

# 相分离 $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ 体系中的 场诱导磁相变及输运特性研究\*

舒苗苗 曹世勋<sup>†</sup> 高 袁淑娟 康保娟 郁黎明 张金仓

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

(2008 年 6 月 12 日收到, 2008 年 8 月 3 日收到修改稿)

研究了半掺杂相分离锰氧化物  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品的结构和电磁输运特性. 在半掺杂情况下, 该样品呈 O' 型正交结构, 表明样品存在典型的 Jahn-Teller 畸变. 在 75 K 附近样品的顺磁/反铁磁背景中开始出现铁磁相. 在更低的温度 42 K, 4000 A/m 磁场下  $M-T$  的场冷曲线和零场冷曲线出现明显分岔. 样品的交流磁化率实部随温度的变化曲线中也在 42 K 观察到尖峰的出现, 表现出团簇玻璃行为. 在无外加磁场下该样品在整个测量温区均呈现绝缘体导电行为, 而在外加磁场  $1.6 \times 10^6$  A/m 下出现磁场诱导的绝缘体—金属 (I—M) 转变, 其电输运特性符合可变程跳跃模型. 研究表明, 半掺杂  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品的基态存在多种复杂而丰富的磁相互作用之间的竞争机理, 其研究将为强关联锰氧化物体系物理机理的理解提供丰富的实验资料.

关键词: 多相竞争, 半掺杂, 铁磁团簇

PACC: 7000, 7127, 7550L

## 1. 引言

掺杂稀土锰氧化物  $R_{1-x}A_x\text{MnO}_3$  ( $R$  为稀土离子,  $A$  为二价碱土金属离子) 的强关联电子特征和庞磁电阻 (CMR) 效应伴随着自旋、电荷、轨道有序, 成为凝聚态物理的研究热点之一. CMR 体系中的铁磁耦合 (FM) 通常可采用 Zener 的双交换模型 (double exchange model, DE) 定性解释<sup>[1,2]</sup>. 随着研究的深入, 人们发现 Jahn-Teller (J-T) 效应、电荷有序 (CO) 等也是影响 CMR 效应的重要因素. 而且, 近来越来越多的实验和理论结果表明, 电荷、自旋和轨道之间的相互耦合对体系中的磁相互作用有非常重要的影响. 材料中  $\text{Mn}^{3+}$ -O- $\text{Mn}^{4+}$  之间的双交换作用可以诱发 FM 相, 而  $\text{Mn}^{3+}$ -O- $\text{Mn}^{3+}$  之间的超交换作用 (super exchange, SE) 则直接导致 AFM 态的产生. 反铁磁和铁磁两相竞争可以导致 CMR 体系在低温下发生部分自旋的无序冻结, 称之为自旋玻璃态 (spin glass state, SG)<sup>[3]</sup>. 自旋玻璃转变一般是由长程磁有序向自旋无序冻结 (或短程磁有序) 的转变. 2007 年,

Wang 等人曾在  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  样品中观察到自旋玻璃转变<sup>[4]</sup>. 证明对不同稀土和不同替代比例的掺杂稀土锰氧化物表现出完全不同的物理特性, 即掺杂稀土锰氧化物  $R_{1-x}A_x\text{MnO}_3$  中的掺杂浓度是影响其输运特性的关键因素之一<sup>[5,6]</sup>. 一般认为, 当掺杂浓度  $x = 0.5$  时, 将呈现电荷有序, 即该浓度对应于电荷局域化的最佳掺杂浓度<sup>[7]</sup>.  $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  和  $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  具有典型代表性, 但  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  却有所不同, 它不会出现稳定的电荷有序态<sup>[4]</sup>, 其物理特性复杂而有趣. 对于这些物理现象, 尽管已经做了大量理论和实验研究工作, 但到目前为止还没有形成公认的理论能够解释所有的实验现象, 这也是  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  值得我们关注的原因之一. 本文对半掺杂  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品的结构、电输运和磁性质进行了实验研究.

