

# 反常霍尔效应理论的研究进展\*

梁拥成<sup>1,3</sup> 张英<sup>2</sup> 郭万林<sup>1</sup> 姚裕贵<sup>3 †</sup> 方忠<sup>3 ††</sup>

(1 南京航空航天大学纳米科学研究所 南京 210016)

(2 北京师范大学物理系 北京 100875)

(3 中国科学院物理研究所 北京凝聚态物理国家实验室 北京 100080)

**摘要** 文章介绍了在铁磁性材料中反常霍尔效应的发现及其机制研究的历史;阐述了反常霍尔效应理论研究最近取得的重大进展,即倒空间中布洛赫态的贝里曲率(规范场)特性决定了霍尔电导率,同时指出,建立系统地解释反常霍尔效应机制的理论仍然是一个挑战性的任务.

**关键词** 反常霍尔效应,第一性原理计算,铁磁性,自旋-轨道耦合,贝里曲率

## Progress of studies on the anomalous Hall effect

LIANG Yong-Cheng<sup>1,3</sup> ZHANG Ying<sup>2</sup> GUO Wan-Lin<sup>1</sup> YAO Yu-Gui<sup>3 †</sup> FANG Zhong<sup>3 ††</sup>

(1 Institute of Nano Science, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

(2 Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

(3 Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** The phenomenon, discovery and history of the anomalous Hall effect are reviewed. Studies on its mechanism are discussed with emphasis on recent progress, i. e., the relationship between the anomalous Hall conductivity and the Berry curvature (gauge field) of the Bloch states in momentum space. It is pointed out that a full understanding of the anomalous Hall effect is still a challenging problem.

**Keywords** anomalous Hall effect, first-principles calculations, ferromagnetism, spin-orbit coupling, Berry curvatures.

## 1 反常霍尔效应

如图 1(a)所示,一个非磁性的金属或半导体薄片放置在  $xy$  平面内,外加电场  $E$  沿  $x$  方向,外加磁场  $B$  垂直于薄片平面而沿  $z$  方向. 这时材料中的载流子不仅受到来自于外加电场的力而沿  $x$  方向运动,同时还受到磁场的洛伦兹力的作用而在  $y$  方向产生附加的横向运动. 这横向运动将造成薄片两侧电荷积累,从而沿  $y$  方向产生一横向霍尔电压  $V_H$ . 横向霍尔电阻率  $\rho_{xy}$  的大小依赖于外加磁场的大小,即

$$\rho_{xy} = R_0 B, \quad (1)$$

其中  $R_0$  称为常规霍尔系数,它的大小与载流子数目成反比,符号取决于载流子的类型. 这种现象称为常规霍尔效应(ordinary Hall effect). 然而在如图 1(b)所示的铁磁性(FM)的金属材料样品里,横向电阻率  $\rho_{xy}$  的大小除了包括(1)式中的常规项外,还另外增加了与样品的磁化强度  $M$  大小有关的反常

\* 国家自然科学基金(批准号:90303022, 10334090, 10425418, 60576050, 10404035, 10534030, 10674163, 10372044, 50275073)、国家重点基础研究发展计划(批准号:2005CB724400)、中科院知识创新工程、教育部创新团队和科技创新工程重大项目培育基金(批准号:705021)资助项目  
2007-01-17 收到

† 通讯联系人. Email: ygyao@aphy.iphy.ac.cn

†† 通讯联系人. Email: zfang@aphy.iphy.ac.cn;

项,当样品达到饱和磁化强度  $M_s$  时,它就变成了常数. 图 2 给出了横向霍尔电阻率  $\rho_{xy}$  与磁场大小  $B$  的关系曲线: $\rho_{xy}$  先随  $B$  迅速线性增加,经过一个拐点后线性缓慢增加,直至饱和. 显然,这不能简单用磁场的洛伦兹力来解释. 因而,通常人们称这种现象为反常霍尔效应(anomalous Hall effect). 由于它与自发磁化有关,也称为自发霍尔效应(spontaneous Hall effect). 根据经验,

$$\rho_{xy} = R_0 B + 4\pi R_s M, \quad (2)$$

其中  $R_s$  称为反常霍尔系数,通常它大于常规霍尔系数  $R_0$  至少一个量级以上,且强烈地依赖于温度. 另外,在铁磁性金属中,即使没有外加磁场  $B$ ,仅有  $x$  方向的电场  $E$  时,也会出现横向霍尔电压  $V_H$ . 实际上,为了让此现象明显,常用一弱的磁场  $B$  使样品内的磁畴都平行取向.

