

# 有机器件电流自旋极化放大性质研究\*

窦兆涛 任俊峰<sup>†</sup> 王玉梅 原晓波 胡贵超

(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2011年7月10日收到; 2011年11月3日收到修改稿)

基于自旋扩散漂移方程, 考虑到电场的影响及有机半导体中特殊的载流子电荷自旋关系, 对一个简单的 T 型结构有机自旋器件模型进行了理论研究, 得出了此有机器件的电流自旋极化放大率表达式. 研究表明, 器件中极化子比率、电场和电流密度都会影响器件的电流自旋极化放大率, 通过调节此有机器件的电场和极化子比率可以获得较大的电流自旋极化放大率.

**关键词:** 有机自旋电子学, 自旋注入, 电流自旋极化放大

**PACS:** 85.75.-d, 72.25.-b

## 1 引言

1988年, 法国 Fert 等<sup>[1]</sup> 和德国 Grünberg 等<sup>[2]</sup> 分别独立地发现纳米多层膜中具有巨磁电阻效应. 巨磁电阻的发现是物理学和微电子技术上一个新的发展和突破, 并导致了自旋电子学这一学科的形成和发展<sup>[1-3]</sup>. 与自旋电子学中获得广泛应用的传统的无机半导体相比, 有机半导体的合成要容易得多, 且具有丰富的电学、磁学和光学特性, 不仅在有机发光器件、显示器等方面有重要应用, 并且其独特的物理特性决定了它在自旋电子学领域将有更广阔的应用前景<sup>[4-6]</sup>. 有机半导体最重要的物理特性主要有以下两点: 一是具有弱的自旋-轨道相互作用, 因此有更长的自旋弛豫时间和较大的自旋扩散长度, 有利于自旋注入; 二是具有强的电子-晶格相互作用, 其载流子为一些带电自陷态, 如带自旋的极化子、不带自旋的双极化子等<sup>[7-9]</sup>. 这些特征使得有机自旋器件呈现出与无机器件不同的新性质. 有机器件的自旋注入与输运已成为自旋电子学理论与实验研究的一个热点, 并形成了自旋电子学的一个分支——有机自旋电子学<sup>[10]</sup>.

实验方面, 2002年, Dediu 等<sup>[11]</sup> 首次报道了室温下  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ /六噻吩/ $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$

(LSMO/T<sub>6</sub>/LSMO) 三明治结构中的自旋极化注入和输运, 实验发现了负磁电阻, 表明有机体内存在自旋极化注入, 两电极之间的输运电流是自旋极化的, 并且发现有机半导体内的自旋扩散长度是 200 nm. 2004年, Xiong 等<sup>[12]</sup> 在 LSMO/Alq<sub>3</sub>/Co 三明治结构的有机自旋阀中观察到了自旋注入和输运, 并在实验中测得低温下磁电阻可高达 40%. 2006年, Majumdar 等<sup>[13]</sup> 采用 LSMO 作为自旋极化电极, 研究了  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$ /聚 3- 己基噻吩/Co (LSMO/RRP3HT/Co) 结构的有机自旋阀中的自旋极化注入现象, 认为有机半导体的特殊性导致了 LSMO 和 RRP3HT 自旋相关隧穿界面的产生. 2009年, Drew 等<sup>[14]</sup> 直接测得了有机自旋阀中的电子自旋扩散长度, 并发现自旋扩散长度的温度依赖性与有机自旋器件磁电阻效应密切相关. 2011年, Li 等<sup>[15]</sup> 首次在高温条件下发现 Si 元素中存在自旋极化, 向自旋器件的设计与生产迈出了重要的一步.

理论方面, 文献 [16, 17] 从一维紧束缚哈密顿量出发, 研究了庞磁电阻材料/有机半导体系统的基态性质及自旋注入的动力学过程, 特别指出了极化子和双极化子在有机自旋电子学研究中的重要作用. 文献 [18—20] 从扩散理论出发, 对有机半导体

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10904083, 10904084)、山东省优秀中青年科学家科研奖励基金 (批准号: BS2009CL008) 和山东省高等学校科技奖励计划 (批准号: J09LA03) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: renjf@sdu.edu.cn

中的电流自旋极化注入和输运进行了研究,其中载流子为携带 1/2 自旋的电子或空穴. Yunus 等<sup>[21]</sup>研究了铁磁/有机/铁磁器件中自旋极化的电荷和空穴的注入与输运过程,讨论了它们在有机半导体内的复合.