## 2. 实验方法

实验所用  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品采用传统的固相

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10674092, 10504019, 10774097), 上海市教育委员会科技创新基金 (批准号: 09ZZ95) 和上海市科学技术委员会重大基础研究计划 (批准号: 08dj1400202) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: sxcao@shu.edu.cn

反应法制备. 首先将高纯度的反应物  $\text{Eu}_2\text{O}_3$ ,  $\text{SrCO}_3$  和  $\text{MnO}_2$  粉末按一定的名义组分精确配比, 在玛瑙研钵中经充分研磨混合后, 在  $1100^\circ\text{C}$  预烧 12 h, 然后再经充分研磨混合, 在 15 MPa 的压力下, 压成直径为 13 mm, 厚度约为 2 mm 的小圆片, 然后分别在  $1250^\circ\text{C}$ ,  $1350^\circ\text{C}$  各烧结 24 h, 每次烧结完毕样品均随炉降至室温. 所得样品的晶体结构用日本理学公司生产的 18 kW Dmax/2500 型 X 射线衍射仪(采用 Cu 靶  $K\alpha$  辐射)进行表征. 电磁输运特性测量采用美国 Quantum Design 公司的 PPMS-9 物性测量系统. 电阻率  $\rho(T)$  曲线的测量采用标准的四引线法, 分别在  $0$  A/m,  $1.6 \times 10^6$  A/m,  $4 \times 10^6$  A/m,  $6.4 \times 10^6$  A/m 等磁场下测得, 测量的温度范围为 4.2—200 K. 实验结果具有很好的重复性.

### 3. 结果与讨论

$\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品的 X 射线衍射谱如图 1 所示. 可以看出, 样品呈典型的正交结构, 没有多余的衍射峰出现, 表明样品具有很好的单相性. 我们采用正交的  $Pbnm$  空间群对衍射数据进行指标化, 计算出其晶格常数为  $a = 5.698 \text{ \AA}$ ,  $b = 7.418 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.523 \text{ \AA}$ ,  $v = 223.5 \text{ \AA}^3$ , 晶胞参数符合  $c/\sqrt{2} < a < b$  关系, 属于典型的  $O'$  型正交钙钛矿结构, 表明样品中存在有 Jahn-Teller 效应引起的晶格畸变. 如所周知,  $Pbnm$  结构的畸变起源于 J-T 效应. 从能带结构上来看, J-T 效应引起的晶格畸变将导致反铁磁态比铁磁态更加稳定, 成为体系的基态. 这样, 晶格畸变导致的能带位置的移动和新的分裂, 将使未畸变时的金属性能带变成绝缘性能带<sup>[8]</sup>. 也就是说, 从畸变所导致的系统总能和能带结构的变化来看, 在钙钛矿型锰氧化物中存在着强的磁与晶格结构之间的耦合, 并对输运特性有强烈的影响.

为了考察  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  体系在低温下的磁特性, 我们测量了 4000 A/m 外加磁场下的磁化-温度曲线(图 2). 从图 2 可以看出, 在 75 K 附近出现铁磁相, 零场冷(ZFC)和场冷(FC)热磁曲线开始出现分岔现象, 在 92 K 附近样品的 ZFC 和 FC 热磁曲线分岔现象更为显著, 且 ZFC 出现明显尖峰, 这是团簇玻璃的典型特征. 根据 Zener<sup>[11]</sup> 的双交换理论和 Kawano<sup>[9]</sup> 等在  $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$  体系中低温下所发现的 A 型翻转反铁磁结构,  $\text{Sr}^{2+}$  的掺入使样品中出现了  $\text{Mn}^{4+}$ ,  $\text{Mn}^{3+}$ -O- $\text{Mn}^{4+}$  键形成的双交换作用与