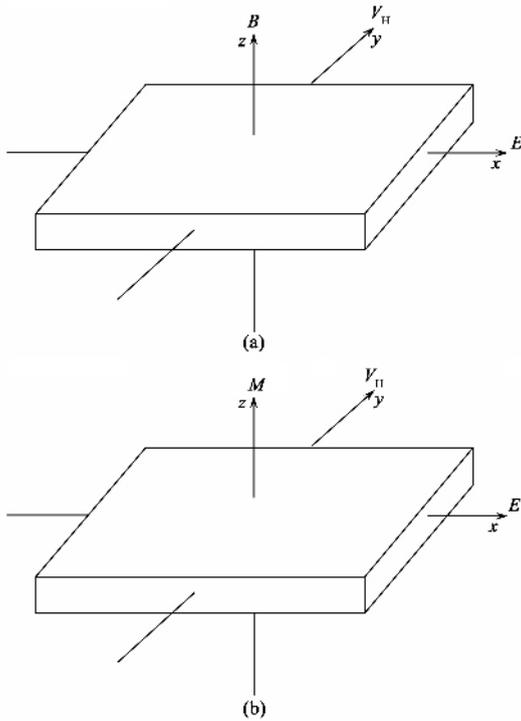


图 1 (a)常规霍尔效应示意图;(b)反常霍尔效应示意图

常规霍尔效应有着广泛的应用,如确定半导体的导电类型,测定载流子浓度和迁移率,以及制造霍尔传感器等等<sup>[1]</sup>,而反常霍尔效应则是探究和表征铁磁材料中巡游电子输运特性的重要手段和工具之一. 它的测量技术被广泛应用于许多领域,最重要的应用是在新兴的自旋电子学方面. 例如,在 III-V 族半导体中掺入磁性锰原子,从而实现材料铁磁性与半导体性的人工联姻,促进了稀磁半导体(DMS)材料的诞生. 稀磁半导体材料最初就是通过

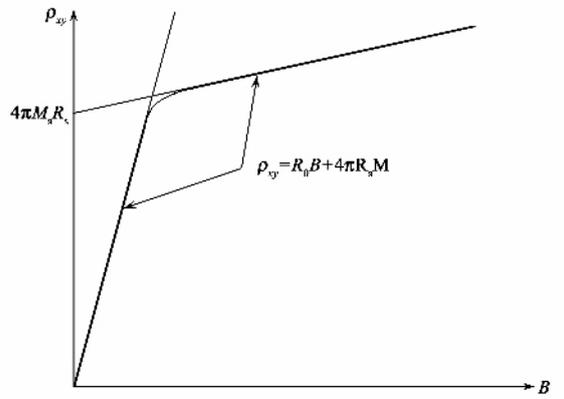


图 2 霍尔电阻率  $\rho_{xy}$  与磁场大小 的关系曲线示意图

在低温和高温范围内测量样品的反常霍尔效应发现的<sup>[2,3]</sup>,而且反常霍尔效应在稀磁半导体材料整个应用过程中的性能表征都有着不可替代的作用.

## 2 反常霍尔效应理论机制的研究历史

尽管反常霍尔效应有着至关重要的作用而且这种现象的发现已有一百多年历史,但关于理论机制一直处于争论之中. 到目前为止,还没有建立完整的理论体系对有关实验结果做出非常合理的、定量的解释. 争论的焦点是该效应是内禀机制还是外在机制,以及如何处理杂质、缺陷和声子等散射问题.

1879 年,Edwin Hall 在实验中观测到常规霍尔效应. 在紧接着的两年内,他测量铁、钴、镍等铁磁性材料时<sup>[4-6]</sup>发现了三个新的特点:(1)霍尔系数比早期测量过的金和铜的霍尔系数大 10 倍(2)随着温度升高,霍尔系数迅速增大(3)霍尔电压与外加磁场不再有线性关系,而且,当磁化强度达到饱和时,它就变成常数. 这三个特点实际上标志着反常霍尔效应的首次发现. 为了证实和解释霍尔发现的这种现象,在接下来的将近 80 年的时间内,许多研究者在这方面做了大量的实验研究工作. 例如,Kundt<sup>[7]</sup>发现霍尔电阻近似与磁化强度成线性关系;Smith 和 Sears<sup>[8]</sup>于 1929 年提出上面列出的霍尔电阻与磁化强度的经验关系式(2). 然而在对反常霍尔效应机制的理论解释方面基本没有大的进展.

