准一维磁性隧道结中的散粒噪声

吕厚祥¹, 谢征微^{2*}

1. 毕节医学高等专科学校医学技术系, 毕节 551700;

2. 四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610101

*联系人, E-mail: zzwxie@aliyun.com

收稿日期: 2017-12-10; 接受日期: 2018-01-16; 网络出版日期: 2018-03-22

四川省教育厅自然科学基金重点项目(批准号: 13ZA0149)和毕节市科学技术局毕节医学高等专科学校科学技术联合基金项目(编号: 毕科联合字X[2016]16)资助

摘要 基于自由电子近似, 研究了铁磁金属/绝缘体/铁磁金属(FM/I/FM)隧道结中的散粒噪声. 计算结果表明: 不同自旋取向的电子Fano因子随绝缘体厚度的增大而增大; 当绝缘体厚度较小时, 上、下自旋电子的Fano因子随入射电子能量的增大缓慢减小, 当绝缘体厚度较大且电子能量处于低能区时不同自旋方向的电子Fano因子相同, 但在高能区上、下自旋电子Fano因子急剧减小且出现共振特性. 此外, 上、下自旋电子的Fano因子随两端铁磁体中分子场和磁矩夹角的变化表现出明显的分离特性. 上、下自旋电子的Fano因子和隧穿电导随绝缘体厚度和入射电子能量的变化位相始终相反.

关键词 磁性隧道结, 散粒噪声, 隧穿电导, 磁矩

PACS: 73.43.Jn, 72.25.Dc, 73.50.Td

随着科学技术的不断进步, 要求固体电子器件的尺寸越来越小, 介观电子器件的应用研究就成为人们重点关注的课题. 隧道结是介观系统的重要研究对象之一, 其中磁性隧道结, 如三明治型的FM/I/FM结、FM/FI/FM全铁磁结(FI表示铁磁绝缘体)、FM/S/FM半导体结(S表示半导体)等隧道结中与自旋相关的隧穿电导、隧穿概率、隧穿磁电阻、隧穿时间等的研究工作已被大量报道^[1-13]. 噪声在介观电子器件中普遍存在, 其形式主要有温度引起的热噪声或系统中强扰动所引起的噪声以及载流子的随机涨落产生的散粒噪声^[14]. 噪声不仅反映器件的性能而且是揭示介观系统

中电子的量子数和电荷相干性的一种重要测量工具^[14,15]. 在不考虑强扰动和温度的情况下, 介观电子器件中的噪声主要来源于散粒噪声的贡献. 由于散粒噪声是研究纳米尺度下电子输运特性的一个有效工具, 自旋电子在隧道结中输运时的散粒噪声引起了人们大量的关注.

早在20多年前, Lesovik^[16], Büttiker^[17], Beenakker和Büttiker^[18]就对介观导体中的散粒噪声做了开创性的理论研究. 至今科研工作者们对自旋电子在隧道结中输运时散粒噪声的研究结果已进行了大量报道. Zareyan和Belzig^[19]提出了三端自旋阀结构研究自旋电

引用格式: 吕厚祥, 谢征微. 准一维磁性隧道结中的散粒噪声. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2018, 48: 057501

Lü H X, Xie Z W. The shot noise in quasi one-dimensional magnetic tunnel junctions (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2018, 48: 057501, doi: 10.1360/SSPMA2017-00350

流涨落的相关性, 结果表明散粒噪声强烈地依赖于电子的自旋极化和自旋翻转散射强度. Wu和Guo^[20]对稀磁半导体/半导体隧道结中的散粒噪声进行研究, 得出散粒噪声可作为灵敏探头用于探测材料类型和尺寸的结论. 此外, Cascales等人^[21]研究了Fe/MgO/Fe/MgO/Fe双势垒磁性隧道结, 揭示了散粒噪声能够被隧道结的相对磁结构和势垒的不对称性所决定, 并且成功地用理论解释了实验观测. 文献[22–27]的研究结果表明隧道结中的自旋极化率, Rashba自旋轨道耦合效应, 量子尺寸效应, 外加电场、磁场以及隧道结中存在的势垒和隧道结的结构都对散粒噪声产生极大的影响.

