

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 $R_{14,26} \equiv (V_2 - V_6)/I_{14} = (V_3 - V_5)/I_{14}$.

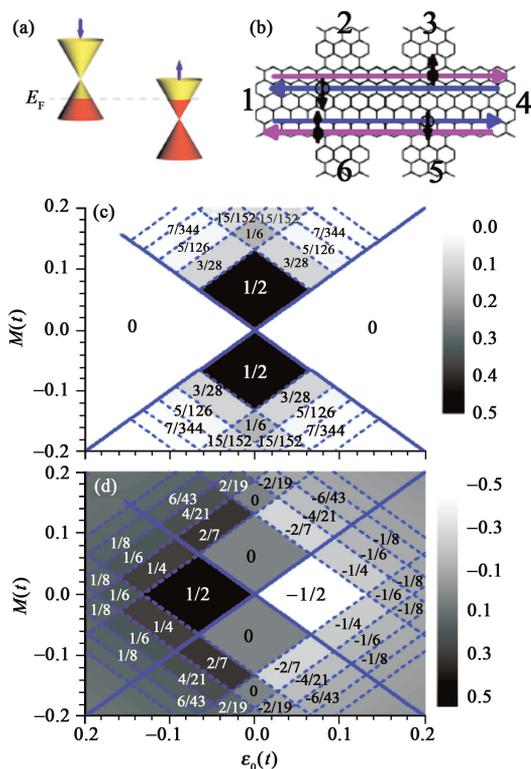


图 1 (a)铁磁石墨烯的能带图;(b)六端铁磁石墨烯装置示意图;(c)和(d)显示电阻 $R_{14,23}$ 和 $R_{14,26}$ 对能量 ϵ_0 和磁交换 M 的关系.每六角格子的磁通是 0.005 和体系宽度 $N=80$

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.

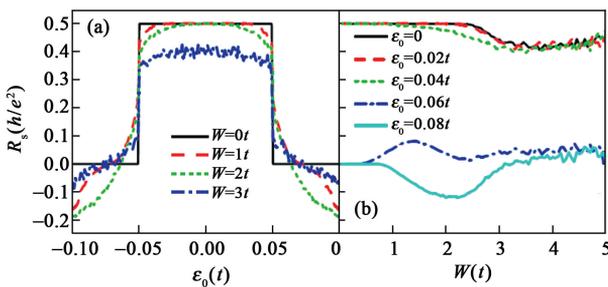


图 2 (a)和(b)分别显示自旋霍尔阻 R_s 与能量 ϵ_0 和无序强度 W 的关系. 体系参数是:每六角上的磁通为 0.007,体系宽度 $N=40$ 和 $M=0.05t$

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

利用激光诱导荧光来探测远程宽带太赫兹波

刘晶乐 张希成[†]

(美国伦斯勒理工学院太赫兹研究中心 纽约州特洛伊 12180)

摘要 远程太赫兹光谱分析在国土安全和环境监测方面的应用有着巨大的潜力,然而由于大气中的水气在太赫兹频率范围内的强吸收,远程宽带太赫兹探测一直以来都是一个挑战.文章介绍了一种通过相干控制非对称电离气体荧光来实现远程宽带探测太赫兹波的全光学技术.由于荧光在大气中的高透过率以及全方位辐射特性,该技术可用于太赫兹波的远程探测,具有最小水气吸收以及不受光信号收集方向限制两个优点.实验上已经获得了距离为10m量级的太赫兹波相干探测.

关键词 太赫兹波, 远程探测, 激光诱导荧光, 相干探测

Remote terahertz wave sensing using laser-induced fluorescence

LIU Jing-Le ZHANG Xi-Cheng[†]

(Center for Terahertz Research, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York USA 12180)

Abstract Remote terahertz (THz) wave spectroscopy holds great potential in the applications in homeland security and environmental monitor. However, broadband THz wave sensing at standoff distance has remained long-existing challenge due to the strong ambient water vapor absorption in THz frequency region. Here we present an “all-optical” technique of broadband terahertz wave remote sensing through coherent manipulation of the fluorescence emission from asymmetrically ionized gases. Owing to the high atmospheric transparency and omni-directional emission pattern of fluorescence, this technique can be used for remote sensing with advantages of minimal water vapor attenuation and unlimited directionality for optical signal collection. Coherent THz wave detection at a distance of 10 meters has been successfully demonstrated.