直到 1954 年,Karplus 和 Luttinger<sup>[9,10]</sup>才从理论上详细研究了自旋-轨道耦合作用对自旋极化巡游电子的输运影响,第一次提出了反常霍尔效应的内禀机制. 他们完全忽略杂质、声子等散射,把外加电场作为微扰动展开,推导出在包含自旋-轨道耦合相互作用的理想晶体能带中运动的载流子,存

在一个正比于贝里曲率的反常速度,它的具体形式我们将在下面给出.正是由于这个反常速度的存在,在外加电场下,同时考虑到上自旋与下自旋的电子占据数不相等,导致电子将会有个净的横向电流,产生反常霍尔效应<sup>[11]</sup>.也就是说,反常霍尔效应是自旋-轨道耦合的必然结果,仅和材料的固有能带结构相关,是材料的内禀特性和散射无关.按照这个理论,反常霍尔系数  $R_s$  与总电阻的平方  $\rho^2$  成正比.这与当时几种过渡金属的实验观测结果是一致的,如铁就是典型的一个例子.

然而,这个结论很快受到 Smit<sup>[12]</sup>的质疑,他批驳了 Karplus 和 Luttinger 的观点,认为在真实的材料中总是存在缺陷或者杂质,电子的运动将会受到散射,结果对于理想周期性晶格,内禀的反常霍尔系数  $R_s$  将会消失为零.进一步,他提出了螺旋散射 (skew scattering) 机制,认为对于固定自旋方向的电子,由于自旋-轨道耦合相互作用,电子受到杂质的散射是不对称的,结果定向运动的电子偏离原来的方向,形成横向的电荷积累,它的直观物理图像如图 3(a)所示.螺旋散射主要由被散射的载流子偏离原来路径方向的角度  $\theta_H$  (也称为自发霍尔角)<sup>[6]</sup>来表征:

$$\theta_H = \rho_{xy} / \rho. \quad (3)$$

因此,根据螺旋散射可以得到霍尔电阻率  $\rho_{xy}$  与  $\rho$  成正比,即

$$\rho_{xy} \propto \rho, \quad (4)$$

而且霍尔电阻率  $\rho_{xy}$  还依赖于散射势的类型和作用距离.

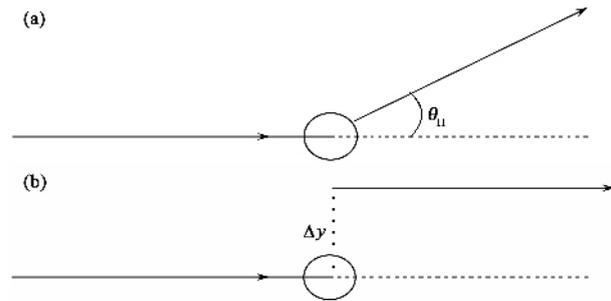


图 3 (a)反常霍尔效应螺旋散射 (skew scattering) 机制示意图;  
(b)反常霍尔效应边跳 (side-jump) 机制示意图

Kohn 和 Luttinger<sup>[13]</sup>为了修正没有考虑散射的局限性,他们重新把密度矩阵对自旋-轨道耦合和杂质散射势的强度一起进行微扰展开,结果在新得到的霍尔电导率的表达式中,除了原来的 Karplus 和 Luttinger 结果<sup>[9]</sup>外,还增加了一项杂质散射作用的

贡献.后来, Luttinger<sup>[14]</sup>进一步运用这种方法具体研究了没有关联作用的弱杂质散射势模型,基本发现有相同的结果,然而,在他的电导率表达式里,对霍尔电导率贡献的散射项不依赖于散射势,而仅仅取决于体系的电子结构,这点是奇怪的,但他没有给出具体的解释.最后他回应了 Smit 的质疑,他指出,在理想周期晶格结构里反常霍尔系数  $R_s$  并没有出现抵消情况.

