

传播方向的空间坐标. 既然 n 正比于响应函数的平方根, 一个负响应则意味着 n 是纯虚数, 于是导致指数衰减 (指数增长是不可能的因为这会违反能量守恒). 这样的现象已经为实验所证实^[3], 从而打破了低频声波传播的质量定律. 所谓质量定律是指声波的衰减只与样品的厚度、频率和密度的乘积成反比, 然而对于局域共振声学材料, 波的衰减却是样品厚度的指数函数(在共振频率附近). 局域共振声学材料从而能够在更薄的样品上使低频声波更加有效的衰减, 甚至都不需要这些共振微结构作周期性的排列.

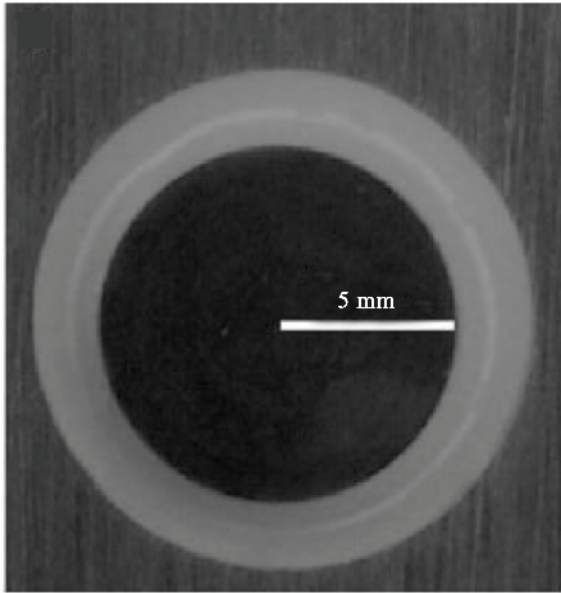


图3 局域共振声学材料中的一个结构单元. 这里核心层是一个铅球, 包裹上一层硅胶. 作为一个振子, 核心层充当振子的质量而包裹层则充当振子的弹簧. 许多这样的共振单元置于一种比核心层要稍微轻一些的基体材料中, 就会在共振频率附近实现负的动态质量密度. 对于如图所示的结构单元, 共振频率大约是400Hz左右

随后, 文献[14]提出了一个解析的模型, 该模型显示, 局域共振声学材料的负响应函数来自于负的动态质量密度. 确实如此, 因为局域共振本质上起源于 $m=1$ 的角动量通道, 最明显的事实是(在低频共振区域)核心颗粒的位移场分布是各向异性的且具有 $m=1$ 的对称性. 在把基体当做刚体处理后, 这个解析的模型得到了整个体系的动态质量密度的表达式, 它是核心层和包裹层的波速、填充率、以及核心层、包裹层和基体的质量密度的函数. 其实, 即使在缺乏严格的数学证明的情况下, 从直觉上来说, 只要带有包裹层的共振颗粒足够重, 并且核心层的密度比基体的密度要高, 那么在负响应的频率区域, 整

个样品的平均质量将会相对于基体中传播的波而言反相地运动, 从而导致负的动态质量密度. 这里核心颗粒与基体反相地运动意味着各个成分之间有相对的运动, 这一现象我们前面在分析 $\rho \neq D_V$ 的原因时已经指出来了. 只不过在这里, 共振所隐含的相对运动会导致负的 ρ . 然而, 我们必须小心谨慎, 不能直接地把前面推导的长波长极限下的公式拿过来用于局域共振声学材料, 原因在于长波长极限意味着 $\lambda \gg$ 特征尺度这一关系式在样品的任何地方都成立, 但是在局域共振声学材料里, 在软的包裹层(比如硅胶)中波长是可以和特征尺度相比拟的. 因此为了证实我们的预测, 精确的数值计算是必不可少的. 这个工作已经在文献[3]中完成了, 其结果与实验符合得非常好.

8 声学超常介质

到此为止我们的讨论已经毫无争议地显示: (1) 动态质量密度和静态质量密度有显著的不同; (2) 局域共振声学材料能够实现负的动态质量密度. 最近, 借助于亥姆霍兹共振器, 伯克利的一个科研小组在 $m=0$ 通道上实现了负的体弹性模量^[15]. 因而通过将负的质量密度和负的弹性模量这两者合而为一来实现声学超常介质是非常可能的.

