

磁性纳米电机单电子晶体管的自旋输运特性*

王瑞强^{1,2,†} 王伯根¹ 邢定钰¹

(1 南京大学物理系 南京微结构国家实验室 南京 210093)

(2 华南师范大学物理与电信工程学院 广东省高等学校量子信息技术重点实验室 广州 510006)

摘要 文章作者在研究磁性隧道结的自旋输运中引入量子点的机械振动自由度,将单电子隧穿和振动自由度耦合所导致的 shuttle 输运理论应用到自旋电子学中. 研究表明, shuttle 输运对自旋极化输运有很大的影响,其独特的输运性质可以用来设计自旋电子器件. 文章在理论上提出具有巨磁效应的自旋阀、高性能的半导体自旋注入器以及电流的整流器.

关键词 可动量子点, 自旋阀, 自旋注入, 整流效应, 纳米电机系统

Spin-polarized electron transport through a nanoelectromechanical single-electron-transistor

WANG Rui-Qiang^{1,2,†} WANG Bai-Gen¹ XING Ding-Yu¹

(1 Nanjing National Laboratory of Microstructures and Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

(2 Laboratory of Quantum Information Technology, ICMP and SPTE, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

Abstract The concept of “shuttle transport” is introduced into the field of spintronics, and spin-dependent electron transport in magnetic tunnel junctions is studied by considering the coupling of the electronic and mechanical degrees of freedom. It is shown that shuttle transport plays an important role in spin-polarized transport, and can be applied to design spintronic elements. We suggest designs for a spin valve with giant magnetoresistance, a high performance spin injector for semiconductors, and a current diode.

Keywords movable quantum dot, spin valve, spin injection, rectification, nanoelectromechanical system

纳米技术的发展使得量子点的制造达到了纳米尺度,这个尺寸可以和电子波长相比较,量子效应非常明显.而且,纳米结构中的能级是分立的,耦合电容非常小,电荷能很大,大的电荷使量子点的同一个轨道不可能同时被两个电子占据,这就是量子输运过程中所谓的库仑阻塞效应,它是单电子晶体管(SET)的实现机理^[1].SET通常是一个三端子设备,一个量子点(或小岛)通过势垒耦合到源极和漏极,形成一种双隧道结.另外还有一个通过电容耦合到量子点上的门电极,可以用来调节量子点上的能级以及电子占据数.由于势垒较高,电子在不同区域(量子点、源极和漏极)之间的输运只能通过量子隧穿,在其过程中量子点起着重要的作用.最近,微电子学的一个重要发展就是开发电子自旋自由度,从而诞生了一门新型的学科“自旋电子学”^[2].其中一个重要的研究对象就是以铁磁金属(FM)作电极的

量子点三明治隧道结.通过外磁场改变两个磁性电极的磁化方向,使得它们呈平行(P)或反平行(AP)位形.由于两种磁位形情况下的电阻不同,电阻可以在高阻态“1”和低阻态“0”之间转变,这就是隧穿磁电阻效应^[3].

SET中的纳米量子点位置通常是固定不动的,但如果量子点是可动的,如图1所示,在外加驱动电场和抛物受限势的作用下,可动的量子点(小球)将会在两个电极之间来回振荡,这就是纳米电机单电子晶体管(NEM-SET)^[4].这种NEM-SET不同于通常意义上量子点是静止的SET,电子通过系统的输运性质将直接受这个振动自由度的影响,主要表现

* 江苏省博士后科研资助计划 批准号 D802008C)资助项目
2009-04-29 收到

† 通讯联系人. Email: rqwanggz@163.com

在三个方面 (1) 隧穿矩阵元强烈地依赖于量子点的空间位移 (2) 量子点的能级受到外加电场势的调节 (3) 系统是开放的, 振动自由度会受到环境的阻尼. 如果单电子隧穿和振动自由度之间的耦合较弱 (线性耦合), 其运输特性表现为一般的振动帮助的隧穿, 即: 有子带边的出现; 如果耦合较强 (非线性耦合), 将导致一种新的运输方式——shuttle 运输^[5].

