矩的静态方程，即 Brown（布朗）方程

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} = 0, \quad \mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial E_{\text{tot}}}{\mu_0 \partial \mathbf{M}} \quad (3-5)$$

来确定体系的磁矩分布。根据磁能的组成，我们可清楚地发现：一旦材料结构确定下来，通过塞曼能改变整个体系的能量极值就是一种简单有效的方式。随着外场能的增大，磁矩从磁易轴方向转向外场方向，这是因为体系自由能最小的稳定状态被塞曼能打破，磁矩需要重新分布以满足体系自由能最小的要求。通过在不同塞曼能下对体系自由能求极小值，可以得到稳定状态下的磁矩分布。而磁矩重新平衡的具体过程，需要明确其磁动力学演化方程。

3.1.1.3 磁动力学翻转过程：LLG 方程

根据 Brown 方程，可以得到体系在稳定状态下的磁矩分布。而磁矩从初始状态，在外加磁场作用下弛豫到稳定状态的演化规律，则需要考虑磁矩在磁场中的进动。早在 1935 年 Landau 和 Lifshitz 就提出了磁化强度 $\mathbf{M}$ 的运动过程。首先考虑无阻尼情况，初始状态的磁化强度 $\mathbf{M}$ 与有效磁场存在夹角，其磁动力学方程可表示为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (3-6)$$

式中， γ_0 为旋磁比，负号表示载流子的电荷为负； $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 为有效磁场。通过对磁动力学方程求解，容易得到：磁化强度 $\mathbf{M}$ 的大小保持不变，其末端的运动轨迹是一个圆，如图 3-2 (a) 所示，即 $\mathbf{M}$ 绕 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 做无耗散进动。在实际情况下，能量一定会存在耗散，磁矩不能无休止地进动。Landau 和 Lifshitz 基于唯象模型引入阻尼力矩，建立了如下的 Landau-Lifshitz (LL) 方程

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\mathbf{r})}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}) - \gamma \frac{\lambda}{M_s} \mathbf{M}(\mathbf{r}) \times [\mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})] \quad (3-7)$$

式中， M_s 表示饱和磁化强度。等式右边的第二项描绘了磁化强度的弛豫。但是，Landau-Lifshitz 方程有其局限性，它只适用于阻尼作用很小，且 $\mathbf{M}$ 与 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 之间的夹角也很小的情况。1955 年，T. A. Gilbert 改进磁矩进动方程中的阻尼项，得到更加系统且准确的磁

矩进动方程，即 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma_0(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \quad (3-8)$$

这里需要注意右边第二项符号的变化。在有阻尼的情况下，如图 3-2 (b) 所示，磁化强度 $\mathbf{M}$ 在进动过程中会不断耗散系统能量，使得磁化强度 $\mathbf{M}$ 逐渐向有效磁场 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 的方向靠近，最终达到平衡状态。其中 α 是一个无量纲常数，称为磁阻尼系数。尽管 Gilbert 阻尼项在理论上无法严格地通过能量进行推算，但是人们对于磁阻尼的研究从来没有停止过。一方面，大量的实验表明，LLG 方程可以精确地描述体系的磁动力学演化过程，且迄今为止，几乎所有的微磁学模拟都是以 LLG 方程为基础的；另一方面，理论研究表明，阻尼项起源于自旋轨道耦合作用。

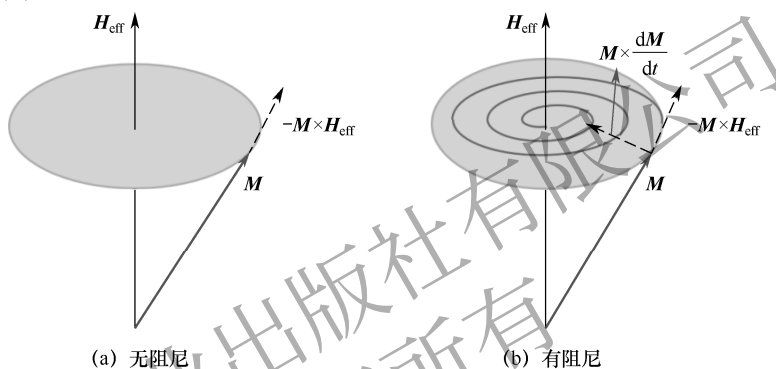


图 3-2 无阻尼及有阻尼的磁矩进动示意图

试证明：LL 方程和 LLG 方程具有如下的等价性

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}}{dt} &= -|\gamma_{\text{LL}}| \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha |\gamma_{\text{LL}}|}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \\ \frac{d\mathbf{M}}{dt} &= -|\gamma| \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad \gamma = (1 + \alpha^2) \gamma_{\text{LL}} \end{aligned} \quad (3-9)$$

3.1.1.4 铁磁共振

考虑到在铁磁共振频率下，磁阻尼耗散和微波能量相互抵消，磁矩做无休止进动，等效于无阻尼的磁矩进动。为方便计算，建立两套坐标系来描述磁化强度进动过程，如图 3-3 所示。

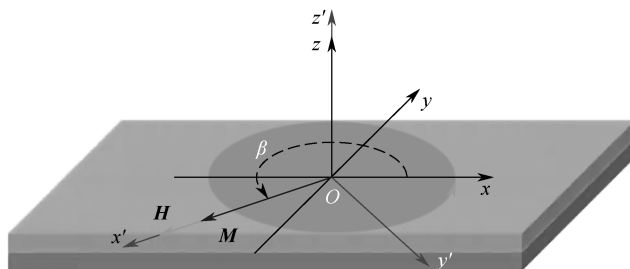


图 3-3 面内磁矩进动示意图

其中，在薄膜样品坐标系 $Oxyz$ 中的 xOy 面内， z 轴垂直于薄膜样品平面；在磁化强度坐标

系 $Ox'y'z'$ 中, x' 轴沿着磁化强度方向, 而 y' 轴和 z' 轴垂直于磁化强度方向, β 为 xOy 面内外加磁场与 x 轴之间的夹角。对于薄膜样品, 法向的退磁因子近似为 1, 其他两个轴向的退磁因子约等于零。考虑磁化强度以自然频率绕有效场方向进行小角进动, 磁化强度在 x' 轴方向的分量约等于饱和磁化强度。在坐标系 $Ox'y'z'$ 中, 动态磁化强度和有效场分别可以写成

$$\begin{aligned}\mathbf{m} &= (1 + m_{x'}(t), m_{y'}(t), m_{z'}(t)) \\ \mathbf{H}_{\text{eff}} &= (H, 0, -M_s m_{z'}(t))\end{aligned}\quad (3-10)$$

式中, $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ 。结合小角进动时的

$$m_{x'}(t) \approx 0, \quad m_{y'}(t) = m_{y'} e^{-i\omega_0 t} \text{ 和 } m_{z'}(t) = m_{z'} e^{-i(\omega_0 t + \varphi)}$$

均为小量, 将公式代入无阻尼的 LLG 方程, 可以得到

$$\begin{cases} \frac{dm_{y'}(t)}{dt} = -\gamma(H + M_s)m_{z'}(t) \\ \frac{dm_{z'}(t)}{dt} = \gamma H m_{y'}(t) \end{cases}\quad (3-11)$$

化简之后可以得到

$$\begin{cases} -i\omega_0 m_{y'} e^{-i\omega_0 t} + \gamma(H + M_s) e^{-i\varphi} m_{z'} e^{-i\omega_0 t} = 0 \\ -i\omega_0 e^{-i\varphi} m_{z'} e^{-i\omega_0 t} - \gamma H m_{y'} e^{-i\omega_0 t} = 0 \end{cases}\quad (3-12)$$

有非零解的条件是方程的系数行列式为零

$$\begin{vmatrix} -i\omega_0 & \gamma(H + M_s) e^{-i\varphi} \\ -\gamma H & -i\omega_0 e^{-i\varphi} \end{vmatrix} = 0\quad (3-13)$$

可以解得

$$\begin{cases} \omega_0 = \gamma \sqrt{H(H + M_s)} \\ \varphi = -\pi/2 \\ \frac{m_{y'}}{m_{z'}} = \sqrt{\frac{H + M_s}{H}} \end{cases}\quad (3-14)$$

不难发现, 对于薄膜体系, 由于存在退磁场, 磁化强度的进动轨迹变成椭圆锥。利用同样方法, 当沿着薄膜样品的法向进行饱和磁化时, 可得其本征进动频率为

$$\omega_0 = \gamma(H - M_s)\quad (3-15)$$

如果存在面内磁各向异性, 当沿磁易轴方向饱和磁化时, 其本征频率为

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{(H + H_k)(H + H_k + M_s)}\quad (3-16)$$

当沿磁难轴方向饱和磁化时, 其本征频率为

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{(H - H_k)(H - H_k + M_s)}\quad (3-17)$$

式中, H_k 表示磁各向异性场。

3.1.2 自旋流翻转磁矩理论

3.1.2.1 电流与自旋流

从磁铁矿被发现, 到 20 世纪 90 年代基于经典电磁学理论建立的磁记录技术, 无论是

从理论方面还是实践方面都相信：磁矩方向、磁化状态的改变只能通过外加磁场（根据安培定律由电流诱导产生）来实现。然而，随着半导体工艺的发展，系统不断微型化和高密度化，磁场的产生、植入难以微型化成为微电子工艺中一个长期的技术难题。此外，传统的磁存储器也受到严重挑战：器件尺寸逐步缩小使统计相关定律不再适用；高度集成化将会进一步增大器件功耗。在回顾半导体工业的发展方向和寻找新出路时，人们惊讶地发现：现在几乎所有的电子产品都只利用了电子电荷来传输能量和信息。然而，早在1928年英国理论物理学家狄拉克就将新生的量子力学和爱因斯坦的相对论结合，建立了相对论量子力学，成功地解释了电子为什么会具有一种特别的磁性或角动量，即自旋。随着人们对电子自旋研究的深入，电子的自旋属性开始受到广泛关注。一方面，从物理的角度考虑，增加一个自由度意味着可以增添无数新颖的应用，例如，自旋与电荷在固体内部受控的运动，导致磁与电在固体内部有机结合的新型器件出现；另一方面，从实际应用的角度考虑，与电子电荷的属性相比，电子自旋的弛豫时间更长，不容易被杂质或缺陷散射，有电子自旋参与的新型器件在速度和能耗方面都优于传统电子器件，利用电子自旋属性实现信息记录、操作、读取，有望从根本上解决存储器件的高能耗和易失性问题。

为了能够更加清晰地理解电子电荷和自旋属性的区别，明确自旋流在实际器件应用中的优势，这里首先给出电流和自旋流的定义：电子电荷的定向移动形成电流；电子自旋的定向移动形成自旋流，具体的定义式如下

$$j_c = -e(v_{\uparrow} + v_{\downarrow}), j_s = \frac{\hbar}{2}(v_{\uparrow} - v_{\downarrow}), j_s^{\alpha} = \frac{\hbar}{2}\{\sigma^{\alpha}, v\} \quad (3-18)$$

式中， j_c 、 j_s 和 j_s^{α} 分别表示电流、自旋流及自旋极化沿着 α 方向的自旋流。通常情况下，导电电子的自旋取向是完全随机的，电子自旋完全不会产生任何物理的效应。一般只有电流而没有自旋流。然而，在存在自旋轨道耦合的情况下，自旋相关的矢势为自旋流的产生提供了可能。从自旋流的定义式可以看出：自旋流是一个张量，不仅取决于电子的运动方向 v ，还取决于电子自旋的极化方向 σ 。由于自旋极化和速度在时间反演下均发生符号的变化，即 $v \rightarrow -v$ ， $\sigma \rightarrow -\sigma$ ，从而使得自旋流本身保持不变。这一性质使得自旋流具有低耗散，甚至无耗散的特征。考虑到电子同时拥有电荷和自旋属性，电子输运一般存在4种情况，如图3-4所示：（1）未极化电子参与的输运，电荷定向形成电流；自旋向上和自旋向下的电子等量同向运动，自旋流总和为零；（2）部分极化电子参与的输运，同时存在电流和自旋流；（3）完全极化电子参与的输运，同时存在电流和自旋流；（4）只有电子自旋参与的输运，无电荷定向移动，但存在非零自旋流。如果以是否伴随净电荷的移动来划分，自旋流又可以细分为自旋极化流和纯自旋流。需要特别注意，自旋流传输的是角动量，这一特征允许自旋流在半导体，甚至绝缘体中传输信息。众所周知，有净电荷的移动就存在电流，电流是焦耳热的主要来源。自旋极化流中，自旋向上与自旋向下的电子数不对等，且电子移动方向一致，因此存在电流。纯自旋流中相同数量的自旋相反的电子反向移动，不存在净电流，只有自旋流。利用纯自旋流势必会大量减小焦耳热耗散，具有十分巨大的应用潜力。然而，自旋流的应用尺度限制在自旋扩散长度内，如果材料尺寸远大于自旋扩散长度，电子在输运过程中其自旋将反向，统计平均的结果将不呈现自旋相关的效应。对于金属磁性材料，通常其自旋扩散长度有限，所以它的应用领域在介观或纳米尺度，不能期待自旋流像电流一样用高压电线来长距离传输。因此，寻找具有超长自旋扩散长度的材

料是自旋电子学的一个发展方向。

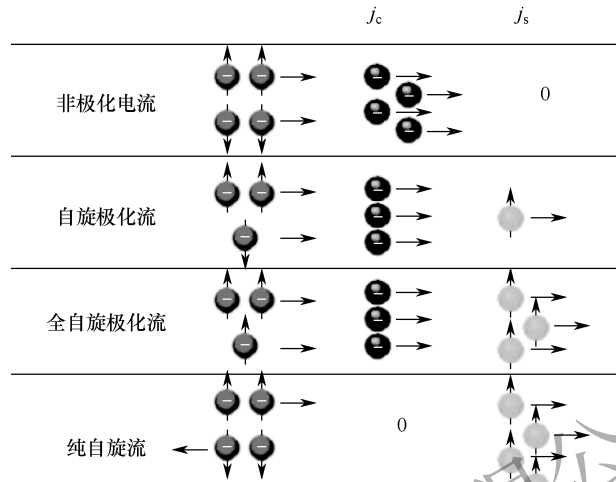


图 3-4 电流、自旋极化流、纯自旋流

3.1.2.2 磁动力学翻转过程：LLGS 方程

自旋电子学具有两大历史性突破——GMR 效应和自旋转移力矩（STT）效应，GMR 效应在第 2 章已经详细讨论，本章主要关注磁动力学演化过程，因此这里主要探讨 STT 效应对磁动力学的影响。1996 年，Slonczewski 就在理论上预言了自旋转移力矩的存在：在自然条件下，如果能提供一个转矩，其可与磁阻尼转矩相抵消，就有可能使得磁矩维持稳定的进动，这具有重大的物理意义，也是制作自旋微波振荡器的基础，引入自旋转移力矩后的 LLGS 方程的表达式如下

$$\frac{d\mathbf{m}_1}{dt} = -\gamma_0(\mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{m}_1 \times \frac{d\mathbf{m}_1}{dt} \right) + \mathbf{T}_{\text{STT}} \quad (3-19)$$

$$\mathbf{T}_{\text{STT}} = -\frac{\gamma_0 \hbar}{\mu_0 M_s^2} \frac{1}{d} \frac{\mathbf{J}}{e} g(\theta) [\mathbf{m}_1 \times (\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_2)]$$