参 考 文 献

- [1] Berryman J G. J. Acoust. Soc. Am. ,1980 ,68 :1809 ;J. Acoust. Soc. Am. ,1980 68 :1820
- [2] Mei J , Liu Z , Wen W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2006 ,96 :024301
- [3] Liu Z , Zhang X , Mao Y *et al.* Science 2000 289 :1734
- [4] Psarobas I E , Stefanou N , Modinos A. Phys. Rev. B 2000 , 62 :278 ;Psarobas I E , Stefanou N , Modinos A. Phys. Rev. B 2000 62 :5536
- [5] Liu Z , Chan C T , Sheng P *et al.* Phys. Rev. B 2000 62 :2446
- [6] Mei J , Liu Z , Shi J *et al.* Phys. Rev. B 2003 67 :245107
- [7] Sheng P. Introduction to Wave Scattering , Localization and Mesoscopic Phenomena(2nd Edit). Berlin , Springer - Verlag , 2006 , Chap. 4
- [8] Cervera F *et al.* Phys. Rev. Lett. 2002 ,88 023902
- [9] Biot M A. J. Acoust. Soc. Am. ,1956 ,28 :168 ;J. Acoust. Soc. Am. ,1956 28 :179
- [10] Plona T J. Appl. Phys. Lett. ,1980 ,36 :259
- [11] Vesalago V G. Soviet Physics Uspekhi ,1968 ,10 :509
- [12] Smith D R , Padilla W J , Vier D C *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2000 84 :4184 ; Shelby R , Smith D R , Schultz S. Science , 2001 ,292 :77
- [13] Li J , Chan C T. Phys. Rev. E 2004 70 055602
- [14] Liu Z , Chan C T , Sheng P. Phys. Rev. B 2005 71 014103
- [15] Fang N , Xi D , Xu J *et al.* Nature Materials 2006 5 :452

自旋光电流与电流诱导的电子自旋极化 ——半导体自旋电子学的新进展*

杨春雷¹ 王建农¹ 葛惟锟^{1,†} 崔利杰² 曾一平²

(1 香港科技大学物理学系 香港九龙清水湾 香港)

(2 中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 文章通过自旋光电流与 Kerr 效应的实验,介绍在自旋-轨道耦合的体系中,如何通过自旋注入来驱动电子的运动产生电流,又如何反过来通过电子的运动或电流在系统中产生自旋激化.实验结果表明,自旋轨道耦合不但给我们提供了对自旋的操控手段,而且还给我们提供了用非磁性材料且无外加磁场条件下作为自旋源的新途径.

关键词 自旋光电流,电流诱导的自旋极化,自旋轨道耦合

Spin photocurrent and current-induced spin polarization ——New progress in semiconductor spintronics

YANG Chun-Lei¹ WANG Jian-Nong¹ GE Wei-Kun^{1,†} CUI Li-Jie² ZENG Yi-Ping²

(1 Department of Physics, Hong Kong University of Science and Technology, Clear Water Bay, Kowloon, Hong Kong, China)

(2 Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Abstract By using spin photocurrent and Kerr rotation experiments in a spin-orbit coupled system, we demonstrate how the injected spin can drive a current and how a current can conversely induce spin polarization. It proves that the spin-orbit coupling will not only bring us possible ways to manipulate spin, but also provide a new spin source without magnetic material and/or external magnetic field.

Keywords spin photocurrent, current-induced spin polarization, spin-orbit coupling

近十年来,半导体自旋电子学在凝聚态物理学界和半导体科学技术界引起了日益广泛的关注^[1,2],因为它第一次试图把电荷以外的电子另一属性,即自旋,应用到新型半导体器件中去.自旋的引入,为器件运作提供了一个新的自由度,而且这个自旋自由度是严格遵循量子力学规范的,自旋是一个好量子数.由此人们意识到,自旋半导体器件可能在未来的量子计算中发挥独特的作用.另一方面,自旋流可能由两束方向和自旋均相反的电子流构成^[3-5];从自旋流的角度看,两束电子流应相加,形成叠加的自旋流,而从传统意义上的电荷流来看,这两束电子流相互抵消,形成极小甚至为零的电流.如果自旋流本身可以作为独立的信息得到检测,那么采用自旋流的器件无疑是低功耗、甚至无功耗的器

件.自旋器件的可靠性也是显而易见的.所有这些优越性,使半导体自旋电子学器件成为学术界热切追求的目标.

