

自旋纳米振荡器

方彬, 曾中明*

中国科学院苏州纳米技术与纳米仿生研究所, 苏州 215123

* 联系人, E-mail: zmzeng2012@sinano.ac.cn

2014-01-03 收稿, 2014-03-10 接受, 2014-05-04 网络版发表

国家自然科学基金(11274343)和中国科学院“百人计划”启动基金资助

摘要 自旋纳米振荡器是基于磁电阻效应和自旋转移力矩效应的一种新型纳米微波器件. 它具有结构简单、尺寸小、频率调制范围宽、工作温度范围宽、以及工作电压低且易于集成等特点, 在无线通讯、微波源和微波检测等领域具有广阔应用前景. 自 2003 年首次在实验上实现后, 实验技术迅速突破, 引起了学术界和产业界的广泛关注. 本文首先简要介绍自旋纳米振荡器的基本工作原理, 然后结合我们的研究工作回顾近几年的实验研究进展, 并讨论面临的挑战及展望可能解决的途径.

关键词

自旋纳米振荡器
自旋转移力矩效应
自旋电子学
磁电阻效应

传统微电子器件仅利用了电子的电荷属性, 而作为电子另一特性的自旋则被忽略. 1988 年巨磁电阻效应(GMR)的发现^[1]及随后在信息存储技术和传感技术等领域的应用, 则开辟了一门以研究自旋极化电子输运及相关器件开发为内容的新兴交叉学科——自旋电子学, 推动了许多新的纳米尺度人工结构材料和器件的开发和应用^[2,3]. 1996 年 Slonczewski^[4]和 Berger^[5]从理论上预言了一种全新的操控磁矩方法——自旋转移力矩效应(Spin Transfer Torque, STT), 即自旋极化电子将携带的自旋角动量转移给局域磁矩, 使磁矩产生局域的持续进动甚至发生翻转. 这种运用自旋极化电流来调控磁性薄膜的磁矩状态的概念被认为是继 GMR 效应之后自旋电子学领域的又一重要发现. 目前基于 STT 效应的新材料探索、物理性质和器件应用的研发已成为自旋电子学领域的另一研究高潮. 利用 STT 效应开发的磁性随机存储器(STT-MRAM)^[6]具有非挥发性、低能耗、高速、高密度、抗辐射等优点, 正受到科学家和工程师的空前关注. 利用 STT 效应可以制成一种新型微波振荡器——自旋纳米振荡器(Spin Transfer Nano-oscillator, or Spin-Torque Nano-oscillator, STO)^[7,8]. 与目前常用的半导体振荡器相比, STO 具有结构简单、尺寸小(比现有技

术的 VCO 压控振荡器小 50 倍)、频率调制范围宽(0.1~100 GHz)、工作温度范围宽、以及工作电压低(<0.5 V)等优点^[9~11], 在未来无线通讯、微波源和微波探测等领域具有重要应用前景.

1 工作原理

STO 通常由“铁磁/非磁/铁磁(FM1/NM/FM2)”三明治结构组成, 其中铁磁性材料层(FM1)的磁化方向相对固定, 称为固定层或极化层, 另一铁磁性材料层(FM2)的磁化相对自由, 可以利用外加磁场或电流进行调控, 称为自由层, 如图 1(a)所示. 电流垂直通过这种纳米尺度的磁性多层膜结构时会产生 STT 效应, 当 STT 效应与自由层的阻尼相等时将引起自由层的磁矩发生稳定进动, 进而激发微波发射, 将直流输入信号转换为微波输出信号, 如图 1(b). 值得注意的是, 为了克服磁性薄膜的本身阻尼, 需要足够强的电流产生足够大的 STT 效应, 一般所需的临界电流密度在 10^7 安每平方米量级^[12]. 对于这种三明治多层膜结构, 选取不同的中间隔离层 NM, 对应不同种类的结构, 进而显著影响器件性能. 若中间隔离层 NM 为非磁性导电材料(如: Cu)时, 称为自旋阀结构^[7,8]. 这种结构允许较大电流密度通过而产生微波振荡, 但由

引用格式: 方彬, 曾中明. 自旋纳米振荡器. 科学通报, 2014, 59: 1804-1811

Fang B, Zeng Z M. Spin transfer nano-oscillators (in Chinese). Chin Sci Bull (Chin Ver), 2014, 59: 1804-1811, doi: 10.1360/N972014-00004