Keywords THz waves, remote sensing, laser-induced fluorescence, coherent detection

太赫兹波是频率位于微波和红外波之间的一种电磁波,因其在很多领域有巨大的科学和技术应用潜力而逐渐形成21世纪极有前景的研究方向之一.宽带太赫兹波探测技术比如光导天线探测^[1]、电光晶体探测^[2]和空气探测^[3]已经被广泛地应用于生物医学成像、非损伤检测和材料鉴定^[4,5].然而远程宽带太赫兹探测一直被认为是一个不可能实现的任务,这是因为大气中的水气对太赫兹波具有很强的吸收($>100\text{dB/km}$),即太赫兹波在空气中传播的距离相当有限.若想使用常规的太赫兹探测技术来进行远程探测,太赫兹波的长距离传输将无法被避免.为了攻克这个技术难题,我们研究小组进行了长期

的研究与探索.2009年12月,我们发表了一篇关于太赫兹辐射增强气体等离子体荧光(terahertz radiation-enhanced-emission-of-fluorescence (THz-REEF) from gas plasma)的文章^[6].这篇文章从理论和实验上研究了太赫兹波与激光诱导气体等离子体的相互作用背后的物理机理,并提出了用激光诱导荧光来探测太赫兹波的可能性.在这项研究工作中,我们发现单色激光诱导荧光可以用来进行远程非相干太赫兹探测.然而这离解决远程相干探测的目标还差关键的一步,因为太赫兹脉冲的相位信息

2010-05-13 收到

[†] 通讯联系人. Email: zhangxc@rpi.edu

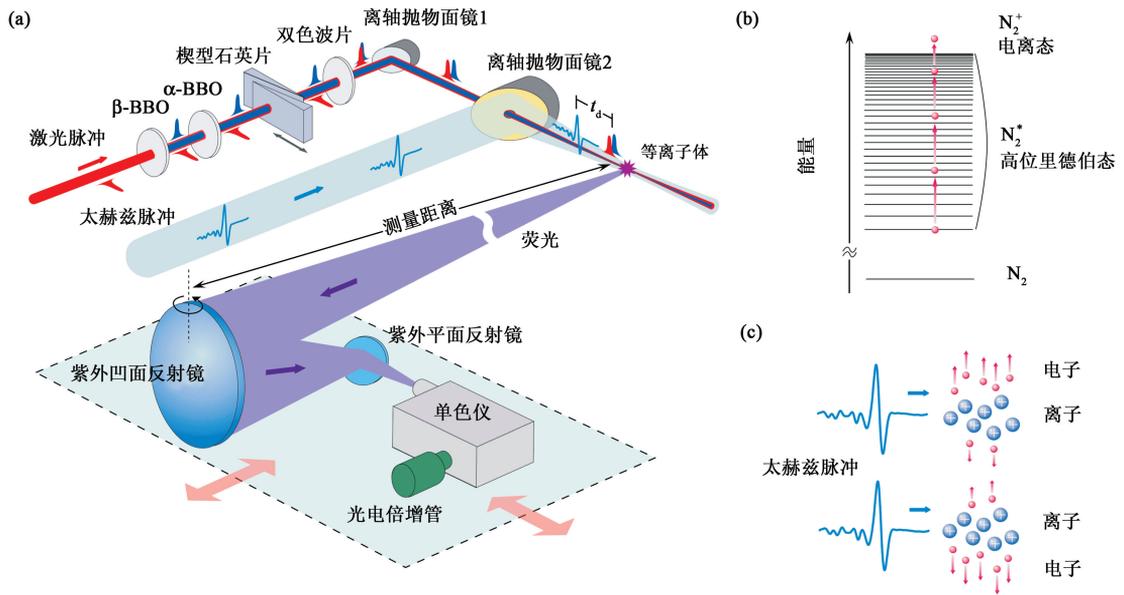


图1 (a) 太赫兹波远程探测的实验设计图; (b) 气体分子的高位里德堡态可以被一系列的电子碰撞而电离; (c) 太赫兹脉冲和由双色激光场产生的非对称光电子速度分布的相互作用^[7]