本文在前人研究的基础上, 研究了自旋电子在铁磁/绝缘体/铁磁隧道结输运过程中的散粒噪声. 主要讨论了隧道结中绝缘体厚度、势垒高度、入射电子能量、两端铁磁体中分子场的大小和磁矩夹角对Fano因子的影响. 由于散粒噪声是一个非常重要的概念, 因此希望本文的研究对隧道结中电子输运特性的理解和自旋电子器件的应用研究具有一定的参考价值.

1 理论模型

图1为铁磁/绝缘体/铁磁(FM/I/FM)磁性隧道结模型图.

图中FM表示铁磁金属层, I表示绝缘层, 电子从左边的FM层($x > d$)入射, 隧穿通过中间I层($0 < x < d$)进入到右边的FM层($x > 0$). 假定横向宽度(垂直于纸面方向)远小于纵向长度(x 方向), 这样就可以将该隧道结视为准一维结构, 则该系统的哈密顿量为

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \nabla^2 + \frac{1}{2} h(x) \cdot \sigma_z + U_1 + \delta E_c, \quad (1)$$

其中, $\hbar$ 为普朗克常数, m 为电子的有效质量, 在铁磁体和绝缘体中 $m = m_f^* = m_i^* = m_e$. σ_z 表示泡利自旋算符,

图1 FM/I/FM磁性隧道结模型图

Figure 1 The structure diagram of FM/I/FM magnetic tunnel junction.

U_1 表示绝缘体中的势垒高度, δE_c 是铁磁与绝缘体之间导带不匹配所导致的能量差, 而 $h(x)$ 表示隧道结中的分子场, 其值为

$$h(x) = \begin{cases} h_F, & x < 0, x > d, \\ 0, & 0 < x < d. \end{cases} \quad (2)$$

根据系统的哈密顿量可以得到隧道结各层中的电子波函数:

$$\begin{aligned} \Psi_{FM\uparrow\downarrow} &= e^{ik_{\uparrow\downarrow}^{FM}x} + r_{\uparrow\downarrow} e^{-ik_{\uparrow\downarrow}^{FM}x}, & x < 0, \\ \Psi_{I\uparrow\downarrow} &= a_{\uparrow\downarrow} e^{k_{\uparrow\downarrow}^I x} + b_{\uparrow\downarrow} e^{-k_{\uparrow\downarrow}^I x}, & 0 < x < d, \\ \Psi_{FM\uparrow\downarrow} &= t_{\uparrow\downarrow} e^{ik_{\uparrow\downarrow}^{FM}x}, & x > d, \end{aligned} \quad (3)$$

其中,

$$\begin{aligned} k_{\uparrow\downarrow}^{FM} &= \sqrt{\frac{8\pi^2 m_f^* (E \pm h_F)}{\hbar^2}}, \\ k_{\uparrow\downarrow}^I &= \sqrt{\frac{8\pi^2 m_i^* (E - U_1 - \delta E_c)}{\hbar^2}}. \end{aligned} \quad (4)$$

在各分界面上的波函数和流密度连续条件为^[28]

$$\Psi_{FM\uparrow\downarrow}|_{x=0} = \Psi_{I\uparrow\downarrow}|_{x=0}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \Psi_{FM\uparrow\downarrow}|_{x=0} = \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{I\uparrow\downarrow}|_{x=0}, \quad (6)$$

$$\begin{pmatrix} \Psi_{I\uparrow}|_{x=d} \\ \Psi_{I\downarrow}|_{x=d} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_{FM\uparrow}|_{x=d} \\ \Psi_{FM\downarrow}|_{x=d} \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{I\uparrow}|_{x=d} \\ \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{I\downarrow}|_{x=d} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{FM\uparrow}|_{x=d} \\ \frac{\partial}{\partial x} \Psi_{FM\downarrow}|_{x=d} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

由式(5)–(8)可以解出 $t_{\uparrow\downarrow}$, 这样就可以得到电子的隧穿系数 $T_{\uparrow\downarrow} = t_{\uparrow\downarrow}^* t_{\uparrow\downarrow}$. 在零温极限下可以得到隧穿电导和散粒噪声分别为^[10,15]

$$G_{\uparrow\downarrow} = \frac{2e^2 T_{\uparrow\downarrow}}{\hbar}, \quad (9)$$

$$S_{\uparrow\downarrow} = \frac{2e^3 V T_{\uparrow\downarrow} (1 - T_{\uparrow\downarrow})}{\hbar}, \quad (10)$$

其中, e 为电子的电量, V 为施加在隧道结两端的电压. 利用Fano因子 F 为零频散粒噪声与Poisson噪声比值的定义, 且只考虑一维单通道运输的情况, 则可以得

