

基于 Alq_3 的有机发光二极管的磁电导效应*

张 勇 刘 荣 雷衍连 陈 平 张巧明 熊祖洪[†]

(西南大学物理科学与技术学院, 发光与实时分析教育部重点实验室, 重庆 400715)

(2009 年 11 月 6 日收到; 2009 年 11 月 28 日收到修改稿)

制备了结构为 ITO/CuPc/NPB/ Alq_3 /LiF/Al 的有机发光二极管, 并在 300, 260, 220 和 180 K 四个温度测量了器件在恒压偏置下注入电流的磁场效应(磁电导效应). 在注入电流从双极电流过渡到单极电流的过程中, 随电流减小, 器件的磁电导呈现先上升后下降的变化趋势. 当温度降低, 磁电导的值下降. 但在任何测量条件下, 器件的磁电导始终为正, 没有出现如文献报道的磁电导从正到负的变化. 实验结果表明, 有机发光二极管中正负磁电导现象的产生, 并非仅取决于注入电流是单极电流还是双极电流, 它还与有机材料、器件结构等密切相关. 利用受磁场调控的“电子-空穴对”机理与“双极化子”模型, 分别解释了器件双极电流和单极电流的正磁电导效应.

关键词: 有机发光二极管, 磁电导, 双极化子

PACC: 7860F, 7220M, 7135

1. 引 言

有机半导体通常具有弱的自旋-轨道相互作用和超精细相互作用, 载流子的自旋弛豫时间和扩散距离较长, 因此有机半导体是研究自旋电子学的理想材料^[1-6]. 近几年来, 在有机发光材料与器件中发现的磁场效应引起了人们的极大兴趣^[7-17]. 实验发现, 当器件以恒压偏置时, 一个很小的外加磁场, 就可以导致器件的注入电流迅速增大, 这被称为正磁电导(或负磁电阻)效应^[7-9]. 在约 100 mT 的磁场范围内, Nguyen 等获得了最大为 25% 的电流增加, 相应的电致发光的变化超过 50%^[12]. 然而在某些情况下, 外加磁场也能使注入电流减小, 即负磁电导(或正磁电阻)效应^[9]. 迄今, 许多研究组都在不同的有机材料和器件中, 发现了接近 10% 的磁电导效应. 而且在某些器件结构中, 根据偏压的不同, 器件磁电导的值可正可负^[10, 13, 14]. 由于器件中不含磁性元素或磁性电极, 因此对正负磁电导现象的解释, 迅速成为一个研究的热点. 一般的观点认为, 器件正负磁电导的产生, 可能来源于器件内部激发态间、或激发态与自由电荷间的相互作用, 这些相互作用具有自旋依赖的性质, 它们的作用强度可以受

外加磁场的调控. 因此, 正确解释有机发光器件正负磁电导现象的产生机理, 揭示器件中激发态的相互作用规律, 将有可能对有机自旋电子学理论与应用产生重要影响.

有机发光器件中的正磁电导效应, 由 Kalinowski 等在基于 Alq_3 的有机发光二极管中首次发现^[7]. 他们认为, 外加磁场可以使器件中电子-空穴对的单重态与三重态的相对比例发生改变, 引起电流的增大. Hu 等研究了基于有机聚合物发光器件的磁场效应, 在结构为 ITO/PVK/Al 的器件中, 测量到了明显的负磁电导^[9]. 他们认为, 外加磁场能够抑制器件中三重态激子与自由电荷的反应导致了负磁电导现象. Bobbert 等将正负磁电导现象的产生归结为有机发光器件中的双极化子(包括电子-电子双极化子或空穴-空穴双极化子). 在 Bobbert 等的理论模拟中, 根据选择参数的不同, 可得到正的或负的磁电导^[11]. Bloom 等也研究了有机发光器件中的正负磁电导效应, 实验发现: 当器件的注入电流为单极电流(仅有一种载流子注入)时, 器件表现出负磁电导; 而当器件的注入电流为双极电流时, 器件则表现出正磁电导^[13, 14]. Bloom 等的理论计算显示, 磁场作用下电子与空穴迁移率的改变可引起器件单、双极电流的变化^[15]. 可见, 目前对有机磁电导的

* 西南大学博士基金(批准号: SWUB2008016), 中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: XDJK2009C085), 国家自然科学基金(批准号: 10974157), 霍英东教育基金会第十届高等院校青年教师基金(批准号: 101006)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: zhxiang@swu.edu.cn

产生机理还存在很大争论,迫切需要更多的实验研究来寻找磁电导随有机材料、器件结构、测量条件等的变化规律.

