



半导体中纯自旋流的探测

王靖^①, 刘仁保^②, 朱邦芬^{①③*}

① 清华大学物理系, 低维量子物理实验室, 北京 100084

② 香港中文大学物理系, 新界, 香港

③ 清华大学高等研究院, 北京 100084

*联系人, E-mail: bfz@mail.tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2010-01-24; 接受日期: 2010-03-04

国家自然科学基金(批准号: 10774086, 11074143)、国家重点基础研究发展计划(编号: 2006CB921500, 2011CB921901)和香港研究资助局基金(批准号: HKU10/CRF/08, GRF CUHK402207)资助项目

摘要 自旋电子学是利用电子的自旋而非电子的电荷作为信息载体而发展的物理和电子器件研究的分支领域. 半导体中自旋流的测量在自旋电子学中起关键作用. 本文从自旋流的基本性质出发, 简要回顾了目前国际上探测自旋流的实验手段, 以及作者最近提出的有关自旋流的光学效应和以此直接测量半导体中纯自旋流的理论.

关键词 自旋电子学, 纯自旋流, 法拉第旋转, 非线性光学

PACS: 85.75.-d, 78.20.Ls

众所周知, 电子除了电荷外, 还具有另一个内禀自由度: 自旋. 利用电子的自旋自由度而非电子的电荷来存储和处理信息, 已成为今天凝聚态物理学中的一个新的研究领域: 自旋电子学^[1~4]. 传统的电子器件都是以电子的电荷作为信息载体, 通过改变电压来控制电子进行各种操作. 然而, 随着半导体集成电路集成度的提高, 在摩尔定律尚未失效, 量子效应尚未起主导作用以前, 器件尺寸的减小而导致的电流漏泄和致热问题业已成为限制大规模集成电路进一步发展的瓶颈. 这促使科学家寻找新的思路, 在超越传统电子学的框架下来解决这些问题, 自旋电子学便是在这种应用需求的驱动下应运而生的. 另一方面, 基于自旋特性的电子器件与传统的电子器件相比, 除了有更低的能量损耗外, 还可能具有更好的

稳定性, 更快的信息处理速度, 以及与量子信息技术发展较好的接轨.

传统的电子学器件是利用电流的通断或电位的高低来表示 0, 1 信息, 而自旋具有向上向下两种状态, 可以直接用电子的自旋态代表 0, 1 信息. 自旋电子学的研究目前主要分为三种类型. 第一类研究聚焦于利用电子自旋来存储信息. 这类研究始于巨磁阻效应的发现^[5], 很快就应用到磁盘存储上, 使得磁盘存储容量大幅增加, 并进入了产业化的阶段^[2]. 发现并开发巨磁阻效应的法国物理学家 Fert 和德国物理学家 Grünberg 因此获得 2007 年度诺贝尔物理学奖. 第二类研究是利用自旋来处理信息, 例如利用电子自旋自由度来设计和研制自旋场效应晶体管^[6], 自旋发光二极管, 自旋共振隧穿器件以及太赫兹光学开关

引用格式: 王靖, 刘仁保, 朱邦芬. 半导体中纯自旋流的探测. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 404–409

Wang J, Liu R B, Zhu B F. Measurement of pure spin currents in semiconductors (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2011, 41: 404–409, doi: 10.1360/132011-107

等, 以最终实现自旋器件的集成化. 这里重要的挑战包括, 如何有效地在半导体中产生并注入自旋流, 如何在保持自旋相干传输的过程中对自旋流进行操控, 以及对于自旋流的实时和定域测量. 第三类研究是实现对于单个自旋的操控, 探索固态量子计算的可能性^[4]. 问题的关键在于延长电子的自旋弛豫时间, 快速操控电子自旋以及核自旋.

自旋信息传输的核心是自旋流, 而与自旋相关的新奇量子现象, 如自旋量子霍尔效应^[7-9]和拓扑绝缘体^[10,11], 均与纯自旋流有关, 因而对于自旋流的研究对于发展自旋电子学以及深刻理解新奇量子现象具有重要意义. 本文将着重介绍“自旋流”的基本性质, 探测自旋流的实验手段, 以及最近我们提出的半导体中自旋流的光学效应以及由此直接测量半导体中纯自旋流的理论.

