

自旋 Seebeck 效应简介^{*}

孟庆宇 赵宏武[†]

(中国科学院物理研究所 固态量子信息与计算实验室 北京 100190)

摘要 自旋电子学作为一个新兴的学科,是未来电子学发展的重要方向之一.而近年来发现的自旋泽贝克(Seebeck)效应则为自旋电子学的研究提供了不少新现象.文章通过对自旋 Seebeck 效应的一些科研进展的介绍,较详尽地阐明了自旋 Seebeck 效应的定义和常用的利用逆自旋霍尔(Hall)效应来进行观测的机制与方法,并对不同种类材料中的自旋 Seebeck 效应及其可能的成因进行了分析介绍.

关键词 自旋电子学,自旋 Seebeck 效应,逆自旋 Hall 效应,磁振子

The spin Seebeck effect

MENG Qing-Yu ZHAO Hong-Wu[†]

(Laboratory of Solid State Quantum Information and Quantum Computation, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract As a burgeoning subject, spintronics is very important for the development of electronics for the future. The spin Seebeck effect discovered in recent years has given rise to many new phenomena in spintronics. Through an introduction to some recent research on the spin Seebeck effect, we discuss its definition, and the commonly used methods to observe it with the inverse spin Hall effect. Following this, we describe various types of materials in which the spin Seebeck effect has been observed, and the arguments put forth to explain the effect.

Keywords spintronics, spin Seebeck effect, inverse spin Hall effect, magnon

1 引言

自旋电子学作为一门新兴的学科,其研究动力是减少传统电子器件在工作时产生的热量,从而大幅降低电子产品的功耗^[1-3].另外,基于电子自旋传输与调控的元件在工作时也不严格依赖于静电势垒的升降,因而在一定程度上可以避免基于电子传输的传统器件会遇到的尺寸效应,以实现更大规模的集成.此外,利用自旋电流在半导体材料中进行自旋传输,还可能降低传统器件带来的信息耗散.不过,虽然自旋电子器件可能会带来这些优点,但目前实用的自旋电子器件主要是基于1988年发现的巨磁阻效应^[4]的硬盘磁头和磁随机存取存储器(MRAM),自旋电子学的相关实验也大都针对材料的电磁学性质展开.而近几年发现的自旋 Seebeck

效应,从热学方面对材料中自旋电流的产生、传输与调控拓展了更大的研究空间.

2 自旋 Seebeck 效应的定义

Seebeck 效应,也就是常说的热电效应,是指当物体中存在温度梯度时,由于温差所产生的电流或电荷堆积^[5].其原因通常被认为是电子在不同的温度下具有不同的扩散速度与平均自由程.目前,Seebeck效应和其反效应(Peltier 效应)已经被广泛地应用于热电偶、温差发电与半导体制冷(见图 1(a)).

在金属磁体中,自旋向上与自旋向下的自由电子通常具有明显不同的散射几率和密度,也因此具

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10834012)资助项目

2011-04-11 收到

[†] 通讯联系人. Email:hwzhao@iphy.ac.cn

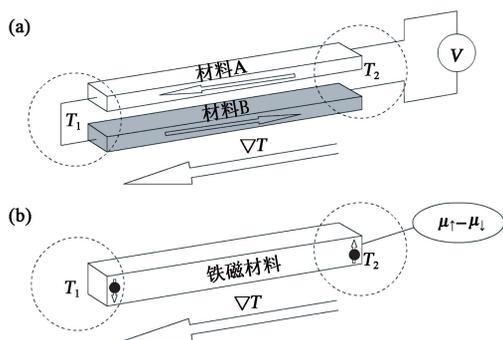


图1 (a)热电偶示意图. 当处于同一温度梯度的两种材料的 Seebeck 系数不同时, 将会在其两端产生不同的电势, 将两种材料的一端连接在一起后, 另一端将产生电势差; (b) 自旋 Seebeck 效应示意图. 对于金属磁体而言, 自旋向上的与自旋向下的电子同样具有不同的 Seebeck 系数, 因而和热电偶类似, 在温度梯度下可以产生自旋电压