在以上的几种观点中, Bloom 等对正负磁电导的解释较直观,即磁场使器件的单极电流减小,使双极电流增加.当工作在单极电流区时,器件内只有一种载流子,不产生发光,实验上容易判断.当注入电流从单极电流过渡到双极电流时,根据 Bloom 等的解释,器件的磁电导将由负值变化为正值.因此,测量单、双极电流随磁场的变化,可直接检验 Bloom 等的“载流子迁移率 \rightarrow 磁电导”机理的正确性.此外,对分析“双极化子 \rightarrow 磁电导”机理,单极电流磁电导的实验结果也有重要的研究价值.当器件工作在双极电流区时,由于库仑相互作用,显然由电子-空穴对形成的激发态的结合能远大于由同种载流子形成的双极化子的结合能.因此,对双极电流的磁电导效应,“电子-空穴对与激子”模型比“双极化子”模型更为合理.综上考虑,可以把测量器件单、双极电流的磁场效应,作为研究有机发光器件正负磁电导效应的突破点.

本文制备了常规的有机发光二极管器件,其结构为 ITO/CuPc/NPB/Alq₃/LiF/Al,并在不同温度下测量了器件注入电流的磁场效应,即器件在恒压偏置下的磁电导.在注入电流从双极到单极的过渡过程(通过测量器件的电致发光强度进行判断)中,器件的磁电导呈现随电流减小先上升后下降的变化趋势,但磁电导的值始终为正,并未出现如 Bloom 等描述的磁电导从正值转变为负值的现象.通过对实验结果的分析,可判定双极电流的磁电导是由器件中的电子-空穴对引起的,而单极电流的磁电导可归因于器件中的双极化子.

2. 器件制备与测量

本实验采用 tris-(8-hydroxyquinoline) aluminum (III) (Alq₃) 作为电子传输兼发光材料,以 *N,N'*-Di(naphthalen-1-yl)-*N,N'* diphenyl-benzidine (NPB) 作为空穴传输材料, Copper phthalocyanine (CuPc) 作为空穴缓冲材料,器件结构为 ITO (100 nm)/CuPc (10 nm)/NPB (60 nm)/Alq₃ (65 nm)/LiF (0.8 nm)/Al (120 nm). 玻璃衬底上的 ITO 作为器件的阳极, Al 作为器件的阴极. 实验发现, 10 nm 厚的 CuPc 层可有效提高器件的稳定性, 保证了测量结果的准

确. 各有机层、LiF 和 Al 都是在高真空 ($\sim 10^{-5}$ Pa) 条件下采用热阻蒸发得到. 热蒸发时, 各层厚度均采用膜厚监测仪进行原位测量. 器件的有效发光面积为 1 mm \times 2 mm. 测量时, 器件被固定在一套闭循环冷却系统的冷头上, 该冷头被放置在一对电磁铁的磁极之间. 外加磁场平行于样品表面, 磁场强度由霍尔探头直接测量. 测量温度由冷却系统的温控单元读出. 器件的偏置电压由 Keithley 2400 提供, 并同时测量器件的注入电流. 器件的电致发光强度由硅光电探头及 Keithley 2000 万用表测量. 由一台 PC 机通过 LabView 软件来控制包括电磁铁及其控制单元、霍尔探头及其控制单元、Keithley 2400 电源-测量单元、硅光电探头和 Keithley 2000 万用表在内的整个测量系统(对测量系统更详细的描述可见文献 [8, 18]). 器件在恒压偏置下的电流非常稳定, 电流的漂移和噪声都很小.