在接下来的十年内,以 Luttinger 和 Smit 为代表的两种观点一直争论着,始终没有得到调和.然而在 1970 年, Berger<sup>[15]</sup>又提出反常霍尔效应的边跳 (side-jump) 机制,使人们对反常霍尔效应的量子力学的起源更加迷惑.边跳散射机制模型如图 3(b)所示.当自旋-轨道相互作用存在时,由于自旋-轨道作用取决于自旋角动量  $s$  和轨道角动量  $L$  的矢量积,与二者之间的夹角有关,于是散射后对于固定自旋方向的电子运动轨迹将有一个横向跳跃  $\Delta y$ ,这不断的横向跳跃也相当于使载流子获得一横向平均速度,导致横向电荷积累和霍尔电压的产生.按照这种模型,载流子波包的横向跳跃距离  $\Delta y$  与螺旋散射参数  $\theta_H$  和平均自由程  $\lambda$  有关:

$$\tan \theta_H \approx \theta_H \approx \Delta y / \lambda \approx \rho \Delta y. \quad (5)$$

因此,根据边跳机制可以得到霍尔电阻率  $\rho_{xy}$  与  $\rho$  成二次方关系,即

$$\rho_{xy} \propto \rho^2. \quad (6)$$

这似乎可以成功地解释在铁、镍和铁镍合金中实验观察到的  $\rho_{xy}$  与总电阻平方  $\rho^2$  成线性关系的现象.边跳机制模型与具体散射势的形式无关.

螺旋散射和边跳散射机制都属于外在机制,都是由于杂质或声子散射造成的,在 Berger 与 Smit 进一步交换各自观点后<sup>[16-19]</sup>,似乎认为反常霍尔效应是由杂质散射引起的外在机制造成的,而 Luttinger 最早提出的内禀机制却渐渐失去了原有的主导地位.然而,考虑到在实际材料中,人们很难对杂质的散射势建立准确定量的模型,外在机制预测的结果很难与实验定量地比较,因此主要由外在机制导致反常霍尔效应这个结论是值得怀疑的.

### 3 反常霍尔效应理论的最新进展

近来,由于自旋电子学的兴起,人们需要理解和探究稀磁半导体材料的性质,反常霍尔效应是探测和确定给定温度下材料体系铁磁态最基本的表征工具之一,这就迫使人们对反常霍尔效应理论机制进

行深入的思索. 与自旋-轨道耦合引起杂质不对称散射的外在机制不同, 近来最新研究工作的进展<sup>[20-24]</sup>主要是从贝里相角度出发重新审视最早由 Luttinger 提出的内禀机制, 并认为在很多情形下反常霍尔效应主要是由内禀机制引起的, 即动量空间布洛赫波函数的贝里曲率决定了霍尔电导率.

下面我们简单地综述反常霍尔效应内禀机制的基本理论<sup>[25-32]</sup>. 在理想晶体中, 按照布洛赫波定理, 波函数为

$$|\psi_n(\mathbf{k}, \mathbf{r})\rangle = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} |u_n(\mathbf{k}, \mathbf{r})\rangle, \quad (7)$$

其中  $n$  是能带指标,  $\mathbf{k}$  是波矢,  $\mathbf{r}$  是实空间坐标,  $|u_n(\mathbf{k}, \mathbf{r})\rangle$  是晶格周期函数. 晶体中载流子在外加电磁场中的准经典运动可以用布洛赫波函数组成的波包来描述, 它满足下面运动方程<sup>[28, 29]</sup>:

$$\dot{\mathbf{r}} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial \varepsilon_n}{\partial \mathbf{k}} - \dot{\mathbf{k}} \times \boldsymbol{\Omega}_n \quad (8)$$

$$\dot{\mathbf{k}} = -\frac{e}{\hbar} (\mathbf{E} + \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{B}), \quad (9)$$

其中  $\boldsymbol{\Omega}_n$  为贝里曲率, 它的定义为

$$\boldsymbol{\Omega}_n = -\text{Im} \nabla_{\mathbf{k}} u_n | \times | \nabla_{\mathbf{k}} u_n. \quad (10)$$

