

铁磁石墨烯体系的 CT 不变量子自旋霍尔效应

孙庆丰¹ 谢心澄^{1,2,†}

(1 中国科学院物理研究所 北京 100190)

(2 美国俄克拉荷马州立大学物理系 俄克拉荷马州 74078)

摘要 文章作者在垂直磁场作用下的铁磁石墨烯体系里预言了一种新类型的量子自旋霍尔效应. 这量子自旋霍尔效应与自旋轨道耦合无关, 体系也不具有时间反演不变性; 但是有 CT 不变 (C 为电子-空穴变换、T 为时间反演变换). 由于量子自旋霍尔效应, 体系的纵向电阻和自旋霍尔阻出现量子化平台. 特别是, 自旋霍尔阻的量子化平台有很强的抗杂质干扰能力.

关键词 量子自旋霍尔效应, 拓扑绝缘体

CT invariant quantum spin Hall effect in ferromagnetic graphene

SUN Qing-Feng¹ XIE Xin-Cheng^{1,2,†}

(1 Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(2 Department of Physics, Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74078, USA)

Abstract We predict a quantum spin Hall effect (QSHE) in ferromagnetic graphene under a magnetic field. Unlike the previously reported effect, this QSHE appears in the absence of any spin-orbit interaction, and its system does not possess time-reversal (T) invariance but has CT invariance, where C is the charge conjugation operation. Due to this QSHE, the longitudinal and spin Hall resistances exhibit quantum plateaus. In particular, the plateau of the spin Hall resistance is very robust against disorder.

Keywords quantum spin Hall effect, topological insulator

近几年来, 一种全新的量子物质态——拓扑绝缘体, 已经蓬勃兴起^[1,2]. 拓扑绝缘体有很迷人的特异性质, 这吸引了很多科学家们的注意. 拓扑绝缘体与传统的普通绝缘体有本质的不同. 它的体材料是有能隙的绝缘体, 但其表面或边缘是无能隙的金属态. 这种金属边界态的存在完全由材料的体能带的全局性质(拓扑序)所决定. 由于这全局拓扑序, 如果我们把一块拓扑绝缘体材料劈开; 那劈开面在劈开前是材料的体内, 它是绝缘的. 但劈开后变成材料的表面时, 它也自动的转变成为金属态. 这种性质是以往普通绝缘体和金属所不具有的. 更重要的是, 这种金属边界态受时间反演不变所保护, 并且它有很强的抗外界各种干扰能力. 即使体系中存在一定的缺陷、杂质、退相干等, 边界态还能很好保持.

人们最早发现的具有拓扑序的体系是量子霍尔体系. 在这体系, 霍尔电阻出现量子化平台; 特别是, 由于它的拓扑不变性, 这量子化电阻平台不会被外界各种干扰所影响, 它能非常精确地保持它的量子化平台值. 最近人们在一些有自旋轨道耦合的材料里发现另一类拓扑绝缘体^[3-6]. 这类拓扑绝缘体是由内在的自旋轨道耦合结合特殊能带结构所引起的, 是材料的固有性质, 而不像量子霍尔效应需要外加磁场. 这类拓扑绝缘体既可以是二维体系也可以是三维体系^[3-6]. 对于二维拓扑绝缘体, 自旋相反的边缘态电子运动沿相反的方向, 出现量子自旋霍尔

2010-05-04 收到

† 通讯联系人. Email: xincheng.xie@okstate.edu

效应(即加纵向电压将引起横向自旋流,且自旋霍尔阻是量子化的).在实验方面,最近人们在 CdTe/HgTe/CdTe 量子阱体系已观察到量子自旋霍尔效应^[7].再者,通过角分辨光电子谱测量也已确定一些三维材料具有拓扑序^[8].

近几年,另一个被广泛研究的课题是石墨烯^[9].所谓石墨烯,即由单层碳原子组成六角蜂窝状结构的体系.石墨烯有独特的能带结构:在费米面附近的色散关系是线性的.由于这独特的能带结构,使得石墨烯有很多新奇性质:例如它的低能准粒子服从狄拉克方程、具有类似于相对论粒子的性质;它的霍尔电导平台在半整数位置;等等.