量子力学告诉我们,电子的自旋量子数为 $1/2$, 两个本征态的本征值分别为 $\frac{1}{2}\hbar$ 和 $-\frac{1}{2}\hbar$,一般称为自旋向上或自旋向下.注意这里所谓上下是针对空间中某一具有确定物理意义的取向而言,例如外加磁场的方向.自旋是基本粒子共通的属性,并非电子所专有.特别是经常与电子交换能量的光子,也具有

* 香港研究资助局基金(DAG04/05, SC21, DAG05/06, SC30)资助项目

2006-06-11 收到初稿,2006-10-13 收到修改稿

† 通讯联系人. Email: phweikun@ust.hk

明确定义的自旋. 光子自旋本征态的本征值为 \hbar 和 $-\hbar$, 分别相应于左旋和右旋圆偏振光. 注意光子并无自旋为零的本征态. 线偏振光可以看作两束左旋和右旋的圆偏振光的线性组合, 而自然光则包含着光的各种偏振状态.

在半导体的光跃迁过程中, 光子和电子交换能量, 也交换动量和自旋. 动量和自旋都和能量一样, 遵循自然界伟大而神奇的守恒定律. 在光吸收的过程中, 电子获得光子的能量, 跃迁到高能态, 例如从价带到导带, 或从导带中较低的子能态到较高的子能态. 由于光子的动量几乎为零, 动量守恒则要求跃迁前后的电子态具有相同的动量, 也就是说, 跃迁前后的电子在动量空间的能量-动量色散关系曲线中处于同一动量坐标. 现在我们更感兴趣的是, 跃迁前后的总角动量也是守恒的. 固体物理告诉我们, 半导体中的电子形成能带结构, 包括价带、导带和它们之间的能带间隙. 对于非本征的半导体, 带隙中还存在杂质、缺陷态. 通常情况下, 特别是低温下, 电子占据价带电子态或杂质、缺陷态; 受到热激发或其他激发, 特别是光激发, 电子也可以占据导带的电子态. 价带中空缺的量子态称为空穴, 只有这些空穴和导带中的电子才对半导体的导电有贡献. 导带中电子不具有轨道角动量, 其自旋角动量就是总角动量. 价带则不然, 因为价带中的电子具有本征值为 \hbar 的轨道角动量, 再与其自旋角动量耦合, 形成总角动量为 $\frac{3}{2}\hbar$ 或 $\frac{1}{2}\hbar$ 的量子态. 总角动量为 $\frac{3}{2}\hbar$ 的量子态处于价带顶, 在晶体场下劈裂为重空穴与轻空穴态, 分别对应于总角动量 $\frac{3}{2}\hbar$ 的 $\pm\frac{3}{2}\hbar$ 和 $\pm\frac{1}{2}\hbar$ 分量. 而总角动量为 $\frac{1}{2}\hbar$ 的量子态则对应于价带下方的自旋-轨道分裂态.

半导体的带间光吸收, 是把价带中的电子激发到导带的过程, 因而光吸收产生电子-空穴对. 在这个过程中, 电子总角动量的改变完全源于光子. 例如总角动量为 $+\frac{3}{2}\hbar$ 的电子被激发成总角动量为 $+\frac{1}{2}\hbar$, 总角动量减少了 $+\hbar$, 这正是由于吸收了一个自旋为 $-\hbar$ 的光子所致. 再一点需要注意的是, 角动量(包括自旋)是矢量, 具有明确的方向. 对于光子而言, 其自旋方向是沿着光的传播方向. 所谓左右旋的定义, 也是当迎面对着光的传播方向时, 所看到的光波中电矢量是为左旋或右旋.

如何通过自旋注入半导体系统来驱动电子的运动产生电流, 又如何反过来通过电子的运动或电流在系统中产生自旋激化? 为什么光激发导致的电子自旋会在二维电子气平面内引起一个与自旋方向垂直的电流呢? 这就必须了解自旋-轨道相互作用所导致的 Rashba 效应^[6]. Rashba 效应是相对论量子力学应用于一个具有结构反演非对称性的系统中的结果, 从相对论量子力学的 Dirac 方程可以推导出 Rashba 作用项为

$$H_R = \alpha \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{z}), \quad (1)$$

这里, α 是 Rashba 系数, $\boldsymbol{\sigma}$ 是 Pauli 自旋矩阵, \mathbf{k} 动量矢量, \mathbf{z} 电场单位矢量. 如果考虑到电子的动能, 我们可以得到二维电子气中包括 Rashba 项后的导带能量色散关系为

$$E_{\pm}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m^*} \pm \alpha |\mathbf{k}_{\parallel}|, \quad (2)$$

其中 \mathbf{k}_{\parallel} 是二维平面内的动量矢量, m^* 是电子有效质量. 显而易见, 由于 Rashba 自旋-轨道相互作用, 原来二重简并的导带变成了两个自旋劈裂的子带, 正是由于该自旋劈裂的存在, 它才产生了本文要描述的一些新的现象, 它也给人们提供了用电场产生以及控制自旋和自旋流的全新图像.