3. 实验结果

图 1 给出了在 300 K 时器件的电流-电压特性曲线和电致发光 (electroluminescence, EL) 强度-电压特性曲线. 如图所示, 3.1 V 以下为欧姆电导区, 此时器件的注入电流与偏置电压近乎呈线性变化. 在 3.1—4.8 V 范围内, 器件的电流传导机理是有电荷陷阱的空间电荷限制电流, 对应的电流范围约为 1—300 nA. 图中的直线为使用公式 $I \propto V^{1/3}$ 进行的拟合. 电流对电压的幂指数依赖关系, 即 $I \propto V^m$, 是空间电荷限制电流这种传导机理的基本特征^[19]. 由于在此电流范围内器件没有发光, 因此可认定在 1—300 nA 范围内的电流为单极电流. 由于电子从 Alq₃ 层进入 NPB 层的势垒远远大于空穴从 NPB 层进入 Alq₃ 层的势垒, 故可判断器件中的单极电流为

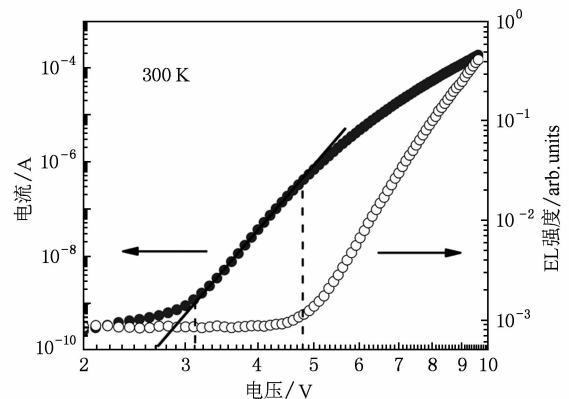


图 1 室温下器件的电流-电压和电致发光强度-电压特性曲线

空穴电流. 在 4.8 V 以上, 器件开始发光, 因此可把大于 300 nA 的电流看作是双极电流, 此时器件中同时有电子与空穴的注入与传输. 实验测量发现, 当温度降低, 器件的内阻增大, 相同电流对应的偏压增加, 但单、双极电流对应的范围基本相同, 即当电流 $I \geq 300$ nA 时总伴随着发光(双极电流), 而当电流 $I \leq 100$ nA 时器件没有发光(单极电流).

图 2(a) 显示了在双极电流区器件的磁电导(magnetoconductance, MC)随外加磁场的变化, 磁电导的定义为 $MC = [I(B) - I(0)] / I(0)$. 由图可见, 在恒压偏置下, 器件的磁电导总是在小磁场范围内快速上升, 而后随磁场增加缓慢上升并逐渐趋于饱和. 而且, 当电流减小时磁电导增大, 这与 Nguyen 等的测量结果一致^[12]. 图 2(b) 显示了在单极电流区器件的磁电导曲线, 磁电导对磁场的依赖关系与双极电流时的情况近乎相同. 不同的是, 当电流减小磁电导亦减小, 这与双极电流时的变化趋势相反. 图 2(c) 显示了采用经验公式 $B^2 / (|B| + B_0)^2$ 对图 2(b) 所示实验曲线的拟合. 在拟合时将不同电流的实验曲线都进行了归一化处理, 即所有曲线都除以 MC 的最大值. 根据拟合得到 $B_0 \approx 5$ mT, 这大约是在有机分子中由超精细相互作用引起的磁场强度的数量级^[11].

图 3 展示了在 ± 300 mT 的磁场范围内, 在不同温度下 MC 的最大值随电流的变化. 在 3 nA—30 μ A 的范围内, 当电流减小, MC 的值先增大后减小, MC 的最大值出现在双、单极电流的过渡区, 即 100—300 nA 的范围. 当温度降低, MC 总体上逐渐减小, 其中单极电流区 MC 的减弱趋势比双极电流区明显. 在所有的测量条件下(温度在 15—300 K 之间, 通过调整器件的偏置电压使注入电流在 1 nA—100 μ A 范围内变化), 器件的磁电导始终为正, 随电流的变化趋势也相似, 没有出现磁电导从正值到负值的转变. 即使将测量温度下降至 15 K, 也没有测量到负磁电导现象.