到^[15]:

$$F_{\uparrow\downarrow} = 1 - T_{\uparrow\downarrow}. \quad (11)$$

2 计算结果与讨论

在FM/I/FM隧道结散粒噪声的计算过程中, 取^[10]: $m_e=9.1\times 10^{-31}$ kg, $h_F=1.73$ eV, $U_I=7.8$ eV, $\delta E_c=2.4$ eV, $k_{\uparrow}^{FM}=0.44\times 10^8$ cm⁻¹, $k_{\downarrow}^{FM}=1.05\times 10^8$ cm⁻¹.

2.1 Fano因子和隧穿电导随绝缘体厚度的变化

图2为FM/I/FM准一维磁性隧道结中Fano因子和隧穿电导随绝缘体厚度的变化关系. 其中(a1), (b1)和(a2), (b2)分别表示两端铁磁体中磁矩取向平行($\theta=0$)和反平行($\theta=\pi$)时的情况. 从图中可以看出: 当磁矩取向平行时, 随绝缘体厚度的增加自旋电子的Fano因子随之增大而隧穿电导则减小, 同时上自旋电子的变化速度始终快于下自旋电子; 当磁矩取向反平行时, 上、下自旋电子Fano因子或隧穿电导的变化趋势一致; 此外, 自旋电子在隧穿绝缘体的过程中, 其Fano因子和隧穿电导的位相始终相反.

图3的计算过程中取不同的分子场和势垒高度. 从图中可见, 自旋电子的Fano因子随绝缘体厚度的增加而增大, 这与前面的结果是一致的. 同时, 从图3(a1)–(a3)中还可看出: 当两端铁磁体中分子场逐渐变大时, 上自旋电子的Fano因子增大的速度先变快后减慢, 而下自旋电子的Fano因子增大的速度几乎不变; 特别地当分子场增大到一定值时, 绝缘体存在一临界厚度, 一旦超过该临界厚度值则下自旋电子对隧道结中散粒噪声的贡献将高于上自旋电子. 此外, 图3(b1)–(b3)的结果表明, 绝缘体势垒高度在2 eV附近同样出现一个临界值. 当绝缘体势垒高度低于该临界值时, 下自旋电子对隧道结中散粒噪声的贡献始终高于上自旋电子, 但超过该临界值时则结果恰相反.

2.2 Fano因子和隧穿电导随入射电子能量的变化

图4表示当两端铁磁体中磁矩取向平行($\theta=0$)和反平行($\theta=\pi$)时, Fano因子和隧穿电导随入射电子能量变化的情况. 从图中可以看出: 当磁矩取向平行时, 随入射电子能量的增加自旋电子的Fano因子逐渐减小且在低能区上自旋电子的Fano因子大于下自旋电子, 而在

图2 (网络版彩图)当两端铁磁体中磁矩取向平行((a1), (b1))和反平行((a2), (b2))时, Fano因子和隧穿电导随绝缘体厚度的变化关系

Figure 2 (Color online) When the directions of the magnetic moments in the two FM layers are at parallel ((a1), (b1)) or antiparallel ((a2), (b2)) configurations, the variations of Fano factors and tunneling conductance with the thickness of insulating layer.

图 3 (网络版彩图) 当分子场和势垒高度分别取不同值时, Fano 因子随绝缘体厚度的变化关系. (a1) $h_{\text{FM}}=1$ eV; (a2) $h_{\text{FM}}=3$ eV; (a3) $h_{\text{FM}}=5$ eV; (b1) $U_I=1$ eV; (b2) $U_I=2$ eV; (b3) $U_I=3$ eV

Figure 3 (Color online) When the molecular field and the barrier height take different values, the variations of Fano factors with the thickness of the insulating layer. (a1) $h_{\text{FM}}=1$ eV; (a2) $h_{\text{FM}}=3$ eV; (a3) $h_{\text{FM}}=5$ eV; (b1) $U_I=1$ eV; (b2) $U_I=2$ eV; (b3) $U_I=3$ eV.

图 4 (网络版彩图) 当两端铁磁体中磁矩取向平行((a1), (b1))和反平行((a2), (b2))时, Fano 因子和隧穿电导随入射电子能量的变化关系

Figure 4 (Color online) When the directions of the magnetic moment in the two FM layers are at parallel ((a1), (b1)) or antiparallel ((a2), (b2)) configuration, the variations of Fano factors and tunneling conductance with the incident electronic energy.