有不同的 Seebeck 系数, 就好像在一块磁体中并排存在着具有不同 Seebeck 系数的两种导体一样^[6]. 因此与传统 Seebeck 效应相对应, 自旋 Seebeck 效应则通常是指由于温度梯度产生自旋电压的现象. 这里的自旋电压是指自旋向上的与自旋向下的电子的电化学势之差, 记作 $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$, 这里 μ_{\uparrow} 和 μ_{\downarrow} 分别表示自旋向上的与自旋向下的电子的电化学势. 这种效应在宏观上的表现就是, 在整个材料中, 冷端与热端中的一端自旋向上的电子较多, 另一端自旋向下的电子较多, 也就是在材料中出现自旋极化, 如图 1 (b)所示. 当然, 这只是在自旋 Seebeck 效应发现之前的一种猜想, 本文后面将指出近来的许多实验都证实自旋 Seebeck 效应并不能简单地被认为是像传统 Seebeck 效应那样由电子的扩散运动导致的^[7-9].

由于自旋 Seebeck 效应的结果是材料中出现自旋极化, 那么就可以用已知的检测电子自旋的手段来发现它. 不过, 虽然目前测量电子自旋的方法包括自旋极化电子隧道谱仪和超导量子干涉仪显微镜等, 但对于自旋 Seebeck 效应而言, 已发表的相关文献基本全部是通过逆自旋 Hall 效应来进行的.

逆自旋 Hall 效应是指, 当导体两侧出现不平衡的自旋极化强度时, 将产生带有自旋极化矢量 σ 的自旋电流 J_s , 此时在垂直于自旋极化与自旋电流的方向上将出现一个电动势 E_{ISHE} ^[10-12]. 其具体关系为

$$E_{ISHE} = D_{ISHE} J_s \times \sigma \quad (1)$$

这也就是自旋 Hall 效应^[13]的逆过程. 其中 D_{ISHE} 是与材料本身有关的系数, 在常见的顺磁性材料中, Pt, Pd, Ag 等贵金属的 D_{ISHE} 值较大^[10].

3 自旋 Seebeck 效应的发现

自旋 Seebeck 效应最初是由 K. Uchida 和 S. Takahashi 等人在 2008 年发现的^[6]. 虽然当时的实验样品结构和制备方法均很简单, 但直至今, 人们在研究自旋 Seebeck 效应时依旧常用, 即: 在导热衬底材料上制作一个厚度为几十纳米的长条形铁磁材料层 (K. Uchida 等人选用的材料为镍铁合金 $Ni_{81}Fe_{19}$, 其长度在毫米量级, 远大于材料中的自旋翻转扩散长度), 之后在其上溅射制作一层厚度为几十纳米的长条形金属 Pt, 使其横跨过那层铁磁材料, 如图 2 所示.

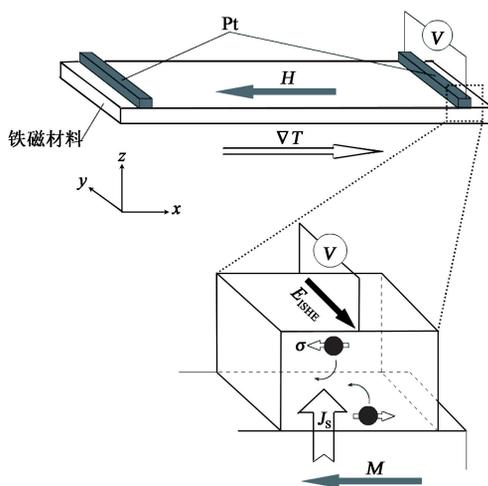


图2 利用逆自旋 Hall 效应检测自旋 Seebeck 效应的示意图. 利用外磁场 H 对自旋极化矢量 σ 进行控制, 自旋电流 J_s 将在 Pt 层内产生相应于(1)式的电动势 E_{ISHE}