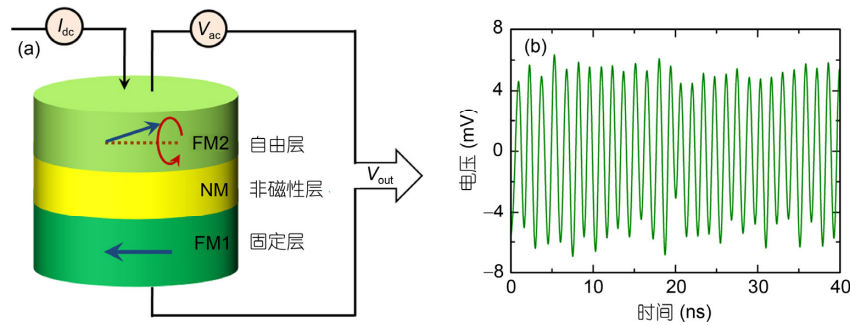


图1 (网络版彩色)自旋纳米振荡器工作原理示意图(a)和电流驱动磁矩进动引起的微波信号(b)

于自旋阀的 GMR 效应较小($\sim 10\%$), 一般输出功率较低, 单个自旋阀 STO 的输出功率多在皮瓦(pW)量级. 若中间隔离层 NM 为绝缘势垒层(如 MgO), 称为磁性隧道结^[13-17]. 近年来发展的以 MgO 单晶作为势垒层材料的磁性隧道结, 具有高磁电阻效应($>100\%$ 的磁电阻变化), 可以产生较高的微波输出功率, 因而成为近年来人们研究的热点.

2 器件结构

2003 年 Kiselev 等人^[7]采用电子束光刻技术成功制备出了椭圆形(130 nm \times 70 nm)的膜自旋阀结构(40 nm Co/10 nm Cu/3 nm Co)纳米柱(Nano-pillar)器件, 首次从实验上直接观测到了自旋极化电流激发微波发射现象, 并且证实了微波发射频率可同时通过电流和外加磁场进行调控. 这一发现迅速引发了 STO 的研究热潮. 2004 年 Rippard 等人^[8]另辟蹊径, 通过制备直径为 40 nm 的圆形纳米点接触的办法, 在 $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 结构中观测到了频率高达 38 GHz 的微波发射. 与纳米柱器件(微波线宽大于 100 MHz)相比, 纳米点接触方法的微波线宽较小(通常在 1~10 MHz), Q 因子很高(高达 18000). 从器件的几何结构而言, 无论是基于多层膜结构的自旋阀还是磁性隧道结, 人们主要采用微纳米加工技术制作纳米柱和纳米点接触两种结构, 如图 2(a)和(b)所示. 基于这两种几何结构, 根据固定层和自由层平衡态时的磁矩方向, 又可以将 STO 分为几类. 第一类是面内磁化结构(如图 2(c)所示), 即固定层和自由层的在平衡状态下的易磁化轴沿磁性薄膜的面内取向^[7,8,13-17]. 在这种结构中, 必须施加较大的磁场才能观测到微波输出, 且微波性能取决于外磁场方向^[16]. 第二类是固定层和自由层的易磁化轴均垂直于膜面^[18], 如图 2(d)所示, 该种结构与面内磁化结构类似, 也需要较

大的外加磁场. 近年来, 引起人们强烈研究兴趣的一类结构是, 固定层磁矩平行于膜内而自由层磁矩垂直膜面, 如图 2(e)所示^[19,20]. 这类结构由于可以获得较大的进动角, 因而产生较大输出信号, 有利于提高 STO 输出功率. 最近, 人们设计了一种双自由层结构^[21,22], 如图 2(f)所示, 利用两自由层磁化矢量的相互耦合, 导致两自由层内磁矩进动产生的微波信号发生锁相, 从而提高振荡频率(是单自由层的 2 倍)和降低线宽. 此外, 人们在研究基于上述纳米点接触结构的过程中, 发现自旋极化的电流可以驱动磁涡旋振荡(magnetic vortex oscillation)^[23-25]. 实验研究表明涡旋振荡具有低于兆赫的线宽, 高品质因子, 但缺点是振荡频率仅为几百兆赫和输出功率低.

3 研究进展

由于自旋纳米振荡器具有巨大的潜在应用价值, 美、日、法、德等国家的大公司和研究院所, 都竞相投入大量人力物力进行相关材料、物理和器件设计原理的研究, 如美国国家标准局(NIST)、日本产业技术综合研究所(AIST)、法国 Spintec 和德国亥姆兹实验室等. 近年来人们不仅在 STO 的基础研究方面开展了很多工作, 取得了显著进展, 在应用研究方面也发展迅速. 例如 2009 年 2 月 10 日电子学周刊(*Electronics Weekly*)报道(<http://www.Electronicsweekly.Com/news/design/embedded-systems/isscc-chip-developments-in-processors-memory-and-rf-2009-02/>): 欧洲 CEA 实验室、Hitachi 和 STMicro-electronics 的工程师们, 利用磁性隧道结(MTJ)研制出了 13 GHz 的 STO, 该器件频率的调谐幅度可达 85%, 而 LC 振荡器频率的可调谐幅度仅为 15%. 下面从 STO 的 2 个关键参数(频率和线宽)和提高器件微波性能的方法结合我们的研究工作回顾近几年的研究进展.