式中， $\mathbf{T}_{\text{STT}}$ 为自旋转移力矩， $\hbar$ 为约化普朗克常量， $\mathbf{J}$ 为电流密度， d 为磁性材料的厚度， $\mathbf{m}_1$ 、 $\mathbf{m}_2$ 分别为自由层、钉扎层的磁化强度， $g(\theta)$ 为自旋转移力矩的有效因子（其大小主要取决于自旋极化率 P_s ）和 $\mathbf{m}_1$ 与 $\mathbf{m}_2$ 的夹角 θ 。通过公式可以清晰地知道自旋转移力矩的方向与电流流向有关，可以与阻尼力矩方向相同，也可以相反。因为力矩方向沿着 $\mathbf{m}_1$ 和 $\mathbf{m}_2$ 构成的平面，因此称 STT 效应所描述的力矩为面内自旋转移力矩。后续在 2002 年通过理论预测了一种方向垂直于 $\mathbf{m}_1$ 和 $\mathbf{m}_2$ 所构成平面的自旋转移力矩，称为垂直自旋转移力矩，也被称为类场阻尼力矩（Field-like torque）。2009 年，实验证实了垂直 STT 效应的存在，该力矩成为 LLGS 方程的第 4 项，方向与外加磁场一致，可以替代部分外加磁场的作用。因此，面内和面外自旋转移力矩可以分别表示为

$$\mathbf{T}_{\parallel} = -(\alpha_J / M_s) \mathbf{m}_1 \times (\mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_p), \quad \mathbf{T}_{\perp} = -b_J (\mathbf{M} \times \mathbf{m}_p) \quad (3-20)$$

式中

$$\alpha_J = \hbar \gamma P_s J / [2e \mu_0 M_s d (1 + \xi^2)], \quad b_J = \xi \alpha_J, \quad \xi = l_{\text{ex}} / l_{\text{sf}} \quad (3-21)$$

ξ 表示自旋交换长度 l_{ex} 与自旋弛豫长度 l_{sf} 的比值。其具体方向如图 3-5 所示。

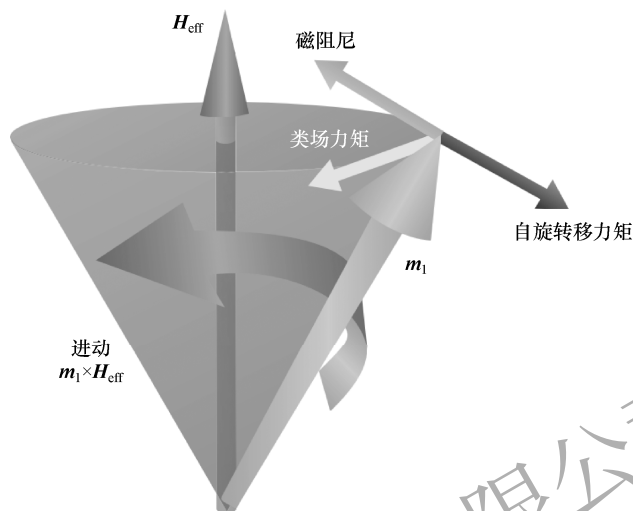


图 3-5 自旋转移力矩示意图

对于电流流经 180° 畴壁，其 STT 效应的具体表达式如下

$$\tau_{\text{STT}} = b_J(\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla) \mathbf{m}_2 - \beta b_J \mathbf{m}_2 \times (\boldsymbol{\mu} \cdot \nabla) \mathbf{m}_2, \quad b_J = \frac{\mu_B P_s}{e M_s} \mathbf{j}_x \quad (3-22)$$

式中，自旋转移力矩 τ_{STT} 分为绝热项和非绝热项， β 为非绝热系数； P_s 为自旋极化率； e 为电子电荷量； M_s 为饱和磁化强度； μ_B 为玻尔磁子； $\mathbf{j}_x$ 为沿着 x 方向的电流密度。这里需要注意三点：第一，电流的流动方向与电子的流动方向相反；第二，流动方向有正有负，即 $\mathbf{j}_x$ 的值可正可负，也就是说通过调整电流方向一定可以得到与磁阻尼力矩方向相反的自旋转移力矩；第三，其内部的物理机制是角动量守恒。

3.2 自旋流的产生与探测

自旋流是描述自旋输运过程的概念。根据是否伴随净电荷的移动来划分，自旋流可以细分为自旋极化流和纯自旋流。

3.2.1 自旋极化流

对于自旋电子学所涉及的与自旋相关的输运性质或磁输运性质，自旋极化是其输运性质中的一个核心参数。根据能带理论，对于非磁性金属，费米面处自旋向上与自旋向下电子的态密度是相同的，即自旋是简并的，不存在自旋极化与净磁矩，如图 3-6 所示。但对于铁磁金属，由于存在磁交换作用，不同自旋取向的两个能带会产生相对位移，所谓的交换劈裂，如图 3-6 (b) 所示。在费米面处二者的态密度之差决定了磁化强度与自旋极化率。因此，只有在磁性材料中才可能产生电子自旋极化，其中，多数载流子的自旋方向平行于磁化方向，少数载流子的自旋方向反平行于磁化方向。

材料的自旋极化率往往与磁阻效应、自旋转移力矩效应密切相关，高的自旋极化率对应

大的磁阻效应和自旋转移力矩效应。现将一些金属与合金的自旋极化率列于表 3-1。从应用的角度出发，一方面，自旋电子器件要求材料的磁阻效应随磁场变化的灵敏度尽可能高，提高材料的自旋极化率是提高灵敏度的基础。尤其针对逻辑应用的器件，要求材料的自旋极化率尽可能达到 100%。另一方面，自旋电子器件要求自旋转移力矩效应所需的电流尽可能小，提高材料的自旋极化率是减小电流的一种有效途径，100%的自旋极化率是最好的结果。而自旋极化率取决于材料的能带结构，对 3*d* 过渡族金属与合金，3*d* 电子能带因交换劈裂而产生自旋极化，但其 4*p*、4*s* 电子能带受磁交换作用的影响很小，电子自旋基本上是简并的，三者均参与输运过程，因此原则上此类材料不可能获得 100%的自旋极化率。然而，R. D. Groot 等人通过能带计算，表明对于 NiMnSb 类的半 Heusler 合金，费米面处的电子完全是多数自旋子带的电子，呈现金属性，而另一部分少数自旋子带与费米面之间存在能隙，呈现绝缘性，称为半金属材料。由于其导带完全由一种取向的自旋构成，原则上输运电子是完全极化的，其自旋极化率应为 100%，因此研究半金属材料已成为追求高自旋极化率的热点课题，然而实验表明此类材料的自旋极化率均难以达到理想的结果。

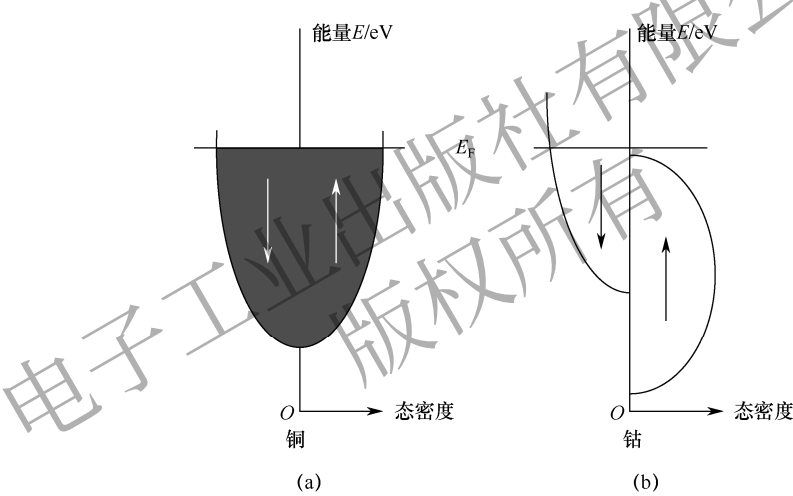


图 3-6 自旋未极化与自旋极化金属的态密度示意图

表 3-1 3*d* 过渡族金属与合金的自旋极化率

金属与合金	Ni	Co	Fe	Ni ₈₀ Fe ₂₀	Co ₅₀ Fe ₅₀	Co ₈₄ Fe ₁₆
自旋极化率 <i>P</i>	33%	45%	44%	48%	51%	49%

3.2.2 纯自旋流

如图 3-7 所示，电流与纯自旋流的区别主要有两个：一是在时间反演下电流改变流动方向，而自旋流则不变，这一性质使得自旋流具有低耗散，甚至无耗散的特征；二是自旋流传输的是角动量，这一特征允许自旋流在半导体中传输信息。相比于自旋极化流中自旋向上与自旋向下的电子数不对等存在非零的电流，纯自旋流中相同数量的自旋相反的电子反向运动，则不存在电流，只有非零的自旋流。

众所周知，电流是焦耳热的主要来源。纯自旋流的优势在于只传导自旋，不传导电流，因此，应用纯自旋流能够通过减少焦耳热耗散，解决自旋电子器件的发热问题。目前产生纯

自旋流的效应主要有自旋霍尔效应、Rashba（拉什巴）效应、自旋泵浦效应、自旋塞贝克效应等。

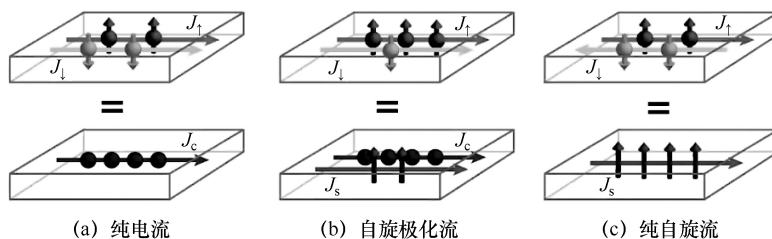


图 3-7 电流、自旋极化流、纯自旋流示意图

3.2.2.1 自旋霍尔效应 (SHE)

E. H. Hall 于 1879 年首次发现：当沿 x 方向的电流 J_c 在 z 方向的磁场 B 中运动时，其受到洛伦兹力的作用会在 y 方向形成一个电场，被称为霍尔效应（Hall Effect, HE）。1880 年，Hall 发现在无外加磁场的情况下，在磁性材料中仍能测得霍尔电压，即反常霍尔效应（Anomalous Hall Effect, AHE）。1971 年，M. I. Dyakonov 和 V. I. Perel 率先在理论上预测了自旋霍尔效应的存在。1972 年，J. N. Chazalviel 和 I. Solomon 在非磁半导体 SbIn 中观测到了与自旋相关的霍尔效应（Spin-Dependent Hall Effect）。1999 年，J. E. Hirsch 受此启发重新设计实验并观测到电流转换成自旋流的现象，即自旋霍尔效应（SHE），从而自旋霍尔效应受到广泛关注。直到 2004 年，实验上首次在 GaAs 体系中观测到了自旋霍尔效应，至此自旋霍尔效应相关的理论和实验开始蓬勃发展。

自旋霍尔效应主要包含三种物理机制：内禀（Intrinsic）机制、边跳（Side-Jumping）机制和斜散射（Skew Scattering）机制。内禀机制是指：具有强自旋轨道耦合的准粒子在外加电场中的加速下使得布洛赫电子非平衡运动并形成一个有效场，从而使得电子自旋发生进动，一般采用贝里（Berry）曲率来描述，如图 3-8（a）所示，其所引起的自旋霍尔电导率主要依赖晶格的能带；边跳机制是指：当材料中存在缺陷或杂质时，在自旋轨道耦合作用下，电子受到杂质电场的影响而侧向跃迁，从而对霍尔电压有贡献，如图 3-8（b）所示；斜散射机制是指：在自旋轨道耦合作用下，受到缺陷或杂质散射的电子是自旋相关且不对称的，导致电子偏离定向运动的方向，如图 3-8（c）所示。

非磁重金属一般具有较大的原子序数，其体自旋轨道耦合作用源于本征的能带结构或非本征的具有强自旋轨道耦合的杂质散射，这些都将引起电子自旋非对称散射。因此当电流流过重金属体系时，不同自旋取向的电子往相反方向偏转，在横向产生一个纯的自旋流。在铁磁/重金属界面处，由于重金属因自旋霍尔效应而产生自旋积累，其中自旋的极化方向、电流（ J_c ）的方向和自旋流（ J_s ）的方向相互正交，即自旋霍尔效应产生的自旋流可以描述为

$$J_s = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} (J_c \times \sigma) \quad (3-23)$$

式中， σ 表示电子的自旋极化方向； θ_{SH} 是其本征属性，表征纯自旋流的产生效率，也称自旋霍尔角。 θ_{SH} 的值决定了体系从电流密度转换为纯自旋流密度的能力，同时 θ_{SH} 的符号也决定了界面处自旋积累的方向。自旋霍尔效应通过电学方法在非磁重金属等材料中产生纯