测量机制如下^[6]: 将样品置于 300K 的环境温度中, 对其施加一个沿 x 方向的温度梯度 ∇T , 同时外加平行于 x 方向的磁场 H . 300K 时, $Ni_{81}Fe_{19}$ 的矫顽力 H_C 在 15Oe 左右, 并且在 $|H| > H_C$ 时, 磁化排列是沿着外磁场方向. 在 $Ni_{81}Fe_{19}$ 层中, 由于温度梯度产生了自旋电压 $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$, 因而在 Pt 层中会导致自旋电流 J_s (穿过 $Ni_{81}Fe_{19}$ 和 Pt 的界面). 在 Pt 层中, $|\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}|$ 沿 z 方向减小. 由于自旋极化, 自旋电流的 σ 矢量将沿着磁场方向分布, 故 $|H| > H_C$ 时, 自旋电流会由于 Pt 层中的逆自旋 Hall 效应产生一个沿 y 方向的电动势. 这里需要注意到, $\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ 在 $Ni_{81}Fe_{19}$ 冷热两端的符号是不同的. 因此, 在 Pt 层中, σ 的方向与 E_{ISHE} 的符号, 在冷端与热端也应是相反的. 这种电动势在材料两端方向相反的特殊性质是热致自旋电压产生的逆自旋 Hall 效应的特征. 因此, 测量这一电动势可以灵敏地探知

自旋 Seebeck 效应.

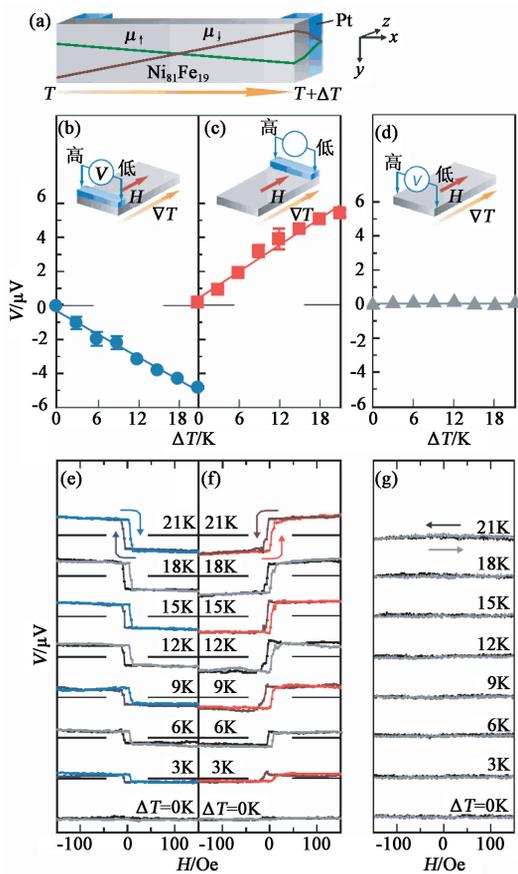


图3 文献[6]中提供的对 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 中自旋 Seebeck 效应的测量结果 (a) 样品结构示意图; (b), (c) 为在低温与高温端不同温度差值下的 E_{ISHE} 测量结果; (d) 没有 Pt 层时样品两端的电势差; (e), (f) 为低温与高温端在不同外磁场和不同温差下的测量结果; (g) 没有 Pt 层时样品在不同外磁场和不同温差下的测量结果

图3(b), (c) 示出的实验结果表明, E_{ISHE} 与铁磁材料所处冷热端的温差值 ΔT 成正比. 另外, 在铁磁材料的不同位置制作 Pt 层, 也看到了 E_{ISHE} 随空间位置 x 成线性分布. 由于自旋极化矢量 σ 和材料的自身磁化强度一样, 随外磁场 H 的强度会依照铁磁体的磁滞回线进行变化, 因而根据(1) 式可知, E_{ISHE} 一样会随外磁场 H 有类似于磁滞回线的变化, 这同样在实验中得到了证实(见图 3(e), (f)). 值得注意的是, 在以上实验过程中, 磁场与温度梯度的方向始终是平行的, 不会因磁场出现垂直于温度梯度方向的分量而产生能斯特(Nernst)效应, 进而影响实验结果. 如果用单独的 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 或 Pt 层来进行实验, 在材料两侧的电击则始终测不到电动势(见图 3(d), (g)), 进一步排除了 Nernst 效应对实验的影响. 在最后的实验中, 也进行了改变外磁场 H 方向与温度梯度方向的夹角 θ (不改变 H 大小) 的实验,

依照(1) 式, σ 的方向亦会随 θ 变化, 因而在不改变条形 Pt 层方向的情况下, 测得的电压值将是 E_{ISHE} 平行于 y 方向的分量, 故此电压值将随 θ 呈余弦曲线变化. 这一步要注意的是, 磁场出现垂直于温度梯度方向的分量后会因 Nernst 效应而产生沿 z 方向的电动势, 因而可能对 J_s 造成一定影响, 虽然实验中没有发现.