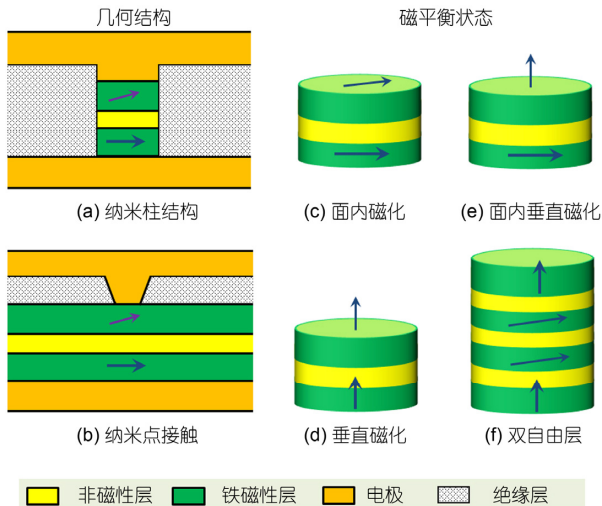


图2 (网络版彩色)自旋纳米振荡器的结构示意图

3.1 功率

输出功率是 STO 的重要参数之一, 要达到实用要求, 输出功率至少在微瓦量级以上. 因此, 如何提高 STO 的输出功率是近年来人们研究的重要课题. 首先考虑单个 STO 输出功率的制约因素. 在单个 STO 中, 电阻 $R(t)$ 随时间发生变化而变化: $R(t) = R + \Delta R/2 \times \cos(\omega t)$ (R 近似为直流电阻, ΔR 表示电阻的振荡幅度), 进而引起输出电压 $V(t)$ 的改变, 即 $V(t) = I_{dc} \times R(t)$ (I_{dc} 为外加直流电流). 这样, 在外接负载阻抗 R_L 下, 单个 STO 的输出功率可以表示为^[10]

$$P_{out} = \frac{V_{out}^2}{2R_L} = \frac{I_{dc}^2}{8} \frac{\Delta R^2 R_L}{(R + R_L)^2}. \quad (1)$$

根据公式(1), 要提高输出功率, 除了优化 STO 与负载的阻抗匹配 R/R_L , 更重要的是提高器件的电阻振荡幅度 ΔR , $\Delta R = A_m \times MR$, 其中 A_m 是磁矩振荡幅度(100% MR 振荡对应于磁矩在平行和反平行之间振荡), MR 是器件的磁电阻效应, 可表示为 $MR = (R_{AP} - R_P)/R_P$, R_{AP} 和 R_P 分别表示固定层和自由层磁矩呈反平行和平行时的电阻. 因此, 输出功率与 MR 值和磁矩振荡幅度 A_m 成正比. 例如, 在金属自旋阀结构中, $MR = 10\%$, $I_{dc} = 1 \text{ mA}$, $R = 5 \Omega$, $\Delta R = 0.5 \Omega$, $R_L = 50 \Omega$, 该 STO 的理论输出功率大约为 0.5 nW . 这是为什么在所有基于金属自旋阀结构的报道中, 输出功率都很低(\sim 皮瓦量级). 近年发展的以 MgO 为绝缘势垒层的磁性隧道结, 在常温下可获得较大的隧穿磁电阻值($\sim 100\%$ 或以上). 通过微磁模拟和实验证实, 利用这种隧道结可以实现较大的输出功率^[13-17], 比如

Deac 等人^[15]在 MgO 器件中观测到了 $0.14 \mu\text{W}$ 的输出功率, 但其缺点是微波线宽太大(达几百兆赫兹). 另外, 提高磁矩振荡幅度 A_m 也可以改善输出功率. Slavin 等人^[12]的理论研究表明 A_m 随着 I_{dc}/I_c 比值的增大而增大(I_c 表示自旋电流诱导磁矩发生振荡所需的临界电流), 进而提高器件的输出功率. 这可以通过增加输入电流 I_{dc} 或降低临界电流 I_c 来提高 I_{dc}/I_c 比值. 然而由于磁性隧道结势垒层的限制(其击穿电压一般在 1 V 左右), 当输入电流 I_{dc} 过大时会引起器件击穿从而发生失效, 而且大的外加电流会引起自旋激发而降低 MR 值^[26]. 显然, 降低临界电流 I_c , 既可以提高输出功率, 又可以减少功耗.

2012 年我们采用具有垂直磁各向异性的铁磁材料来构建磁性隧道结, 由于垂直磁各向异性场部分抵消退磁场, 从而有效地降低临界电流密度. 在基于 MgO 磁性隧道结的 STO 器件^[17], 在一定的外磁场方向和较小电流的条件下, 观测到了很大的磁电阻振荡现象(85%的静态磁电阻变化). 该 STO 表现出优异的微波性能, 在 0.7 mA 下, 其可测量的输出功率高达 $0.28 \mu\text{W}$, 线宽为 25 MHz , 如图 3 所示. 如果考虑到阻抗匹配, 最大输出功率在微瓦量级, 基本满足实际应用的需求.