在探测中丢失而导致无法得到重要的太赫兹频谱信息. 为了达到这一目的, 我们采取一种新颖的全光学方法来巧妙得到太赫兹波的相位信息. 具体的方法是采用双色的激光场来相干地控制电子的非对称运动方向, 从而调制太赫兹增强荧光的幅度. 这样太赫兹场的方向信息就可以被记录在荧光信息之中, 我们从而可以通过差分(differential)的办法得到完整的太赫兹脉冲时域波形和宽带太赫兹光谱. 这种新的技术同时具有最小水气吸收以及不受光信号收集方向限制两个优点. 截至目前为止, 我们可以实现在距离 10m 之外太赫兹脉冲的相干探测. 这个工作将在 2010 年 6 月报道^[7].

图 1(a) 显示的是远程太赫兹探测的实验设计图. 由波长 800 nm 的飞秒激光脉冲 E_{ω} (深色) 和波长 400nm 的另一个飞秒激光脉冲 $E_{2\omega}$ (浅色) 组成的双色激光场被聚焦在空气中. 在焦点处, 极高的光强 ($I_{\omega} + I_{2\omega} = 10^{13} - 10^{14} \text{ W/cm}^2$) 引起的多光子电离(multi-photon ionization) 过程将电离气体分子, 从而在空气中形成等离子体. 空气等离子体含有正电荷, 包括氮气离子和氧气离子, 同时还含有自由电子组成的负电荷. 在等离子体中, 被激发的氮气分子和氮气离子都会发射出紫外荧光. 由光学望远镜、单色仪和光电倍增管组成荧光探测系统, 可以在远距离处探测等离子体荧光光谱.

当太赫兹电场和等离子体相互作用时, 光电子会被太赫兹电场加速从而获得更高的动能. 如图 1 (b) 所示, 这些高能量的电子会通过一系列非弹性

碰撞把氮气分子 N_2 的高位里德堡态 (high-lying Rydberg states) 变成氮气离子 N_2^+ . 这些通过吸收多激光光子而形成的高位里德堡态通常很容易被电离^[8]. 当越来越多的氮气离子形成后, N_2^+ 先和 N_2 结合成 N_4^+ ($N_2^+ + N_2 \Rightarrow N_4^+$), 然后通过 $N_4^+ + e \Rightarrow N_2(C^3 \Pi_u) + N_2$ 形成激发态的氮气分子 $N_2(C^3 \Pi_u)$. 在接下来的几个纳秒之内, 这个激发态会回到基态而同时发射出紫色的荧光. 因此, 太赫兹电场会通过加速电子引起电离, 从而导致荧光增强.

在这之前的工作中, 我们用单色激光场来产生等离子体. 电子的漂移速度是沿着激光场的方向对称分布的. 实验结果和理论计算表明, 增强的荧光 THz-REEF 是和太赫兹电场的平方关系^[6]. 在之后的用双色场激发的研究中, 我们采用一种共线相位补偿的办法来精确地控制双色激光场之间的相对相位 $\varphi_{\omega, 2\omega}$ ^[9]. 在不同的相对相位下, 双色激光合成场的场强和方向也会不同, 而这会导致被双色场电离的光电子的漂移速度分布呈现对称或非对称^[10, 11]. 因此我们可以通过控制电子的行为来获得在不同电子漂移速度分布下的荧光增强, 如图 1(c) 所示. 我们发现增强的荧光与太赫兹电场的关系有着比平方关系更复杂的形式, 而且与电子的初始漂移速度有关.