K. Uchida 等人的实验证实了自旋 Seebeck 效应确实存在, 但是这一发现带来的最大问题就是, 常温下 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 中电子的自旋翻转扩散长度只有几纳米^[6,14], 仅仅通过电子扩散的运动, 如何能在几毫米的长度范围维持自旋电压呢? 在这一问题的影响下, 展开了很多关于自旋 Seebeck 效应的研究工作.

4 半导体中的自旋 Seebeck 效应

2010 年, C. M. Jaworski 和 J. Yang 等人在铁磁半导体 GaMnAs 中观测了不同温度下的自旋 Seebeck 效应^[7]. 采用与图 2 类似的结构, 利用在铁磁体表面不同位置制作多个条形 Pt 层的方法(图 4(a)), 在 GaMnAs 的软磁轴 $[\bar{1}10] // x$ 的方向上测得的 E_{ISHE} 分布与 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 的结果不同. E_{ISHE} 不再呈线性分布, 而是呈 $\sinh(x)$ 形式分布, 并且冷热两端温差相同时整块 GaMnAs 的平均温度 (T_{avg}) 越低, 在相同位置所测量到的 E_{ISHE} 值越大(见图 4(c)). 这里需要提到的是, 图 4(c) 中的 S_{xy} 是一个与 E_{ISHE} 值成正比的量. 另外, 在没有制作 Pt 层而仅用两个电极直接接触 GaMnAs 顶部两侧时, 同样测得了类似于 E_{ISHE} 分布的电动势 V_y , 这可能预示着 GaMnAs 可以成为它自身的自旋电流转换层. 尤其令人感到意外的是, 在将 GaMnAs 层截断, 即两条 GaMnAs 层之间存在 0.35mm 间隔的情况下, 测得的 E_{ISHE} 分布竟然会和一条完整的 GaMnAs 层类似, 而不是在它们各自两端出现相反方向的 E_{ISHE} 分布. 这一现象进一步证明了自旋 Seebeck 现象的成因与最初对此现象的预想是不同的.

5 自旋 Seebeck 绝缘体

几乎与 C. M. Jaworski 等人同时, K. Uchida 和 J. Xiao 等人在铁磁绝缘体 $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 中同样发现了自旋 Seebeck 效应^[8]. 这一实验和上面提到的 $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ 实验一样, 是在常温下进行的, 许多实验结果也是类似的. 针对绝缘体中的自旋 Seebeck 效应

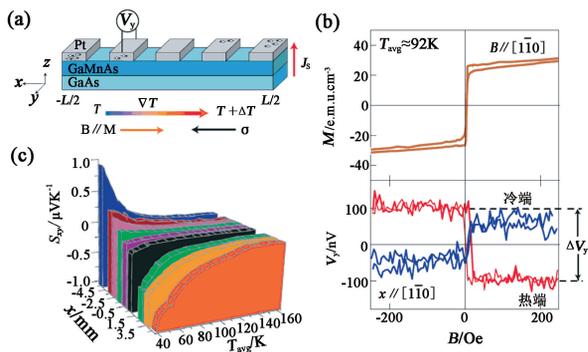


图4 文献[7]中提供的一些铁磁半导体 GaMnAs 中的自旋 Seebeck 效应测量结果 (a) 样品结构示意图; (b) 外磁场 B 平行于软磁轴方向 $[1\bar{1}0]$ 时的磁滞回线以及此时的逆自旋 Hall 效应测量结果 (图中标明的 ΔV_y , 即材料上某点测得的 E_{ISHE} 随外磁场 B 在 x 正负方向上大小变化达到饱和时的差值); (c) 系数 S_{xy} 与空间和温度的依赖关系图 (这里定义 $S_{xy} = E_y / \nabla_x T = L \Delta V_y / 2w \Delta T_x$, 它反映了材料上某点的逆自旋 Hall 效应强度 E_{ISHE} 与温度梯度的比例关系. 其中 $E_y = V_y / w = E_{\text{ISHE}} / w$, L 与 w 分别对应 CaMnAs 层和 Pt 层在 x 方向的长度, 而 ΔT_x 为样品在 x 方向上两端的温差)