1 自旋流的基本性质

什么是纯自旋流? 设自旋朝上的电子和自旋朝下的电子以相同的平均速度反向运动, $v_{\uparrow} = -v_{\downarrow}$, 两种流的绝对值相等, 方向相反, 即 $J_{\uparrow} = ev_{\uparrow} = -J_{\downarrow} = -ev_{\downarrow}$. 因而没有净电荷的流动 $J = J_{\uparrow} + J_{\downarrow} = 0$, 而只有自旋的流动, 因为 $J_{\uparrow} - J_{\downarrow} \neq 0$, 如图 1 所示. 物理上, 自旋流取决于电子的运动方向和电子自旋的极化方向, 是二阶赝张量. $\hat{\mathcal{J}}_i^{\alpha} = \frac{1}{2}(\hat{s}^{\alpha}\hat{v}_i + \hat{v}_i\hat{s}^{\alpha})$, 其中 $\hat{s}^{\alpha} = \hbar\sigma^{\alpha}/2$ 表示自旋 α 方向的分量, σ^{α} 是 Pauli 矩阵, $\hat{v}_i$ 是速度算符 $\hat{v}_i = 1/\hbar(\partial\hat{H}/\partial k_i)$, $\hat{H}$ 是体系的哈密顿量. 自旋流与电流主要存在两点区别. 第一, 电流 $\hat{J} = e\hat{v}$ 在时间反演下改变流动方向, 因为 $\hat{v} \rightarrow -\hat{v}$; 而自旋流在时间反演下保持不变, 因为还有自旋 $\hat{s} \rightarrow -\hat{s}$. 这一性质决定了自旋流是低耗散的, 甚至是无耗散的. 所有的物理微观方程都是时间反演对称的, 而固体中几乎所有的输运过程中破坏时间反演对称性的物理根源来自于与环境耦合所导致的耗散. 这一点可以从有阻尼的谐振子运动方程来理解, $m\ddot{x} - \eta\dot{x} + kx = 0$. 能量耗散来源于破坏时间反演对称性的阻尼项 $\eta\dot{x}$. 当 $\eta = 0$ 时, 运动方程在时间反演下不变, 谐振子能量守恒. 第二, 自旋流传输角动量, 且角动量是一个赝矢量. 这个特点允许自旋流可在半导体结构中传输信息, 就像在光学集成网络中可

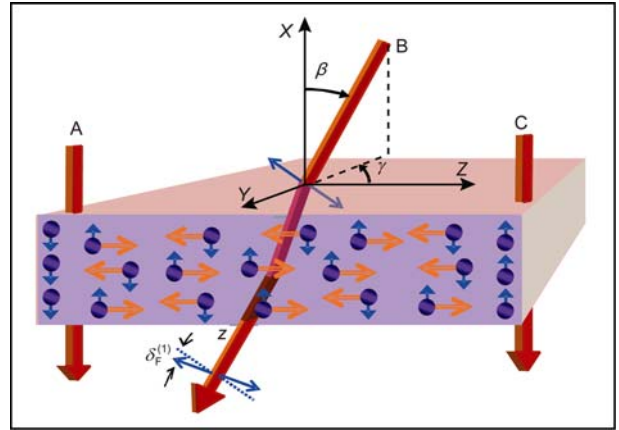


图 1 纯自旋流以及线性光学测量半导体纯自旋流法拉第旋转的示意图

Figure 1 Schematic of Faraday rotation of a linearly polarized light induced by a pure spin current in a semiconductor.

以通过光的极化状态来传递信息一样^[12].