4. 讨 论

迄今, 多个研究组已经分别在不同的有机材料和器件结构中测量到了正负磁电导现象, 如前所述, 他们对磁电导产生机理的解释不同. 为了详细地分析本实验的测量结果, 有必要对这几种解释再分别加以讨论.

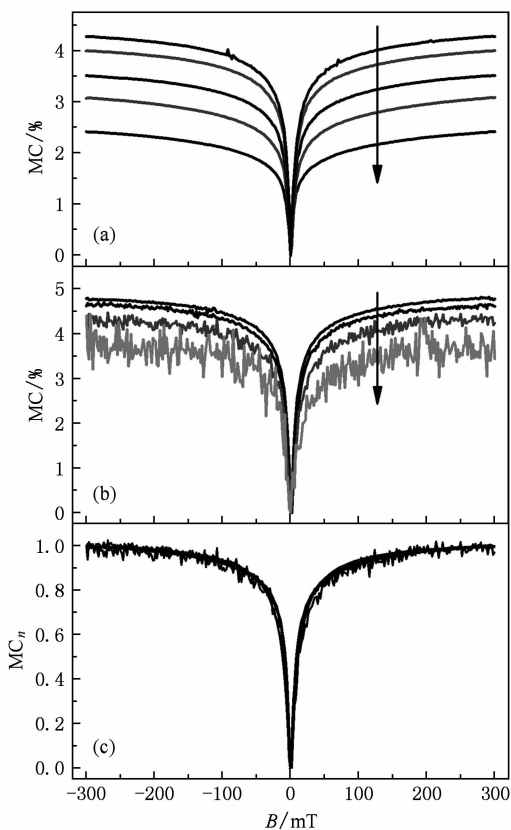


图 2 (a) 器件在双极电流区的磁电导效应, 从上至下, 注入电流依次为 0.3, 1, 3, 10, 30 μ A; (b) 器件在单极电流区的磁电导效应, 从上至下, 注入电流依次为 100, 30, 10, 3 nA; (c) 采用经验公式 $B^2 / (|B| + B_0)^2$ ($B_0 \approx 5$ mT) 对单极电流磁电导曲线的拟合, 在拟合时将不同电流的实验曲线都进行了归一化处理, 即所有曲线都除以 MC 的最大值. 图中包括拟合曲线和注入电流为 100, 30, 10 nA 的实验曲线

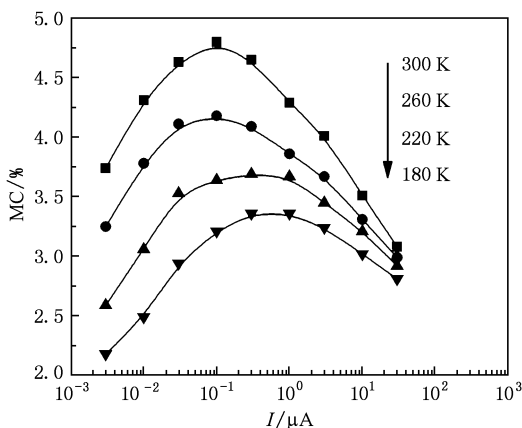


图 3 不同温度下器件的磁电导随注入电流的变化

在有机发光器件中, 由阳极注入的空穴和由阴极注入的电子可形成分子间电子-空穴对和分子内

电子-空穴对(以下简称为激子)两种激发态. 电子-空穴对和激子又分别包含单重态与三重态两种自旋态. 磁场可抑制电子-空穴对从单重态向三重态的转化,使单重态电子-空穴对增多. 由于单重态电子-空穴对比三重态电子-空穴对更容易分解为自由电荷,而这些自由电荷可对器件的注入电流产生贡献,因此器件一般表现出正磁电导,即磁场使电流增加^[7,9]. 如果在器件中电子与空穴两种载流子的注入严重不平衡,器件中将有大量的剩余载流子. Hu 等认为,此时三重态激子与自由电荷的反应就会居于主要地位,而单重态电子-空穴对的分解对磁电导的贡献大大减弱^[9]. 激子-电荷反应的结果是使三重态激子分解为自由电荷,这些自由电荷同样能够对器件的注入电流产生贡献. 外加磁场可抑制激子-电荷反应过程,使它们对注入电流的贡献减弱,在这种情况下器件就会表现出负磁电导,即磁场使电流减小. 在本实验中,制备的有机发光二极管采用了 NPB/Alq₃ 双层结构,电子与空穴的注入与传输相对比较平衡. 根据前一种解释,在双极电流区器件应表现为正磁电导,实验结果与理论预期一致.