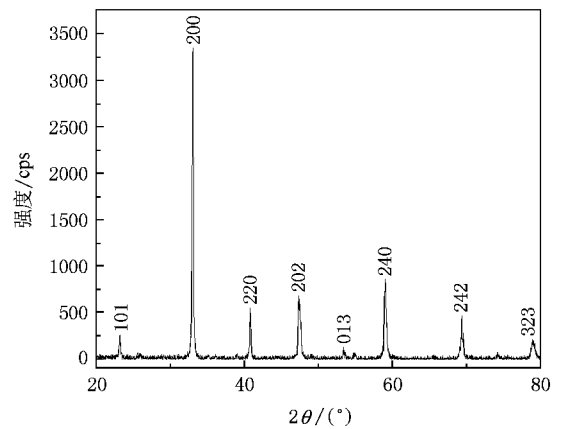


图 1 半掺杂  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品 XRD 衍射图谱

$\text{Mn}^{3+}$ -O- $\text{Mn}^{3+}$  键形成的超交换作用相互竞争, 出现了铁磁和反铁磁不均匀团簇的共存. 这种反铁磁不均匀团簇的出现可能是导致磁化曲线分岔的主要原因. 此类分岔现象即为铁磁-反铁磁相分离现象的典型特征<sup>[10]</sup>. 而样品  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  在无磁场情况下, 温度约在 75 K 以上体系处于顺磁态或顺磁和反铁磁共存态, 随着温度的降低, 逐渐出现了铁磁相而导致铁磁和反铁磁的竞争, 当温度进一步降至 42 K 时 ZFC 曲线和 FC 曲线分岔现象更加明显. Wang 等<sup>[8]</sup>报道的  $\text{Sm}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  的场冷零场冷曲线有类似的特征, 作者解释为典型的自旋玻璃特征.  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  体系中是否存在自旋玻璃行为需要进一步的证实.

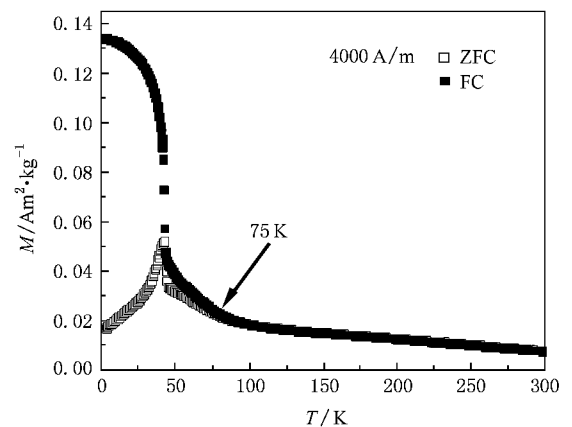


图 2  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品在 4000 A/m 场冷和零场冷下磁化随温度的变化曲线

$\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  与  $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ ,  $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  等体系类似, 在低温下是反铁磁基态. 在磁场的作用下, 随着温度的降低经历顺磁/反铁磁共存—铁磁—