高能区则相反; 当磁矩取向反平行时, 上、下自旋电子的Fano因子随入射电子能量的增加同样逐渐减小但其值始终相等. 这说明不同自旋方向的电子对隧道结中散粒噪声的贡献与磁矩夹角和入射电子能量有关. 此外, 隧穿电导随入射电子能量的增加而增加, 但其位相同样与Fano因子相反, 这个结果与前面的结果是一致的.

图5为在不同绝缘体厚度下, 自旋电子的Fano因子随入射电子能量的变化关系. 图中的结果表明: 随绝缘体厚度的增加, 在低能区上、下自旋电子的Fano因子逐渐趋于相同; 而在高能区下自旋电子的Fano因子大于上自旋电子, 特别地当绝缘体厚度增加到一定值时, 上、下自旋电子Fano因子出现共振隧穿, 下自旋电子的峰值始终高于上自旋电子但两者的共振峰都在逐渐减小.

2.3 Fano因子随两端铁磁体中分子场的变化

为了进一步揭示两端铁磁体中分子场对自旋电子Fano因子的影响, 计算了Fano因子随分子场的变化, 计算过程中绝缘体厚度取为100 nm, 绝缘体势垒高度取为7.8 eV, 计算结果如图6所示.

图6表示两端铁磁体中磁矩取向平行、垂直和反平行的情况. 从图中可见: 当磁矩取向平行时, 随分子场的增大, 下自旋电子的Fano因子线性缓慢减小, 上自

图5 (网络版彩图) 当绝缘体厚度 $L_i=100$ nm (a), 200 nm (b), 500 nm (c) 时, Fano因子随入射电子能量的变化

Figure 5 (Color online) When the insulating layer thickness values are taken as $L_i=100$ nm (a), 200 nm (b), 500 nm (c), the variation of Fano factors with the incident electronic energy.

图6 (网络版彩图) 当两端铁磁体中磁矩夹角不同时, Fano因子随分子场的变化. (a) $\theta=0$; (b) $\theta=\pi/2$; (c) $\theta=\pi$

Figure 6 (Color online) When the magnetic moment angle values in two ferromagnetic layers are taken as different values, the variations of Fano factors with the molecular fields. (a) $\theta=0$; (b) $\theta=\pi/2$; (c) $\theta=\pi$.

旋电子的Fano因子在某一分子场值处出现一个拐点, 而在分子场增大到某一临界值时, 上自旋电子的Fano因子小于下自旋电子; 当磁矩取向垂直时, 上、下自旋电子的Fano因子随分子场的增大有相同的变化趋势且同样存在一拐点和一临界分子场值; 当磁矩取向反平行时, 上、下自旋电子的Fano因子始终相同, 在小分子场区域(拐点左侧)自旋电子的Fano因子随分子场的增大而增大, 但在大分子场区域(拐点右侧)随分子场的增大Fano因子达到最大值且不再发生变化.

2.4 Fano因子随两端铁磁体中磁矩夹角的变化

图7的计算中绝缘体的厚度取为100 nm. 不同 U_i 和 h_{FM} , 自旋电子的Fano因子随两端铁磁体中磁矩夹角的变化关系. 从图中可以看出: 上、下自旋电子的Fano因子随磁矩夹角的变化关于 $\theta=\pi$ 对称; 当绝缘体中势垒高度增大到一定值时, 上自旋电子的Fano因子将超过下自旋电子, 在势垒高度 $U_i=3$ eV附近, 随磁矩夹角的变化上自旋电子的Fano因子位相出现翻转; 当两端铁磁体中分子场增大到一定值时, 上自旋电子的Fano因子位相同样出现翻转; 此外, 当 $h_{FM}=5$ eV时, 下自旋电子的Fano因子将超过上自旋电子. 这些结果说明, 随两端铁磁体中磁矩夹角的变化, 除 $\theta=\pi$ 外不同自旋方向的电子Fano因子不相等表现出明显的分离特性, 这个结果与前面的结果一致.