有机半导体中的载流子为极化子和双极化子,极化子具有 1/2 自旋,双极化子因束缚 2 个电子或空穴,其自旋为零,无法输运自旋信号.有关有机半导体中特殊载流子对自旋注入扩散的理论研究已广泛展开<sup>[22,23]</sup>.由多种方法可以提高有机半导体内电流自旋极化率,但是前人所研究的都是基于铁磁/有机半导体结构或者铁磁/有机半导体/铁磁三明治结构,对于提高自旋注入效率需要一定的条件(如铁磁材料的磁化率、铁磁材料的电导率、有机半导体材料的电导率等),这些条件对有机自旋器件的可能应用起到了一定的阻碍作用.本文基于无机半导体器件的自旋放大模型<sup>[24]</sup>,考虑到有机半导体中特殊的载流子电荷自旋关系,建立了一个简单的 T 型有机自旋器件模型,重点讨论了影响此器件模型电流自旋极化放大率的因素.

## 2 模型与公式

T 型有机自旋器件模型如图 1 所示,由一个载流子注入端 (OSC0) 和两个输出端 (OSC1, OSC2) 组成.注入端、输出端都是有机半导体,载流子在其中以自旋向上、自旋向下的极化子和不带自旋的双极化子形式传输.注入的载流子为自旋极化的电子,由半无限长的铁磁层 (FM) 注入到模型中的注入端.我们不考虑器件中界面效应的影响,只依靠电场的改变来提高有机半导体中的自旋注入效率,放大电流自旋极化率.

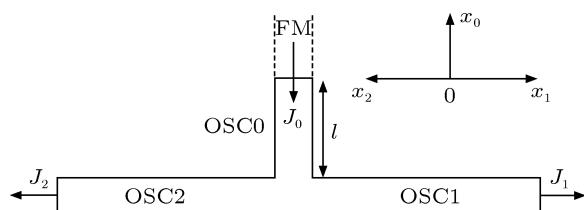


图 1 T 型有机自旋器件模型

电场方向在 OSC0 中与  $x_0$  轴方向相同,

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{x}_0 \quad (E_0 > 0);$$

在 OSC1, OSC2 中,电场方向分别与  $x_1, x_2$  轴反向平行,

$$\mathbf{E}_{1(2)} = -E_{1(2)} \mathbf{x}_{1(2)} \quad (E_{1(2)} > 0).$$

电子流  $J_0$  注入 OSC0 后,在分支界面 ( $x_0 = x_1 = x_2 = 0$ ) 处分为  $J_1, J_2$  两部分,分别传输进入 OSC1, OSC2, 则

$$J_0 = J_1 + J_2.$$

设定  $\beta_1 = J_1/J_0, \beta_2 = J_2/J_0$ , 那么  $\beta_1 + \beta_2 = 1$ . 假设有机半导体中极化子以相应的比率  $\gamma$  存在,所贡献的自旋相关的电流分别表示为  $j_\uparrow, j_\downarrow$  和  $j_{bp}$ . 在 OSC $i$  ( $i = 0, 1, 2$ ) 中,总电流即为

$$\begin{aligned} J_i &= j_{i\uparrow} + j_{i\downarrow} + j_{ibp} \\ &= j_{is} + j_{ibp}, \end{aligned}$$

其中  $j_{is} = j_{i\uparrow} + j_{i\downarrow}$  表示极化子贡献的电流,所占总电流的比率为  $\gamma_i = j_{is}/J_i$ . 有机半导体中的电流自旋极化率定义为

$$\begin{aligned} \alpha_i(x_i) &= (j_{i\uparrow} - j_{i\downarrow}) / (j_{i\uparrow} + j_{i\downarrow} + j_{ibp}) \\ &= \Delta j_i / J_i. \end{aligned}$$