最近,我们在铁磁石墨烯体系中预言了一种新类型的拓扑绝缘体和量子自旋霍尔效应^[10].与原来的由自旋轨道耦合所引起的拓扑绝缘体比较,本文的拓扑绝缘体与自旋轨道耦合无关,体系也不具有时间反演不变性.但具有 CT 不变性(C 为电子-空穴变换, T 为时间反演变换).再者,在平衡时,原来拓扑绝缘体的边态只携带持续自旋流.而本文的边态携带持续自旋流和电流.在加电压时,我们体系可以同时拥有量子自旋霍尔效应和量子霍尔效应.所以这是一种新类型的拓扑绝缘体.

首先让我们设想一种系统,它的载流子有以下三点性质:(1)载流子既有电子又有空穴;(2)电子和空穴都是完全自旋极化的;(3)并且电子和空穴的自旋极化方向正好完全相反.然后给这系统加上垂直外磁场,电子携带着向上自旋沿样品边缘的顺时针方向运动,但自旋向下的空穴沿逆时针方向运动.所以这系统将出现量子自旋霍尔效应和具有全局的拓扑序.尽管绝大多数体系不能同时满足上面提到的三点要求.幸运的,铁磁石墨烯对这三点要求恰好都满足.在铁磁石墨烯,自旋向上和自旋向下的狄拉克点是分开的.如图 1(a)所示,把体系的费米面调节到两狄拉克点之间时,体系的载流子有自旋向上的电子和自旋向下的空穴,正好满足上面三点要求.最近,几个理论工作已建议一些方法来实现铁磁石墨烯^[11],例如把石墨烯生长在铁磁绝缘体材料上,通过邻近效应可以在石墨烯上诱导出磁距^[11].再者,在实验上,也已成功地向石墨烯注入自旋^[12].

下面我们开始研究铁磁石墨烯体系的新型量子自旋霍尔效应和拓扑序.我们主要研究电阻的量子化平台.考虑如图 1(b)所示的六端体系,它的哈密顿量是:

$$H = \sum_{i,\sigma} (\epsilon_0 - \sigma M) a_{i,\sigma}^+ a_{i,\sigma} - \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} t e^{i\varphi_{ij}} a_{i,\sigma}^+ a_{j,\sigma}$$

其中 $a_{i,\sigma}$ 和 $a_{i,\sigma}^+$ 是在格点 i 上的电子消灭和产生算符, σ 是自旋指标, ϵ_0 是同位置能量(也就是在 $M=0$ 时的狄拉克点能量), $t = 2.75\text{eV}$ 是最近邻的跃迁能, M 是铁磁交换能, φ_{ij} 是由垂直磁场引起的磁通.我们考虑整个体系(包括中心区和六根导线)都是铁磁石墨烯构成和加有磁场.用 Landauer-Buttiker 公式并结合非平衡格林函数方法,每个端口的电流能被计算(具体计算公式见参考文献^[10]).然后我们考虑如下的端口条件:在纵向端口 1 和 4 之间加很小的电压 V , 4 个横向端(2、3、5 和 6)作为电压探测端和它们的电流是 0. 从它们端电流为 0, 可计算出端电压 V_2, V_3, V_5 和 V_6 . 最后,纵向电阻是 $R_{14,23} \equiv (V_2 - V_3)/I_{14} = (V_6 - V_5)/I_{14}$ 和霍尔电阻是 $R_{14,26} \equiv (V_2 - V_6)/I_{14} = (V_3 - V_5)/I_{14}$.