随后, 我们通过减少 STO 中自由层 CoFeB 的厚度来增加垂直磁各向异性场, 进一步降低了器件的临界电流 I_c . 比如: 当 CoFeB 厚度 t 为 $1.60 \sim 1.62 \text{ nm}$, 由于垂直磁各向异性场抵消了退磁场导致自由层在平衡态时易磁化方向为垂直薄膜平面. 如图 4(a)所示, 我们设计了一种自由层具有垂直磁化状态而参考层具有面内磁化状态的复合结构, 实验发现基于该结构的 STO 的临界电流密度 J_c 仅为 $1.2 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$, 这是人们首次在电流密度低于 10^6 A/cm^2 以下的 STO 中观测到微波输出^[20]. 该种 STO 的另一个重要特性是解决了微波发射对磁场的依赖, 在不需要外加磁场下表现优良的微波特性, 如图 4(b)所示: 在 $I_{dc} = -300 \mu\text{A}$ 下, 微波输出功率为 63 nW , 这比文献报道同类 STO 的功率至少大 1 个数量级. 不需要外加磁场, 意味着器件设计结构简单, 有利于与现有半导体技术集成; 此外, 其频率可通过 DC 电流和磁场进行调节, 电流调制灵敏度为 1750 MHz/mA . 需要指出的是, 虽然目前单个 STO 器件产生的功率相对较小不能满足实际应用, 但有望通过锁相技术等获得更加优异的性能. 因此, 这种在无需外加磁场条件下实现的超

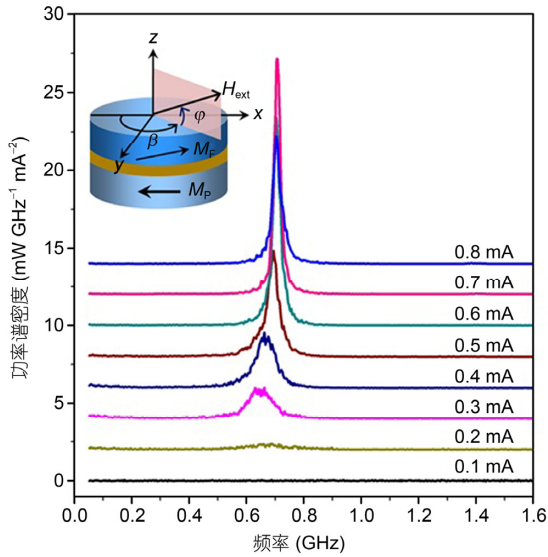


图3 (网络版彩色)不同电流条件下的微波频谱图
外加磁场为 264 Oe, 外加磁场方向为 $\beta=120^\circ$ 和 $\varphi=40.4^\circ$

低临界电流密度的微波输出为下一步 STO 的实际应用奠定坚实的实验基础。

3.2 线宽

除了输出功率外, 线宽是衡量 STO 性能好坏的另一个重要参数. 所谓线宽是指在频谱曲线上最大峰值的一半时对应的频率宽度, 常用 Δf 表示. 与半导体振荡器不同, STO 是一个非线性系统(振荡频率与振荡输出功率相关), 由于这个特性, 可以实现频率可调. 然而, 当考虑热涨落时, 非线性对 STO 造成不利. 理论分析表明^[27], 正是由于非线性行为, 振幅的涨落转换为相位的改变, 从而拓宽线宽.

采用不同的器件结构和方法, 得到的线宽差别很大, 在 1 MHz~1 GHz 的范围内不等. 比如采用纳米点接触的结构, 调节外加磁场和电流可以获得 1~100 MHz 的线宽^[12,18~20]. 采用纳米柱结构, 线宽在几十兆赫到吉赫的量级^[8,13~17]. 图 5 示出了一个磁性隧道结纳米柱 STO 的典型频谱曲线, 其频率 $f=0.85$ GHz, 线宽 $\Delta f=68$ MHz. 利用自旋转移距驱动的磁涡旋振荡, 可以实现几十千赫的线宽^[28]. 然而在大多数情况下线宽太大, 不能达到实际应用的要求. 因此理解 STO 的线宽展宽机制至关重要.

STO 的线宽主要与几个因素有关, 如噪音功率、微波激发功率以及相位与振幅之间的非线性耦合等. Sierra 等人^[29]研究了磁性隧道结 STO 的线宽、振幅相位耦合参数及振幅弛豫效率与温度的依赖关系, 在实验上证实了线宽与温度的线性关系. Tiberkevich 等人^[30]理论研究表明线宽随着发射功率的增大而减小. 因此振幅较小的振荡模式容易受到热涨落的影响, 而较大的振幅模式产生的线宽较窄. 此外, 利用振幅与相位的非线性耦合, 可以在不同外加电流的条件下调节频率. 然而这种非线性耦合增大了相位噪音, 从而拓宽了线宽^[12,31]. 时域(time-domain)分析技术可以对相位噪音引起的线性和非线性响应分开进行分析, 证实功率和相位的耦合是引起非线性响应并导致线宽增加的原因^[31].