仔细分析可以发现, 作为二阶赝张量的自旋流的 9 个自由度可以分解成三个部分. 一是赝标量部分: $\text{Tr}(\hat{\mathcal{J}}) = \frac{1}{3}\hat{s} \cdot \hat{v}$, 即有手性的(chiral)纵向自旋流, 其自旋极化方向沿着运动方向, 维度为 1. 二是反对称部分: $\frac{1}{2}(\hat{s}^{\alpha}\hat{v}_i - \hat{v}_i\hat{s}^{\alpha})$, 称为自旋霍尔流, 维度是 3. 拓扑绝缘体的手性表面态就属于这种自旋霍尔流. 三是对称部分: $\frac{1}{2}(\hat{s}^{\alpha}\hat{v}_i + \hat{v}_i\hat{s}^{\alpha})$, 称为非自旋霍尔流, 维度为 5. 在研究自旋流时, 我们需要区分属于那一部分, 因为不同的部分有不同的物理性质. 比如自旋霍尔流是一种特殊的自旋流, 其对于电场的响应可以写成: $\hat{\mathcal{J}}_j^i = \sigma_s \varepsilon^{ijk} E_k$, 其中 ε^{ijk} 是全反对称张量, E_k 是电场分量, σ_s 是自旋霍尔电导. 物理上自旋霍尔流的产生可以通过自旋霍尔效应^[13-15]. 例如, 假设体系在 +y 方向的电场作用下形成电流, 由于自旋轨道耦合或者受到与自旋相关的杂质散射, 自旋 z 向上的电子较自旋 z 向下的电子有较大几率散射到 +x 方向, 而自旋 z 向下的电子较自旋 z 向上的电子有较大几率散射到 -x 方向, 由此产生 x 方向的自旋流. 一般地, 自旋霍尔流 $\hat{\mathcal{J}} = \sigma_s E_y (\hat{z}\hat{x} - \hat{x}\hat{z}) = \hat{\mathcal{J}}_x^z + \hat{\mathcal{J}}_z^x$, 其方向总是与电场垂直. 正因为如此, 电场对自旋流不做功, 也即无耗散.

必须指出, 由于量子体系中的自旋-轨道耦合,

上面所定义的自旋流与电流不同, 不是一个守恒量. 电流守恒是由于体系存在 $U(1)$ 对称性, 而自旋流并不对应某一连续对称性, 由此引起对于自旋流定义的争论^[16]. 这里我们不探讨自旋流是否守恒的问题, 而主要关注自旋流在实验中是否可直接观测以及如何观测. 事实上, 近期的实验已表明, 自旋流确是一个可直接测量的物理量.

2 自旋流的探测方法

自旋流的探测始于极化的自旋流的测量^[17~19]. 所谓极化的自旋流, 是指自旋向上的流与自旋向下的流不完全抵消, 因而磁化不等于零. 因此, 可用传统的磁光效应通过测磁化, 如法拉第(Faraday)旋转或克尔(Kerr)效应^[17~19], 来探测极化的自旋流. 纯自旋流, 既没有净磁化, 也没有净电流. 如何测量这样一种流确实是一个问题. 近几年, 已经有不同的实验组分别成功地探测了纯自旋流. 他们主要基于以下两种方法. 一是通过光学方法探测界面附近的自旋极化, 间接探测自旋流, 这是因为对于有限体系, 体内自旋流在界面处中断而转化为界面的自旋累积; 二是反自旋霍尔效应可将自旋流转化为界面处电荷的不平衡, 从而通过电学测量间接探测自旋流.

2.1 光学测量

对于有限尺寸体系, 体内产生的纯自旋流到边界处必须为零. 因此在边界附近衰减的自旋流必然伴随着自旋弛豫, 也即边界处形成自旋累积和有限的自旋扩散长度. 自旋累积和自旋流通过扩散达到平衡. 引入与自旋相关的化学势 μ^σ , $\mu^\sigma(x)$ 给出自旋 σ 沿 x 方向的分布, $\mu^\sigma(x) - \mu^{-\sigma}(x)$ 为自旋累积. 自旋扩散方程满足, $\nabla^2(\mu^\sigma - \mu^{-\sigma}) = (\mu^\sigma - \mu^{-\sigma}) / L_s^2$, 其中 L_s 为自旋扩散长度, 自旋扩散长度的平方等于两种自旋的扩散长度的平方之和^[20]. 一般地, 自旋累积正比于体内自旋流密度大小, 其在边界附近的分布正比于 $\exp(-x/L_s)$.

2004 年, Awschalom 研究组首次用光学方法探测了砷化镓(GaAs)和砷化铟(In_{0.07}Ga_{0.93}As)薄膜中的自旋霍尔流^[21]. 在一块尺寸为 $77(x) \times 300(y) \times 2(z) \mu\text{m}^3$ 的 GaAs 样品中, 在 y 方向施加一个大小 $\sim \text{mV}/\mu\text{m}$ 的电场, 自旋沿 z 极化、沿 x 方向流动的电子形成自旋霍尔流,