Bloom 等将磁场引起的电流变化归结为磁场引起的载流子迁移率的改变,他们假设磁场使电子和空穴两种载流子的迁移率均降低^[15]. 在单极电流区,注入电流由多数载流子贡献,磁场使多数载流子的迁移率降低导致电流减小,器件表现出负磁电导. 当注入电流从单极电流向双极电流过渡时,少数载流子开始注入. 外加磁场使少数载流子的迁移率降低,导致少数载流子的浓度由于迁移率降低而增大. 更多的少数载流子屏蔽了多数载流子之间的库仑排斥作用,又使得多数载流子的浓度进一步增大(多数载流子的浓度首先由于迁移率降低而增加). 虽然多数载流子的迁移率也降低,但多数载流子浓度的增加仍然能够使电流增大,因此器件在双极电流区表现出正磁电导.

在本实验中,器件在单极电流区的磁电导由空穴电流引起. 按照 Bloom 等的观点,外加磁场使载流子的迁移率降低(也有观点认为,在非磁材料中磁场不能改变载流子的迁移率^[9]),器件应表现出负磁电导,而实验过程中没有测量到负磁电导. 在不同温度和偏压下,器件的单极电流都是随磁场增加而增大. 此前,Desai 等制备了包含不同厚度 Alq₃ 层的有机发光二极管,实验发现:当 Alq₃ 层的厚度小于 15 nm 时,器件在小偏压下表现出负磁电导;而当

Alq₃ 层的厚度超过 15 nm 时,器件的负磁电导消失^[10]. 本实验的测量结果与 Desai 等观察到的现象一致,二者都对 Bloom 等对正负磁电导的解释提出质疑,同时也表明:器件正负磁电导的产生,并非简单地取决于器件的注入电流是双极电流还是单极电流,而与有机材料、器件结构等因素有关.

在 NPB/Alq₃ 双层结构中,空穴在 Alq₃ 中的迁移率远小于在 NPB 中的迁移率. 因此,在单极电流区,器件的内阻主要由 Alq₃ 层引起. Nguyen 等分别研究了在 Alq₃ 层中电子电流和空穴电流的磁电导,实验发现:在结构为 Al/PEDOT/Alq₃/Ca 的器件中,实验上没有测量到电子电流引起的磁电导,MC 几乎为零;而在结构为 ITO/PEDOT/Alq₃/Au 的器件中,空穴电流引起了明显的磁电导效应,MC 的值不仅为正,而且可接近 10%^[12]. 利用 Bobbert 等提出的“双极化子”模型,Nguyen 等对此给出了初步的解释.

在有机材料中,电子和空穴两种载流子都能引起有机分子的晶格形变与有机材料的介电极化. 载流子与分子形变和极化之间,可产生一定的相互作用,形成较稳定的状态. 为了区别于自由载流子,通常将“载流子 + 分子形变与极化”称为极化子(polaron)^[20],电子-空穴对也称极化子对(polaron pair). 如果两个相同的极化子可共享有机分子的形变与极化,则在二者间可产生一定的吸引作用. 计入极化子自旋的交换相互作用(吸引作用),若同种极化子间的吸引作用足以克服库仑排斥作用,则同种极化子可形成另一种激发态,被称为“双极化子”(bipolaron)^[11,21,22],如电子-电子双极化子或空穴-空穴双极化子. 在有机半导体材料中通常有大量的电荷陷阱,这些电荷陷阱对极化子克服相互间的库仑排斥有辅助作用,故而有利于双极化子的形成. 在有机半导体材料中极化子与双极化子的存在,已经被光吸收实验证实^[21,22]. 当器件的注入电流为单极电流时,同种载流子间可形成大量的双极化子. 不难想象,由于伴随有分子的形变与极化,双极化子的迁移率低于单极化子的迁移率. 外加磁场可影响极化子与双极化子之间的转变,从而引起单极电流的磁电导效应^[11]. 在 Alq₃ 膜中,两个同种载流子可分别位于一个 Alq₃ 分子的两个向心配合物的分子轨道上,从而形成双极化子. 前述的实验现象表明:在 Alq₃ 膜中可能容易形成空穴的双极化子,而难于形成电子的双极化子,故而单极空穴电流有明