产生结构反演非对称性 (structure inversion asymmetry, SIA) 的一种简单方法就是利用二维电子气结构, 可用我们具体的样品结构(图 1(a))予以说明. 我们在半绝缘的(001) InP 衬底上生长了两块 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ 二维电子气样品, 分别是样品 D 和 E, 量子阱的阱宽都是 14 nm. 在量子阱上方的势垒层中进行了 δ 掺杂, 这种非对称的掺杂就造成了结构反演非对称性, 即 SIA(图 1(b)). 为了增强 SIA, 在样品 E 的量子阱中, In 的组分被设计成从 0.53 到 0.75 渐变, 而在样品 D 的量子阱中, In 的组分固定为 0.7. 在 1.6 K 的霍尔测量表明, 样品 D 和 E 的载流子浓度分别是 $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ 和 $1.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. 通过 Shubnikov-de Haas (SdH) 振荡的傅里叶变换^[7], 我们可以计算得到样品 D 和 E 中 Rashba 自旋轨道耦合系数 α 分别是 $3.0 \times 10^{-12} \text{ eV m}$ 和 $6.3 \times 10^{-12} \text{ eV m}$, 样品 E 中较大的 Rashba 系数和我们样品结构设计的预期是一致的.

首先测量该体系的自旋光生电流. 实验的光路、电路如图 1(c) 所示. 激光在 yz 平面内入射, 测量 x 方向的光生电流. 入射激光的偏振状态可以通过 $1/4$ 波片或者电光调制器 (PEM) 来改变.

图 2(a) 和 (b) 给出了样品 D 和 E 中光电流和

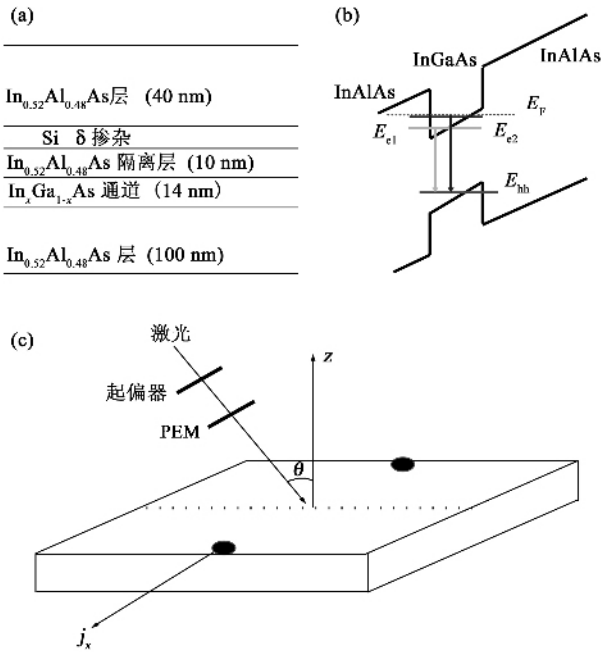


图 1 (a) 二维电子气样品结构示意图 (b) 二维电子气的能带结构示意图, 由于 Stark 效应, 量子阱的能带在生长方向上不再具有反演对称性 (c) 自旋光电流的实验配置示意图

入射光的偏振态的关系, 角度 ϕ 是入射激光的振动面和 $1/4$ 波片的光学主轴的夹角. 实验结果很清楚地表明, 当夹角 ϕ 从 $-\pi/4$ 变化到 $+\pi/4$ 时, 也就是入射光从左旋圆偏振态变为右旋圆偏振态时, 光电流从正的最大值变为负的最大值, 这和理论预计的自旋光电流正比于 $\sin 2\phi$ ^[8,9] 是完全一致的. 这种光电流的方向和光的偏振态的关系来源于光跃迁过程中的角动量守恒: 光子将它的自旋传递给了电子, 而由于电子的自旋-轨道相互作用, 就可能产生和电子自旋方向相关的电流. 利用带间跃迁产生自旋光电流的微观机理可以用图 2(c) 中的图像清楚地表示: 考虑到光吸收中的能量、动量和角动量守恒, 入射的右旋偏振光将把电子从 $j = -3/2$ 的空穴态激发到 $j = -1/2$ 的导带, 这里存在着在动量坐标上非对称的两种可能的跃迁, 而由于获得相同能量的两个激发电子具有不同的动量, 所以在体系中产生了电流, 而且电流的方向和电子的自旋方向垂直. 图 2(d) 给出了自旋光电流和光的入射方向之间的关系. 当入射光为垂直入射时, 电流为零, 这是因为此时产生的电子自旋在 z 方向, 而要产生 x 方向的电流, 必须有 y 方向的自旋. 随着入射角增大, 我们发现自旋光电流也随之增大, 这是由于自旋在 y 方向的投影分量越来越大. 我们也注意到, 自旋光电流的方向也随着入射光的方向改变而改变, 这是因为光