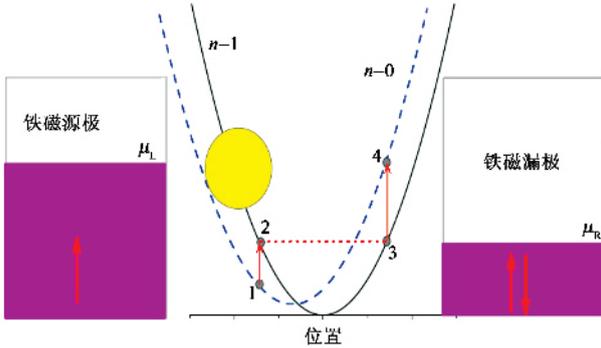


图 1 磁性结中 shuttle 运输的形成过程. 大偏压下, 可动量子点 (小球) 在电子占据态受限抛物线 (实线 $n=1$) 和空态受限抛物线 (虚线 $n=0$) 之间跳跃

Shuttle 机制的形成过程如图 1 所示. 当所加的偏压使得左边的化学势 μ_L 高于右边的化学势 μ_R 时, 量子点在左电极充电而在右电极放电. 量子点为空态时, 假定在谐振子受限势 ($n=0$ 虚抛物线) 上左右来回振荡; 当量子点上占据电子时, 由于受到一个额外的电场势作用, 受限势将变为 $n=1$ 实线. 当空量子点运动到左端被充电 (即从左电极登上一个电子), 所对应的能量将从点 1 增到 2, 之后量子点和跳入的电子一起在 $n=1$ 势上作振荡. 在量子点运动到点 3 时, 电子有一定的几率被释放进入右电极, 同时伴随着能量由点 3 增到 4, 回到 $n=0$ 势. 空量子点沿 $n=0$ 的抛物线再返回左端时, 其能量比初始状态增加了很多, 此时量子点能振动到更大的位置坐标处. 整个过程中量子点所增加的能量是来源于外电场. 重复以上过程, 量子点的振幅可以越来越大, 进而考虑到量子点的振动阻尼或环境耗散, 外电场和阻尼的竞争会使量子点的振幅达到一个稳定值. 该振幅在线性区正比于外电场, 当外电场或隧道结偏压足够大时, 会形成上面描述的 shuttle 运输. 它的最大特点就是其运输电流不是由量子点和电极之间的隧穿率决定, 而是由量子点的振荡频率 f 决定, 一般远大于隧穿过程产生的电流. 理论研究表明, 存在一个偏压阈值, 偏压小于这个阈值时, 运输

过程属于隧穿运输, 而大于阈值时为 shuttle 运输^[6,7].