在运动方程(8)式中, 第二项就是前面提到的反常速度, 它与外磁场  $\mathbf{B}$  无关, 方向垂直于外电场  $\mathbf{E}$ . 正是这个反常速度给出横向电导率(霍尔电导率)的内禀根源. 利用玻尔兹曼输运理论, 积分整个布里渊区(BZ)内所有占据能带的贝里曲率, 就能给出晶体的霍尔电导率

$$\sigma_{xy} = -\frac{e^2}{\hbar} \int_{BZ} \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \Omega(\mathbf{k}), \quad (11)$$

其中  $\Omega(\mathbf{k})$  为所有占据能带的贝里曲率之和, 即

$$\Omega(\mathbf{k}) = \sum_n f_n \Omega_n(\mathbf{k}). \quad (12)$$

(10)式定义的贝里曲率与贝里相位的关系为

$$\beta_n = \oint_C d\mathbf{k} \cdot u_k | \frac{\partial}{\partial \mathbf{k}} | u_k = \oint_C d\mathbf{k} \cdot \mathbf{A}_n = \iint_S d\mathbf{S} \cdot \boldsymbol{\Omega}_n. \quad (13)$$

形式上,  $\mathbf{A}_n$  可看作  $\mathbf{k}$  空间中的“矢势”, 而  $\boldsymbol{\Omega}_n$  则看成相应的“磁场强度”,  $\beta_n$  则代表通过以闭曲线  $C$  为边界的曲面  $S$  的“磁通量”, 因而贝里曲率就是规范场. 在电子能带简并或近简并时, 这个规范场将会极大的增加, 形成尖锐的峰, 这点相应于贝里相联结定义的规范场的源. 能带简并或接近简并点能充当动量空间里磁单极的作用, 结果反常霍尔效应也可看作动量空间里磁单极的手印和表象<sup>[25, 32]</sup>. 图4就是铁磁  $\text{SrRuO}_3$  材料的  $t_{2g}$  能带实际计算出的规范场

在动量空间  $k_z = 0$  平面上的实际分布: 在  $k_x = k_y = 0$  处形成尖锐的峰, 而沿  $k_x = \pm k_y$  方向形成陡峭的脊. 而图5给出了常见的铁磁材料铁在布里渊区(010)面内贝里曲率  $\Omega(\mathbf{k})$  大小的实际分布图, 也形成尖锐的峰与脊. 因而, 动量空间内规范场的特性决定了霍尔电导率的特性, 也就是反常霍尔效应是由磁性材料能带所决定的, 是材料的内禀特性.

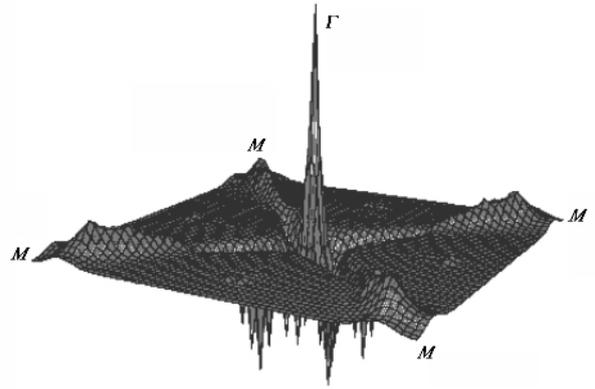


图4  $\text{SrRuO}_3$  的  $t_{2g}$  能带实际计算出的规范场在动量空间  $k_z = 0$  的  $\Gamma M$  平面内的实际分布图(见文献[25])

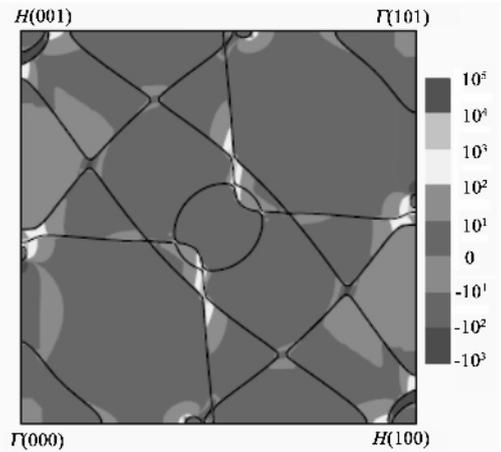


图5 铁磁材料 Fe 在布里渊区(010)  $\Gamma M$  平面内贝里曲率  $\Omega(\mathbf{k})$  的大小分布图(见文献[32])