显的磁电导而单极电子电流没有;外加磁场抑制了在 Alq₃ 材料中双极化子的形成,使极化子增多,从而造成单极空穴电流随磁场增加而增大的现象.

此外,在 Bobbert 等采用双极化子模型进行的理论模拟中,当拟合参数 b 较大时,可得到如公式 $B^2/(|B| + B_0)^2$ 所表示的磁电导 MC 与磁场强度 B 之间的函数关系^[11]. 参数 b 被称为分支比,表示当某一极化子发生跳跃式迁移时,与临近极化子形成双极化子的概率与不形成双极化子的概率的比值. 如图 2(c) 所示,本实验中测量到的 MC- B 曲线与公式 $B^2/(|B| + B_0)^2$ 很好地符合.

综上所述,使用“极化子对(即电子-空穴对)”和“双极化子”模型,可分别解释器件双极电流和单极电流的磁电导效应. 在注入电流从双极到单极的过渡过程中,在器件中极化子对与双极化子共存,不同注入电流下两种机理对磁电导贡献的不同,可导致 MC 的值随电流减小先上升后下降的现象. 同时 MC- I 曲线随温度的变化表明:降低温度可有效抑制“双极化子”机理导致的磁电导现象,而对“极化子对”机理引起的磁电导影响不大. 目前,双极化子模型仍然存在一些细节问题有待探讨,如双极化子的形成机理(是借助于共同的分子形变,抑或是借助于深能级电荷陷阱). 如果能够一一测量不同有机材料中单极电子电流和单极空穴电流的磁电

导,将有助于双极化子模型的进一步完善.

5. 结 论

在有机发光器件中,双极的注入电流和单极的注入电流都可以引起器件的磁电导效应,而磁电导效应的产生机理完全不同. 当器件被偏置在双极电流区,注入的电子和空穴可形成电子-空穴对,电子-空穴对在单重态与三重态间的转化受外加磁场调控,由此引起注入电流的正磁电导效应. 而当器件的注入电流为单极电流时,同种载流子可形成双极化子. 外加磁场可抑制空穴双极化子的形成,也引起单极空穴电流随外加磁场增加而增大. 单极电流的磁电导随外加磁场的变化,与由双极化子模型导出的经验公式很好地符合. 在器件的注入电流从双极到单极的过渡过程中,不同电流下两种机理对磁电导贡献的不同,可导致磁电导的值随电流减小先上升后下降的现象. 本实验的研究结果,与 Bloom 等对有机发光器件单极电流负磁电导的预期相反,而与 Bobbert 等的双极化子模型一致. 对极化子与双极化子性质的进一步研究,不仅能够大大拓展人们对有机半导体材料中载流子输运性质与机理的认识,也有利于正确解释有机发光器件中的磁电导效应的产生机理.