3.3 锁相同步

从实际应用角度来说, STO 需要至少同时满足以下基本条件, 即较大输出功率和较窄线宽. 而从目前的研究报道可知, 单个 STO 面临巨大挑战. 近来, 基

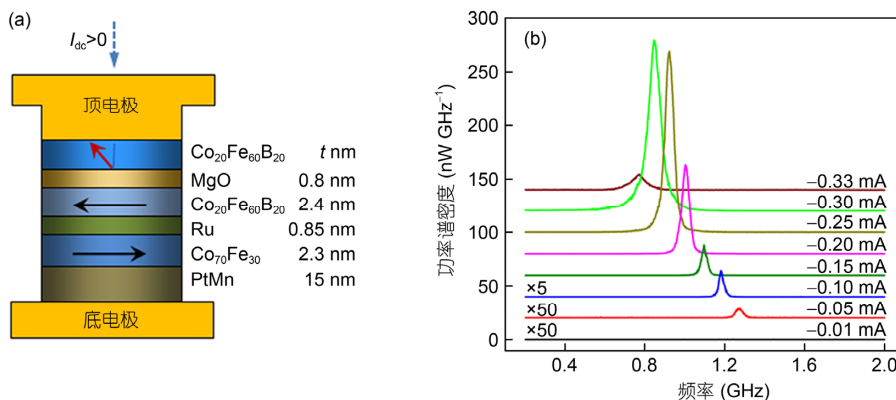


图4 (网络版彩色)一种基于垂直磁化自由层 STO 的结构示意图(a)和零磁场下不同电流条件下的频谱图(b)^[20]
 $t=1.60\sim 1.62$

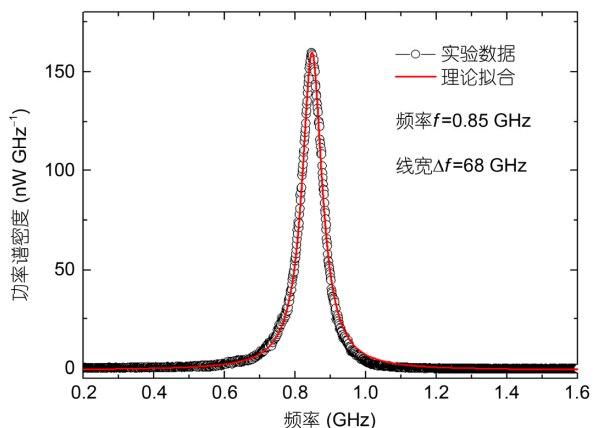


图5 (网络版彩色)在电流 $I_{dc} = -0.3 \text{ mA}$ 下的频谱曲线

于 STO 阵列同步锁相技术正引起人们的日益关注^[32,33]. 在传统的微电子电路中常用锁相环与锁相

相关的反馈机理提高器件的相干性. 同样, 锁相同步技术也可以应用到 STO 上来提高 STO 的微波输出性能. 目前常用的实现 STO 同步的方法有 2 种. 第一种是 N 个 STO 互联并在同一偏置电流下产生同步振荡. 另一种是施加外部的激励信号, 使 N 个 STO 发生同步振荡或调节 STO 与外部信号之间的关系, STO 的振荡相位能够与激励信号的相位锁在一起. 前面讲到 STO 器件的振荡相位易受到噪音的影响, 锁相同步技术通过对 STO 的振荡相位束缚减少振荡噪音, 进而获得更优异的微波信号.

最早有关 STO 阵列同步的实验研究是基于两个 STO 的纳米点接触结构. 2005 年 Kaka 等人^[34]和 Mancoff 等人^[35]首先在实验上观察到 STO 的同步. 电流驱动 2 个纳米点接触处的自由层磁矩产生振荡, 当 2 个磁矩振荡的频率接近时, 观察到同步现象, 如图 6