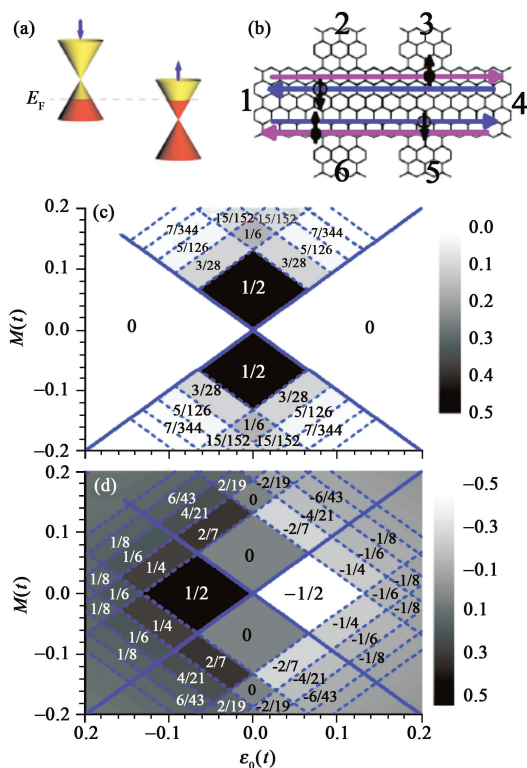


图 1 (a)铁磁石墨烯的能带图;(b)六端铁磁石墨烯装置示意图;(c)和(d)显示电阻 $R_{14,23}$ 和 $R_{14,26}$ 对能量 ϵ_0 和磁交换 M 的关系.每六角格子的磁通是 0.005 和体系宽度 $N=80$

图 1(c)和 1(d)显示纵向电阻 $R_{14,23}$ 和霍尔电阻 $R_{14,26}$ 对能量 ϵ_0 和磁交换 M 的关系.因为体系存在上面提到的量子自旋霍尔效应以及也可能有量子霍尔效应,所以纵向和霍尔电阻 $R_{14,23}$ 和 $R_{14,26}$ 都呈现平台结构.当自旋向上和自旋向下的填充因子 ν_\uparrow 和 ν_\downarrow 固定时,电阻 $R_{14,23}$ 和 $R_{14,26}$ 不会随 ϵ_0 和 M 而变

化,所以 $R_{14,23}$ 和 $R_{14,26}$ 的平台值仅仅与填充因子 ν_{\uparrow} 和 ν_{\downarrow} 有关. 考虑体系的载流子是沿着边态传输和结合 Landauer-Buttiker 公式,能分析地获得电阻平台值: $R_{14,23} = 0$ 和 $R_{14,26} = [1/(\nu_{\uparrow} + \nu_{\downarrow})]h/e^2$, 当 $(\nu_{\uparrow}, \nu_{\downarrow}) = (+, +)$ 或 $(-, -)$ 时; $R_{14,23} = [|\nu_{\uparrow}\nu_{\downarrow}| / (|\nu_{\uparrow}|^3 + |\nu_{\downarrow}|^3)]h/e^2$ 和 $R_{14,26} = \text{sign}(\nu_{\uparrow})[(|\nu_{\uparrow}|^2 - |\nu_{\downarrow}|^2) / (|\nu_{\uparrow}|^3 + |\nu_{\downarrow}|^3)]h/e^2$, 当 $(\nu_{\uparrow}, \nu_{\downarrow}) = (+, -)$ 或 $(-, +)$ 时. 在图 1 中,一些较小的填充因子的电阻平台值已被标出. 下面我们分区域再深入讨论这一体系:(1)在 $(\nu_{\uparrow}, \nu_{\downarrow}) = (+, +)$ 或 $(-, -)$ 区域,自旋向上和自旋向下的载流子同为电子型或空穴型,这时体系只有量子霍尔效应,所以纵向电阻是 0,而霍尔电阻呈现平台结构.(2)在 $\nu_{\uparrow} = -\nu_{\downarrow} \equiv \nu$ 区域,自旋向上和自旋向下的载流子分别为电子型和空穴型,并且它们的边态数目相同,这时体系具有 CT 不变性,以及出现量子自旋霍尔效应,但没有量子霍尔效应,从而霍尔电阻是 0,纵向电阻是 $(1/2\nu)h/e^2$. 注意,尽管现在出现的物理现象与由自旋轨道耦合所引起的量子自旋霍尔效应的现象完全相同,但是它们物理机制和起因是不同的.(3)在 $(\nu_{\uparrow}, \nu_{\downarrow}) = (+, -)$ 或 $(-, +)$ 区域(但 $\nu_{\uparrow} \neq \nu_{\downarrow}$),电子和空穴的边态数目不等,这时量子自旋霍尔效应和量子霍尔效应共同存在,两个电阻 $R_{14,23}$ 和 $R_{14,26}$ 都是非 0.