图 7 (网络版彩图)当分子场和势垒高度分别取不同值时, Fano因子随两端铁磁体中磁矩夹角的变化. (a1) $U_I=1$ eV; (a2) $U_I=2$ eV; (a3) $U_I=3$ eV; (b1) $h_{FM}=1$ eV; (b2) $h_{FM}=3$ eV; (b3) $h_{FM}=5$ eV

Figure 7 (Color online) When the molecular field and the barrier height take different values, the variations of Fano factors with the magnetic moment angle in two ferromagnetic layers. (a1) $U_I=1$ eV; (a2) $U_I=2$ eV; (a3) $U_I=3$ eV; (b1) $h_{FM}=1$ eV; (b2) $h_{FM}=3$ eV; (b3) $h_{FM}=5$ eV.

3 结论

基于自由电子近似, 研究自旋电子隧穿FM/I/FM隧道结的散粒噪声. 结果表明, 随绝缘体厚度的增加, 自旋电子的Fano因子随之增大但随入射电子能量的增加, 上、下自旋电子的Fano因子都减小. 当绝缘体厚度较小时, 不同自旋方向的电子Fano因子随入射电子能量的增加缓慢减小且存在一临界能量值使得上、下自旋电子的Fano因子相同; 当绝缘体厚度较大

时, 在低能区上、下自旋电子的Fano因子相同而在高能区则会急剧减小且出现共振特性. 而隧穿电导随绝缘体厚度和入射电子能量的增加位相始终与Fano因子相反. 此外, 随两端铁磁体中分子场和磁矩夹角的变化, 上、下自旋电子的Fano因子也出现明显的区别: 当磁矩夹角为 π 时, 上、下自旋电子的Fano因子始终相同; 当磁矩夹角取其他角度时, 随分子场和磁矩夹角的变化, 不同自旋方向的电子Fano因子表现出明显的分离特性.

参考文献

- 1 Yokoyama T. Controllable spin transport in ferromagnetic graphene junctions. *Phys Rev B*, 2008, 77: 073413, arXiv: 0801.1552
- 2 Guo Y, Shang C E, Chen X Y. Spin-dependent delay time and the Hartman effect in tunneling through diluted-magnetic-semiconductor/semiconductor heterostructures. *Phys Rev B*, 2005, 72: 045356
- 3 Li W, Guo Y. Dresselhaus spin-orbit coupling effect on dwell time of electrons tunneling through double-barrier structures. *Phys Rev B*, 2006, 73: 205311
- 4 Wu H C, Guo Y, Chen X Y, et al. Rashba spin-orbit effect on traversal time in ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunction. *J Appl Phys*, 2003, 93: 5316–5320