无法用传导电子的运动来进行解释这一困难, K. Uchida 等人认为, 材料中自旋波 (磁振子) 的作用是激发自旋 Seebeck 效应的重要因素. 在文献[8]的补充材料中, 对这种磁振子在材料中与材料界面传播的理论模型进行了介绍, 从 Pt 与铁磁体的界面磁化强度的热涨落出发, 推导了自旋电流 J_s 与铁磁体磁化强度的关系, 结合铁磁体内的磁振子弛豫长度, 得出 E_{ISHE} 随空间位置应该成 $\sinh(x)$ 形式分布, 并指出实验中观察到的线性分布的 E_{ISHE} 只是小范围内观测得到的特例. 最后利用线性响应的分析方法推导了 E_{ISHE} 随空间分布的数量级, 并且这一推导的结果较好地与实验结果符合.

不过, 在文献[9]中, 作者同样考察了 $\text{LaY}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ 的自旋 Seebeck 效应, 但是通过在不同环境温度下进行观测, 发现 E_{ISHE} 在温度降至 50K 时会有明显增强, 但作者认为, 单纯的磁振子作用只会使自旋 Seebeck 效应随温度上升缓慢增强. 为了解释低温下 E_{ISHE} 显著增强这一现象, 作者考虑了声子拖拽机制, 也就是 Gurevich 于 1946 年提出的: 一束由温度梯度驱使的声子流会产生热电动势, 对电子进行拖拽和对流^[15]. 在铁磁体层中, 声子会在温度梯度下通过磁振子—声子交互作用拖拽磁振子, 由于非平衡状态下的声子影响了磁振子的运动, 这一过程中会引起自旋电流注入 Pt 层中, 进而产生 E_{ISHE} . 相应地, 这一自旋电流会与声子的寿命成正

比, 因而在低温下自旋 Seebeck 效应会得到明显增强. 这一理论较好地拟合了实验结果, 同时作者还对文献[7]中将铁磁材料截断之后依然可以观测到随空间连续分布的 E_{ISHE} 这一现象提出了自己的看法: 虽然铁磁材料被截断了, 但是生长铁磁材料的衬底依然是完整的, 所以声子可以通过衬底传播并进行磁振子拖拽, 因而铁磁材料层与 Pt 层的自旋注入依然是连续分布的. 这一理论不仅为探寻自旋 Seebeck 效应的成因提供了出路, 而且为自旋电子学中对自旋电流进行调控提供了一种方法.

6 展望

在自旋 Seebeck 效应被观测到的这两年里, 人们已经通过逆自旋 Hall 效应发现了自旋 Seebeck 效应在不同材料与环境中的很多有趣的性质, 并且也已经认识到自旋 Seebeck 效应的成因并非最初设想的那样简单. 这一效应中磁振子、声子等的作用也陆续被提出, 但是由于观测手段的单一, 因而各种关于自旋 Seebeck 效应成因的理论都还缺乏足够的证据.

总之, 随着对自旋 Seebeck 效应成因的探寻, 不少自旋电子学的实验与理论工作已经展开. 相应地, 与自旋电流的产生与调控有关的技术手段与理论基础也会逐步完善, 这势必对自旋电子器件的研制产生积极的影响.

参考文献

- [1] Awschalom D D, Flatte M. *Nature Physics*, 2007, 3: 153
- [2] Datta S, Das B. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, 56: 665
- [3] Wolf S A *et al.* *Science*, 2001, 294: 1488
- [4] Baibich M N *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61: 2472
- [5] 赵凯华, 陈熙谋. *电磁学*. 北京: 高等教育出版社, 2003. 4
- [6] Uchida K *et al.* *Nature*, 2008, 455: 778
- [7] Jaworski C M *et al.* *Nature Materials*, 2010, 9: 898
- [8] Uchida K *et al.* *Nature Materials*, 2010, 9: 894
- [9] Adachi H *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 97: 252506
- [10] Ando K *et al.* *IEEE Transactions on Magnetics*, 2010, 46: 3694
- [11] Kajiwara Y *et al.* *Nature*, 2010, 464: 262
- [12] Saitoh E *et al.* *Appl. Phys. Lett.*, 2006, 88: 182509
- [13] Hirsch J E. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 83: 1834
- [14] Bass J, Pratt Jr W P. *J. Phys. : Condens. Matter*, 2007, 19: 183201
- [15] Gurevich L. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1946, 16: 193