在最近的几个工作中^[8-10], 我们将 shuttle 运输引入到磁性自旋阀结构中, 如图 1 所示, 两个铁磁电极之间通过一个 shuttle 量子点耦合. 在这样一个动力学系统中, 量子点在传递电子电荷自由度的同时也传递了电子自旋自由度. 由于磁性电极中不同自旋子带是自旋极化的, 注入到量子点上的电子也是自旋相关的, 这势必会影响到量子点的振动情况. 适当控制磁性电极的极化强度或极化的相对方向, 通过改变量子点的振动, 从而达到控制自旋运输性质. 整个运输系统涉及电子的电荷、自旋自由度以及量子点的振动自由度和环境耗散. 采用量子 Master 方程和相位空间 Wigner 函数^[6,7], 在半经典近似下处理, 我们得到一些新结果. 在图 2(a) 中, 我们画出了当两电极都是铁磁金属时的电流-电场强度 (正比于偏压) 关系曲线. 比较磁化方向平行的电流 (I_p) 和反平行的电流 (I_{AP}), 我们发现一个有趣的现象: 平行排列时的偏压阈值要比反平行时低, 在两个阈值之间可以得到一个大的自旋阀效应. 对于自旋极化强度等于 0.4 的磁性材料, 能产生超过 2000% 的磁电阻效应. 其原因是, 在反平行磁化位型时, 量子点只能在平衡点附近作零点振荡, 占主导地位的是隧穿运输, 电流较小; 而平行位型时量子点作较大振幅的 shuttle 振荡, 电流很大. 自旋阀工作的偏压范围是由磁性电极的极化强度决定. 图 2(b) 和 (c) 表示了量子点上自旋积累随振动相位的变化情况, 对于平行位型, 其平均值为零, 而反平行位型时为一个有限值. 这是因为反平行排列时, 一个自旋多子带上的电子从源极跳进量子点, 当它跳出量子点进入到漏极时, 对应的是自旋少子带, 这就出现了自旋波矢的失配, 产生自旋积累; 而在磁化位形平行排列时无此现象发生. 我们得到的自旋阀物理图象是: 电子由一端跳进振动量子点并且在另一端跳出时电场做正功, 单位时间内通过量子点的电子数越多, 电场做功越多; 对于磁化方向反平行排列情况, 由于存在着自旋积累, 电子隧穿通过的几率较小或振荡很多次才通过一次, 这样电场做的功就少, 因此, 要克服相同的阻尼, 反平行位型的偏压阈值要高于平行位型的偏压阈值.

以上考虑的量子点和两电极之间的耦合是对称的, 当耦合不对称时, 我们还发现阈值和电压方向有关. 如图 3 所示, 对于对称的情况 (即不对称因子 $\xi=0$), 曲线关于正负偏压严格对称; 但对于 $\xi \neq 0$, 正

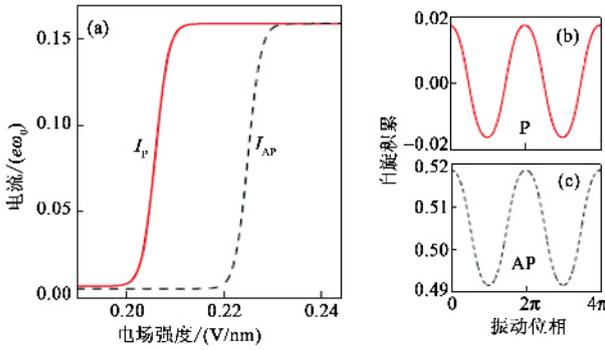


图2 (a)磁性电极的磁化方向平行时的电流(I_P)和反平行时的电流(I_{AP})随电场强度的变化关系 (b)和(c)分别表示平行(P)磁化位型和反平行(AP)磁化位型情况下,量子点中自旋积累随量子点振动位相的变化

偏压的阈值要低于负偏压的阈值,导致一个整流效应,即 $I(V) \neq I(-V)$. 在两个阈值之差的区域,一种偏压方向是 shuttle 运输,而另一种偏压方向却是隧穿运输,两种机制的电流相差很大. 我们发现,其整流效应主要来源于电场作用下量子点振动平衡位置的偏移和库仑阻塞效应,进而导致不同偏压方向时量子点上电子占据数的对称性破缺.