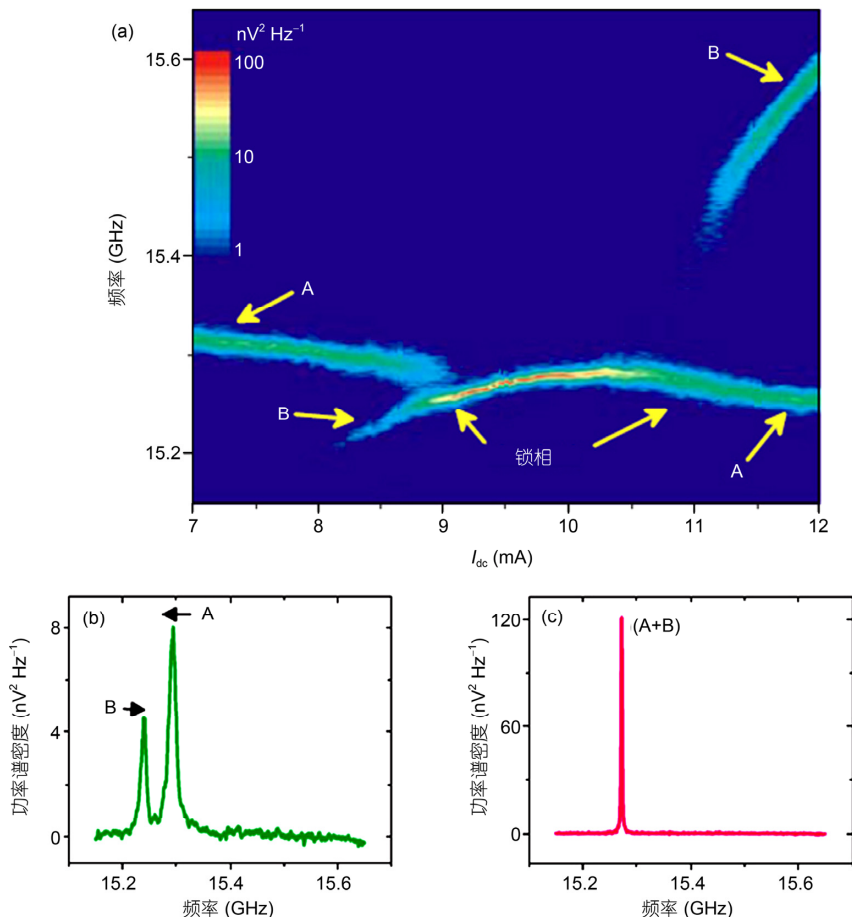


图6 (网络版彩色)频率与电流的依赖关系(a)、电流为 8.65 mA 下频谱曲线(b)和电流为 9.5 mA 时, 两个 STO 频率发生锁相的频谱曲线(c)^[35]

A 与 B 两个峰对应与两个纳米点接触 STO 的振荡峰

所示. 在偏置电流 $I_{dc}=8.65$ mA 时, 频谱图上示出了两个独立振荡峰(图 6(b)), 而当 $I_{dc}=9.2$ mA 时振荡出现了同步(图 6(c)), 直到 $I_{dc}=11$ mA. 可以看出当两个 STO 同步时, 输出功率大幅度提高, 同时线宽变窄. 对于两个 STO(A 和 B)互联, 总输出功率可以表示为: $P_{out}=P_A+P_B+2(P_AP_B)^{1/2}\cos\theta$. 这样当两个 STO 同步时, 总输出功率 $P_{out}=4P_A$ (假设 $P_A=P_B$). 因此当 N 个 STO 互联并同步时, 输出功率将增加 N^2 倍. 实验上取得的另一次重要突破是 Ruotolo 等人^[28]利用磁涡旋 (Magnetic Vortices)中的反涡旋交互耦合作用, 实现了 4 个振荡器的微波振荡同步输出.

在上述锁相技术中利用磁耦合作用使微波信号发生锁相. 然而由于磁耦合是短程作用, 且耦合衰减很快, 因此要求相邻 STO 的间距较小(通常纳米量级). 2005 年法国科学家 Grollier 小组的研究^[36]从理论上提出了一种实现 STO 同步的新方法, 即通过外加交流信号, 使外加的交流信号与 STO 产生的振荡信号发生锁相, 从而实现振荡同步. 由于外加的微波信号传播距离较长, 因此这种锁相方式可以允许相邻 STO 的间距较大, 降低了工程难度, 有很大的应用前景. 基于这种锁相方法, 他们进一步研究了锁相的耦合效率, 发现耦合强度取决于 STO 的电流调制力 (Agility)和注入阈值电流. 几乎与理论研究同时, 2005 年美国国家标准局(NIST)的 Rippard 等人^[37]通过改变外加交流信号的频率, 从实验上成功证实了该方法的可行性, 并发现在锁相区域, 器件的信号相位相对于注入信号发生了 90° 的改变. Lehdorff 等人^[38]基于自旋阀的纳米柱结构, 证实了外加交流信号与电流驱动的涡旋核的锁相. 最近, Quinsat 等人^[39]在基于 MgO 势垒的磁性隧道结, 发现当外加信号频率是器件频率的 2 倍时, 观测到了锁相现象, 同时他们发现

在实现锁相的过程中, 噪音信号起着重要的作用.