自旋流，是目前最重要的自旋注入手段之一。

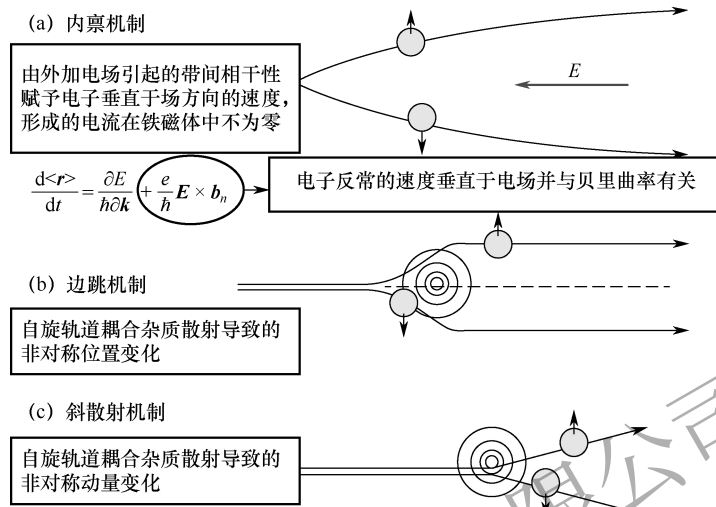


图 3-8 内禀机制、边跳机制及斜散射机制示意图

3.2.2.2 Rashba 效应

Rashba 效应是指：在中心反演对称性破缺的晶体或薄膜界面处，自旋轨道耦合作用引起传导电子自旋劈裂，从而出现自旋极化的现象。Rashba 效应主要存在于具有反演对称性破缺的非磁金属/铁磁金属/氧化物结构中，并在对称性破缺方向产生一个内部电场 $\mathbf{E}$ 。具有动量 $\mathbf{p}$ 的传导电子在电场 $\mathbf{E}$ 的作用下会向着界面移动，同时在 $\mathbf{E} \times \mathbf{p}$ 的方向上受到一个等效磁场。这个等效磁场会与电子的自旋磁矩耦合起来，并将电子的自旋沿着 $\mathbf{E} \times \mathbf{p}$ 方向极化，其哈密顿量为

$$\hat{H} = \frac{\alpha_R}{\hbar} (\mathbf{E} \times \mathbf{p}) \cdot \boldsymbol{\sigma}_s \quad (3-24)$$

式中， $\boldsymbol{\sigma}_s$ 为自旋泡利矩阵， $\mathbf{p}$ 为电子动量， α_R 为 Rashba 系数。由能量最小原理可知，其动量 $\mathbf{p}$ 与 $\boldsymbol{\sigma}_s$ 应处处垂直。无外加电流时，处于平衡态下的 K 态与 $-K$ 态自旋数目相等，正、负半轴区域内的不同自旋取向相互抵消而没有净余自旋分量，如图 3-9 (a) 所示。早在 1984 年，E. I. Rashba 和 Y. A. Bychkov 用 Rashba 自旋轨道耦合解释了二维半导体结构中电子自旋的行为。之后 V. M. Edelstein 提出：在二维电子气中，Rashba 自旋轨道耦合能够实现电流与自旋流的相互转换。在具有螺旋自旋极化的二维电子气系统中施加电场，电流使 K 空间内的电子重新分布，费米圆环的偏移将导致自旋积累，且自旋方向垂直于电流方向，最终形成自旋流，如图 3-9 (b) 所示，被称为 Rashba-Edelstein 效应 (REE)。另外，在 Rashba 自旋轨道耦合作用下，自旋流同样能够转换为电流，称为逆 Rashba-Edelstein 效应 (I-REE)。Rashba-Edelstein 效应通过界面自旋轨道耦合产生自旋流这一想法最初在研究具有反演对称性破缺的纤锌矿型半导体和二维电子气时被提出，随后扩展到非磁金属/铁磁金属双层异质薄膜的研究中。

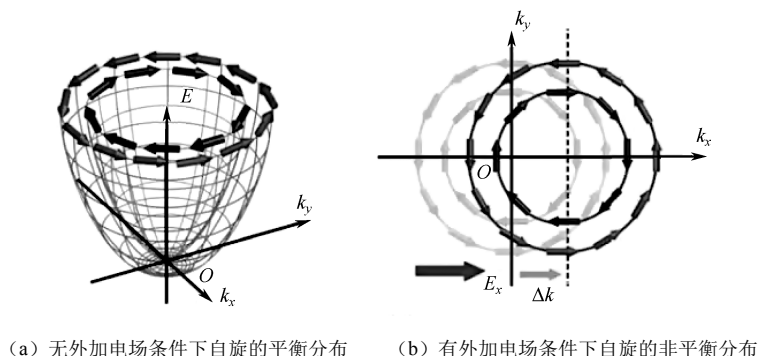


图 3-9 Rashba 自旋轨道耦合

3.2.2.3 自旋泵浦 (SP) 效应

自旋泵浦 (Spin Pumping, SP) 效应是一种纯自旋流现象, 也是磁性多层薄膜中普遍存在的一种现象。其原理是: 在微波的激励下磁矩会发生稳定进动, 铁磁层激发源源不断的自旋电子, 打破电子自旋的分布平衡。由于不会影响非磁层, 因此导致自旋在铁磁/非磁界面积累, 进而扩散到非磁薄膜层, 形成自旋流 I_s^{pump} , 如图 3-10 所示。在研究铁磁/非磁 (FM/NM) 异质结构的电子自旋共振时, 发现铁磁共振的激发可以在体系界面产生自旋的非平衡积累, 积累自旋的扩散产生自旋流。直到 2002 年, Y. Tserkovnyak、A. Brataas 和 G. E. W. Bauer 才从理论上开始对自旋泵浦效应进行研究。目前比较清楚的认识是, 自旋泵浦效应和自旋转移力矩效应是互逆效应。

自旋泵浦效应的具体过程如图 3-10 所示, 在铁磁/非磁体系中, 铁磁层在微波的激励下开始进动, 在体系的界面处诱导自旋积累; 由于存在非磁层, 界面处积累的自旋将向非磁层扩散, 形成纯自旋流; 当铁磁层达到铁磁共振条件时, 所能产生的纯自旋流强度将会达到最大。

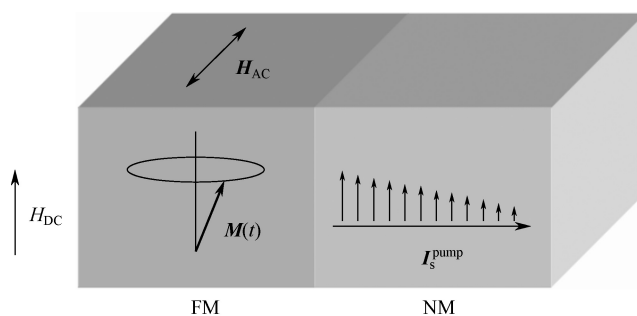


图 3-10 自旋泵浦示意图

在铁磁/非磁体系中, 由于铁磁层磁矩进动会通过自旋泵浦效应在界面处产生自旋流 I_s^{pump} 。对于有限厚度的非磁金属层来说, 自旋流会使自旋在铁磁/非磁界面积累。当自旋到达非磁层的另一边界时, 扩散进来的自旋反向回到铁磁层中, 使最终注入非磁金属层的自旋流减少, 最后整个过程达到动态平衡, 如图 3-11 所示。也就是说, 当自旋扩散长度 (Spin-flip Diffusion Length) 大于非磁层的厚度时, 就会产生回流的自旋流 I_s^{back} , 如图 3-11 所示。所

以净自旋流应为

$$I_s = I_s^{\text{pump}} - I_s^{\text{back}} \quad (3-25)$$

由式(3-25)可知, 如果自旋流 I_s^{pump} 进入非磁层, 没有产生自旋损耗, 则自旋又会全部回到磁性层

$$I_s^{\text{pump}} \approx I_s^{\text{back}}, I_s = 0 \quad (3-26)$$

即没有自旋流产生。如果自旋发生翻转散射等时可以耗散自旋的非平衡积累, 且自旋扩散长度远小于非磁层的厚度, 则自旋流将会在非磁层中被完全耗散, 即

$$I_s^{\text{back}} = 0, I_s = I_s^{\text{pump}} \quad (3-27)$$

自旋的翻转散射和非磁层的厚度都会影响自旋流的大小。通过引入有效自旋混合电导 $g_{\uparrow\downarrow}^{\text{eff}}$ 的方法可修正自旋回流的影响, 自旋流在进入非磁金属层后由于扩散和弛豫会在厚度方向迅速衰减, 如图 3-10 所示, 这个衰减过程与非磁金属层的自旋扩散长度 λ_{sd} 有关。

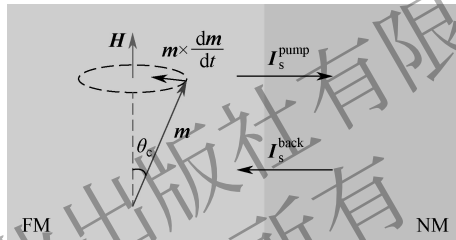


图 3-11 包含自旋回流影响的自旋泵浦示意图

自旋泵浦产生的自旋流会带走一部分磁化进动的角动量, 由角动量守恒定律可知, 流出的自旋流会给铁磁层中的磁化强度施加一个反向力矩 $\tau = -I_s$ 。在此基础上 LLG 方程可以重新描述为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha_0}{M} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} + \frac{\gamma}{M^2 V} I_s \quad (3-28)$$

式中, V 表示 FM 层的体积。代入 I_s 的表达式, 并约化磁化强度到单位磁化强度, 即 $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, 有

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \left(\alpha_G + \frac{1}{4\pi} \frac{g\mu_B}{M_s d_F} g_{\uparrow\downarrow}^{\text{eff}} \right) \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \quad (3-29)$$

式中, d_F 为铁磁层的厚度。有效自旋混合电导一般通过下式计算

$$\alpha_{\text{sp}} = \frac{g\mu_B g_{\uparrow\downarrow}^{\text{eff}}}{4\pi M_s d_{\text{FM}}} [1 - e^{-2d_{\text{NM}}/\lambda_{\text{sd}}}] \quad (3-30)$$

式中, α_{sp} 、 d_{FM} 、 d_{NM} 分别表示自旋泵浦效应诱导的磁阻尼系数、FM 层厚度及 NM 层厚度。

基于上述表达式, 自旋泵浦效应主要与三个因素有关: 非磁层的材料和厚度、铁磁层的厚度、铁磁/非磁界面。

(1) 非磁层的材料和厚度: 自旋扩散长度和材料性质直接相关, 如 Pt 和 Pd 等重金属的原子序数大, 自旋轨道耦合强, 自旋扩散长度小; 而如 Cu、Ag 等轻金属, 自旋轨道耦

合弱，自旋扩散长度大，不容易建立自旋非平衡积累。当非磁层的厚度足够大，即非磁层的厚度远大于自旋扩散长度时，会完全吸收自旋流；当小于自旋扩散长度时，会产生自旋回流。因此，非磁层的材料和厚度是影响自旋泵浦效应的重要因素。

(2) 铁磁层的厚度：自旋泵浦是将铁磁层自旋流通过界面扩散到非磁层，而自旋流的注入必然伴随着铁磁层的能量损失。如果非磁层的厚度是一个定值，那么铁磁层的厚度越大，损耗部分所占据的比例就越小。由于需要测量的是铁磁层铁磁共振信号的变化，因此铁磁层的厚度越小，损耗所占据的比例就越大，变化越显著，越容易观察到自旋泵浦效应。

(3) 铁磁/非磁界面：由于自旋流在铁磁层产生、在非磁层耗散，因此自旋流与界面性质密切相关。如果界面很难让自旋流流过，那么就不会产生明显的自旋泵浦效应。从公式来看，有效自旋混合电导常被用来衡量铁磁/非磁界面的自旋透明度。

因此，对于强自旋轨道耦合的非磁性材料，自旋扩散长度小，可以很容易地建立自旋的非平衡积累，自旋泵浦效应非常强，会大幅增大铁磁层的磁阻尼系数。对于弱自旋轨道耦合的材料，自旋扩散长度很大，如 Cu 在 300K 时的自旋扩散长度约为 350nm，非平衡的自旋积累建立非常不容易，自旋泵浦效应几乎不存在，磁阻尼系数也几乎不增大。

3.2.2.4 自旋塞贝克效应 (SEE)

塞贝克效应描述的是：当非磁层中存在温度梯度时，电子在不同温度下，扩散速度和平均自由程出现差异而产生电荷积累，在非磁层内部生成电势差，电势差与温度梯度的比值定义为塞贝克系数。2008 年，K. Uchida 等人从实验中发现：在铁磁层材料中，温度梯度会引起自旋势差，导致自旋流的产生，即自旋塞贝克效应 (SEE)，如图 3-12 所示。温度梯度导致自旋向上与自旋向下的电子拥有不同的化学势梯度，会在材料中发生角动量的定向运输或边界积累，最终向邻近的非磁层扩散形成纯自旋流。

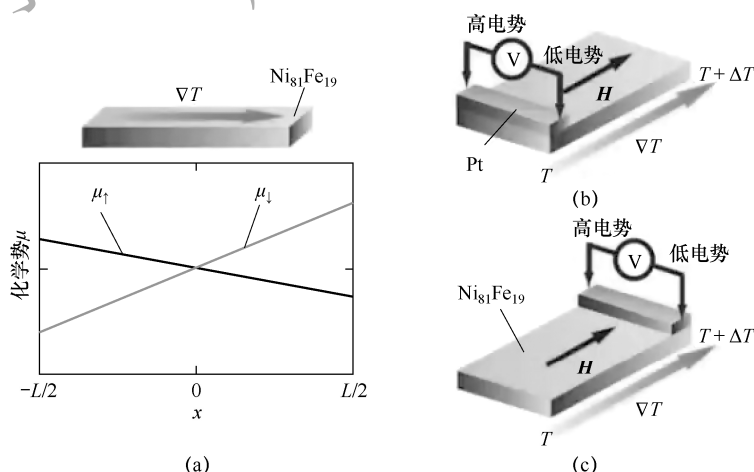


图 3-12 自旋塞贝克效应

3.2.2.5 自旋光电效应

光具有波粒二相性，其能量单位是属于玻色子的光子。具有一定能量的光子会被半导体材料的价带中的电子吸收并产生跃迁，因此采用圆偏振光光子激发特定自旋取向的电子

从而形成自旋积累，注入相邻的非磁层而形成自旋流，并因逆自旋霍尔效应而影响其两端电压。

3.2.2.6 自旋流的界面

上述产生自旋流的方法都是先在磁性层一侧产生自旋积累，然后积累的自旋向邻近介质层扩散而形成自旋流。由此可见，异质结的界面在自旋电子学中所发挥的作用也是非常重要的。因此，一个清洁、高质量的界面将是自旋界面传输的关键。