子的自旋在其传播方向上, 改变光的入射方向也就改变了电子自旋的方向, 从而改变了电流的方向. 这个结果更明确地证明我们观察到的光电流是自旋驱动的.

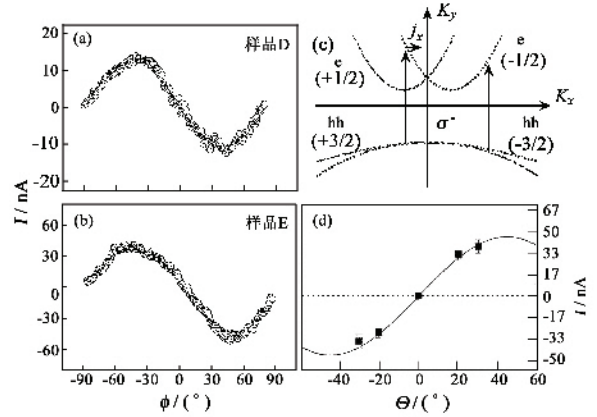


图 2 (a) 样品 D 和 (b) 样品 E 的自旋光电流与 ϕ 之间的关系, 其中 ϕ 是激光的偏振方向和偏振片或 PEM 光学轴之间的夹角 (c) 在考虑 Rashba 系统中零场自旋劈裂后半导体中能带色散曲线示意图, 由于圆偏光激发的跃迁过程中电子动量的不对称, 就产生了不为零的电流 (d) 实验点是在不同激光入射角 θ 下的自旋光电流, 实线是考虑反射率后的拟合曲线, 实验温度是 11K

我们发现自旋光电流的大小和光强成线性关系, 对样品 D, 电流在 200K 以上时较快衰减, 在室温时已经很难观察到. 而对于样品 E, 在室温下仍然可以很清楚地观察到自旋光电流, 我们认为这是由于后者具有更大的 Rashba 系数. 另外, 我们还观察到自旋光电流的方向还会随着激光的波长改变而发生反转^[10], 这主要是源于轻重空穴的不同选择定则 (例如对于总角动量的变化为 $+\hbar$ 的情况, 即 $\Delta j = +1$, 重空穴是 $-3/2 \rightarrow -1/2$ 跃迁, 轻空穴是 $-1/2 \rightarrow +1/2$ 跃迁) 相同的圆偏光将会把电子激发到自旋方向相反的导带自旋劈裂态, 从而有相反的自旋光电流.

以上我们详细描述了自旋的注入可以在二维电子气平面内, 在与其垂直的方向产生电流. 反过来, 人们很自然地想到, 既然自旋和轨道运动在 Rashba 系统中是耦合在一起的, 那么电子的轨道运动(电流)是否可以反过来产生自旋呢? 我们的实验证实这个逆过程是完全可能的. 电流诱导的自旋极化可以用一个简单的图像来定性描述: 在外加电场下, 电子在电场方向的动量空间里的分布就不再具有对称性, 由于 Rashba 系统中自旋的本征态总是和动量矢量垂直, 那么电子动量空间的不对称性分布就必

然导致自旋态的分布不再对称,所以就产生了垂直于电场方向的净剩的自旋. 以上图像只是一个很粗略的描述,它忽略了外加电场对自旋本征态的 z 方向的力矩,实际上最后自旋的本征态不完全是在 xy 平面内了,电场力矩会使自旋产生 z 方向的分量. 正是因为这个 z 方向的自旋的产生,从而诞生了无耗散的自旋流^[3]和自旋霍尔效应^[11]等许多新的物理现象.

我们利用 Kerr 效应研究了二维电子气中电流导致的自旋极化,实验配置如图 3(b)所示. 我们在 x 方向给样品加上一个电场,用 Kerr 旋转效应探测在 y 方向产生的自旋信息,为了排除电流产生的热效应的可能影响,实验上是测量 $+V$ 和 $-V$ 产生的信号差,对应于信号的 2 倍强度.