反铁磁的相变.为了研究  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  多相共存的现象,图 3 给出了  $6.4 \times 10^5 \text{ A/m}$ — $6.4 \times 10^6 \text{ A/m}$  零场冷条件下的  $M$ - $T$  曲线.结果体现了丰富的磁现象及其对磁场的响应.在没有外加磁场的情况下,样品在 100 K 以下处于反铁磁态(其中少量铁磁团簇共存).在磁场( $6.4 \times 10^5 \text{ A/m}$ — $6.4 \times 10^6 \text{ A/m}$ )的作用下,75 K 附近体系在反铁磁,或者说在顺磁和反铁磁共存的背景下出现了铁磁相转变的特征,而且转变温度随磁场的增大而向高温方向移动.这种铁磁相很可能是以团簇的形式存在的.很明显,在低温下,铁磁相又重新转入了反铁磁相,并且在磁场增加到  $4 \times 10^6 \text{ A/m}$  时,反铁磁转变仍然存在,可见前面顺磁(反铁磁)—铁磁相的转变是不完全的,并且很明显没有达到饱和磁化状态,直到磁场达到  $6.4 \times 10^6 \text{ A/m}$  才基本达到饱和.同时,磁场增加使铁磁相的转变温度升高并且加宽了铁磁相的温度区域,这说明低温下反铁磁的转变是一种弱反铁磁,它在磁场作用下是不稳定的,很容易受到磁场的影响导致磁矩翻转.磁场的增强使铁磁团簇区域随之增大<sup>[11]</sup>,而使反铁磁相受到抑制,也可能是铁磁团簇数量增多从而抑制了反铁磁的转变.另外,还可能是由于  $\text{Eu}^{3+}$  的离子半径较小导致  $\text{MnO}_6$  八面体明显的畸变而抑制了铁磁双交换作用,在铁磁双交换和反铁磁超交换作用的激烈竞争下,外磁场很容易打破它们之间的平衡.在  $\text{Eu}_{0.58}\text{Sr}_{0.42}\text{MnO}_3$  样品中也有类似的现象报道<sup>[12,13]</sup>.

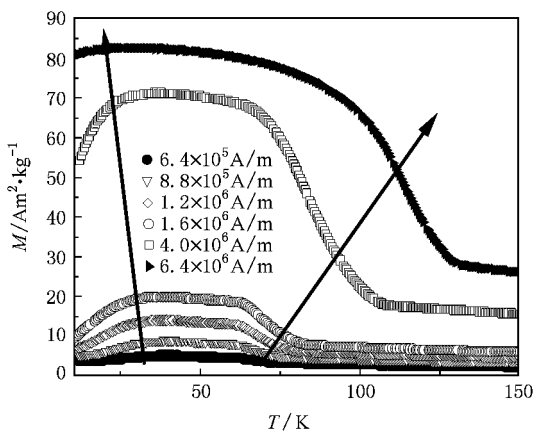


图 3  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品 0 A/m,  $8.8 \times 10^5 \text{ A/m}$ ,  $1.2 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $1.6 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $4 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $6.4 \times 10^6 \text{ A/m}$  零场冷下磁化随温度的变化曲线

为了研究样品中多相共存的复杂磁特性,图 4(a)给出了 0—100 K 温度范围内交流磁化率的实

部分别在 33 Hz, 1001 Hz, 4999 Hz 交变场频率下随温度的变化曲线(插图是 0—300 K 温度范围的交流磁化率随温度的变化曲线).随着温度的降低,由于铁磁相的出现,样品磁化率实部缓慢上升,而在 42 K 以下有下降的趋势,表明体系在铁磁相出现后存在 FM 相和 AFM 相的共存和竞争,而铁磁相出现以前是顺磁和反铁磁共存的.铁磁相可能是以团簇的形式存在.随着温度的降低,在 42 K 出现一个明显的尖峰,这与图 2 中 FC, ZFC 的分岔温度点相对应,表明在反铁磁背景下,由于铁磁成分的增加,FM 和 AFM 相的共存导致该样品中可能存在自旋玻璃(SG)行为.于是我们进一步研究了温度范围 38—45 K 之间不同频率下的交流磁化率随温度的变化曲线,如图 4(b)所示.可以看出,随着频率的增加,交流磁化率对应的峰值温度  $T_f$  向高温移动,峰的高度下降,这是自旋玻璃行为的典型特征<sup>[14]</sup>.图 4(b)的插图给出了  $1/T_f$ - $f$  的关系曲线,可以看出  $1/T_f$  随测量频率成线性关系,如果将  $T_f$  外推至 0 Hz 处可以得到自旋玻璃转变温度  $T_{SG}$ .根据 Neel-Arrhenius 公式  $\tau = \tau_0 \exp(E/k_B T_f)$ ,其中最大弛豫时间  $\tau$  由交变磁场频率决定  $\tau_{\max} = 1/\omega$ ,  $\tau_0$  是自旋弛豫时间常量,  $E$  是激活能.一般认为对于典型的自旋玻璃行为  $E = 0.8$ — $24 \text{ meV}$ ,  $\tau_0 \sim 10^{-200} \text{ s}$ ;而  $\tau_0 \sim 10^{-10}$ — $10^{-13} \text{ s}$  是超顺磁性的表现<sup>[13,15]</sup>.在我们的样品中根据 Arrhenius 公式和图 4(b)的线性拟合估算得激活能  $E = 3.6 \text{ eV} > 24 \text{ meV}$ ,  $\tau_0 \sim 10^{-100} \text{ s} > 10^{-200} \text{ s}$ .同时,如果要融化其低温下的冻结状态,铁磁团簇所需的能量比打破单个自旋的能量要大,这符合我们算出的激活能 3.6 eV 远大于自旋玻璃态所需的最大激活能 24 meV 的结果,可见  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品在低温下应该是团簇玻璃态(或类自旋玻璃态)而不是传统的自旋玻璃态.这里要强调的是,大多数自旋玻璃态是出现在顺磁基态背景下而这里  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  是在反铁磁背景下出现的团簇玻璃态,原因在于  $\text{Sr}^{2+}$  离子的参与出现铁磁团簇阻碍了长程反铁磁序.