自旋流在样品 x 方向两边界附近形成了自旋的累积. 通过传统的磁光谱测量 Kerr 旋转角的方法(旋转角度正比于自旋极化), 他们发现在样品的边界存在累积的自旋, 且两边的自旋极化方向相反, 从而间接地测量了自旋流. 另一方面, Wunderlich 等研究 GaAs/AlGaAs 双异质结中的二维空穴 Rashba 系统的自旋霍尔效应^[22]. 他们在异质结界面附近的二维空穴气注入纵向电流, 由于自旋霍尔效应, 空穴层内产生横向自旋霍尔流. 横向自旋流在二维空穴层边缘处中断, 且在空穴层的两边分别形成自旋朝向不同的空穴的累积. 两边积累的空穴与双异质结另一异质结界面附近的二维电子气复合发光, 等价于两个 p-n 结发光二极管. 他们通过测量这两个发光二极管的发光, 发现其圆偏振度相反(圆偏正度正比于自旋极化), 从而间接探测了自旋霍尔流. 之后, Smirni 研究组在 GaAs 体材料中, 用 $\omega = 1430 \text{ nm}$ 和 $2\omega = 715 \text{ nm}$ 两束脉冲光的量子相干干涉控制方法, 产生电子的纯自旋流. 通过调节两束光的偏振和相位差, 可调控自旋流的类型、大小和方向, 例如自旋流大小正比于两束光的相位差的余弦 $J \propto \cos(2\phi_\omega - \phi_{2\omega})$. 自旋散射使得瞬态纯自旋流在实空间产生自旋极化的改变, 另外用一束探测光通过测量激子复合发光来探测自旋在空间的分布, 以及随入射光相位差的变化, 从而间接测量自旋流^[23].

2.2 电学测量

Tinkham 研究组于 2006 年成功地用电学方法探测了纯自旋流^[24]. 极化的自旋由铁磁电极通过磁隧穿注入到介观铝条, 导致铝条中自旋向上和自旋向下的电子的化学势劈裂以及沿铝条方向非均匀分布, 注入的极化自旋在铝条中扩散, 在扩散长度内形成自旋流. 由自旋相关杂质散射, 自旋流中不同自旋取向的电子被散射到铝条横向不同的边缘; 又由于不同自旋取向的电子数不等, 横向的自旋累积不平衡也导致电荷累积不平衡, 即霍尔电压. 这就是反自旋霍尔效应. 他们通过测量这种霍尔电压间接探测到极化自旋流. Kimura 等利用相类似的方法, 在室温下观察到金属铂中的纯自旋流^[25]. Seki 等人也利用极化自旋扩散的方法在 FePt/Au 的样品中观察到纯自旋流^[26]. Cui 等人在 InGaAs/InAlAs 电子气两个导电沟道构成的十字交叉的 Rashba 系统, 通过光注入产生纯自旋流^[27], 发现产生了横向霍尔电流. 值得指出, 由

于这个实验中的纯自旋流的自旋是在面内极化, 产生的横向电流是同时向内流入或同时向外流出, 因此可测量霍尔电流但霍尔电压为零. Ganichev 小组利用线偏振太赫兹激光, 在 n 型掺杂的 GaAs/AlAs 和 InAs/AlGaSb 产生 Drude 吸收, 激发纯自旋流, 加入沿偏光方向的均匀磁场, 激发的自旋分布对称性被破坏, 从而转化成一个极化的电流^[28]. 随后, 他们在 n 型 SiGe 量子阱中也观察到此现象^[29].

3 自旋流的光学效应与直接测量

之前所有的实验探测都是将纯自旋流转化成其他信号, 从而间接测量了纯自旋流. 一个有趣而很基本的问题是: 我们能不能直接测量纯自旋流?

不妨先考虑一个更基本的问题: 究竟什么样的物理量能测量? 物理上, 一个具有所有对称性的“完美的”物体和空无一物并无区别, 也无法测量. 对称破缺或“有缺陷”的物理现象则必有可观测到的效应. 例如, 一个点电荷在自由空间引入一个“点缺陷”, 破坏了平移对称性, 产生可测的电场. 一个电流圈在自由空间引入一个“环缺陷”, 产生可测的磁场. 这是因为, 若整个系统具有所有的对称性, 描述它的作用量或哈密顿量必然在所有的对称变换下保持不变, 也就是说, 它是一个标量; 若有一个流造成某种对称性破缺, 则必有一个相应的流与之耦合以恢复对称性. 这一耦合的流即可作为那个破坏对称性的流的探针. 20 世纪六七十年代, 这一原理在描述粒子物理中的流-流相互作用中不乏应用.