- 5 Guo Y, Wang B, Gu B L, et al. Asymmetry and separation of spin tunneling time in ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe multilayers. *Eur Phys J B*, 2001, 23: 509–513
- 6 Zhang Y T, Li Y C. Rashba spin-orbit effect on spin-tunneling time in a ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunction with a tunnel barrier. *J Appl Phys*, 2006, 99: 013907
- 7 Zeng S L, Xie Z W. The tunneling time in FM/I/SF/NM spin filter tunnel junctions (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2016, 46: 117501 [曾绍龙, 谢征微. 单自旋过滤隧道结中隧穿时间的研究. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2016, 46: 117501]
- 8 Zeng Y T, Xie Z W, Li Y C. Spin-tunneling time in ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic three-terminal heterojunction in the presence of rashba spin-orbit coupling. *Commun Theor Phys*, 2006, 46: 945–951
- 9 Winful H G. Group delay, stored energy, and the tunneling of evanescent electromagnetic waves. *Phys Rev E*, 2003, 68: 016615
- 10 Jin L, Zhu L, Li L, et al. Electronic transport properties of the multilayer structure double spin-filter tunnel junction (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2009, 58: 8577–8583 [金莲, 朱林, 李玲, 等. 多层结构双自旋过滤隧道结中的电子输运特性. *物理学报*, 2009, 58: 8577–8583]
- 11 Winful H G, Ngom M, Litchinitser N M. Relation between quantum tunneling times for relativistic particles. *Phys Rev A*, 2004, 70: 052112
- 12 Zhao J Q, Qiao S Z, Zhang N Y, et al. Spin-polarized electrons tunneling through magnetic junctions (in Chinese). *Chin J Comput Phys*, 2008, 25: 235–240 [赵俊卿, 乔士柱, 张宁玉, 等. 磁性隧道结自旋极化电子的隧穿特性. *计算物理*, 2008, 25: 235–240]
- 13 Li Y, Li B Z, Zhang W S, et al. Tunneling conductance and magnetoresistance of ferromagnet/ferromagnetic insulator (semiconductor)/ferromagnet junctions. *Phys Rev B*, 1998, 57: 1079–1084
- 14 Szczepański T, Dugaev V K, Barnaś J, et al. Shot noise in magnetic double-barrier tunnel junctions. *Phys Rev B*, 2013, 87: 155406
- 15 An X T, Li Y X, Liu J J. Noise in mesoscopic physics (in Chinese). *Acta Phys Sin*, 2007, 56: 4105–4112 [安兴涛, 李玉现, 刘建军. 介观物理系统中的噪声. *物理学报*, 2007, 56: 4105–4112]
- 16 Lesovik G B. Excess quantum noise in 2D ballistic point contacts. *J Exp Theor Phys Lett*, 1989, 49: 592–594
- 17 Büttiker M. Scattering theory of thermal and excess noise in open conductors. *Phys Rev Lett*, 1990, 65: 2901–2904
- 18 Beenakker C W J, Büttiker M. Suppression of shot noise in metallic diffusive conductors. *Phys Rev B*, 1992, 46: 1889–1892
- 19 Zareyan M, Belzig W. Shot noise of spin current in ferromagnet-normal-metal systems. *Europhys Lett*, 2005, 70: 817–823
- 20 Wu S, Guo Y. Spin-dependent shot noise in diluted magnetic semiconductor/semiconductor heterostructures with a nonmagnetic barrier. *Physica E*, 2014, 59: 158–162
- 21 Cascales J P, Herranz D, Aliev F G, et al. Controlling shot noise in double-barrier magnetic tunnel junctions. *Phys Rev Lett*, 2012, 109: 066601, arXiv: [1209.4459](https://arxiv.org/abs/1209.4459)
- 22 Zhang Y T, Guo Y, Li Y C. Rashba spin-orbit effect on shot noise in ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunctions. *Phys Stat Sol B*, 2005, 242: 2960–2966
- 23 Lin L Z, Zhu R, Deng W J. Shot noise in aharonov—Casher rings. *Chin Phys Lett*, 2010, 27: 067306
- 24 An X T, Liu J J. Tunnel barrier and noncollinear magnetization effects on shot noise in ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunctions. *Phys Lett A*, 2008, 372: 1313–1318
- 25 An X T, Liu J J. Shot noise of spin-dependent currents in ferromagnetic/semiconductor/ferromagnetic heterojunctions. *J Appl Phys*, 2007, 102: 123706
- 26 Liu D, Kong X J. Spin-dependent shot noise in fractal semiconductor multilayers with two ferromagnetic contacts. *J Appl Phys*, 2009, 105: 043703
- 27 Zhu R, Guo Y. Current shot noise characteristics in resonant tunneling step-barrier structures. *J Appl Phys*, 2007, 102: 083706
- 28 Slonczewski J C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by a tunneling barrier. *Phys Rev B*, 1989, 39: 6995–7002

The shot noise in quasi one-dimensional magnetic tunnel junctions

LÜ HouXiang¹ & XIE ZhengWei^{2*}

¹ *Department of Medical Technology, Bijie Medical College, Bijie 551700, China;*

² *College of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610101, China*

Based on the free electron approximation, the shot noise of spin-polarized electron tunneling ferromagnetic metal /insulator/ferromagnetic metal (FM/I/FM) tunnel junctions is investigated. The calculated results show that the Fano factors for electrons with different spin orientations increase with the insulator thickness. When the thickness of insulator is small, the Fano factors for up and down spin electrons decrease slowly with the increase of incident electron energy. For large insulator thickness, the electrons Fano factors for different spin directions are the same when the incident electron energy is located in the low energy region, but decrease sharply and appear resonance when the incident electron energy is located in the high energy region. In addition, with the changes of the angle of magnetic moment in two ferromagnetic layers, the electrons Fano factors for different spin directions show obvious separation characteristics. When the magnetic moments in two ferromagnetic layers are antiparallel, the Fano factors tend to same. At the same time, with the increase of the thickness of the insulator and the incident electron energy, the phase variations of between the tunneling conductances and the Fano factors are always opposite.

magnetic tunnel junction, shot noise, tunnel conductance, magnetic moment

PACS: 73.43.Jn, 72.25.Dc, 73.50.Td

doi: [10.1360/SSPMA2017-00350](https://doi.org/10.1360/SSPMA2017-00350)