图 5 给出了  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品在 0 A/m,  $1.6 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $4 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $6.4 \times 10^6 \text{ A/m}$  磁场下的电阻率随温度的变化曲线.可以看到,当外场为 0 A/m 时,样品在测量温区内呈绝缘体型导电行为,而当外加磁场为  $1.6 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $4 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $6.4 \times 10^6 \text{ A/m}$  时均发生了绝缘体—金属转变,这是由于磁场的作用诱导铁磁序增强,从而导致双交换作用的增强.绝缘体—金属转变温度( $T_p$ )在上述磁场下分别是 62 K,

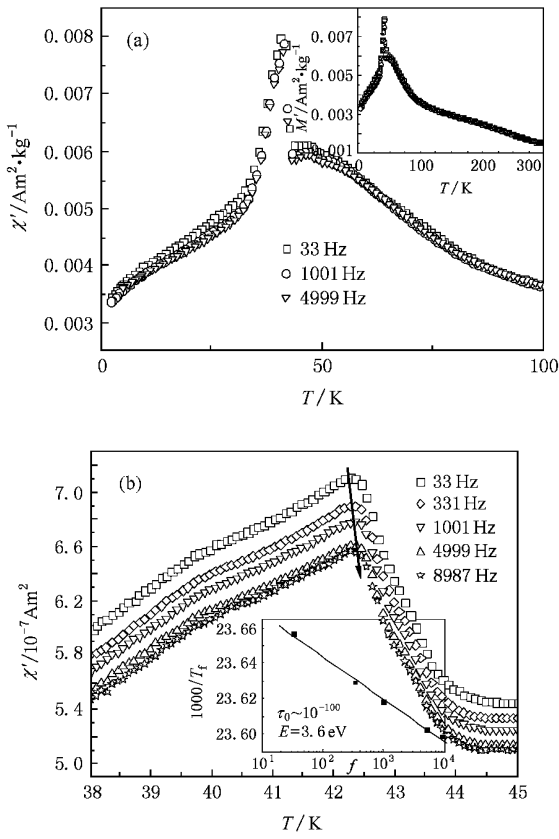


图 4 (a)  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品交流磁化率实部随温度的变化曲线 (b)  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  在交变场频率分别为 33 Hz, 331 Hz, 1001 Hz 和 4999 Hz, 8987 Hz 时的交流磁化率随温度的变化曲线