根据 Yu 等<sup>[25]</sup>给出的半导体中载流子输运的自旋漂移扩散理论,自旋相关电流满足

$$j_{\uparrow(\downarrow)} = \sigma_{\uparrow(\downarrow)} E + eD \nabla n_{\uparrow(\downarrow)}, \quad (1)$$

其中  $\sigma_{\uparrow(\downarrow)}$  为有机半导体中自旋向上(向下)的极化子电导率,  $E$  为电场强度,  $-e$  为电子电量,  $D$  为极化子的扩散常数,  $n_{\uparrow(\downarrow)}$  是与平衡状态自旋向上(向下)载流子浓度  $n_s/2$  的偏差. 有机半导体中,

$$\sigma_{\uparrow(\downarrow)} = \sigma_s/2 + evn_{\uparrow(\downarrow)}.$$

这里  $\sigma_s = \sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow$  为平衡状态下极化子的电导率,  $\sigma = \sigma_s + \sigma_b$  为有机半导体中总的电导率,并且满足比例关系  $\gamma_i = \sigma_{si}/\sigma_i = j_{is}/J_i$ ;  $v$  是极化子的迁移率,不随  $E$  和  $n_{\uparrow(\downarrow)}$  而改变,在非简并半导体中与  $D$  有关,满足爱因斯坦关系<sup>[24]</sup>,即

$$D/v = k_B T/e,$$

其中  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为温度.

在非简并半导体中,偏离平衡状态的极化子浓度  $n_{\uparrow(\downarrow)}$  关系及漂移扩散方程为<sup>[25]</sup>

$$\begin{aligned} n_\uparrow + n_\downarrow &= 0, \\ \nabla^2 (n_\uparrow - n_\downarrow) + \frac{eE}{k_B T} \nabla (n_\uparrow - n_\downarrow) \\ - \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{L_s^2} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $L_s$  为本征自旋扩散长度. 自旋相关的电势  $\mu_{\uparrow(\downarrow)}$  与极化子浓度  $n_{\uparrow(\downarrow)}$  的关系为

$$\mu_{\uparrow(\downarrow)} = k_B T \ln \left( 1 + \frac{2n_{\uparrow(\downarrow)}}{n_s} \right) + eEx + C, \quad (3)$$

其中  $C$  为常数. 在电中性情况下,

$$j_s = \sigma_s E,$$

$$\Delta j = eD \nabla (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) + evE (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}). \quad (4)$$

在弱电场情况下,

$$|E| \ll E_c \equiv \frac{D}{vL_s} = \frac{k_B T}{eL_s},$$

(2), (4) 式可以改写为

$$\begin{aligned} \nabla^2 (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}) &\approx \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{L_s^2}, \\ \Delta j &= eD \nabla (n_{\uparrow} - n_{\downarrow}), \end{aligned} \quad (5)$$

由 (2) 式还可得出各分支中极化子浓度  $n_{\uparrow(\downarrow)}$  为

$$\begin{aligned} n_{0\uparrow(\downarrow)}(x_0) &= +(-) [A_0 \exp(x_0/L_{d0}) \\ &\quad + B_0 \exp(-x_0/L_{u0})], \\ n_{1\uparrow(\downarrow)}(x_1) &= +(-) [A_1 \exp(x_1/L_{u1}) \\ &\quad + B_1 \exp(-x_1/L_{d1})], \\ n_{2\uparrow(\downarrow)}(x_2) &= +(-) [A_2 \exp(x_2/L_{u2}) \\ &\quad + B_2 \exp(-x_2/L_{d2})], \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $A_i, B_i$  为常数. 由 (3) 式可得到电势  $\mu_{\uparrow(\downarrow)}$  的表达式

$$\begin{aligned} \mu_{0\uparrow(\downarrow)} &= k_B T \ln \left( 1 + \frac{2n_{0\uparrow(\downarrow)}}{n_s} \right) \\ &\quad + eE_0 x_0 + C_0, \\ \mu_{1\uparrow(\downarrow)} &= k_B T \ln \left( 1 + \frac{2n_{1\uparrow(\downarrow)}}{n_s} \right) \\ &\quad - eE_1 x_1 + C_1, \\ \mu_{2\uparrow(\downarrow)} &= k_B T \ln \left( 1 + \frac{2n_{2\uparrow(\downarrow)}}{n_s} \right) \\ &\quad - eE_2 x_2 + C_2. \end{aligned} \quad (7)$$