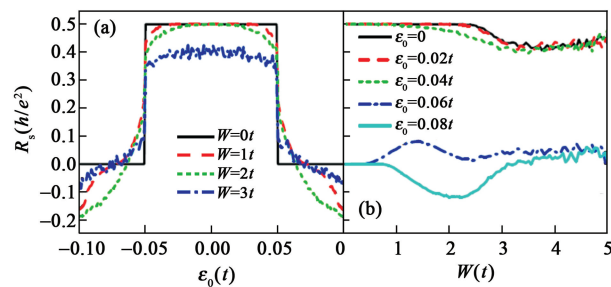


图 2 (a)和(b)分别显示自旋霍尔阻 R_s 与能量 ϵ_0 和无序强度 W 的关系. 体系参数是:每六角上的磁通为 0.007,体系宽度 $N=40$ 和 $M=0.05t$

下面我们研究这 CT 不变的量子自旋霍尔效应的强壮性(既抗杂质干扰的能力). 我们考虑一个四

端体系(如图 1(b)但去掉端口 3 和 5)和同位置 Anderson 无序. 无序只存在于中间区域. 由于无序,中间区的同位置能 $\epsilon_0 - \sigma M$ 变为 $\epsilon_0 - \sigma M + W_i$, 其中 W_i 随机均匀地分布在区间 $[-W/2, W/2]$ 和 W 是无序强度. 图 2 显示自旋霍尔阻 R_s [$R_s \equiv (V_{2\uparrow} - V_{2\downarrow})/I_{14} = -(V_{4\uparrow} - V_{4\downarrow})/I_{14}$] 与能量 ϵ_0 以及无序强度 W 的关系. 结果显示自旋霍尔阻 R_s 也有平台. 特别是,这平台有很强的抗无序能力. 即使无序强度 W 到 $2t$,自旋霍尔阻的平台还能保持. 由于这平台有如此好的稳定性,它的平台值可以作为自旋霍尔阻的标准值. 再者,即使无序增大到非常大或者说趋向无穷大,这时尽管自旋霍尔阻的平台可能被破坏,但是自旋霍尔阻依然保持在一定的有限值. 也就是说,尽管量子自旋霍尔效应可能被很强的无序所破坏,但自旋霍尔效应始终存在.

总之,本文中我们预言了在铁磁石墨烯体系中一种新类型的量子自旋霍尔效应. 这量子自旋霍尔效应与自旋轨道耦合无关. 另外,除了量子自旋霍尔效应之外,该体系也可能有量子霍尔效应,从而纵向电阻和霍尔电阻都呈现平台结构. 特别是,由于体系受 CT 不变所保护,自旋霍尔阻的量子化平台有很强的抗杂质干扰能力.

参考文献

[1] Moore J M. Nature, 2010, 464:104
 [2] Day C. Physics Today, 2008, 61: 19; Nagaosa N. Science, 2007, 318:758
 [3] Kane C L, Mele E J. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 146802
 [4] Kane C L, Mele E J. Phys. Rev. Lett., 2005, 95: 226801
 [5] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C. Science, 2006, 314: 1757
 [6] Fu L, Kane C L, Mele E J. Phys. Rev. Lett., 2007, 98: 106803; Zhang H *et al.* Nat. Phys., 2009, 5: 438
 [7] Konig M *et al.* Science, 2007, 318: 766
 [8] Hsieh D *et al.* Nature, 2008, 452: 970; 2009, 460: 1101
 [9] Beenakker C W. J. Rev. Mod. Phys., 2008, 80:1337; Castro Neto A H *et al.* Rev. Mod. Phys., 2009, 81:109
 [10] Sun Q F, Xie X C. Phys. Rev. Lett., 2010,104: 066805
 [11] Haugen H *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 77:115406
 [12] Son Y W *et al.* Nature, 2006, 444: 347