2012 年，C. Burrowes 等人利用激光脉冲沉积 (PLD) 的方法在(111)晶向的钇镓石榴石 (GGG) 基片上生长了纳米级的 YIG 单晶，并研究了氩离子 (Ar^+) 轰击对 YIG/Au 异质结的磁阻尼系数及界面自旋流注入效率的影响。他们发现在适当的离子加速电场及刻蚀时间下，先用氩离子轰击 YIG 表面再生长上层金属结构，会显著提高界面的自旋流注入效率，最高可以达到 5 倍。然而，过高的离子速度及过长的刻蚀时间会让 YIG 表面产生铁单质，对界面的自旋流注入效率会有抑制作用。不仅磁性材料表面的清洁程度对自旋流的界面注入有很大的影响，磁性材料本身在界面附近的结构也非常重要。2013 年，Qiu Z 等人利用高能氩离子轰击 YIG 表面改变了 YIG/Pt 界面附近 YIG 的结构，并以此为基础研究了界面结构对界面自旋流注入的影响。未经特殊处理的 YIG/Pt 异质结的界面结构如图 3-13 (a) 所示，界面结构清晰分明，界面附近的 YIG 结构是原子级清晰的，且与远离界面一侧的 YIG 结构保持高度一致。而利用高能氩离子轰击 YIG 表面后，界面区域的 YIG 出现了明显的非晶层，如图 3-13 (b) 所示。通过对界面存在非晶层的异质结进行测试得到的逆自旋霍尔电压明显减小，表明良好的界面结晶质量及完整的界面结构是高效界面自旋流注入的重要前提。

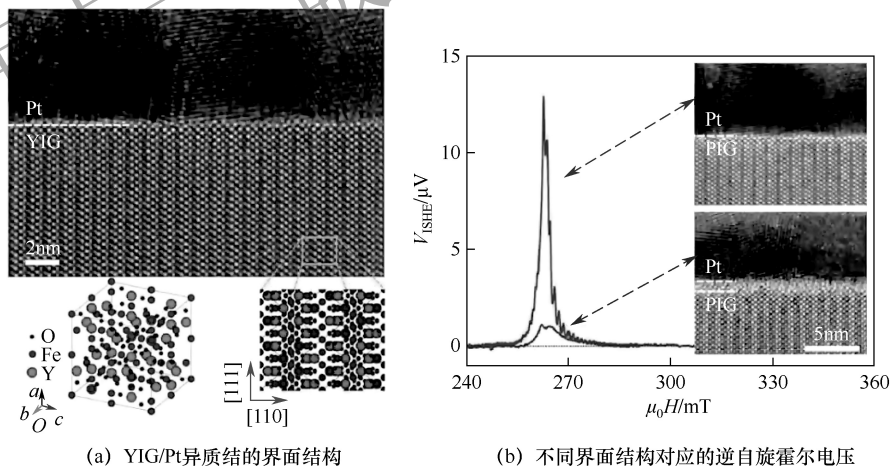


图 3-13 YIG/Pt 异质结的界面结构及逆自旋霍尔效应测试

3.2.3 自旋流的探测

在纯自旋流被提出来以后，纯自旋流的探测方法也变得重要了。但是，纯自旋流没有净余的磁矩或者电荷，且缺少一个可以探测自旋流并能够被测量的电学量，因此，自旋流很难用电学方式探测到，其探测也成为自旋电子学的一大难题。逆自旋霍尔效应的

发现解决了上述自旋流探测的难题，极大地优化了自旋流的探测方式。利用逆自旋霍尔效应可以探测到在非磁性材料中任何起源的自旋流。虽然早在 2004 年，Y. K. Kato 等人通过空间分辨的磁光克尔效应间接地在 GaAs 和 InGaAs 上观测到了自旋流引起的边界处的自旋积累，但无法定量地表征自旋流。当具有强自旋轨道耦合的重金属存在纯自旋流时，由于存在自旋轨道耦合，不同自旋取向的电子的运动方向相同，因此在横向形成了电流，即逆自旋霍尔效应。通过测量开路电压就能定量地确定体系的自旋流，如图 3-14 所示。

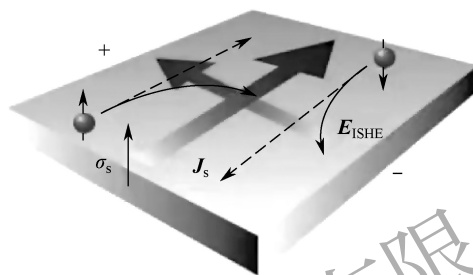


图 3-14 逆自旋霍尔效应

对于逆自旋霍尔效应的定量描述为

$$\mathbf{J}_e = \theta_{\text{SH}} \frac{2e}{\hbar} (\mathbf{J}_s \times \boldsymbol{\sigma}_s) \quad (3-31)$$

注意这里的自旋霍尔角 θ_{SH} 表示的是自旋流转换为电流的效率。

在 2006 年，E. Saitoh 等人首次在 FeNiPt 结构中利用逆自旋霍尔效应实现了对纯自旋流的探测。虽然还有其他自旋流的探测手段，但是逆自旋霍尔效应作为一种纯电学方法易于实现，所以成为目前定量探测和表征纯自旋流的最重要方法之一。

在自旋泵浦效应中，利用逆自旋霍尔效应将自旋流转化成可以测量的自旋泵浦电压信号，就能够对自旋流的转换效率进行电学测量。沿着样品中微波电流方向的自旋泵浦的逆自旋霍尔电压信号可以简单地表示为

$$V_x = -\frac{\theta_{\text{SH}} e \lambda_{\text{sd}} L_N \omega}{2\pi \sigma_N t_N} \tanh\left(\frac{t_N}{2\lambda_{\text{sd}}}\right) g_{\uparrow\downarrow}^{\text{eff}} \text{Im}(m_y^* m_z) (\hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{x}}' \cdot \hat{\mathbf{x}}) \quad (3-32)$$

式中， e 为电子电量， θ_{SH} 为自旋霍尔角， L_N 和 σ_N 为非磁层的长度和电导率， t_N 为非磁层的厚度。在已知自旋扩散长度、有效自旋混合电导、微波磁场、自旋泵浦信号强度和共振线宽的情况下，通过计算可以很容易地得到重金属的自旋霍尔角。

除自旋泵浦外，在自旋塞贝克效应中利用温差来产生的纯自旋流，也可以利用逆自旋霍尔效应实现其探测。如图 3-15 所示，给体系施加温度梯度并同时施加外加磁场，由于存在自旋塞贝克效应，在铁磁层中产生自旋积累，产生的纯自旋流将注入 Pt，随后在逆自旋霍尔效应的作用下，纯自旋流转换为横向电流，在宽度方向产生一个横向电压。通过测量横向电压就能很好地表征体系中的自旋流。值得注意的是，该实验中外加磁场的方向应沿着温度梯度的方向，因为当磁场垂直于温度梯度时系统将会产生能斯特效应，使测量出现较大误差。

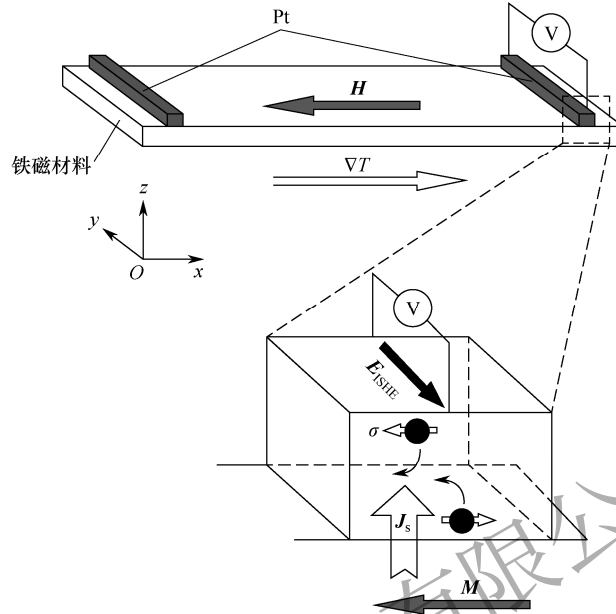


图 3-15 自旋塞贝克效应的测量示意图

3.2.4 反常自旋霍尔效应（铁磁材料）

铁磁层中的传导电子是自旋极化的，且极化方向与磁化强度的方向共线。同时，铁磁层中存在自旋轨道耦合作用，极化方向与磁化强度方向共线的自旋流能够免于退相干。因此铁磁层中的自旋流为自旋流的产生开辟了新的可能性。根据居里原理，利用对称性分析可以推断出体系中可能存在的效应，即如果某种效应的存在不改变体系的对称性，则该效应可以存在。

在具有立方对称性的晶体、多晶或非晶态材料中，结构决定的对称操作有：反演对称操作，关于 x 轴、 y 轴和 z 轴的两重旋转对称操作 ($C_2^i, i=x,y,z$) 及关于 xOy 、 xOz 和 yOz 平面的镜面对称操作 ($\sigma_{ij}, i,j=x,y,z$)。此外，外加电场和磁化强度的存在也会不利于其对称性。基于对称性分析，图 3-16 给出了外加电场沿 x 方向、磁化强度 $\mathbf{M}$ 分别沿 x 方向 [图 3-16 (a)]、 y 方向 [图 3-16 (b)] 和 z 方向 [图 3-16 (c)] 时可能产生自旋流的情况，其中 $\mathbf{Q}_{ij}$ 为电流诱导的自旋流， i 表示自旋流的流动方向， j 表示自旋流的极化方向，“ $\times$ ”号表示对称性不允许出现的自旋流，“ $\checkmark$ ”号表示在非磁层和铁磁层中均允许出现的自旋流，而浅灰色“ $\checkmark$ ”号表示仅允许在铁磁层中出现的自旋流。定义外加电场在薄膜面内，铁磁层中产生的 z 方向的自旋流可以描述为

$$\mathbf{Q}_z = \sigma_{\parallel} [\mathbf{m} \cdot (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E})] \mathbf{m} + \sigma_{\perp} \mathbf{m} \times [(\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}) \times \mathbf{m}] + \sigma_{\perp}^R \mathbf{m} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}) \quad (3-33)$$

式中， $\sigma_{\parallel}$ 为与纵向极化的自旋流相关的电导率， $\sigma_{\perp}$ 和 $\sigma_{\perp}^R$ 为与横向极化的自旋流相关的电导率。

如图 3-16 (b) 所示，当磁化强度 $\mathbf{M}$ 沿 y 方向时，体系只满足 σ_{xy} 对称操作，因此 z 方向的电流和自旋流 $\mathbf{Q}_{zy}$ 允许出现，前者对应于我们所熟知的反常霍尔效应，后者为铁磁层中的自旋霍尔效应，由公式中的第一项描述。图 3-16 (c) 中的 $\mathbf{Q}_{zx}$ 与图 3-16 (a) 中的 $\mathbf{Q}_{zz}$

的自旋极化方向均垂直于磁化强度，可以通过 $(\hat{z} \times \mathbf{E}) \times \mathbf{m}$ 来描述，即公式中的第二项。此外在图 3-16 (c) 中， $\mathbf{Q}_{zy}$ 虽然满足传统的自旋霍尔效应的对称性，但自旋极化方向垂直于磁化强度，因此可以通过公式中的第三项描述。

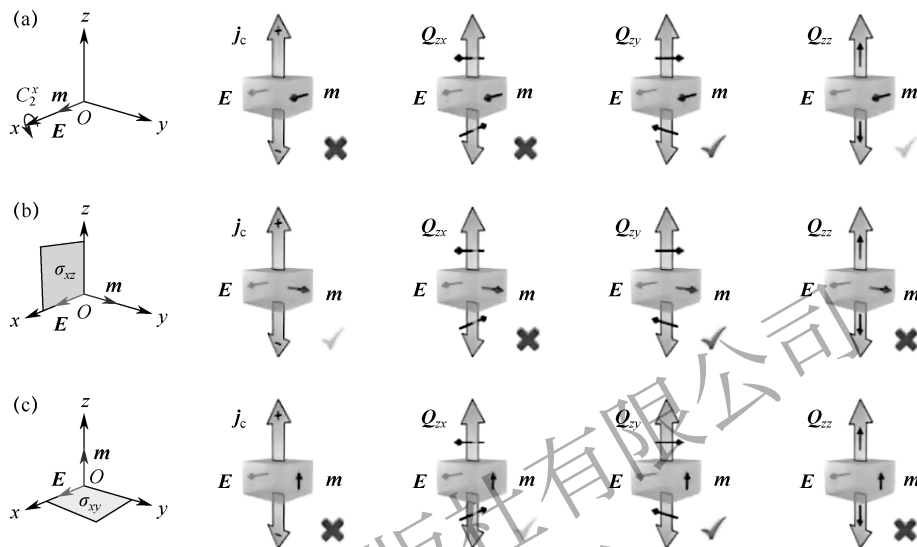


图 3-16 磁性材料中电流诱导的自旋流的对称性分析

非磁层中的自旋霍尔效应产生的自旋流具有固定的极化方向，然而在铁磁层中，磁化强度的存在进一步打破了体系的对称性，因此铁磁层产生的自旋流的极化方向依赖磁化强度的方向。类似于非磁层中自旋流起源于体和界面，铁磁层中自旋流的起源可以分为体效应和界面效应。前面已经对体效应做了总结性讨论，接下来主要关注界面产生自旋流的机制：自旋交换（Spin-Swapping）效应、自旋轨道滤波（Spin-Orbit Filtering）效应及自旋轨道进动（Spin-Orbit Precession）效应。

2016 年，H. B. M. Saidaoui 和 A. Manchon 发现：在具有自旋轨道耦合作用的铁磁/非磁异质结构中，注入面电流 $\mathbf{J}$ 沿 $\mathbf{M}$ 方向的自旋极化的电子在流经铁磁层时，会被散射进非磁层。在非磁层中，散射电子将会经历自旋交换过程，即在具有自旋轨道耦合作用的杂质散射下，电子感受到一个垂直于散射平面的自旋轨道耦合场，即沿 ξ ($\xi = \mathbf{z} \times \mathbf{J}$) 方向，电子自旋将绕着自旋轨道耦合场进动，从而改变方向，即沿着 $\mathbf{M} \times \xi$ 方向，如图 3-17 (a) 所示。自旋交换效应产生的具有 $\mathbf{s}' = \mathbf{M} \times \xi$ 自旋极化的自旋流在进入铁磁层后，会给铁磁层的磁矩施加自旋轨道力矩，且自旋交换效应依赖无序强度 Γ 与自旋轨道耦合强度 α ，如图 3-17 (b) 所示。在铁磁/非磁异质结构中，只有当无序强度较低且非磁层的厚度与平均自由程相当时，自旋交换效应才会出现。