对于这个理论结果((11)式), Jungwirth 等<sup>[24, 31]</sup>首先把这个理论运用到能用四价带或六价带的 Luttinger 有效哈密顿量描述的第 III-V 族半导体掺锰的稀磁材料, 成功地得到与 (Ga, Mn)As 和 (In, Mn)As 实验结果定量一致的数据. 紧接着在随后的研究中, 最大的进展是结合第一性原理计算来定量地研究真实铁磁材料的反常霍尔效应, 并成功地用于解释一些相关实验. 表1提供了几种典型的铁磁材料  $\text{Fe}$ <sup>[32, 33]</sup>,  $\text{Co}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$ <sup>[34]</sup> 和  $\text{SrRuO}_3$ <sup>[25, 26]</sup> 中反常霍尔电导率的第一性原理计算值与实验

值<sup>[12, 35, 36]</sup>比较, 计算结果都很好符合实验结果. 此外对于  $\text{CuCr}_2\text{Se}_{4-x}\text{Br}_x$  体系中, 掺杂对反常霍尔效应的系统影响也获得了实验与理论的一致结果<sup>[37, 38]</sup>. 所有这些理论计算的成功都强有力地表明了反常霍尔效应内禀机制的存在, 这和过去外在机制在反常霍尔效应中占主导地位的观点相矛盾, 这促使人们重新思考反常霍尔效应的起源问题.

表1 铁磁材料 Fe, Co, Ni,  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$  和  $\text{SrRuO}_3$  中反常霍尔电导率的计算值与实验值的比较, 单位为  $(\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$

材料	理论值	实验值
Fe (bcc)	750	1030 <sup>[35]</sup>
Co (hcp)	492	500 <sup>[36]</sup>
Ni (fcc)	-2073	-753 <sup>[12]</sup>
$\text{Mn}_5\text{Ge}_3$	964	310 <sup>[34]</sup> 860 <sup>[34]</sup>
$\text{SrRuO}_3$	-60	-100 <sup>[25]</sup>

为了解决内外机制的争论, 人们需要建立一个可同时处理内外机制的普适理论<sup>[39, 40]</sup>. 考虑到实际材料里, 杂质和缺陷等无序总是存在的, 显然这个理论必须有处理由这些无序引起的散射问题的能力. 然而系统解释所有的实验结果的理论(特别是结合第一性原理计算的理论)到目前远没有建立, 还有很多困惑需要解决. 例如, 对于  $\text{SrRuO}_3$ <sup>[25, 26, 41]</sup>, 虽然输运、光、磁等实验结果被第一性原理计算所重现, 但是发现霍尔电阻率  $\rho_{xy}$  与温度并非单调变化, 甚至还有符号的改变, 这完全违背上面的经验公式(2). 因此, 反常霍尔效应机制的研究还有待于取得进一步突破, 完善的理论(特别是结合第一性原理计算的理论)的建立在目前还是一个具有挑战性的任务.

除了反常霍尔效应以外, 自旋霍尔效应的产生也具有相似的机理. 由于在自旋-轨道耦合的作用下贝里相的存在, 外加电场下就会诱导横向的自旋流动即内禀自旋霍尔效应. 这种效应自从最近理论上<sup>[42, 43]</sup>和实验上<sup>[44, 45]</sup>提出以后, 已经极大地引起了人们的注意. 然而尽管这些关于自旋霍尔效应的研究取得了很大突破和进展, 但还存在着许多争论, 例如自旋流的定义问题等等<sup>[46]</sup>. 考虑到产生自旋霍尔效应与反常霍尔效应的机制原理是类似的<sup>[47, 48]</sup>, 对反常霍尔效应的研究将有助于理解自旋霍尔效应.