纯自旋流破坏了什么对称性? 不难看出, 纯自旋流破坏了空间反演对称和旋转对称性. 那什么样的探针具有与纯自旋流相同的对称性并可用来测量它呢? 当然, 另外一个纯自旋流能满足这一点. 表面看来, 这毫无意义: 作为探针的自旋流又如何测量? 就像电子有两个自旋取向, 光也有两个正交的偏振方向. 某种意义上, 一束光可以看成是一个“光子自旋流”. 若忽略光的能量流属性的一面, 光完全可对应纯自旋流. 我们理论推导和直接计算表明, 如果在半导体中存在纯自旋流, 虚光子吸收和发射可以导致半导体中纯自旋流和光子自旋流的耦合, 导致不同偏振的光的速度或折射率有所不同, 因而出现光双折射现象, 类似于磁光学的法拉第效应, 只是这里没有净磁化^[30]. 微观的物理机制可以理解如下. 我们

考虑在动量 $\mathbf{k}$ 处存在一个自旋为 $\mathbf{s}_k$ 的电子, 另一自旋为 $-\mathbf{s}_k$ 的电子动量为 $-\mathbf{k}$. 这对电子可看成纯自旋流的生成元 $e\mathbf{s}_k\mathbf{v}_k$. 自旋极化 $\mathbf{s}_k$ 可以导致法拉第旋转, 即极化 $\mathbf{P}_{+k} \propto \mathbf{E} \times \mathbf{s}_k / (\omega - E_{q+k})$. 物理意义很明显, 出射光的线偏振相对于入射光的线偏振沿着自旋方向旋转一个角度, 实质上, 相当于把自旋极化 $\mathbf{s}_k$ 看成一个小磁极所导致的法拉第旋转. 同理, $-\mathbf{s}_k$ 给出 $\mathbf{P}_{-k} \propto \mathbf{E} \times (-\mathbf{s}_k) / (\omega - E_{q-k})$. 因此当忽略光子的小波矢的时候(即垂直跃迁), 这两项正好相消. 但是当考虑光子有限动量 $\mathbf{q} \neq 0$ 时, $\mathbf{s}_k$ 和 $-\mathbf{s}_k$ 两者跃迁的能量分母存在差别. 从而在取光子动量为二阶小量下, 可得非零的法拉第旋转 $\mathbf{P} \propto \mathbf{E} \times \mathbf{s}_k \mathbf{v}_k \cdot \mathbf{q} / (\omega - E_k)^2$. 这种电子自旋流与光子自旋流之间的耦合可以类比电流的奥斯特效应和安培定律: 假设一个“纯电流”包含相反方向传播的流强相等的正电荷和负电荷, 它处处电中性却可用一个磁针或者另外一个电流来测量. 其实, 磁针就是一个小的电流回路. 如图所示, 半导体中纯自旋流将导致入射光的有限的法拉第旋转. 我们的初步估计为, 当自旋流密度为 $20 \text{ nA}/\mu\text{m}^2$, 最大的法拉第旋转角可达 $0.38 \text{ } \mu\text{rad}$ ^[30], 这是在实验仪器可测量精度的范围内.

在我们这一工作之后, Vlaminck 和 Bailleul^[31]利用自旋波谱技术, 在 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 微加工条状样品上发现了自旋波的多普勒效应. 这个实验证实, 一个自旋流能够与具有相同对称破缺的自旋波流相耦合. 只是近场测量得到了多普勒效应; 而远场测量则给出相移, 也就是我们预言的自旋流的双折射现象. 这也间接证实了纯自旋流的法拉第效应实验测量的可能性.