自旋交换效应依赖非磁层中的自旋轨道耦合作用，但假定界面处的自旋轨道耦合作用可忽略不计。2018 年，Amin 和 Stiles 研究了具有界面自旋轨道耦合作用的铁磁/非磁异质结构的自旋流，如图 3-18 (a) 所示，可以归纳为两种效应：自旋轨道滤波效应和自旋轨道进动效应。当在体系面内施加 x 方向的电场 $\mathbf{E}$ 时，界面处存在 Rashba 自旋轨道场 ($\mathbf{u}(\mathbf{k}) = \mathbf{z} \times \mathbf{k}$)，其中 $\mathbf{k}$ 为电子的波矢。对于自旋非极化的电流，与 $\mathbf{u}(\mathbf{k})$ 平行或反平行的电子自旋具有不同的反射概率和透射概率，在这种情况下， $\mathbf{u}(\mathbf{k})$ 表现为一个与 $\mathbf{k}$ 有关的自旋滤波器，使得散

射后的电流具有 $s=z \times k$ 方向的自旋极化, 如图 3-18 (b) 所示, 称之为自旋轨道滤波效应。对于自旋极化的电流, 与 $u(k)$ 不共线的自旋在界面处将会绕着 $u(k)$ 进动, 并产生自旋极化方向为 $m \times s$ 的自旋流, 如图 3-18 (c) 所示, 称之为自旋轨道进动效应。理论计算表明 Co/Pt 和 Co/Cu 界面产生的自旋流具有 s 、 $m \times s$ 、 $m \times (m \times s)$ 的自旋极化方向, 其产生自旋流效率的电导率可以达到 $1000 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$, 因此界面效应也是增强自旋流的重要方式。

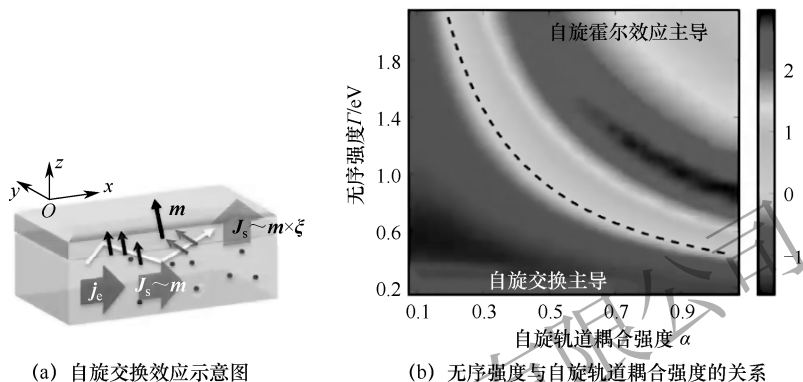


图 3-17 自旋交换效应

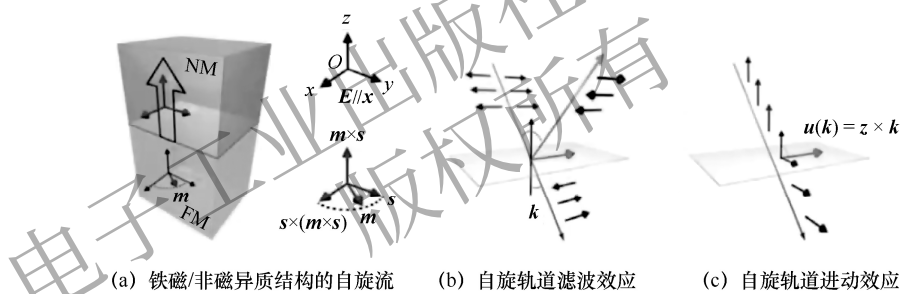


图 3-18 界面自旋流

3.3 自旋力矩效应

自旋力矩效应主要包括自旋转移力矩 (STT) 效应和自旋轨道力矩 (SOT) 效应。在无外加磁场的情况下, 自旋极化流与磁性材料中的磁矩发生相互作用, 自旋极化流将携带的自旋角动量转移给铁磁体的磁矩; 当电流密度达到一定临界值时, 铁磁体的磁矩方向会发生翻转。早在 20 世纪 80 年代, Berger 和 Slonczewski 两人分别独立地预测了电流诱导磁矩翻转现象的存在: 磁矩通过自旋极化流产生的自旋转移力矩而发生角动量转移, 诱导磁矩翻转。早期由于实验条件的限制, 对于磁性纳米结构的加工无法达到预期的 100nm 量级的水平, 电流密度难以达到理论上使磁矩翻转的临界值。自旋轨道力矩 (SOT) 则利用具有强自旋轨道耦合作用的重金属材料, 利用重金属层中的自旋霍尔效应将电流转换为自旋流, 进而扩散进邻近的磁性层并对其中的磁矩施加力矩使之产生翻转。

3.3.1 自旋转移力矩效应

随着自旋电子学研究的深入,研究者发现:自旋极化的电流经过铁磁薄膜时,通过 $s-d$ 交换耦合作用将自身的自旋角动量转移给铁磁层,进而对铁磁层中的磁矩产生力矩,改变其磁矩方向,即自旋转移力矩(STT)效应。STT 效应主要来自电子自旋和磁化强度之间的角动量转移,可以理解为:电流在通过磁性介质时在自旋相关的电子散射过程中自旋被极化的逆过程,这一效应使得电流驱动磁矩进动和翻转成为可能。

3.3.1.1 自旋转移力矩翻转磁矩方向

STT 效应翻转磁矩取向的基本原理如图 3-19 所示,在一个“铁磁/非磁/铁磁”三明治结构中,在外加磁场的作用下磁矩容易发生翻转的磁性层,被称为自由层;磁矩不易发生翻转的磁性层,被称为钉扎层。当电子从钉扎层流向自由层时,首先电子在经过钉扎层时被自旋极化,极化方向和钉扎层的磁矩取向一致;随后自旋极化的电子经过非磁层,由于自旋扩散长度远大于非磁层的厚度,自旋极化信息被保留;最后到达自由层时,自旋极化的电子以转矩的形式将自旋角动量转移给自由层的局域磁矩,实现对自由层磁矩方向的调控。当电流超过临界值时,自由层的磁矩方向趋向于钉扎层的磁矩方向,从而呈现平行态磁矩分布,如图 3-19 (a) 所示。改变电流方向,电子首先被自由层自旋极化,被钉扎层反射回来的电子就会携带钉扎层的磁矩方向信息;当反射回来的电子再次到达自由层时,同样会通过转矩的形式将角动量转移给自由层,使自由层的磁矩方向与钉扎层的磁矩方向趋于反平行态,如图 3-19 (b) 所示。因此,无须外加磁场,仅通过改变电流的方向,就可以有效地实现三明治结构中磁性层磁矩平行态和反平行态的相互转换。

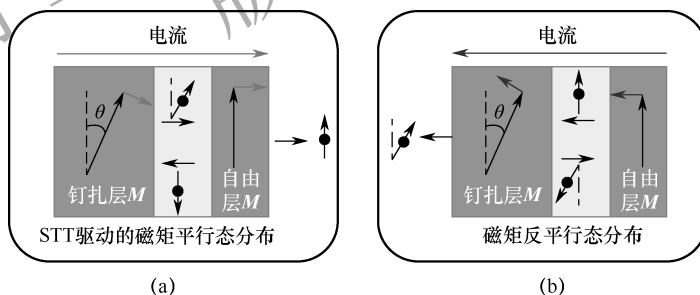


图 3-19 STT 效应翻转磁矩取向的基本原理

根据自旋转移力矩与磁阻尼力矩的竞争关系,自旋转移力矩激发的磁动力学类型可以简单地分为三类,如图 3-20 所示。考虑最简单的几何结构,假定自由层磁化强度 M 的初始磁矩方向、外加磁场的方向、钉扎层的磁矩方向都沿着 z 轴,且自由层没有磁各向异性。当自由层的磁矩与外加磁场的方向存在一定夹角时,如图 3-20 (a) 所示,若没有电流和磁阻尼的作用,自由层的磁矩将围绕 z 轴做稳定的圆周进动;若有磁阻尼的作用,由磁阻尼产生的磁阻尼力矩将会推动自由层的磁矩进动到 z 轴方向。当施加外加电流时,自旋转移力矩的方向平行或反平行于磁阻尼力矩,具体取决于自旋极化流的方向。当自旋转移力矩方向与磁阻尼力矩方向相同时,自由层的磁矩不会因电流而发生本质性的变化,且电流增大会增强磁阻尼的效果,使自由层的磁矩更迅速地弛豫到 z 轴方向。当自旋转移力矩方向

与磁阻尼力矩方向相反时，自旋转移力矩会有效降低磁阻尼的效果，如图 3-20 (b) 所示，当外加电流的值较小时，将减弱磁阻尼力矩的效果，最终磁矩会慢慢趋向于 z 轴。随着自旋转移力矩的继续增大，当能够完全抵消磁阻尼力矩的作用时，STT 效应将补偿磁阻尼力矩消耗的能量，使得磁矩围绕磁场方向做稳定的进动，如图 3-20 (c) 所示。这是因为根据自旋转移力矩的作用，磁阻尼与磁各向异性之间存在角度的依赖关系，磁阻尼力矩随着磁矩偏转角度的增大而增大，当它们达到平衡时，磁矩会在一定的角度达到稳定进动。若继续增大电流密度，则自旋转移力矩超过磁阻尼力矩，磁矩的进动角度也随之不断增大。当角度大于 90° 时，磁阻尼力矩和自旋转移力矩的方向又一次达到相同，最终平衡到新的能量最低的状态，即实现自由层磁矩的 180° 翻转，如图 3-20 (d) 所示。

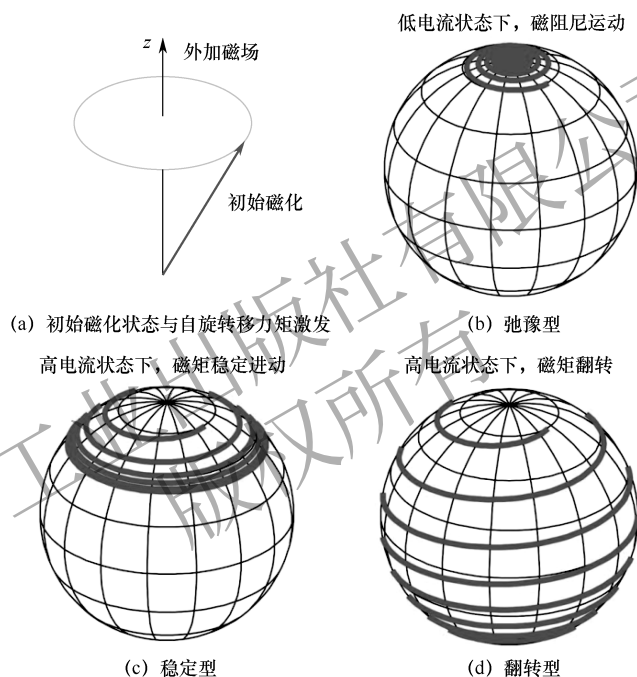


图 3-20 自旋轨道力矩效应

另外，上述自旋转移力矩与磁阻尼力矩相互竞争的三种情况为：小于、等于、大于，所对应的磁矩随时间变化的三种动态过程如图 3-21 所示。

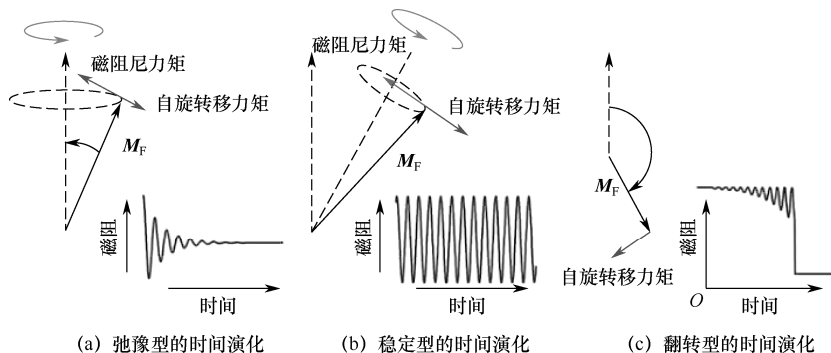


图 3-21 自旋转移力矩激发的磁动力学

3.3.1.2 自旋转移力矩-磁随机存储器 (STT-MRAM)

STT 效应最有趣的地方在于, 它打破了传统采用磁场来调控样品磁化方向的局限性, 开创性地提出了一种采用自旋极化流直接调控局域磁矩取向的新概念, 为自旋电子器件的发展提供了重要的写入机制。可以通过调节写入电流的大小来进一步减小器件的尺寸, 克服传统磁场写入方式的缺点, 因而被广泛认为是实现磁存储纯电学写入方式的最佳候选机制。相比于磁场调控磁矩翻转模式, 基于自旋转移力矩效应的自旋转移力矩-磁随机存储器 (STT-MRAM) 具有快速写入、无限擦写和非易失等特点, 是最有前景的新一代低功耗存储设备之一。STT-MRAM 存储单元结构如图 3-22 所示。

STT-MRAM 存储单元由一个磁隧道结 (MTJ) 和一个晶体管组成, 包含三个端口: 位线 (Bit Line, BL)、源线 (Source Line, SL) 和字线 (Word Line, WL)。其中, 磁隧道结利用磁性材料的磁阻效应来实现数据的存储, 以磁隧道结在不同状态下的高电阻 R_{AP} 和低电阻 R_P 代表数据“1”和“0”。磁隧道结是存储数据的关键器件, 它包含自由层 (Free Layer) 和钉扎层 (Pinned Layer) 及由氧化物