- [1] Li T C, Liu Z J, Wang K Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2912 (in Chinese) [李统藏、刘之景、王克逸 2003 物理学报 **52** 2912]
- [2] Xiong Z H, Wu D, Vardney Z V, Shi J 2004 *Nature* **427** 821
- [3] Ren J F, Fu J Y, Liu D S, Xie S J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3814 (in Chinese) [任俊峰、付吉永、刘德胜、谢士杰 2004 物理学报 **53** 3814]
- [4] Pang Z Y, Chen Y X, Liu T T, Zhang Y P, Xie S J, Yan S S, Han S H 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 1566
- [5] Ren J F, Zhang Y B, Xie S J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4785 (in Chinese) [任俊峰、张玉滨、谢士杰 2007 物理学报 **56** 4785]
- [6] Naber W J M, Faez S, van der Wiel W G 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 205
- [7] Kalinowski J, Cocchi M, Virgili D, Marco D P, Fattori V 2003 *Chem. Phys. Lett.* **380** 710
- [8] Wang Z, He Z H, Tan X W, Tao M L, Li G Q, Xiong Z H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2979 (in Chinese) [王振、何正红、谭兴文、陶敏龙、李国庆、熊祖洪 2007 物理学报 **56** 2979]
- [9] Hu B, Wu Y 2007 *Nature Mater.* **6** 985
- [10] Desai P, Shakya P, Kreouzis T, Gillin W P 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 073710
- [11] Bobbert P A, Nguyen T D, van Oost F W A, Koopmans B, Wohlgenannt M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 216801
- [12] Nguyen T D, Sheng Y, Rybicki J, Wohlgenannt M 2008 *Phys. Rev. B* **77** 235209
- [13] Bloom F L, Wagemans W, Kemerink M, Koopmans B 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 257201
- [14] Bloom F L, Wagemans W, Kemerink M, Koopmans B 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 263302
- [15] Bloom F L, Kemerink M, Wagemans W, Koopmans B 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 066601
- [16] Liu R, Zhang Y, Lei Y L, Chen P, Xiong Z H 2009 *J. Appl. Phys.* **105** 093719
- [17] Zhang Y, Liu R, Lei Y L, Xiong Z H 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 083307
- [18] Lei Y L, Liu R, Zhang Y, Tan X W, Xiong Z H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1269 (in Chinese) [雷衍连、刘荣、张勇、谭兴文、熊祖洪 2009 物理学报 **58** 1269]
- [19] Campbell A J, Bradley D D C, Lidzey D G 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 6326
- [20] Liu X J, Gao K, Li Y, Wei J H, Xie S J 2007 *Chin. Phys.* **16** 1

[21] Voss K F, Foster C M, Smilowitz L, Mihailović D, Askari S, Srdanov G, Ni Z, Shi S, Heeger A J, Wudl F 1991 *Phys.*

Rev. B **43** 5109

[22] Lai C M, Meng H F 1996 *Phys. Rev. B* **54** 16365

Magnetoconductance in Alq₃-based organic light-emitting diodes^{*}

Zhang Yong Liu Rong Lei Yan-Lian Chen Ping Zhang Qiao-Ming Xiong Zu-Hong[†]

(MOE Key Laboratory on Luminescence and Real-Time Analysis, School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China)

(Received 6 November 2009; revised manuscript received 28 November 2009)

Abstract

Organic light-emitting diode (OLED) with structure of ITO/CuPc/NPB/Alq₃/LiF/Al was fabricated, and the magnetic field effect on the injection current (magnetoconductance or MC effect) at 300 K, 260 K, 220 K, and 180 K were measured at constant voltage bias. During the transition of injection current from bipolar current to unipolar current, the MC of the device increased firstly and fell with the decreasing current. The MC became smaller at the lower temperatures. However, under all measurement conditions, the values of the MC were always positive. The inversion of MC from positive to negative as reported in literatures was not observed. The experimental results demonstrate that the \pm MC effects in OLED not only depend on the unipolar or bipolar current. It is also related with the organic materials and device structure. Using the magnetic field modulated electron-hole pair mechanism and bipolaron model, the positive MC effects in bipolar and unipolar injection current are interpreted, respectively.

Keywords: organic light-emitting diode, magnetoconductance, bipolaron

PACC: 7860F, 7220M, 7135

^{*} Project supported by the Doctoral Foundation of Southwest University (Grant No. SWUB2008016), the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. XDJK2009C085), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10974157), the Fok Ying Tung Education Foundation 10th Fund for Young Teachers in Chinese Higher Education (Grant No. 101006).

[†] Corresponding author. E-mail: zhixiong@swu.edu.cn