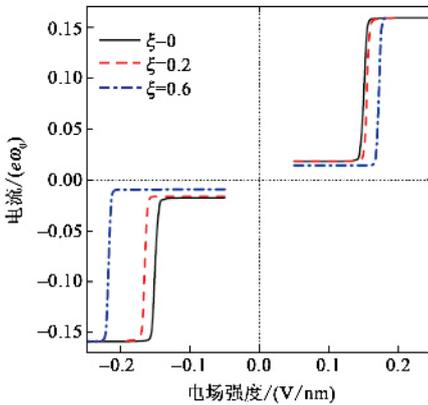


图3 在不同的不对称因子 ξ 情况下,电流随正负电场强度的变化关系

如果两边电极是自旋极化并且不对称地耦合到量子点,我们发现以上的自旋阀效应和整流效应会同时出现. 为了便于讨论,我们在图4中,把正(PB)、负(NB)偏压以及P和AP情况的电流曲线画在一起,其中NB所对应的电流和电压为负值. 图中标记了三个区域,在II区只有自旋阀效应而且与偏压方向无关;在I和III区同时存在以上两个效应,这就意味着我们可以实现电控自旋阀效应或磁控整流效应. 我们以I区为例,对于正偏压情况,对比P+PB和AP+PB,可以得到一个大的磁电阻效

应,但是当变为负偏压时,对比P+NB和AP+NB,磁电阻降为很小. 另一方面,对于P位型,对比P+PB和P+NB,可知有一个明显的整流效应,但是此时如果改为AP位型,对比AP+PB和AP+NB,发现整流效应几乎消失.

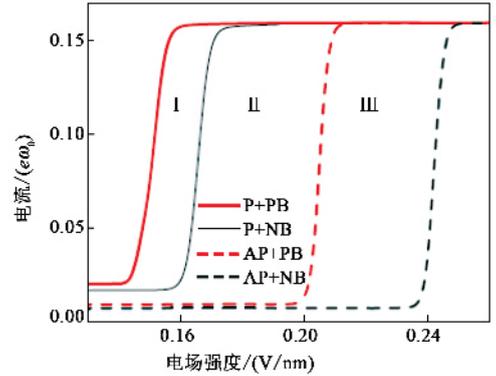


图4 在不对称耦合 $\xi=0.2$ 情况下,改变偏压方向及磁化位型时电流随电场强度的变化关系

前面我们讨论的两个电极都是自旋极化的. 当源极是一个铁磁金属而漏极是一个非磁的半导体材料时,这就涉及到自旋注入的问题,自旋注入是实现半导体自旋电子器件必须首先解决的课题. 作为一种实用的自旋注入器,至少要满足三个条件(1)高的自旋注入效率(2)大的注入电流信号(3)能在室温下进行. 如果铁磁金属通过欧姆接触将自旋极化电流直接注入半导体中,由于电导失配,注入效率相当低^[11]. 一种解决的方案是在它们之间引入一层肖特基势垒或隧穿势垒,随着势垒的增高,其注入效率能相应地增加^[12]. 但同时出现了另外一个问题,随着势垒的增高,注入电流会变得越来越小,致使通常采用的电致发光技术难以准确地探测出注入电流的自旋极化强度,因而产生了大电流信号和高自旋注入效率之间的矛盾. 针对这种情况,我们在一个磁性 shuttle 系统中考虑自旋注入的问题. 因为 shuttle 运输具有大电流特点,现在的关键是考察 shuttle 电流是否能被高度自旋极化以及其高温特性. 图5表示了自旋相关的电流 I_s 随电场强度的变化情况. 我们发现偏压大于阈值后,shuttle 电流不仅具有大电流的特点,还具有高的电流极化强度,其大小等于源极磁性金属的自旋极化强度. 原因在于 shuttle 运输的独特运输性质:shuttle 电流仅与量子点的振动频率有关,而与自旋依赖的隧穿率无关,shuttle 电流的极化完全取决于在源极装载二种自旋电子的比率. 因此,我们可以将磁性金属/shuttle 量子点结作为一

个自旋注入设备,从而解决了通常自旋注入器存在的高注入效率和小注入电流信号的困惑.图5还显示,即使在室温($T=300\text{K}$)下,自旋注入性能仍然保持良好.