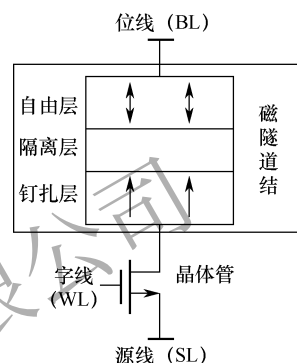


图 3-22 STT-MRAM 存储单元结构

构成的隔离层 (Isolation Layer)。自由层的磁化方向可以自由改变, 而钉扎层的磁矩取向始终保持不变; 隔离层的典型厚度为 $1\sim 2\text{nm}$, 保证自由层和钉扎层之间具有优异的隧穿效应。磁隧道结的电阻取决于自由层和钉扎层的相对磁化方向: 当相对磁化方向为平行状态时, 电阻值为 R_P , 称为低阻态; 当其为反平行状态时, 电阻值为 R_{AP} , 称为高阻态。磁隧道结存在高、低电阻状态的现象可以通过自旋相关的电子散射来解释: 电子在磁层传输过程中, 受磁性材料的磁化方向的影响, 不同自旋方向的电子被散射的概率不同; 自旋方向和磁性材料的磁化方向相同的电子受到的散射较少, 磁隧道结对应的电阻为低阻态; 如果自旋方向与磁性材料的磁化方向相反, 电子被散射的概率较大, 磁隧道结对应的电阻为高阻态。实验中实现的基于 STT 对铁磁薄膜的磁化强度方向的调控, 是实现 STT-MRAM 的前提。

STT-MRAM 利用电流实现了磁矩翻转, 其写入电流随器件尺寸的缩小而减小, 所以成为纯电学写入的最佳机制之一。但是随着研究的深入, 发现面内磁各向异性的器件存在以下弊端: 磁隧道结的存储寿命受到薄膜尺寸的边缘效应的限制; 基于面内磁各向异性的磁隧道结的临界翻转电流较大, 不能满足商业化要求。针对上述问题, 具有更高热稳定性且更低临界翻转电流密度的垂直磁各向异性磁隧道结受到研究者的青睐。垂直磁各向异性器件可以避免磁涡旋态而提高存储密度, 且翻转效率更高, 临界翻转电流更小。虽然目前自旋流通过自旋转移力矩效应翻转磁矩方向是主流的磁随机存储器写入方式, 但写入速度还难以满足高速缓存的要求, 另外读写串扰也是 STT-MRAM 读电路设计中存在的主要问题。

3.3.1.3 自旋纳米振荡器

自旋纳米振荡器 (Spin Torque Nano-Oscillator, STNO) 是在 STT 效应基础上所开发的一种新型自旋电子器件, 能够在不依赖外加磁场的情况下, 通过自旋极化流的作用, 使自

由层的磁矩绕有效场做稳定进动，同时与磁阻的周期性变化相结合，得到稳定的微波输出信号。

如图 3-23 (a) 所示，其具体的物理机制是：电子正向流动时，电子的自旋方向与钉扎层的磁化方向一致，通过非磁层的电子与自由层交换角动量，使自由层磁矩发生进动或者翻转；电子反向流动时，电子的自旋方向与自由层的磁化方向一致，由于钉扎层的磁化方向固定，界面处与钉扎层磁化方向相反的电子被散射回自由层，同样会使得自由层磁矩发生进动或者翻转。如图 3-23 (b) 所示，当自旋转移力矩的方向与磁阻尼力矩的方向相反时，基于自旋转移力矩效应，在三明治结构中，根据 LLGS 方程的计算结果，通入恰好能够抵消磁阻尼力矩的电流，就可以产生稳定的振荡，即自旋微波振荡器。其中 M_1 为自由层的磁化强度， M_2 为钉扎层的磁化强度， H_{ext} 为外加磁场方向。

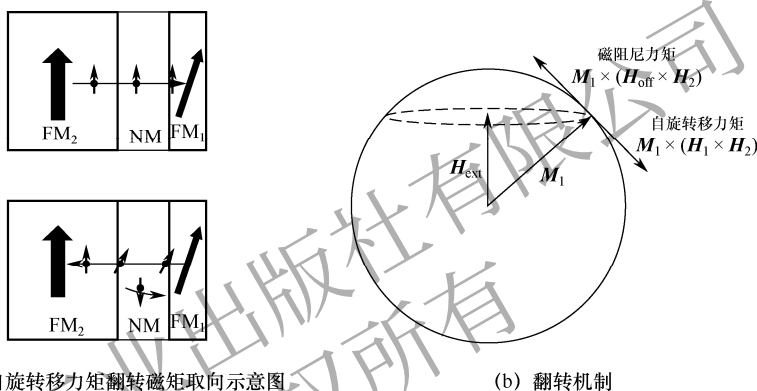


图 3-23 自旋转移力矩翻转磁矩取向示意图及翻转机制

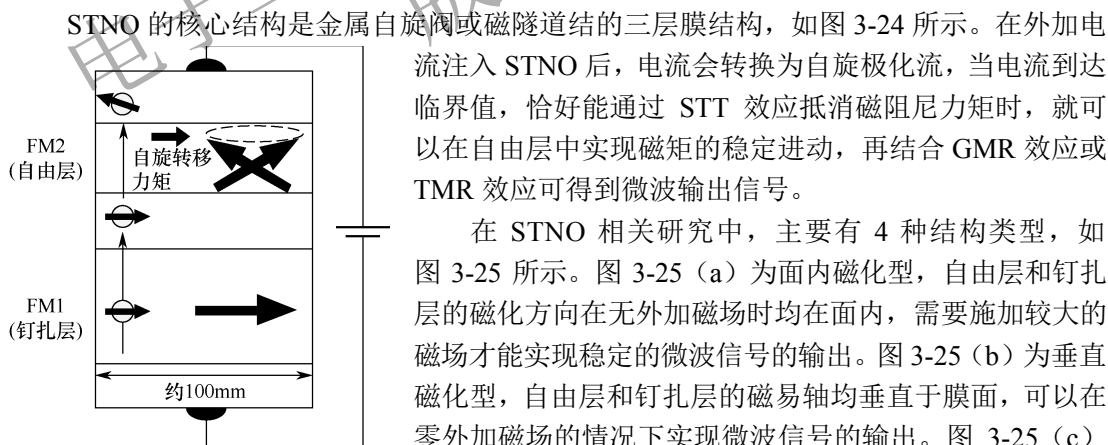


图 3-24 STNO 工作原理图

应用自旋转移力矩可以在磁性异质结构中产生磁矩稳定进动来制作振荡器，而这种基

于纳米工艺的结构可以大幅减小器件的体积,并且该效应也不需要苛刻的温度条件。为了适应大规模生产,可以选用人工反铁磁结构,并且人工反铁磁结构的振荡器有更好的输出信号质量和更高的输出功率,由于两层磁性层间存在鲁德曼-基特尔-胜谷-良田(Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida, RKKY)相互作用,通过调节中间层厚度可以调节 RKKY 相互作用系数,可以输出太赫兹频率的信号。太赫兹振荡器指的是频率为 $10^{11} \sim 10^{13} \text{Hz}$ 的振荡器,是一门较新的交叉学科研究方向,在高分辨率成像、核聚变等离子体诊断、皮肤癌检查、大规模集成电路测试、武器检测和无线通信等多个方面均有应用。总体来说,STNO 具有尺寸小、工作频带宽、功耗低、灵敏度高及集成度高等优异特性,被广泛应用于微波辅助磁记录、微波探测、非相干收发器等众多领域。

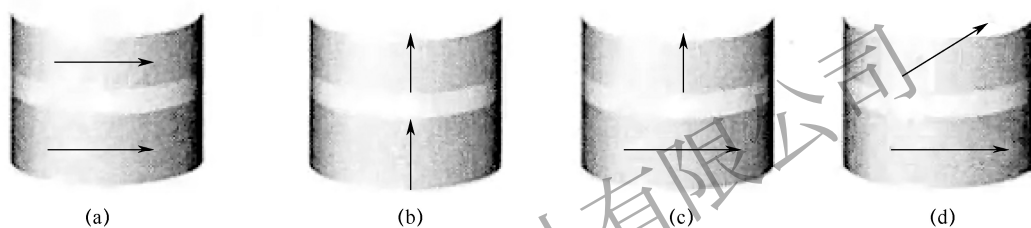


图 3-25 4 种 STNO 结构类型

3.3.2 自旋轨道力矩效应

基于自旋轨道力矩的磁随机存储器(SOT-MRAM)将读和写路径分开,从而提高了数据读取的稳定性。此外,SOT-MRAM 具有更高的读/写速度及更低的功耗。相比于 STT-MRAM 的三明治结构,SOT-MRAM 需要在磁隧道结的自由层下方再增加一层通道层(Channel Layer),流经通道层的电流可以诱导产生自旋轨道力矩,借以翻转自由层的磁化方向,如图 3-26 所示,力矩可以来自块体的自旋霍尔效应,也可以来自界面的 Rashba 效应,这些效应的根本都是通道层中的强自旋轨道耦合作用,故而被称为自旋轨道力矩。

3.3.2.1 自旋轨道耦合

自旋轨道耦合作用描述的是电子的自旋和轨道之间的相互作用。如图 3-27 (a) 所示,在原子核坐标系中,当一个有动量的电子在磁场中运动时会受到洛伦兹力的作用。相应地,一个电子在电场中运动会

产生感生磁场,产生塞曼能,这个塞曼能就是自旋轨道耦合。根据毕奥-萨伐尔定律,自旋轨道耦合作用将使运动电子的自旋受到一个等效磁场的影响,进而产生进动。

对于一个具有动量 $\mathbf{P}$ 的电子,考虑在电子参考系下,如图 3-27 (b) 所示,原子核围绕电子做圆周运动,将因环形电流而产生一个磁感应强度 $\mathbf{B}$,如果假设电子的速度为 $\mathbf{v}$,那么磁感应强度为

$$\mathbf{B} = (1/c^2)\mathbf{E} \times \mathbf{v} \quad (3-34)$$

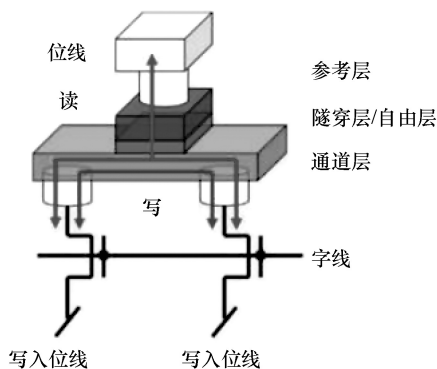


图 3-26 SOT-MRAM

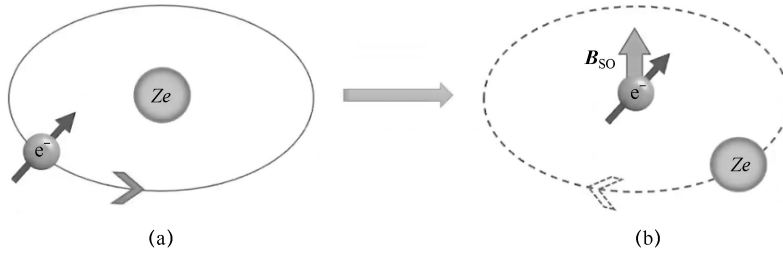


图 3-27 原子自旋轨道耦合起源示意图

式中

$$E = \frac{Zer}{4\pi\epsilon_0 r^3}$$

c 是光速, r 是原子核的位置矢量, e 是元电荷, Z 是原子序数, ϵ_0 是真空介电常数。由于角动量为

$$L = r \times p$$

因此有

$$B = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 mc^2 r^3} L \quad (3-35)$$

式中, m 表示电子的质量。考虑到电子的自旋角动量为 S , 则电子的自旋磁矩为

$$\mu_s = -\frac{g_0 \mu_B}{\hbar} S \quad (3-36)$$

式中, g_0 、 μ_B 分别表示电子的朗道 g 因子和玻尔磁子。自旋轨道耦合作用就是电子的自旋磁矩受到磁场 B 的作用。考虑坐标变换中的相对论效应之后, 电子的自旋轨道耦合作用可以表示为下面的哈密顿量 $\hat{H}$

$$\hat{H} = -\mu_s \cdot B = \frac{Zeg_0 \mu_B}{8\pi\epsilon_0 \hbar mc^2 r^3} L \cdot S \quad (3-37)$$

由式 (3-37) 可知: 电子所受到的自旋轨道耦合作用跟原子序数紧密相关。在实际的研究中, 晶体能带结构也在很大程度上影响着自旋轨道耦合作用的大小, 一般来说, 跟原子序数的 4 次方成正比。所以, 一般重金属材料会具有更强的自旋轨道耦合作用, 比如铂、钽、钨等。从相对论量子力学的观点来看, 这一作用来源于正、负电子态之间的相互作用。 $2mc^2$ 实际上反映了正、负电子态之间的能隙, 大小为 1MeV 。通常这一作用是非常小的, 只会在原子体系中出现, 如原子自旋轨道耦合效应对其光谱的影响。虽然在单个原子中, 自旋轨道耦合作用比较微弱, 但在某些晶格体系中会被放大。在固体晶格中, 由于晶格具有周期性, 因此电子的能谱在倒格矢空间中会形成能带结构。如果晶格体系不具有空间反演, 则自旋轨道耦合作用将在一些特定的区域会被放大, 例如, 起源于界面空间反射对称性破缺的 Rashba 自旋轨道耦合作用, 其耦合系数反比于半导体中导带和价带之间的能隙, 这一值通常为 1eV 的量级, 和单原子中正、负电子之间的能隙相比, 整整小了 6 个数量级, 换句话说, 自旋轨道耦合系数放大了 6 个数量级, 能级劈裂所诱导的物理现象就能够在实验中被观测到了。

3.3.2.2 自旋轨道力矩效应的起源

自旋轨道力矩产生于自旋轨道耦合作用引起的自旋流或自旋的积累。由于自旋轨道耦合作用的存在具有普遍性,自旋轨道力矩可以被视为一种调控磁化状态与磁动力学的高效、普适的手段。根据自旋流或自旋积累产生方式的不同,自旋轨道力矩可以简单分为体自旋轨道力矩〔以自旋霍尔效应引起的自旋轨道力矩为代表,如图 3-28 (a) 所示〕和界面自旋轨道力矩〔以 Rashba-Edelstein 效应引起的自旋轨道力矩为代表,如图 3-28 (b) 所示〕。