图 2 (a) 是在不同的相对相位下(电子漂移速度分布下)的荧光增强曲线(插图). 深色的箭头指的是电子运动的方向. 可以看出, 对于同样的太赫兹电场和不同的电子速度, 荧光增强曲线截然不同. 图 2 (b) 更

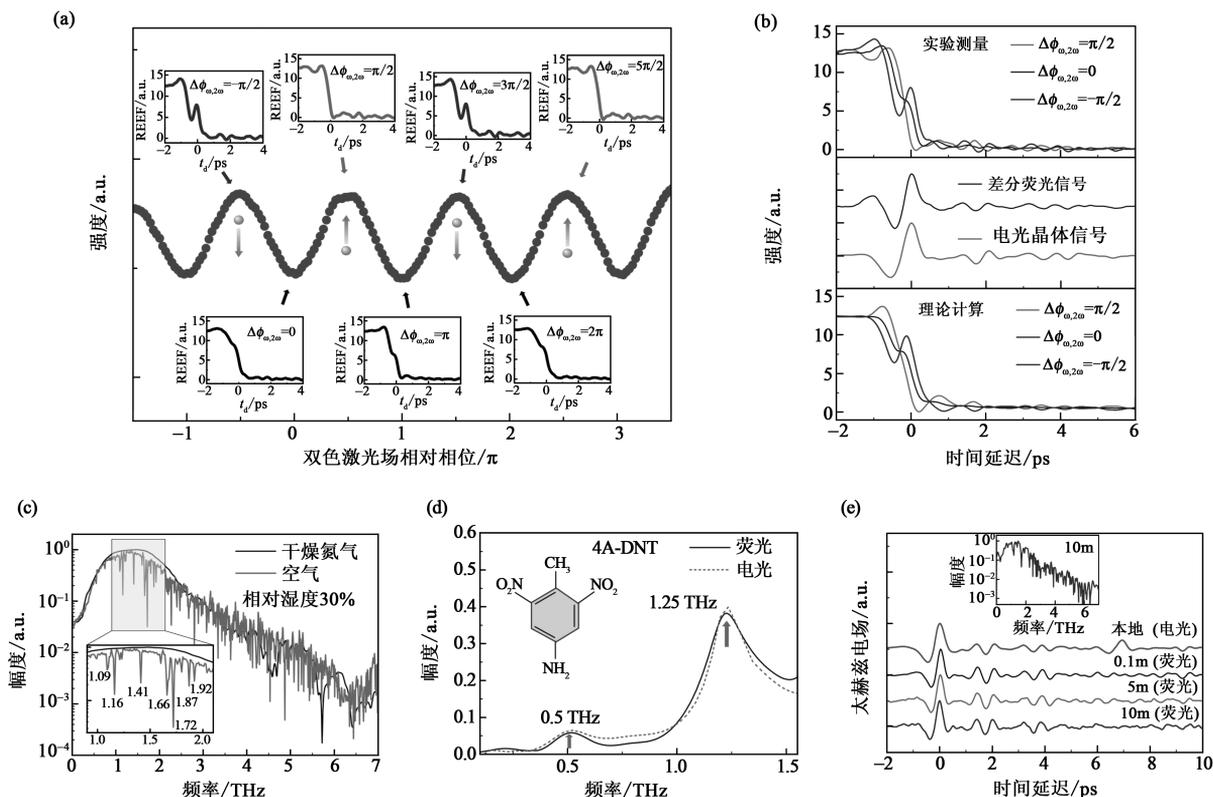


图 2 (a) 在不同双色场光学相对相位下测得得 THz-REEF 曲线;(b)(上) 在相对相位 0 和 $\pm\pi/2$ 下测得的 THz-REEF 曲线, (中) 由荧光信号得到的太赫兹波形和由电光晶体测得的太赫兹波形, (下) 用半经典模型模拟计算的结果;(c) 用双色 THz-REEF 测得的太赫兹频谱;(d) 用双色 THz-REEF 和电光晶体测得的 4A-DNT 的太赫兹吸收谱;(e) 远程宽带太赫兹探测. 插图, 在距离 10 米外测得的太赫兹频谱^[7]