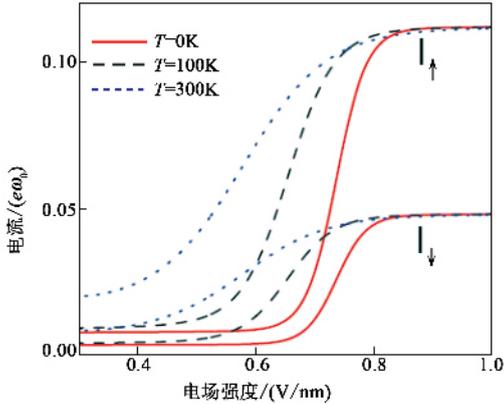


图5 注入半导体中的自旋极化电流随电场强度的变化关系

综上所述,我们可以利用单电子输运和量子点振动自由度之间的耦合关联来改变电子的自旋输运特性,适当选择不同的磁性电极及不同的耦合情况,可以实现具有巨磁效应的自旋阀,高性能的自旋注入器以及电流整流效应.希望本工作能为自旋电子

器件的设计提供一定的理论思路.

参考文献

- [1] Fulton T A , Dolan G J. Phys. Rev. Lett. , 1987 , 59 :109
- [2] Zutic I Z , Fabian J , Sarma S D. Rev. Mod. Phys. , 2004 , 76 : 323
- [3] Baibich M N , Broto J M , Fert A *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1988 , 61 :2472 ; Binasch G , Grunberg P , Saurenbach F *et al.* Phys. Rev. B , 1989 , 39 :4828
- [4] Blencowe M. Phys. Rep. , 2004 , 395 :159
- [5] Gorelik L Y , Isacsson A , Voinova M V *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1998 , 80 :4526
- [6] Fedorets D , Gorelik L Y , Shekhter R I. Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92 :166801
- [7] Donarini A , Novotny R , Jauho A P. New J. Phys. , 2005 , 7 :237
- [8] Wang R Q , Wang B G , Xing D Y. Phys. Rev. Lett. , 2008 , 100 :117206
- [9] Wang R Q , Wang B G , Xing D Y. Phys. Rev. B , 2008 , 78 : 075434
- [10] Wang R Q , Sheng L , Wang B G *et al.* Phys. Rev. B , 2009 , 79 :193301
- [11] Schmidt G , Ferrand D , Molenkamp L W *et al.* Phys. Rev. B , 2000 , 62 :4790(R)
- [12] Heersche H B , Schapers T , Nitta J *et al.* Phys. Rev. B , 2001 , 64 :161307(R)



北京欧普特科技有限公司

光学元件库—欧普特科技

欢迎访问:

www.goldway.com.cn

北京欧普特科技有限公司严格参照国际通常规格及技术指标,备有完整系列的精密光学零部件(备有产品样本供参考)供国内各大专院校、科研机构、试验室随时选用,我公司同时可为您的应用提供技术咨询.我公司可以提供美国及欧洲产的优质红外光学材料,如硒化锌,硫化锌,多光谱硫化锌等.



- 光学透镜:平凸、双凸、平凹、双凹、消色差胶合透镜等.
- 光学棱镜:各种规格直角棱镜,及其他常用棱镜.
- 光学反射镜:各种尺寸规格的镀铝、镀银、镀金,及介质反射镜.直径5mm—200mm.
- 光学窗口:各种尺寸规格,材料的光学平面窗口,平晶.直径5mm—200mm.
- 紫外石英光纤:进口紫外石英光纤,SMA接口光纤探头,紫外石英聚焦探头.
- 国产滤光片:规格为直径5mm—200mm.(紫外,可见,红外)及窄带干涉滤片.
- 进口光学滤光片:长波通滤光片/短波通滤光片,波长:400—1000nm,窄带干涉滤光片



地址:北京市海淀区知春路49号希格玛大厦B座#306室 电话:010-88096218/88096217 传真:010-88096216

网址:www.goldway.com.cn E-mail:kevinchen@goldway.com.cn shinan@goldway.com.cn zengan@goldway.com.cn

联系人:陈锦先生,施楠小姐,曾安小姐,郑海龙先生