在空间反演下, 自旋不变而速度反向, 因而纯自旋流在空间反演下具有奇对称性, 这将在半导体中诱发非零的二阶非线性光学系数. 对于二阶非线性光学过程, 极化与光的电场满足 $\mathbf{P} = \chi^{(2)} : \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2$, 其中极化 $\mathbf{P}$ 与电场 $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$ 在空间反演下均反号, 因而空间反演变换为奇的纯自旋流将具有二阶非线性光学效应. 一般地, 二阶非线性介电张量具有 27 个分量. 纯自旋流可分解为纵自旋流和横自旋流, 其中纵向自旋流中自旋取向与流的方向一致, 具有手性, 而横自旋流的自旋取向与流垂直. 早在 2003 年, 已经发展出成熟的二阶手性和频光谱技术来探测化学分子的手性^[32,33]. 利用纵自旋流和横自旋流的对称性, 我

们可以推导出不同光偏振条件下, 纯自旋流导致的非线性极化响应非零分量. 可以证明, 对于纵自旋流, 二阶和频非线性张量只有 6 个非零分量, 3 个独立参数; 对于横自旋流, 不为零的分量有 7 个^[34]. 直接计算表明, 纯自旋流在半导体 GaAs 中确实可以导致足够大的二阶非线性光学效应, 如和频过程或者二次谐波产生^[34]. 微观的物理机制类似于纯自旋流的线性光学效应, 那里光子动量 q 耦合到电子速度 v , 这里是第二束光的电场 E_2 和电子速度耦合 $E_2 \cdot v$, 即电场对电子做功. 由于电场强度可以远大于光子动量, 因而纯自旋流的非线性光学效应可远强于其法拉第旋转效应.

根据我们的理论预言, 最近美国 Kansas 大学赵辉等, 在 400 nm 的 GaAs 样品中观察到纯自旋流的二次谐波产生, 首次实验上直接探测纯自旋流^[35]. 他们通过量子相干干涉控制技术, 用波长 1500 和 750 nm

的光束干涉在样品中产生纯自旋流, 然后利用非线性光学中的 pump-probe 技术进行测量. 通过入射一束 1760 nm 的激光, 他们测量其二次谐波波长为 880 nm 的出射光束. 由得到的二次谐波随入射光相位差, 时间延迟, 及空间分布的关系, 证实了由纯自旋流导致的二阶非线性光学效应.

4 结论

在过去的几年里, 自旋流的研究成为自旋电子学研究的一个热点. 本文中介绍的实验和理论表明, 能够直接探测纯自旋流. 但是这方面的研究才刚刚起步, 作为自旋电子学研究的核心问题, 如何有效地注入、调控自旋流, 如何实时、定域测量自旋流, 如何实现自旋电子器件以至集成, 在未来一段时间内将是我们将面临的一个重大的挑战.

参考文献

- 1 Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, et al. Spintronics: A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 2001, 294(5546): 1488–1495
- 2 Zutic I, Fabian J, Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications. *Rev Mod Phys*, 2004, 76(2): 323–410
- 3 Awschalom D D, Flatte M E. Challenges for semiconductor spintronics. *Nat Phys*, 2007, 3(3): 153–159
- 4 Awschalom D D, Loss D, Samarth N. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation*. Berlin: Springer, 2002
- 5 Baibich M N, Broto J M, Fert A, et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic Superlattices. *Phys Rev Lett*, 1988, 61(21): 2472–2475
- 6 Datta S, Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Appl Phys Lett*, 1990, 56(7): 665–667
- 7 Kane C L, Mele E J. Quantum spin hall effect in graphene. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(22): 226801
- 8 Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C. Quantum spin hall effect and topological phase transition in HgTe quantum wells. *Science*, 2006, 314(5906): 1757–1761
- 9 König M, Wiedmann S, Brüne C, et al. Quantum spin hall insulator state in HgTe quantum wells. *Science*, 2007, 318(5851): 766–770
- 10 Hsieh D, Qian D, Wray L, et al. A topological Dirac insulator in a quantum spin hall phase. *Nature*, 2008, 452(7190): 970
- 11 Hasan M Z, Kane C L. Colloquium: Topological insulators. *Rev Mod Phys*, 2010, 82(4): 3045–3067
- 12 Sharma P. How to create a spin current. *Science*, 2005, 307(5709): 531–533
- 13 Hirsch J E. Spin hall effect. *Phys Rev Lett*, 1999, 83(9): 1834–1837
- 14 Murakami S, Nagaosa N, Zhang S C. Dissipationless quantum spin current at room temperature. *Science*, 2003, 301(5638): 1348–1351
- 15 Sinova J, Culcer D, Niu Q et al. Universal intrinsic spin hall effect. *Phys Rev Lett*, 2004, 92(12): 126603
- 16 Shi J R, Zhang P, Xiao D, et al. Proper definition of spin current in spin-orbit coupled systems. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(7): 076604
- 17 Kikkawa J, Awschalom D D. Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide. *Nature*, 1999, 397(6517): 139–141
- 18 Stephens J, Berezovsky J, McGuire J P, et al. Spin accumulation in forward-biased MnAs/GaAs Schottky diodes. *Phys Rev Lett*, 2004, 93(9): 097602
- 19 Crooker S A, Furis M, Lou X, et al. Imaging spin transport in lateral ferromagnet/semiconductor structures. *Science*, 2005, 309(5744): 2191–2195
- 20 Zhang S F. Spin hall effect in the presence of spin diffusion. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(2): 393–396
- 21 Kato K, Myers R C, Gossard A C, et al. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *Science*, 2004, 306(5703): 1910–1913