## 4 结束语

由于新的稀磁半导体材料和自旋电子学材料的兴起, 为了更好地表征这些铁磁材料的内禀性质, 需要人们更深入地理解反常霍尔效应的机制, 这吸引了很多理论工作者的兴趣, 特别是在最近几年, 反常霍尔效应的内禀机制的研究取得了重大进展. 然而, 结合第一性原理计算方法, 建立一套系统的理论体系来令人信服地解释螺旋散射、边跳等外在机制与内禀机制的所有争论, 还需要进一步的研究, 这仍然是一个具有挑战性的任务. 这些对于机制类似的自旋霍尔效应的研究也是一样的.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] 杨锡震, 杨道生, 田强. 物理实验, 2005, 25( 10 ): 3 [ Yang X Z, Yang D S, Tian Q. physical Experiment, 2005 25( 10 ): 3 ( in Chinese ) ]
- [ 2 ] Ohno H, Munekata H, Penney T *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 68 : 2664
- [ 3 ] Ohno H. Science, 1998, 281 : 951
- [ 4 ] Hall E H. Philos. Mag., 1880, 10 : 301
- [ 5 ] Hall E H. Philos. Mag., 1881, 12 : 157
- [ 6 ] Chien C L, Westgate C R. The Hall Effect and Its Application. New York : Plenum, 1980. 55
- [ 7 ] Kundt A. Wied. Ann., 1893, 49 : 257
- [ 8 ] Smith A W, Sears R W. Phys. Rev., 1929, 34 : 1466
- [ 9 ] Karplus R, Luttinger J M. Phys. Rev., 1954, 95 : 1154
- [ 10 ] Sinova J, Jungwirth T, Cerne J. Inter. J. of Mod. Phys. B, 2004, 18( 8 ) : 1083
- [ 11 ] Hurd C M. The Hall effect in Metals and Alloys. New York : Plenum, 1972. 167
- [ 12 ] Smit J. Physica, 1955, 21 : 877
- [ 13 ] Kohn W, Luttinger J. Phys. Rev., 1957, 108 : 590
- [ 14 ] Luttinger J. Phys. Rev., 1958, 112 : 739
- [ 15 ] Berger L. Phys. Rev. B, 1970, 2 : 4559
- [ 16 ] Smit J. Phys. Rev. B, 1973, 8 : 2349
- [ 17 ] Berger L. Phys. Rev. B, 1970, 8 : 2351
- [ 18 ] Smit J. Phys. Rev. B, 1978, 17 : 1450
- [ 19 ] Berger L. Phys. Rev. B, 1978, 17 : 1453
- [ 20 ] Ye J, Kim Y B, Millis A J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1999, 83 : 3737
- [ 21 ] Onoda M, Nagaosa N. J. Phys. Soc. Jpn., 2002, 71 : 19
- [ 22 ] Taguchi Y, Ohara Y, Yoshizawa H *et al.* Science, 2001, 291 : 2573
- [ 23 ] Lyanda G Y, Chun S H, Salamon M B *et al.* Phys. Rev. B, 2001, 63 : 184426
- [ 24 ] Jungwirth T, Liu Q, MacDonald. Phys. Rev. Lett., 2002, 88 : 207208
- [ 25 ] Fang Z, Nagaosa N, Takahashi K S *et al.* Science, 2003, 302 : 92
- [ 26 ] Fang Z, Terakura K, Nagaosa N. New J. of Phys., 2005, 7 : 66
- [ 27 ] Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P *et al.* Phys. Rev. Lett., 1982, 49 : 405
- [ 28 ] Chang M C, Niu Q. Phys. Rev. B, 1996, 53 : 7010

- [ 29 ] Sundaram G , Niu Q. Phys. Rev. B , 1999 , 59 : 14915  
 [ 30 ] Crepeux A , Bruno P. Phys. Rev. B , 2001 , 64 : 014416  
 [ 31 ] Jungwirth T , Sinova J , Wang K Y *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2003 , 83 : 320  
 [ 32 ] Yao Y G , Kleinman L , MacDonld A H *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92 : 037204  
 [ 33 ] Wang X J , Yate J R , Souza I *et al.* Cond - mat 2006 , 0608257  
 [ 34 ] Zeng C , Yao Y , Niu Q *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006 , 96 : 037204  
 [ 35 ] Dheer P N. Phys. Rev , 1967 , 156 : 637  
 [ 36 ] Jellinghaus W , de Anderes M P. Ann. Physik , 1961 , 7 : 189  
 [ 37 ] Lee W L , Watauchi S , Miller V L *et al.* Science , 2004 , 303 : 1647  
 [ 38 ] Yao Y G , Liang Y C , Xiao D *et al.* Phys. Rev. B , 2007 , 75 : 020401( R )  
 [ 39 ] Inoue J I , Kato T , Ishikawa Y *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006 , 97 : 046604  
 [ 40 ] Onoda S , Sugimoto N , Nagaosa N. Phys. Rev. Lett. , 2006 , 97 : 126602  
 [ 41 ] Mathieu R , Asamitsu A , Yamada H *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 93 : 016602  
 [ 42 ] Murakami S , Nagaosa N , Zhang S C. Science , 2003 , 301 : 1348  
 [ 43 ] Sinova J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92 : 126603  
 [ 44 ] Wunderlich J , Kaestner B , Sinova J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 : 047204  
 [ 45 ] Kato Y K , Myers R C , Gossard A C *et al.* Science , 2004 , 306 : 1910  
 [ 46 ] Shi J R , Zhang P , Xiao D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006 , 96 : 076640  
 [ 47 ] Yao Y , Fang Z. Phys. Rev. Lett. , 2005 , 95 : 156601  
 [ 48 ] Guo G Y , Yao Y G , Niu Q. Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 : 226601