尽管近年来人们在 STO 阵列的锁相研究方面取得了显著进展, 然而要实现 STO 阵列的锁相应用, 仍面临诸多挑战. 如 STO 器件的一致性: 由于 STO 的每层薄膜厚度均只有几纳米, 特别是隔离层的厚度, 如隧道结 STO 中 MgO 的厚度小于 1 nm, 以及器件尺寸小(纳米量级)和工艺限制, 各个 STO 器件的振荡频率很难达到一致, 这使同步很难; 另一方面, STO 是一个非线性系统, 振荡输出功率与频率的耦合会导致相位变化, 这也给 STO 同步带来挑战.

4 总结与展望

自旋纳米振荡器作为一种新型的纳米振荡器, 能满足未来通讯微型化、多功能化、集成化、功耗低、调频宽的要求, 具有广泛的应用前景(至于具体应用领域, 在钟智勇等人^[40]的论文里有详细论述). 近年来人们在 STO 的理论和实验研究上取得了显著进展, 然而在 STO 通向实际应用的路上, 还有一些关键问题尚待解决. 目前大多数研究中, 微波输出需要较大的外加磁场, 而实际应用中几乎不可能; 近年来研究表明, 采用垂直磁化结构可以在不需要外加磁场情况下实现较大的微波输出^[20], 但仍需要进一步提高输出功率和降低线宽. 此外, 提高器件的一致性, 如何设计 STO 的同步阵列电路, 优化阻抗匹配率, 达到优异的性能指标等也是重要工程技术挑战. 我们相信, 这些问题将随着 STO 的进一步深入研究(新材料和新结构)和工程技术的发展得以解决. 如采用电压调控的材料系统^[41]、垂直磁各向异性材料^[20,42]并结合自旋霍尔效应^[43]有望显著降低驱动电流密度, 解决由于超薄层势垒引起的器件一致性问题, 同时提高微波性能, 促进 STO 的研究和应用.

参考文献

- 1 Baibich M N, Broto J M, Fert A, et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001) Cr magnetic superlattices. *Phys Rev Lett*, 1988, 61: 2472–2475
- 2 Prinz G A. Magnetoelectronics. *Science*, 1998, 282: 1660–1663
- 3 Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, et al. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 2001, 294: 1488–1495
- 4 Slonczewski J C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J Magn Magn Mater*, 1996, 159: L1–L7
- 5 Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys Rev B*, 1996, 54: 9353–9358
- 6 Katine J A, Fullerton E E. Device implications of spin-transfer torques. *J Magn Magn Mater*, 2008, 320: 1217–1226
- 7 Kiselev S I, Sankey J C, Krivorotov I N, et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. *Nature*, 2003, 425: 380–383