- 22 Wunderlich J, Kaestner B, Sinova J, et al. Experimental observation of the spin-hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system. *Phys Rev Lett*, 2005, 94(4): 047204
- 23 Zhao H, Loren E J, van Driel H M. Coherence control of hall charge and spin currents. *Phys Rev Lett*, 2006, 96(24): 246601
- 24 Valenzuela S O, Tinkham M. Direct electronic measurement of the spin hall effect. *Nature*, 2006, 442(7099): 176–179
- 25 Kimura T, Otani Y, Sato T, et al. Room-temperature reversible spin hall effect. *Phys Rev Lett*, 2007, 98(15): 156601
- 26 Seki T, Hasegawa Y, Mitani S, et al. Giant spin Hall effect in perpendicularly spin-polarized FePt/Au devices. *Nat Mat*, 2008, 7(2): 125–129
- 27 Cui X D, Shen S Q, Li J, et al. Observation of electric current induced by optically injected spin current. *Appl Phys Lett*, 2007, 90(24): 242115
- 28 Ganichev S D, Bel'kov V V, Tarasenko S A, et al. Zero-bias spin separation. *Nat Phys*, 2006, 2(9): 609–613
- 29 Ganichev S D, Danilov S D, Bel'kov V V, et al. Pure spin currents induced by spin-dependent scattering processes in SiGe quantum well structures. *Phys Rev B*, 2007, 75(15): 155317
- 30 Wang J, Zhu B F, Liu R B. Proposal for direct measurement of a pure spin current by a polarized light beam. *Phys Rev Lett*, 2008, 100(8): 086603; Erratum. *ibid.*, 2008, 101(6): 069902
- 31 Vlaminc V, Baillet M. Current-induced spin-wave Doppler shift. *Science*, 2008, 322(5900): 410–413
- 32 Wang J, Chen X Y, Clarke M L, et al. Detection of chiral sum frequency generation vibrational spectra of proteins and peptides at interfaces in situ. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2005, 102(14): 4978–4983
- 33 Ji N, Ostroverkhov V, Belkin M, et al. Toward chiral sum-frequency spectroscopy. *J Am Chem Soc*, 2006, 128(27): 8845–8848
- 34 Wang J, Zhu B F, Liu R B. Second-order nonlinear optical effects of spin currents. *Phys Rev Lett*, 2010, 104(25): 256601
- 35 Werake L K, Zhao H. Observation of second-harmonic generation induced by pure spin currents. *Nat Phys*, 2010, 6(11): 875–878

Measurement of pure spin currents in semiconductors

WANG Jing¹, LIU RenBao² & ZHU BangFen^{1,3*}

¹ *Department of Physics, Laboratory of Low-Dimensional Quantum Physics, Beijing 100084, China;*

² *Department of Physics, The Chinese University of Hong Kong, Shatin, N.T., Hong Kong, China;*

³ *Institute for Advanced Study, Tsinghua University, Beijing 100084, China*

A new field has emerged called spintronics (spin-based electronics), where the spin of electrons rather than the charge carries information. This may offer opportunities for a new generation of electronic devices. Measuring spin currents in semiconductors plays a key role in spintronics. In this review article, starting from the basic properties of spin currents and the current experimental techniques for spin current measurements, we briefly introduce our theory on optical effects of spin currents in the direct-gap semiconductors, i.e., the Faraday rotation and nonlinear optics, which provide a direct measurement of pure spin currents in semiconductors.

spintronics, pure spin current, Faraday rotation, nonlinear optics

PACS: 85.75.-d, 78.20.Ls

doi: 10.1360/132011-107