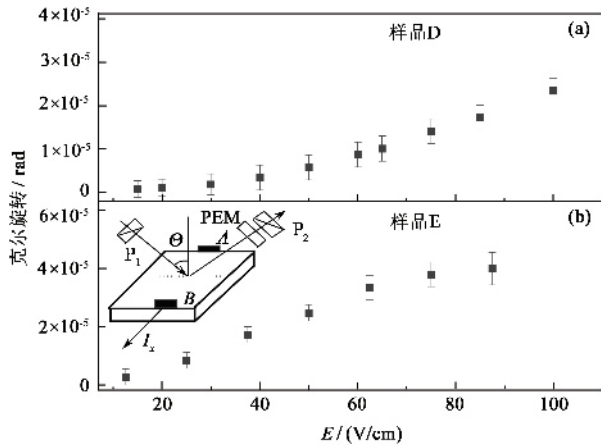


图3 (a)样品D和(b)样品E中Kerr旋转信号与外加电场之间的关系(b)中插图是Kerr旋转实验示意图,实验温度是11K

图3(a)和(b)中分别显示样品D和E在不同电场下的Kerr信号.可以看出,随着外加电压的增加,测量到的Kerr信号也随之变大.这说明电场确实可以在Rashba系统中产生自旋极化,但实验结果并不完全符合于理论预计的自旋极化和电场成线性

关系^[12].特别在高场时,Kerr信号出现饱和的趋势,我们认为这主要是由于自旋弛豫时间随着电场增强而减小所导致的.另外,我们也发现样品E的Kerr信号是样品D的3—4倍,这也和前者较大的Rashba系数是一致的.

总之,在特别设计的Rashba系统中,我们从实验上观察到了自旋光电流和电流导致的自旋极化这两个互逆的过程.值得指出的是,两个样品中自旋光电流和电流导致的自旋极化的相对大小和SdH测量给出的Rashba系数的相对大小符合得很好,这也充分说明它们具有着共同的物理本质,即电子的自旋-轨道耦合.电流导致自旋极化的实验也同时提供了一种利用非磁性材料且无须外加磁场而作为自旋注入源的新的可能性.

参考文献

[1] Datta S, Das B. Appl. Phys. Lett., 1990 56 665
 [2] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A et al. Science, 2001 294 1488
 [3] Murakami S, Nagaosa N Zhang S C. Science 2003 301 1348
 [4] 蒋占峰,李润东,刘伍明.物理 2005 34 274[Jiang Z F, Li R D, Liu W M. Wuli(Physics) 2005 34 274(in Chinese)]
 [5] Jiang Z F, Li R D, Zhang S C et al. Phys. Rev. B 2005 72 : 045201
 [6] Bychkov Y A, Rashba E I. J. Phys. C, 1984 17 6039
 [7] Engels G, Lange J, Schapers Th et al. Phys. Rev. B, 1997, 55 1958 ; J. Appl. Phys. 1998 83 4324
 [8] Ganichev S D, Ivchenko E L, Danilov S N et al. Phys. Rev. Lett. 2001 86 4358
 [9] Ganichev S D, Prettl W. J. Phys. Condens. Matter 2003 15 : R935
 [10] Yang C L, He H T, Ding L et al. Phys. Rev. Lett. 2006 96 : 186605
 [11] Sinova J, Culcer D, Niu Q et al. Phys. Rev. Lett. 2004 92 : 126603
 [12] Inoue J I, Bauer G E W, Molenkamp L W. Phys. Rev. B, 2003 67 033104



· 物理新闻和动态 ·

空间湍流的首次直接测量

在地球上,可以通过对一个容器中的液体的密度或速度等的测绘,很容易对湍流进行研究.在空间中,我们预期在太阳风、星际空间和黑洞周围的吸激盘中会发生湍流.在时空中测量流体那么容易.现在由4个监测等离子体的卫星组成的集群(cluster)提供了首次对空间中湍流的权威性的研究结果.

这里所讨论的流体是由太阳流向地球的粒子风,所涉及的位置是地球弓激波上游的区域,在那里,太阳风受到地球磁气圈的扰动并经过磁气圈.在激波上游的等离子体波受到复杂的磁场的作用,看上去很像地球上的流体湍流(论文发表在 Phys. Rev. Lett. 2006 97 : 191101).

(树华 编译自 Physics news update Number 802 #2, November 22, 2006)