- 8 Rippard W, Pufall M, Kaka S, et al. Direct-current induced dynamics in $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ point contacts. *Phys Rev Lett*, 2004, 92: 027201
- 9 Zeng Z M, Finocchio G, Jiang H W. Spin transfer nano-oscillators. *Nanoscale*, 2013, 5: 2219–2231
- 10 Russek S E, Rippard W H, Cecil T, et al. Handbook of Nanophysics: Functional Nanomaterial. Boca Raton: CRC Press, 2010
- 11 Silva T J, Rippard W H. Developments in nano-oscillators based upon spin-transfer point-contact devices. *J Magn Magn Mater*, 2008, 320: 1260–1271
- 12 Slavin A, Tiberkevich V. Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current. *IEEE Trans Magn*, 2009, 45: 1875–1918
- 13 Nazarov A V, Olson H M, Cho H, et al. Spin transfer stimulated microwave emission in MgO magnetic tunnel junctions. *Appl Phys Lett*, 2006, 88: 162504
- 14 Houssameddine D, Florez S H, Katine J A, et al. Spin transfer induced coherent microwave emission with large power from nanoscale MgO tunnel junctions. *Appl Phys Lett*, 2008, 93: 022505
- 15 Deac A M, Fukushima A, Kubota H, et al. Bias-driven high-power microwave emission from MgO-based tunnel magnetoresistance devices. *Nat Phys*, 2008, 4: 803–809
- 16 Zeng Z M, Upadhyaya P, Amiri P K, et al. Enhancement of microwave emission in magnetic tunnel junction oscillators through in-plane field orientation. *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 032503
- 17 Zeng Z M, Amiri P K, Krivorotov I N, et al. High-power coherent microwave emission from magnetic tunnel junction nano-oscillators with perpendicular anisotropy. *ACS Nano*, 2012, 6: 6115–6121
- 18 Sim C H, Lua S Y H, Liew T, et al. Current driven oscillation and switching in Co/Pd perpendicular giant magnetoresistance multilayer. *J Appl Phys*, 2011, 109: 07C905
- 19 Rippard W H, Deac A M, Pufall M R, et al. Spin-transfer dynamics in spin valves with out-of-plane magnetized free layers. *Phys Rev B*, 2010, 81: 014426
- 20 Zeng Z M, Finocchio G, Zhang B S, et al. Ultralow-current-density and bias-field-free spin-transfer nano-oscillator. *Sci Rep*, 2013, 3: 1426
- 21 Carpentieri M, Moriyama T, Azzerboni B, et al. Injection locking at zero field in two free layer spin-valves. *Appl Phys Lett*, 2013, 102: 102413
- 22 Moriyama T, Finocchio G, Carpentieri M, et al. Phase locking and frequency doubling in spin-transfer-torque oscillators with two coupled free layers. *Phys Rev B*, 2012, 86: 060411
- 23 Pribiag V S, Krivorotov I N, Fuchs G D, et al. Magnetic vortex oscillator driven by d.c. spin-polarized current. *Nat Phys*, 2007, 3: 498–503
- 24 Mistral Q, van Kampen M, Hrkac G, et al. Current-driven vortex oscillations in metallic nanocontacts. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 257201
- 25 Dussaux A, Georges B, Grollier J, et al. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions. *Nat Commun*, 2010, 1: 8
- 26 Zhang S, Levy P M, Marley A C, et al. Quenching of magnetoresistance by hot electrons in magnetic tunnel junctions. *Phys Rev Lett*, 1997, 79: 3744–3747
- 27 Kim J V, Tiberkevich V, Slavin A. Generation linewidth of an auto-oscillator with a nonlinear frequency shift: Spin-torque nano-oscillator. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 017207
- 28 Ruotolo A, Cros V, Georges B, et al. Phase-locking of magnetic vortices mediated by antivortices. *Nat Nanotechnol*, 2009, 4: 528–532
- 29 Sierra J F, Quinsat M, Garcia-Sanchez F, et al. Influence of thermal fluctuations on the emission linewidth in MgO-based spin transfer oscillators. *Appl Phys Lett*, 2012, 101: 062407
- 30 Tiberkevich V, Slavin A, Kim J V. Microwave power generated by a spin-torque oscillator in the presence of noise. *Appl Phys Lett*, 2007, 91: 192506
- 31 Quinsat M, Guskova D, Sierra J F, et al. Amplitude and phase noise of magnetic tunnel junction oscillators. *Appl Phys Lett*, 2010, 97: 182507
- 32 Slavin A N, Tiberkevich V S. Nonlinear self-phase-locking effect in an array of current-driven magnetic nanocontacts. *Phys Rev B*, 2005, 72: 092407
- 33 Grollier J, Cros V, Fert A. Synchronization of spin-transfer oscillators driven by stimulated microwave currents. *Phys Rev B*, 2006, 73: 060409
- 34 Kaka S, Pufall M R, Rippard W H, et al. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators. *Nature*, 2005, 437: 389–392
- 35 Mancoff F B, Rizzo N D, Engel B N, et al. Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices. *Nature*, 2005, 437: 393–395
- 36 Georges B, Grollier J, Darques M, et al. Coupling efficiency for phase locking of a spin transfer nano-oscillator to a microwave current. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 017201
- 37 Rippard W, Pufall M, Kaka S, et al. Injection locking and phase control of spin transfer nano-oscillators. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 067203

- 38 Lehdorff R, Buergler D E, Schneider C M, et al. Injection locking of the gyrotropic vortex motion in a nanopillar. *Appl Phys Lett*, 2010, 97: 142503
- 39 Quinsat M, Sierra J F, Firastrau I, et al. Injection locking of tunnel junction oscillators to a microwave current. *Appl Phys Lett*, 2011, 98: 182503
- 40 钟智勇, 王棋, 金立川, 等. 自旋转矩纳米振荡器的研究进展. *真空电子技术*, 2013, 2: 19–24
- 41 Wang W G, Li M, Hageman S, et al. Electric-field-assisted switching in magnetic tunnel junctions. *Nat Mater*, 2012, 11: 64–68
- 42 Maehara K, Kubota H, Suzuki Y, et al. Large emission power over 2 μ W with high Q factor obtained from nanocontact magnetic-tunnel-junction-based spin torque oscillator. *Appl Phys Express*, 2013, 6: 113005
- 43 Liu L, Pai C F, Ralph D C, et al. Magnetic oscillations driven by the spin hall effect in 3-terminal magnetic tunnel junction devices. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 186602

Spin transfer nano-oscillators

FANG Bin & ZENG ZhongMing

Suzhou Institute of Nano-tech and Nano-bionics, Chinese Academy of Sciences, Suzhou 215123, China

Spin transfer nano-oscillator (STO), a new class of nano-sized microwave device based on giant magnetoresistance and spin transfer torque effect, has aroused tremendous and continuous research interest due to its potential applications in wireless communications system as either microwave source or detectors. The key features of STOs are simple structure, nanoscale size, frequency tunability, broad working temperature, low operating voltage and easy integration with standard silicon technology. In this review paper, we give an overview of the working principle of STOs, recent developments and breakthroughs. Challenges and perspectives of the STOs that might be productive topics for future research are also briefly discussed.

spin transfer nano-oscillator, spin transfer torque, spintronics, magnetoresistance

doi: 10.1360/N972014-00004