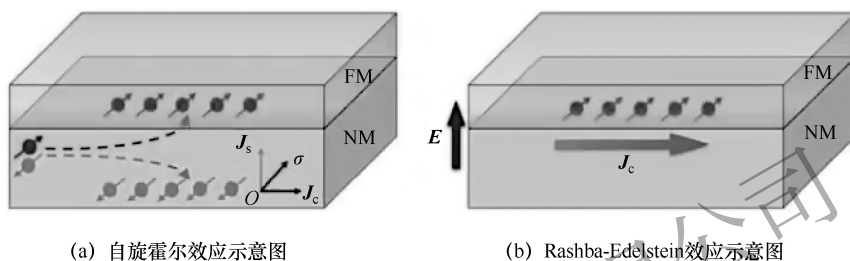


图 3-28 自旋霍尔效应和 Rashba-Edelstein 效应示意图

自旋霍尔效应源于具有较大自旋霍尔角材料的自旋轨道耦合作用,即将电流转换为与其正交的自旋流。在自旋流注入铁磁层后,将自旋角动量转移给铁磁层并产生有效场及力矩,由此可以实现垂直膜的磁矩翻转。两个主要的有效场分别是类阻尼 (Damping-Like) 有效场 H_{DL} 和类场 (Field-Like) 有效场 H_{FL} , 其中对磁矩翻转起主要作用的为 H_{DL} 有效场。自旋霍尔效应作为产生自旋轨道力矩的主要来源,已于几十年前被理论所预测并被实验所证实,其最初的难点在于非磁性材料的自旋霍尔效应的电信号难以被探测。通过将非磁性材料 (主要指重金属材料) 与磁性材料做成异质结,利用非磁层产生自旋流改变铁磁层磁矩从而测量电信号的变化,为解决这一难题提供了思路。基于自旋霍尔效应的理论可以推导出电流诱导的自旋轨道力矩等效场的表达式为

$$H_{DL} = \hbar \theta_{SH} T_{int} |J_c| / (2|e| M_s t_{FM}) \quad (3-38)$$

式中, θ_{SH} 为自旋霍尔角, T_{int} 为自旋透射系数, J_c 为电流密度, M_s 为饱和磁化强度, t_{FM} 为铁磁层的厚度。此外,研究发现重金属的晶格结构对自旋霍尔角有很大的影响。例如,当通过改变重金属的厚度或选择不同的基底使得其变为具有较大电阻率的非晶结构时,重金属/铁磁双层膜的自旋霍尔角会增大。

Rashba-Edelstein 效应 (REE) 主要起源于重金属/铁磁界面的反演对称性破缺引起的非对称的晶格势场,从而在垂直于界面的方向形成净电场,由等效磁场表达式

$$B_{eff} \propto E \times \frac{P}{mc^2} \quad (3-39)$$

可知:面内的电流会诱导一个有效场并产生自旋轨道力矩,铁磁层的磁矩在该自旋轨道力矩的作用下进动从而发生磁矩翻转。

3.3.2.3 自旋轨道力矩翻转机制:宏观自旋模型

自旋轨道力矩对磁化状态调控的直接证据就是电流诱导磁矩发生确定性的翻转。2011 年, I. M. Miron 等人观测到在面内磁场的辅助下,电流诱导的自旋轨道力矩驱动具有垂直

各向异性的 Pt/Co/Al₂O₃ 多层薄膜中的局域磁矩发生翻转, 并认为自旋轨道力矩由自旋霍尔效应和 Rashba-Edelstein 效应共同提供。2012 年, LIU L 等人在垂直磁化的 Ta/Co₄₀Fe₄₀B₂₀/MgO/Ta 多层薄膜中也观察到了电流诱导磁矩翻转的现象, 其中电流驱动磁矩的翻转方向与 I. M. Miron 等人测量的方向相反, 这是由 Pt 与 Ta 的自旋霍尔角相反导致的。同时, 他们指出: 体系中的自旋轨道力矩完全由具有更大自旋霍尔角的 β -Ta 中的自旋霍尔效应提供。

自旋轨道力矩 (SOT) 较自旋转移力矩 (STT) 而言具有明显的优势: 其一, 自旋轨道力矩来源于重金属材料的自旋轨道耦合作用, 在信息写入的过程中不会与磁隧道结发生作用, 不会引起势垒击穿; 其二, 自旋轨道力矩对具有垂直磁各向异性 (PMA) 的磁隧道结有更快的写入速度。虽然 SOT-MRAM 解决了 STT-MRAM 遇到的读/写串扰的难题, 但是对具有 PMA 的磁隧道结来说, 单独的自旋轨道力矩无法实现确定性的翻转, 需要外加磁场辅助完成有效翻转。因此, 零磁场的自旋轨道力矩实现确定性的磁矩翻转成为自旋电子学的又一个关键科学问题。

3.3.2.4 无外加磁场辅助的自旋轨道力矩确定性磁矩翻转

目前对自旋轨道力矩驱动磁矩翻转的研究主要集中在两个方面: 一是如何进一步提高磁矩翻转效率来减小临界翻转电流密度, 包括寻找大自旋霍尔角的材料或者优化多层薄膜的界面质量来提高自旋流的穿透率等; 二是如何实现零磁场下电流诱导的磁矩翻转行为。已知在利用自旋轨道力矩效应翻转磁化取向时, 需要一个沿电流方向的磁场打破体系在面内的中心反演对称性, 实现磁矩的确定性翻转。外加磁场的存在极大地限制了自旋轨道力矩在微纳器件方面的应用, 目前可以通过生长楔形结构、利用层间交换耦合效应、产生竞争自旋流及生长倾斜磁各向异性等多种方式来打破空间反演对称性以实现零磁场下电流驱动的磁矩翻转。

首先在 2014 年, G.Yu 研究小组采用楔形膜 Ta/CoFeB/TaO_x 实现了零磁场下自旋轨道力矩驱动的铁磁层确定性磁矩翻转。其原理是: 通过楔形覆盖层 TaO 打破体系面内的中心反演对称性, 引入非对称结构, 在 z 方向产生一个额外的自旋轨道力矩等效磁场, 这一等效磁场的存在导致了零磁场下电流驱动的铁磁层的确定性翻转, 如图 3-29 (a) 和 (b) 所示。之后, S. Fukami 研究小组于 2016 年实现了反铁磁/铁磁垂直结构异质结的零磁场磁矩的确定性翻转, 如图 3-29 (c) 所示。一方面, 反铁磁 PtMn 可以代替重金属层作为自旋流的来源, 另一方面, PtMn/[Co/Ni] 界面的反铁磁钉扎效应可以产生面内偏置场来代替辅助磁场的作用从而实现零磁场下的确定性磁矩翻转。同年, Y. W. OH 研究小组采用同样的原理在 Ta/IrMn/CoFeB/MgO 多层结构中实现了零场确定性磁矩翻转。LAU Y C 等人利用层间耦合钉扎场在 Ta/Pt/[CoFe/Ru/CoFe]/IrMn/Pt 多层薄膜结构中实现了零磁场下电流驱动的确定性磁矩翻转, 如图 3-29 (d) 所示, 其原理是: 上层 CoFe 层被反铁磁 IrMn 钉扎在面内, 下层垂直磁化的 CoFe 层作为自由层, 通过中间层 Ru 产生面内的层间交换耦合场来代替辅助磁场实现面内对称性破缺。K. Cai 等人于 2017 年在 PMN-PT/Pt/Co/Ni/Co/Pt 结构中, 在 PMN-PT 铁电基底上, 构建一个垂直于电流方向的电场梯度, 该内建电场梯度诱导产生非平衡的自旋密度从而打破磁矩的空间对称性, 实现了零场的确定性磁矩翻转, 如图 3-29 (e) 所示。后来, Chen S 等人通过产生自旋流梯度的方法实现了零磁场下电流驱动的确定性

磁矩翻转,如图 3-29 (f) 所示。这是因为 W 和 Pt 具有相反符号的自旋霍尔角,其中 W 为楔形覆盖层,当电流沿着 x 方向(楔形方向)通过此结构时,在电流方向上会产生自旋流梯度从而打破磁矩的空间对称性。2018 年, S-H-C Baek 研究小组采用 FM/Ti/CoFeB/MgO 结构诱导出面外自旋极化分量,该自旋极化分量会产生一个垂直的 H_{DL} 有效场,从而实现垂直膜的零场确定性磁矩翻转。

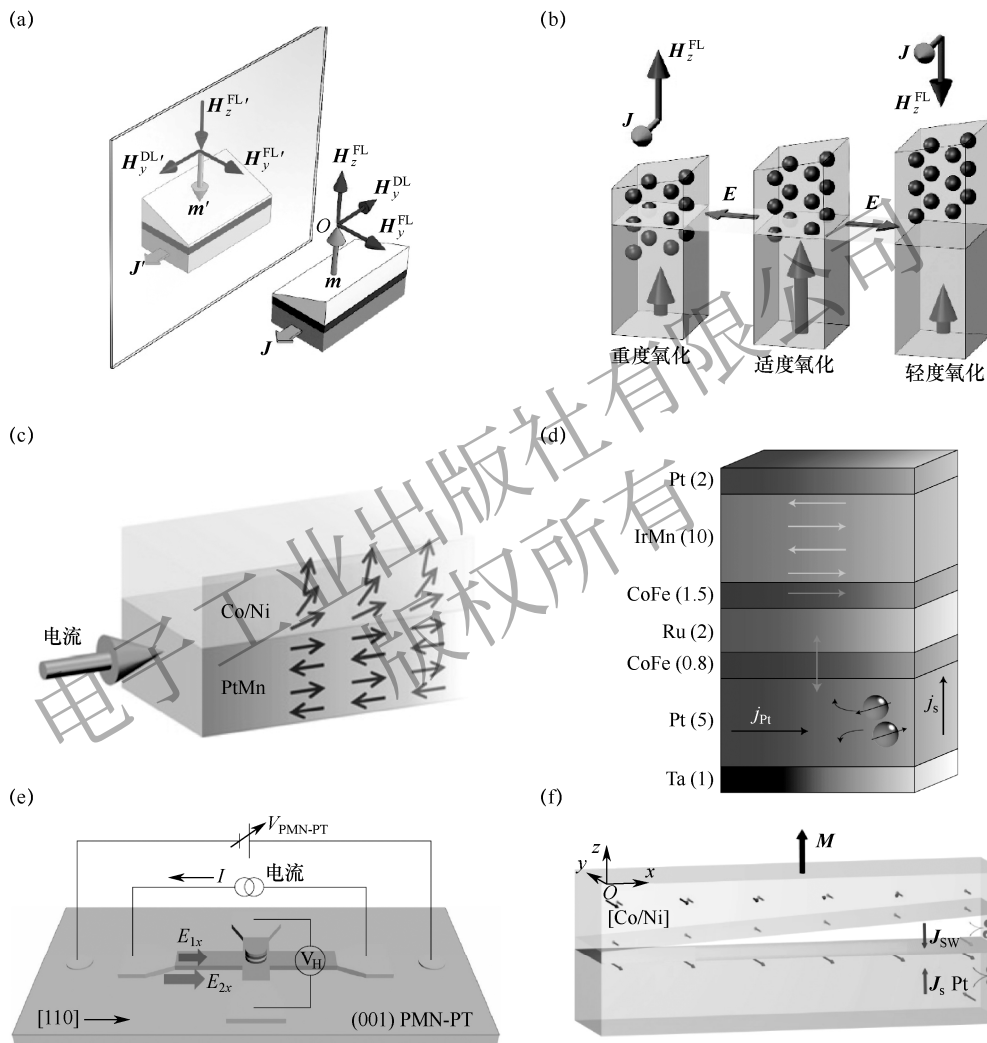


图 3-29 无外场辅助的自旋轨道力矩诱导的磁矩翻转

总而言之,探索如何在具有垂直磁化异质结中实现零磁场下自旋轨道力矩可控的确定性磁矩翻转是近来自旋电子学研究的热点之一,也取得了可喜的进展。

3.4 习题 3

1. 请简述电流与自旋流的区别。

2. 请列举产生纯自旋流的几种常见方法。
3. 请默写 LLGS 方程, 并指出每一项的具体意义。
4. 请简述 STT-MRAM 和 SOT-MRAM 的典型结构, 并说明二者的不同点与优缺点。

3.5 参考文献

- [1] 沈顺清. 自旋电子学和自旋流[J]. 物理, 2008, (01): 16-23.
- [2] 张琪涵. 磁性异质结构中界面自旋输运研究[D]. 兰州: 兰州大学, 2020.
- [3] LANDAU L D, LIFSHITS E M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies[J]. Perspectives in Theoretical Physics. Pergamon, 1992: 51-65.
- [4] GILBERT T L. A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field[J]. Physical Review, 1955, 100(52): 1243.
- [5] 金香君. 纳米磁畴结构的动力学与应用研究[D]. 南京: 南京师范大学, 2020.
- [6] ZHANG S, ZHANG S L. Generalization of the Landau-Lifshitz-Gilbert equation for conducting ferromagnets[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(8): 086601.
- [7] 孔文文. 自旋力矩铁磁共振的应用及机理研究[D]. 兰州: 兰州大学, 2019.
- [8] 都有为. 自旋电子学功能材料[C]. 第五届中国功能材料及其应用学术会议, 2004: 120-125.
- [9] 都有为. 自旋电子学功能材料进展[J]. 世界科技研究与发展, 2006, (04): 1-6.
- [10] 赵寅睿. 磁性异质结的自旋动力学模拟[D]. 济南: 山东大学, 2019.
- [11] ZHANG S, LEVY P M, FERT A. Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(23): 236601.
- [12] OH S C, PARK S Y, MANCHON A, et al. Bias-voltage dependence of perpendicular spin-transfer torque in asymmetric MgO-based magnetic tunnel junctions[J]. Nature Physics, 2009, 5(12): 898-902.
- [13] 李明明. 重金属/磁绝缘体自旋异质结材料及新效应研究[D]. 成都: 电子科技大学, 2021.
- [14] GROOT R D, MUELLER F M, ENGEN P V, et al. New class of materials: half-metallic ferromagnets[J]. Physical Review Letters, 1983, 50.
- [15] GUIMARAES F S M, COSTA A T, MUNIZ R B, et al. Spin currents in metallic nanostructures: Explicit calculations[J]. Physical Review B, 2011, 84(5): 054403.
- [16] HALL E H. On a new action of the magnet on electric currents[J]. American Journal of Mathematics, 1879, 2(3): 287-292.
- [17] DYAKONOV M I, PEREL V I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors[J]. Physics Letters A, 1971, 35(6): 459-460.
- [18] CHAZALVIEL J N, SOLOMON I. Experimental evidence of the anomalous hall effect in a nonmagnetic semiconductor[J]. Physical Review Letters, 1972, 29(25): 1676-1679.
- [19] HIRSCH J E. Spin hall effect[J]. Physical Review Letters, 1999, 83(9): 1834-1837.
- [20] KATO Y K, MYERS R C, GOSSARD A C, et al. Observation of the spin hall effect in semiconductors[J]. Science, 2004, 306(5703): 1910-1913.
- [21] TANAKA T, KONTANI H, NAITO M, et al. Intrinsic spin hall effect and orbital hall effect in 4d and 5d transition metals[J]. Physical Review B, 2008, 77(16): 165117.
- [22] GUO G Y, MURAKAMI S, CHEN T W, et al. Intrinsic spin hall effect in platinum: first-principles