有机半导体的自旋扩散长度  $L_{d(u)}$  与电场相关, 描述了电场存在的条件下自旋极化衰减的空间不对称性.  $L_d$  表示载流子运动方向与电场方向反向平行时的自旋扩散长度;  $L_u$  表示载流子运动方向与电场方向同向平行时的自旋扩散长度<sup>[25-27]</sup>.

$$\begin{aligned} L_u &= L_s / \Gamma_u, \\ L_d &= L_s / \Gamma_d, \\ L_u L_d &= L_s^2, \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \Gamma_{di} &= -\frac{1}{2} \frac{E_i}{E_c} + \sqrt{\left( \frac{1}{2} \frac{E_i}{E_c} \right)^2 + 1}, \\ \Gamma_{ui} &= \frac{1}{2} \frac{E_i}{E_c} + \sqrt{\left( \frac{1}{2} \frac{E_i}{E_c} \right)^2 + 1}. \end{aligned} \quad (8)$$

设定三个分支的有机半导体的本征自旋扩散长度相等, 即  $L_{s0} = L_{s1} = L_{s2} = L_s$ , 由 (8) 式可以看出, 当  $E_i > 0$  时,  $L_{di} > L_s > L_{ui}$ .

为了简单起见, 我们认为三个分支的横向宽度非常小, 远小于载流子的自旋扩散长度, 并且接触面处性质相同, 则可将器件看作是一维的, 三个分支中的电场满足  $E_0 = E_1 + E_2$ . 假设接触面处不考虑界面电阻, 那么自旋相关的电势满足

$$\begin{aligned} \mu_{0\uparrow(\downarrow)}(x_0 = 0) &= \mu_{1\uparrow(\downarrow)}(x_1 = 0) \\ &= \mu_{2\uparrow(\downarrow)}(x_2 = 0), \end{aligned}$$

界面处自旋极化电流守恒, 即

$$\Delta j_0(x_0 = 0) + \Delta j_1(x_1 = 0) + \Delta j_2(x_2 = 0) = 0.$$

在 OSC0 分支的起点处, 由铁磁层注入 OSC0 界面处的电流自旋极化率定义为

$$\begin{aligned} \alpha_{in} &= [j_{0\uparrow}(x_0 = l) - j_{0\downarrow}(x_0 = l)] / J_0 \\ &= \Delta j_0(x_0 = l) / J_0, \end{aligned}$$

即  $\Delta j_0(x_0 = l) = \alpha_{in} J_0$ . 在 OSC1, OSC2 分支, 由于自旋受到自旋扩散长度的限制,

$$j_{i\uparrow}(x_i = \infty) - j_{i\downarrow}(x_i = \infty) = 0 \quad (i = 1, 2).$$

本文研究的 T 型有机自旋器件的电流自旋放大率定义为

$$k = \alpha_1(x_1) / \alpha_{in},$$

则综上可得:

$$\begin{aligned} k &= \frac{1}{\beta_1} \frac{\gamma_1}{\gamma_0} \left[ \left( \frac{\beta_1 E_0}{E_c} - \Gamma_{d1} \right) (\Gamma_{u0} + \Gamma_{d0}) \right. \\ &\quad \times \exp(-x_1 \Gamma_{d1} / L_s) \left. \right] \left[ \left( \frac{E_0}{E_c} + \Gamma_{d0} \right) \right. \\ &\quad \times \left( \Gamma_{u0} + \frac{\gamma_1}{\gamma_0} \Gamma_{d1} + \frac{\gamma_2}{\gamma_0} \Gamma_{d2} \right) \exp(\delta \Gamma_{d0}) \\ &\quad + \left( \frac{E_0}{E_c} - \Gamma_{u0} \right) \left( \Gamma_{d0} - \frac{\gamma_1}{\gamma_0} \Gamma_{d1} - \frac{\gamma_2}{\gamma_0} \Gamma_{d2} \right) \\ &\quad \left. \times \exp(-\delta \Gamma_{u0}) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

由  $\beta_1 = J_1 / J_0$  及 (4) 和 (8) 式可知, 放大率  $k$  与电场强度比  $E_0 / E_c$ 、OSC1 和 OSC0 中的电流比  $\beta_1$ 、

极化子比率  $\gamma_i$  及各分支的长度有关. 以下我们将具体讨论影响电流自旋极化放大率的因素.