· 物理新闻和动态 ·

## 自旋光子开关

许多研究者试图开发一种自旋电子学“ spintronic ”装置 ,利用电子的自旋以及电荷来存储和处理信息. 而另一些人则想利用光线与金属表面的电子的集体振荡之间的相互作用来产生一种称作“ plasmonic ”( 纳米光物理学的一个分支 ) 的装置来处理 and 传输数据. Alberta 大学的 Abdul Elezabbi 等发明了一种材料 ,将自旋电子学与 plasmonic 相结合 ,作为频率为太赫兹的光线的开关.

当这种材料置于外磁场中时 ,在微米大小的钴颗粒中的电子发生自旋极化. 钴颗粒的部分表面覆盖有金层 ,如果频率在太赫兹范围的光线照射在这种材料上 ,与光线相关联的磁场将一些自旋极化的电子从钴中驱赶到金层中. 这导致金和钴之间产生一种各向异性磁致电阻.

当磁场去掉之后 ,不再有各向异性磁致电阻 ,大部分光线经由 plasmon 从材料中传输出来. 而加上磁场后 ,由于各向异性磁致电阻的产生使电阻增加 ,阻止 plasmon 的流动 ,在一些样品中 ,光线的传输降低 70% 以上. 有关论文发表在 Phys. Rev. Lett. , 2007 98 : 133901

( 树华 编译自 Physics Web News 9 April 2007 )

## 美国物理年会热议固态氦超流

美国物理学会年会于 2007 年 3 月 5—9 日在科罗拉多州首府丹佛召开. 期间固态氦超流再次成为热门话题. 2004 年 M. Chen 和 E. Kim 构建了一个固态氦扭摆 ( 小罐中的氦始终保持加压状态 ). 他们发现 ,当温度降到几十 mK ,小罐的扭动频率突然增加. 这意味着小罐整体的转动惯量突降 ,罐中的部分固态氦不再参与摆动 ,而是脱离了主体 ,并且可以无阻地在主体固态氦之间穿插 ( 见 Science , 1 July 2005 , p38 ). 这一现象 ,当时被认为是固态氦超流. 不过 ,一些理论物理学家很快就论证了 : 上述穿插图像在有序晶体中是完全不可能的. 替代的解释是 : 残存在固态氦中的传统超流液氦以逾渗方式无阻地穿越固态氦晶体中的缺陷 ( 《 固态氦也能超流吗 》一文刊登在《 物理 》 2004 , 33( 6 ) : 468 ).

后一种解释也得到了实验的支持 : Reppy 和 Rittner 在类似的扭摆实验中 ,对固态氦晶体施行稍稍加热 ,以“ 退火 ”消除固态氦晶体中的缺陷. 他们发现 ,流动受阻 ( 见 Science , 24 March 2007 , p1693 ). 现在 ,所有的实验小组 ( 包括 M. Chen 以及来自日本横滨的 Keiya Shirahama 等 ) 都已重复了 Reppy 等的结果. 此外 ,实验还证实 ,如果令液氦急速凝固 ,致使固态氦中包含大量的晶粒边界和缺陷 ,在“ 氦雪球 ”中自由流动的氦原子 ,可以高达 20% .

有理论物理学家通过计算模拟确认 ,氦原子的确可以沿着晶粒边界无阻地滑移. 但有实验者指出 ,这不足以解释高达 20% 的原子流量. 总之 ,这其中包含着很新的物理问题.

( 戴闻 编译自 Science , 6 April 2007 , p. 46 )