- calculations[J]. Physical Review Letters, 2008, 100(9): 220-223.
- [23] BERGER L. Side-jump mechanism for the hall effect of ferromagnets[J]. Physical Review. B, Condensed matter, 1970, 2(11): 4559-4566.
- [24] SMIT J. The spontaneous hall effect in ferromagnetics I[J]. Physica, 1955, 21(6-10): 877-887.
- [25] SMIT J. The spontaneous hall effect in ferromagnetics II[J]. Physica, 1955, 24(1-5): 39-51.
- [26] NAGAOSA N, SINOVA J, ONODA S, et al. Anomalous hall effect[J]. Reviews of Modern Physics, 2010, 82(2): 1539-1592.
- [27] DRESSELHAUS G F. Spin-orbit coupling effects in Zinc blende structures[J]. Physical Review, 1955, 100(2): 580-586.
- [28] BYCHKOV Y A, RASHBA E I. Properties of a 2d electron gas with lifted spectral degeneracy[J]. JETP Lett, 1984, 39(2): 78-81.
- [29] EDELSTEIN V M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems[J]. Solid State Communications, 1990, 73(3): 233-235.
- [30] RAMASWAMY R, LEE J M, CAI K, et al. Recent advances in spin-orbit torques: moving towards device applications[J]. Applied Physics Reviews, 2018, 5(3): 031107.
- [31] HIROYASU, NAKAYAMA, YUSUKE, et al. Rashba-edelstein magnetoresistance in metallic heterostructures [J]. Physical Review Letters, 2016, 117(11): 116602.
- [32] TSERKOVNIAK Y, BRATAAS A, BAUER G E W. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers[J]. Physical Review B, 2002, 66(22): 224403.
- [33] HEINRICH B, BURROWES C, MONTOYA E, et al. Spin pumping at the magnetic insulator (YIG)/normal metal (Au) interfaces[J]. Physical Review Letters, 2011, 107(6): 066604.
- [34] COSTACHE M V, SLADKOV M, WATTS S M, et al. Electrical detection of spin pumping due to the precessing magnetization of a single ferromagnet[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(21): 216603.
- [35] AZEVEDO A, VILELA-LEO L H, RODRÍGUEZ-SUÁREZ R L, et al. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment[J]. Physical Review B Condensed Matter, 2011, 83(14): 970-978.
- [36] 张珍珍. 铁磁/非磁自旋泵浦效应的研究[D]. 南京: 东南大学, 2019.
- [37] HOFFMANN A. Pure spin currents in lateral spin-valves[J]. WILEY - VCH Verlag, 2007, 4(11): 4236-4241.
- [38] TSERKOVNIAK Y, BRATAAS A, BAUER G E W. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films[J]. Physical Review Letters, 2002, 88(11): 117601.
- [39] 付强. 稀土调控非磁薄膜的自旋扩散长度[D]. 南京: 东南大学, 2018.
- [40] 凡未. 铁磁/稀土双层薄膜自旋泵浦研究[D]. 南京: 东南大学, 2018.
- [41] UCHIDA K I, TAKAHASHI S, HARII K, et al. Observation of the spin seebeck effect[J]. Nature, 2008, 455(7214): 778-781.
- [42] ANDO K, MORIKAWA M, TRYPINIOTIS T, et al. Photoinduced inverse spin-hall effect: Conversion of light-polarization information into electric voltage[J]. Applied Physics Letters, 2010, 96(8): 082502.
- [43] 杨坤亚. 铁磁/重金属结构及人工反铁磁中自旋轨道耦合的研究[D]. 兰州: 兰州大学, 2019.
- [44] BURROWES C, HEINRICH B, KARDASZ B, et al. Enhanced spin pumping at yttrium iron garnet/Au interfaces[J]. Applied Physics Letters, 2012, 100(9): 092403.
- [45] QIU Z, ANDO K, UCHIDA K, et al. Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron

- garnet interface[J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 103(9): 092404.
- [46] 林怡萱. YIG/Pt 双层膜中的自旋霍尔效应和磁近邻效应[D]. 济南: 山东大学, 2021.
- [47] SAITOH E, UEDA M, MIYAJIMA H, et al. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 88(18): 182509.
- [48] 周恒安. YIG/金属异质结构中自旋泵浦效应的研究[D]. 兰州: 兰州大学, 2017.
- [49] UCHIDA K, OTA T, HARII K, et al. Electric detection of the spin-Seebeck effect in ferromagnetic metals (invited)[J]. *Journal of Applied Physics*, 2010, 107(9): 09A951.
- [50] 郑建森, 郑金成. 自旋 Seebeck 效应研究进展[J]. *材料科学*, 2014, 4(5): 16.
- [51] CHALMERS A F. Curie's principle[J]. *The British Journal for the Philosophy of Science*, 1970, 21(2): 133-148.
- [52] DAVIDSON A, AMIN V P, ALJUAID W S, et al. Perspectives of electrically generated spin currents in ferromagnetic materials[J]. *Physics Letters A*, 2020, 384(11): 126228.
- [53] HALL E H. On the "rotational coefficient" in nickel and cobalt[J]. *Proceedings of the Physical Society of London*, 1880, 4(1): 325-342.
- [54] GIBBONS J D, MACNEILL D, BUHRMAN R A, et al. Reorientable spin direction for spin current produced by the anomalous hall effect[J]. *Physical Review Applied*, 2018, 9(6): 064033.
- [55] SAIDAOUI H B M, MANCHON A. Spin-swapping transport and torques in ultrathin magnetic bilayers[J]. *Physical Review Letters*, 2016, 117(3): 036601.
- [56] AMIN V P, ZEMEN J, STILES M D. Interface-generated spin currents[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 121(13): 136805.
- [57] RALPH D C, MARK D S. Spin transfer torques[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2008, 320(7): 1190-1216.
- [58] LIU Y, ZHANG Z. Micromagnetic modeling of magnetization dynamics driven by spin-transfer torque in magnetic nanostructures[J]. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 2013, 56(1): 184-195.
- [59] RALPH D C, STILES M D. Spin transfer torques[J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2008, 320(7): 1190-1216.
- [60] COVINGTON M. A ringing confirmation of spintronics theory[J]. *Science*, 2005, 307(5707): 215-216.
- [61] KAWAHARA T, ITO K, TAKEMURA R, et al. Spin-transfer torque RAM technology: review and prospect [J]. *Microelectronics Reliability*, 2012, 52(4): 613-627.
- [62] 严进. 自旋转移力矩磁性随机存储器读写电路的研究与设计[D]. 武汉: 华中科技大学, 2019.
- [63] 赵巍胜, 王昭昊, 彭守仲, 等. STT-MRAM 存储器的研究进展[J]. *中国科学: 物理学、力学、天文学*, 2016, (10): 63-83.
- [64] DEAC A M, FUKUSHIMA A, KUBOTA H, et al. Bias-driven high-power microwave emission from MgO-based tunnel magnetoresistance devices[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(10): 803-809.
- [65] DUSSAUX A, GEORGES B, GROLLIER J, et al. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions[J]. *Nature Communications*, 2010, 1(1): 1-6.
- [66] HAYAKAWA J, IKEDA S, LEE Y M, et al. Current-driven magnetization switching in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2005, 44(41): L1267-L1270.
- [67] 张越. 自旋纳米振荡器微波发射特性研究[D]. 济南: 山东大学, 2020.
- [68] KISELEV S I, SANKEY J C, KRIVOROTOV I N, et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current[J]. *Nature*, 2003, 425(6956): 380-383.

- [69] SIM C H, MONECK M, LIEW T, et al. Frequency-tunable perpendicular spin torque oscillator[J]. *Journal of Applied Physics*, 2012, 111(7): 07C914.
- [70] FERRAN M, DIRK B, D K A. Stable magnetic droplet solitons in spin-transfer nanocontacts[J]. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9(12): 992-996.
- [71] ZHOU Y, ZHA C L, BONETTI S, et al. Spin-torque oscillator with tilted fixed layer magnetization[J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(26): 262508.
- [72] ZHOU Y, BONETTI S, ZHA C L, et al. Zero-field precession and hysteretic threshold currents in a spin torque nano device with tilted polarizer[J]. *New Journal of Physics*, 2009, 11(10): 103028.
- [73] WADA T, YAMANE T, SEKI T, et al. Spin-transfer-torque-induced rf oscillations in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions under a perpendicular magnetic field[J]. *Physical Review, B*, 2010, 81(10): 104410.
- [74] LUQIAO L, J L O, J G T, et al. Current-induced switching of perpendicularly magnetized magnetic layers using spin torque from the spin hall effect[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 109(9): 096602.
- [75] LIU L, PAI C F, LI Y, et al. Spin-torque switching with the giant spin hall effect of tantalum[J]. *Science*, 2012, 336(6081): 555-558.
- [76] MIHAI MIRON I, GAUDIN G, AUFFRET S, et al. Current-driven spin torque induced by the rashba effect in a ferromagnetic metal layer[J]. *Nature materials*, 2010, 9(3): 230-234.
- [77] MURAT C, OLIVIER B, MARC D, et al. Spin-orbit torque magnetization switching of a three-terminal perpendicular magnetic tunnel junction[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(4): 042406.
- [78] ENDOH T, HONJO H. A recent progress of spintronics devices for integrated circuit applications[J]. *Journal of Low Power Electronics and Applications*, 2018, 8(4): 44-61.
- [79] ELLIOTT R J. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors[J]. *Physical Review*, 1954, 96(2): 266-279.
- [80] MATOS-ABIAGUE A, RODRIGUEZ-SUAREZ R L. Spin-orbit coupling mediated spin torque in a single ferromagnetic layer[J]. *Physical Review B*, 2009, 80(9): 094424.
- [81] TSERKOVNYAK Y, BRATAAS A, BAUER G E W, et al. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures[J]. *Reviews of Modern Physics*, 2005, 77(4): 1375-1421.
- [82] BERGER L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current[J]. *Physical Review B*, 1996, 54(13): 9353-9358.
- [83] MORAS P, BIHLMAYER G, SHEVERDYAEVA P M, et al. Magnetization-dependent rashba splitting of quantum well states at the Co/W interface[J]. *Physical Review B*, 2015, 91(19): 195410.
- [84] KIM J, SINHA J, MITANI S, et al. Anomalous temperature dependence of current-induced torques in CoFeB/MgO heterostructures with Ta-based underlayers[J]. *Physical Review B*, 2014, 89(17): 174424.
- [85] SEO S M, KIM K W, RYU J, et al. Current-induced motion of a transverse magnetic domain wall in the presence of spin hall effect[J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 101(2): 022405.
- [86] PAI C F, OU Y, VILELA-LEÃO L H, et al. Dependence of the efficiency of spin hall torque on the transparency of Pt/ferromagnetic layer interfaces[J]. *Physical Review B*, 2015, 92(6): 064426.
- [87] AKYOL M, ALZATE J G, YU G, et al. Effect of the oxide layer on current-induced spin-orbit torques in Hf/CoFeB/MgO and Hf/CoFeB/TaO_x structures[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 106(3): 032406.
- [88] LIU J, OHKUBO T, MITANI S, et al. Correlation between the spin hall angle and the structural phases of early 5d transition metals[J]. *Applied Physics Letters*, 2015, 107(23): 232408.

- [89] DEMASIUS K U, PHUNG T, ZHANG W, et al. Enhanced spin-orbit torques by oxygen incorporation in tungsten films[J]. *Nature Communications*, 2016, 7: 10644.
- [90] MANCHON A, KOO H C, NITTA J, et al. New perspectives for Rashba spin-orbit coupling[J]. *Nature Materials*, 2015, 14(9): 871-882.
- [91] MIRON I M, GARELLO K, GAUDIN G, et al. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection[J]. *Nature*, 2011, 476(7359): 189-193.
- [92] 赵巍胜, 王昭昊, 彭守仲, 等. STT-MRAM 存储器的研究进展[J]. *中国科学: 物理学、力学、天文学*, 2016, 46 (10): 70-90.
- [93] 韩翔. 电流驱动垂直磁化异质结磁矩翻转的研究[D]. 济南: 山东大学, 2021.
- [94] YU G, UPADHYAYA P, FAN Y, et al. Switching of perpendicular magnetization by spin-orbit torques in the absence of external magnetic fields[J]. *Nature Nanotechnology*, 2014, 9(7): 548-554.
- [95] FUKAMI S, ZHANG C, DUTTAGUPTA S, et al. Magnetization switching by spin-orbit torque in an antiferromagnet-ferromagnet bilayer system[J]. *Nature Materials*, 2016, 15(5): 535-541.
- [96] OH Y W, CHRIS BAEK S, KIM Y M, et al. Field-free switching of perpendicular magnetization through spin-orbit torque in antiferromagnet/ferromagnet/oxide structures[J]. *Nature Nanotechnology*, 2016, 11(10): 878-884.
- [97] LAU Y C, BETTO D, RODE K, et al. Spin-orbit torque switching without an external field using interlayer exchange coupling[J]. *Nature Nanotechnology*, 2016, 11(9): 758-762.
- [98] CAI K, YANG M, JU H, et al. Electric field control of deterministic current-induced magnetization switching in a hybrid ferromagnetic/ferroelectric structure[J]. *Nature Materials*, 2017, 16(7): 712-716.
- [99] CHEN S, YU J, XIE Q, et al. Free field electric switching of perpendicularly magnetized thin film by spin current gradient[J]. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 2019, 11(33): 30446-30452.
- [100] BAEK S H C, AMIN V P, OH Y W, et al. Spin currents and spin-orbit torques in ferromagnetic trilayers[J]. *Nature Materials*, 2018, 17(6): 509-513.