### 3 结果及讨论

自旋极化受自旋扩散长度的制约, 所以我们取相同距离  $0.3L_s$  处的电流自旋极化率做比较. 本文中取载流子的迁移率  $v = 5.0 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , 电导率 [28]  $\sigma = 0.01 \text{ S/cm}$ ,  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ ,  $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ , 有机半导体中自旋扩散长度取文献 [11] 中的实验值,  $L_s = 200 \text{ nm}$ , 则  $E_c = k_B T / (eL_s) = 1293.75 \text{ V/cm}$ , 铁磁层注入 OSC0 端电流自旋极化率取为  $\alpha_{in} = 0.16$ .

首先设定电场  $E_0 = 0.1E_c$ , OSC0 中极化子比率  $\gamma_0 = 0.5$ , OSC2 中  $\gamma_2 = 0.2$ , 图 2 给出了电流自旋极化放大率  $k$  随 OSC1, OSC0 中的电流比  $\beta_1$  的变化关系. 由图 2 可以看出: 当  $\beta_1$  很小时能够得到较大的放大率  $k$ , 并且极化子比率越大, 放大率越大. 当  $\beta_1 = 0$  时, 表示 OSC1 中电流为零, 不存在电流自旋极化. 当  $\beta_1 = 1$  时, 表示 OSC1 中的电流与 OSC0 中电流相同, 那么 OSC2 中将没有电流, 载流子输运至三个分支的界面处时会在电场作用下几乎全部注入 OSC1 中, 因为界面处电流守恒, 则注入 OSC1 中的电流自旋极化率不变, 而在继续输运的过程中将以指数形式衰减, 所以此时电流自旋极化放大率将小于 1. 为了得到较大的放大率  $k$ , 我们在以下的计算中取  $\beta_1 = 0.2$ .

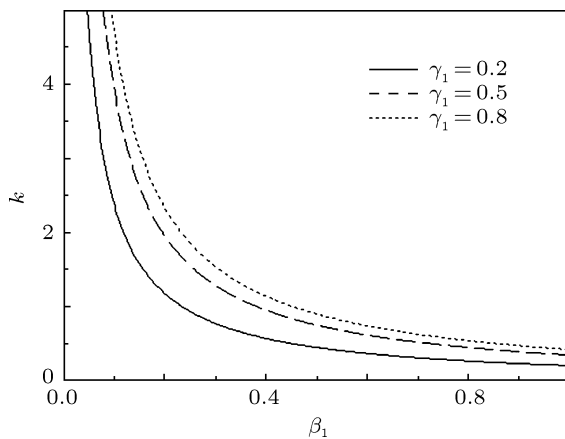


图 2 极化子比率  $\gamma_1 = 0.2, 0.5, 0.8$  时, 放大率  $k$  随  $\beta_1$  的变化  $E_0 = 0.1E_c$ ,  $\gamma_0 = 0.5$ ,  $\gamma_2 = 0.2$

图 3 所示为  $\gamma_1 = 0.2, 0.5, 0.8$  时放大率  $k$  随电场  $E_0$  的变化. 从图 3 可以看出: 随着电场  $E_0$  的增大, 放大率逐渐减小. 而极化子比率越大, 放大率越

大. 因此电流自旋极化率与极化子比率存在着必然联系, 这与文献 [29] 的研究结果一致.