清楚地展示了当电子运动方向非对称向上(深色), 对称和非对称向下时, 太赫兹电场导致的荧光增强. 在这之前提到的最重要的太赫兹脉冲相位信息, 是实现相干探测的关键. 通过研究, 我们发现太赫兹波相位信息可以巧妙地通过对电子向上的 THz-REEF (深色) 和电子向下的 THz-REEF (浅色) 做差分来得到. 也就是说, 通过测量在不同激光场相位 $\phi_{0,2\omega}$ 下的两个荧光增强曲线, 然后对这两条曲线进行相减, 得到的差值就是完整的太赫兹时域波形. 因此, 对电子行为的相干控制使得用荧光进行相干太赫兹探测变为可能; 而且, 作为传输信号的紫外荧光在大气中的衰减系数非常小, 因此太赫兹波的信息可以通过荧光的方式传播到很远的距离, 并且水气对太赫兹波吸收不再成为限制远程太赫兹探测的瓶颈. 同时, 激光导致荧光是全方位分散的, 这对于信号的收集非常有帮助. 太赫兹信号可以在前方 (forward), 侧方 (side-ways), 后方 (backward) 以及任何方向进行收集. 这个特点对在现实中的远距探测是至关重要的, 因为通常探测器只能接受往后的辐射信号, 而通常的太赫兹探测方法只能探测往前方传播的信号.

为了进一步检验用荧光来进行宽带高分辨率太

赫兹频谱分析的可行性, 我们对在干燥氮气和空气里传播的太赫兹脉冲进行了测量, 经过傅里叶变换后获得了相应的光谱. 图 2(c) 显示的水气吸收谱线的位置和用传统方法得到的数据是一致的, 而且很尖的吸收谱线也说明这种探测方法具有很高的频谱分辨率. 图 2(d) 是分别用荧光方法和电光晶体方法作为太赫兹波的探测手段来测量一种常见炸药成分 4-Amino-2,6-Dinitrotoluene (4A-DNT) 的太赫兹吸收谱. 两种方法得出的结果是一致的.

最后也最重要的是, 我们可以利用这个新的技术在远距离对太赫兹脉冲进行相干测量. 在这个实验中, 荧光信号在等离子体的侧面被荧光探测系统收集. 荧光探测系统和激光等离子体之间的距离分别设为 0.1m, 5m 和 10m. 测量的太赫兹波形分别显示在图 2(e) 中. 尽管由于距离增加而导致荧光收集效率降低, 远程探测系统仍可以在 10m 之外清楚地分辨太赫兹光谱. 受到激光器功率以及实验室空间的限制, 在更远距离的探测实验还没有进行. 在未来, 我们打算使用更大功率的飞秒激光器, 同时结合远程太赫兹产生和探测, 来实现长距离太赫兹光谱分析.

远程宽带太赫兹波探测不仅为太赫兹技术在安全

检测、环境控制、宇航学等领域的应用提供了更广阔的舞台,同时也提供了一种研究在强光和物质相互作用中的电子行为,检测等离子体的有力工具^[12]。

参考文献

- [1] Exter M V, Fattinger Ch, Grischkowsky D. Appl. Phys. Lett. , 1989, 55: 337
- [2] Wu Q, Zhang X C. Appl. Phys. Lett. , 1995, 67: 3523
- [3] Dai J, Xie X, Zhang X C. Phys. Rev. Lett. , 2006, 97: 103903
- [4] Ferguson B, Zhang X C. Nature Material, 2002, 1: 26
- [5] Tonouchi M. Nature Photonics, 2007, 1: 97
- [6] Liu J, Zhang X C. Phys. Rev. Lett. , 2009, 103: 235002
- [7] Liu J, Dai J, Chin S L, Zhang X C. Nature Photonics, 2010, In press
- [8] Talebpour A, Liang Y, Chin S L. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. , 2008, 41: 225601
- [9] Dai J, Karpowicz N, Zhang X C. Phys. Rev. Lett. , 2009, 103: 023001
- [10] Kim K Y, Taylor A J, Glowina J H et al. Nature Photonics, 2008, 2: 605
- [11] Karpowicz N, Zhang X C. Phys. Rev. Lett. , 2009, 102: 093001
- [12] Liu J, Zhang X C. Appl. Phys. Lett. , 2010, 96: 041505