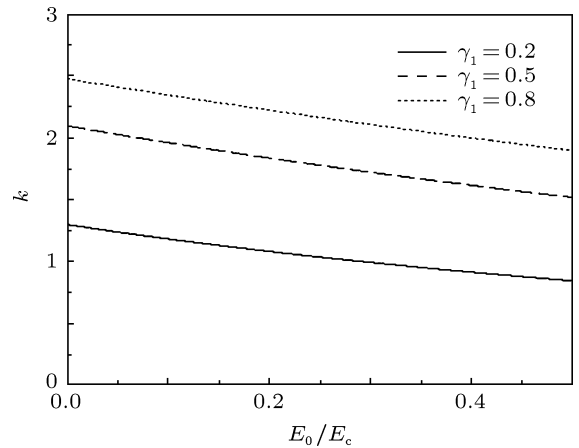


图 3 极化子比率  $\gamma_1 = 0.2, 0.5, 0.8$  时, 放大率  $k$  随  $E_0/E_c$  的变化  $\gamma_0 = 0.5$ ,  $\gamma_2 = 0.2$ ,  $\beta_1 = 0.2$

取  $E_0 = 0.1E_c$ , 图 4 给出了放大率  $k$  与极化子比率  $\gamma_1$  的关系. 由图 4 可以看出: 随着  $\gamma_1$  的增大, 放大率是逐渐增大的.  $\beta_1$  越小, 放大效果越好.  $\gamma_1 = 0$  时即 OSC1 中极化子比率为零, 此时载流子全部为不带自旋的双极化子, 电流自旋极化率为零, 所以放大率也为零.  $\gamma_1 = 1$  时表示载流子全部为极化子, 此时的情况与自旋注入无机半导体相同, 电流自旋极化率达到最大, 放大率也最大.

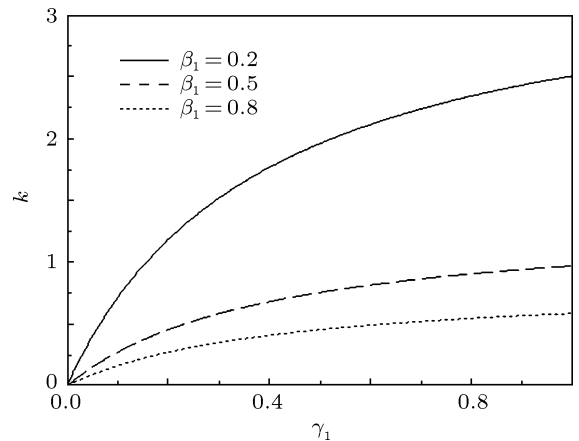


图 4  $\beta_1 = 0.2, 0.5, 0.8$  时, 放大率  $k$  随  $\gamma_1$  的变化  $E_0 = 0.1E_c$ ,  $\gamma_0 = 0.5$ ,  $\gamma_2 = 0.2$

### 4 结论

考虑到电场的影响及有机半导体中特殊的载流子电荷自旋关系, 理论研究了 T 型结构有机自旋器件中的电流自旋极化率. 从自旋扩散漂移方程出发, 得到了电流自旋极化放大率的表达式. 通过理

论计算发现: 当 OSC0 中电场  $E_0$  一定时, OSC1 中电流  $J_1$  与  $J_0$  的比值  $\beta_1$  越小, 放大率越大; 当  $\beta_1$  一定时, OSC0 中电场  $E_0$  越大, 放大率越小. 同时还发

现当器件各分支中电场一定时, OSC1 中的极化子比率越大越有利于获得大的电流自旋极化放大率.

- [1] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen F D V, Petroff F, Etienne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472
- [2] Barnas J, Fuss A, Camley R E, Grünberg P, Zinn W 1990 *Phys. Rev. B* **42** 8110
- [3] Wolf S A, Awschalom D D, Buhrman R A, Daughton J M, Molnár S V, Roukes M L, Chtchelkanova A Y, Treger D M 2001 *Science* **294** 1488
- [4] Friend R H, Gymer R W, Holmes A B, Burroughes J H, Marks R N, Taliani C, Bradley D D C, Dos Santos D A, Brédas J L, Lögdlund M, Salaneck W R 1999 *Nature* **397** 121
- [5] Forrest S, Burrows P, Thompson M 2000 *IEEE Spectr.* **37** 29
- [6] Chen H M, Jin B S 2010 *Micronanoelectron. Technol.* **47** 470 (in Chinese) [陈海明, 靳宝善 2010 微纳电子技术 **47** 470]
- [7] Wang L X, Zhang D C, Liu D S, Han S H, Xie S J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2547 (in Chinese) [王鹿霞, 张大成, 刘德胜, 韩圣浩, 解士杰 2003 物理学报 **52** 2547]
- [8] Wang L X, Liu D S, Xie S J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 362 (in Chinese) [王鹿霞, 刘德胜, 解士杰 2002 物理学报 **51** 362]
- [9] Fu J Y, Ren J F, Liu D S, Xie S J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1989 (in Chinese) [付吉永, 任俊峰, 刘德胜, 解士杰 2004 物理学报 **53** 1989]
- [10] Naber W J M, Faez S, Gvander Wie W 2007 *J. Phys.* **D 40** R205
- [11] Dediu V, Murgia M, Maticotta F C, Taliani C, Barbanera S 2002 *Solid State Commun.* **122** 181
- [12] Xiong Z H, Wu D, Vardeny Z V, Shi J 2004 *Nature* **427** 821
- [13] Majumdar S, Laiho R, Laukkanen P, Väyrynen I J, Majumdar H S, Österbacka R 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 122114
- [14] Drew A J, Hoppler J, Schulz L, Pratt F L, Desai P, Shakya P, Krouzidis T, Gillin W P, Suter A, Morley N A, Malik V K, Dubroka A, Kim K W, Bouyanfif H, Bourqui F, Bernhard C, Scheuemann R, Nieuwenhuys G J, Prokscha T, Morenzoni E 2009 *Nature* **8** 109
- [15] Li C H, van 't Erve O M J, Jonker B T 2011 *Nat. Commun.* **2** 245
- [16] Xie S J, Ahn K H, Smith D L, Bishop A R, Saxena A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 125202
- [17] Fu J Y, Ren J F, Liu X J, Xie S J 2006 *Phys. Rev. B* **73** 195401
- [18] Ruden P P, Smith D L 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 4898
- [19] Yu Z G, Berding M A, Krishnamurthy S 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 024510
- [20] Yu Z G, Berding M A, Krishnamurthy S 2005 *Phys. Rev. B* **71** 060408
- [21] Yunus M, Ruden P P, Smith D L 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 103714
- [22] Ren J F, Fu J Y, Liu D S, Mei L M, Xie S J 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 074503
- [23] Mi Y L, Zhang M, Yan H 2008 *Phys. Lett. A* **372** 6434
- [24] Jung S W, Lee H W 2006 *Phys. Rev. B* **73** 165302
- [25] Yu Z G, Flatté M E 2002 *Phys. Rev. B* **66** 201202(R)
- [26] Yu Z G, Flatté M E 2002 *Phys. Rev. B* **66** 235302
- [27] Aronov A G, Pikus G E 1976 *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **10** 1177
- [28] Ren J F, Zhang Y B, Xie S J 2008 *Org. Electron.* **9** 1017
- [29] Xiu M X, Ren J F, Wang Y M 2010 *J. At. Mol. Phys.* **27** 353

# Enlargement of current spin polarization in organic spintronic device\*

Dou Zhao-Tao Ren Jun-Feng<sup>†</sup> Wang Yu-Mei Yuan Xiao-Bo Hu Gui-Chao

(College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

(Received 10 July 2011; revised manuscript received 3 November 2011)

## Abstract

Using the spin diffusion-drift equation and considering the effects of the electric fields and the special carriers in organic semiconductors, the enlargement ratio of current spin polarization in a simple T-shaped organic spintronic device is theoretically studied. It is found that the significant enlargement ratio of the current spin polarization can be acquired by adjusting the electric field and the polaron ratio in organic semiconductor.

**Keywords:** organic spintronics, spin injection, enlargement of current spin polarization

**PACS:** 85.75.-d, 72.25.-b

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10904083, 10904084), the Distinguished Middle-Aged and Young Scientist Encourage and Reward Foundation of Shandong Province, China (Grant No. BS2009CL008), and the Science and Technology Reward Program of Institution of Higher Education of Shandong Province, China (Grant No. J09LA03).

<sup>†</sup> E-mail: renjf@sdu.edu.cn