85 K, 86 K, 111 K. 样品的电阻率峰值随着磁场的增大不断降低并向高温方向移动(图 5 中的插图是  $4 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $6.4 \times 10^6 \text{ A/m}$  磁场下电阻率随温度变化曲线). 由此可以认为, 零场下绝缘体导电行为主要是由体系中的反铁磁相导致的, 而在外加磁场  $1.6 \times 10^6 \text{ A/m}$  的情况下就导致了绝缘体—金属转变. 这再次说明了反铁磁相是一种弱反铁磁或是倾角反铁磁. 随着温度的降低,  $1.6 \times 10^6 \text{ A/m}$  磁场下的电阻率—温度曲线在 62 K 下转变为金属性后, 在更低的温度约 20 K 附近出现电阻率翻转增大, 又转变为绝缘体导电行为(电阻率最小现象), 这种突变可能是在低温下反铁磁相的急剧增多或是类近藤效应所造成, 即与杂质原子局域磁矩的存在相联系的, 是磁性杂质离子与传导电子交换耦合作用的结果. 交换耦合作用引起传导电子被局域磁性原子散射, 使磁性原子自旋反向, 传导电子本身也反向; 随后, 倒向的磁性原子又作用于该传导电子, 这一多次散射过程相当于对电子运动的障碍, 造成了电阻的突然增加. 随着磁场的增加, 在  $4 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $6.4 \times$

$10^6 \text{ A/m}$  磁场下这种翻转由于受到强磁场的作用而减弱, 电阻率—温度曲线由于磁场较强导致样品整体电阻率的减小, 这种趋势表现得不是很明显, 但在 20 K 附近同样出现电阻率最小现象(如图 5 插图的黑箭头所示). 对于混合价的锰氧化物, 目前主要有三种常见的模型来解释其导电行为. 一是电子相关的可变量程跳跃模型

$$\rho = \rho_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}\right];$$

二是非电子相关的可变量程跳跃模型

$$\rho = \rho_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}\right];$$

三是小极化子绝热最近邻跳跃模型

$$\rho = \rho_0 AT \exp\left[\frac{\epsilon_\rho}{k_B T}\right].$$

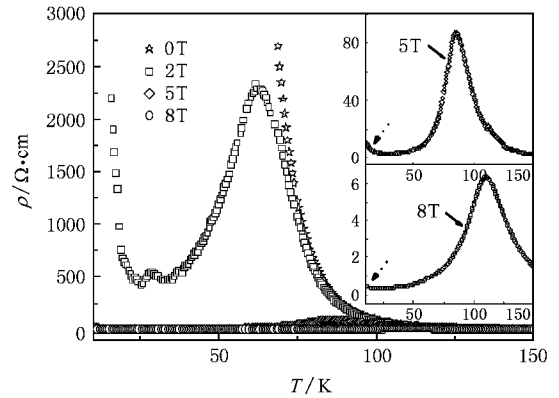


图 5  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品在 0 A/m,  $1.6 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $4 \times 10^6 \text{ A/m}$ ,  $6.4 \times 10^6 \text{ A/m}$  磁场下的电阻率随温度的变化曲线

我们对  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  电阻率在零场下  $\rho-T$  的结果进行了拟合, 发现  $\ln \rho - 1/T^{1/4}$  有很好的线性关系, 结果如图 6 (b), 而  $\ln \rho - 1/T^{1/2}$  的线性关系在整个温区有微小的偏移, 如图 6 (a). 同时小极化子绝热最近邻跳跃模型中  $\ln \rho / T - 1/T$  有较大偏差如图 6 (c). 我们知道, 对锰氧化物体系而言, 除了双交换作用外, 极化子效应也将是影响钙钛矿锰氧化物体系输运特性的重要因素之一. 按照极化子模型, 体系在绝缘区域的导电过程主要取决于自旋极化子的非相干非弹性的跳变过程, 电荷载流子借助其与局域自旋间的相互作用, 并通过非弹性磁振子的发射和吸收来跳跃到它近邻位置, 使得系统表现为可变量程跃迁的绝缘体导电行为. 所以,  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品的输运行为在所测量温区可用非电子相关的可变量程跳跃模型描述.

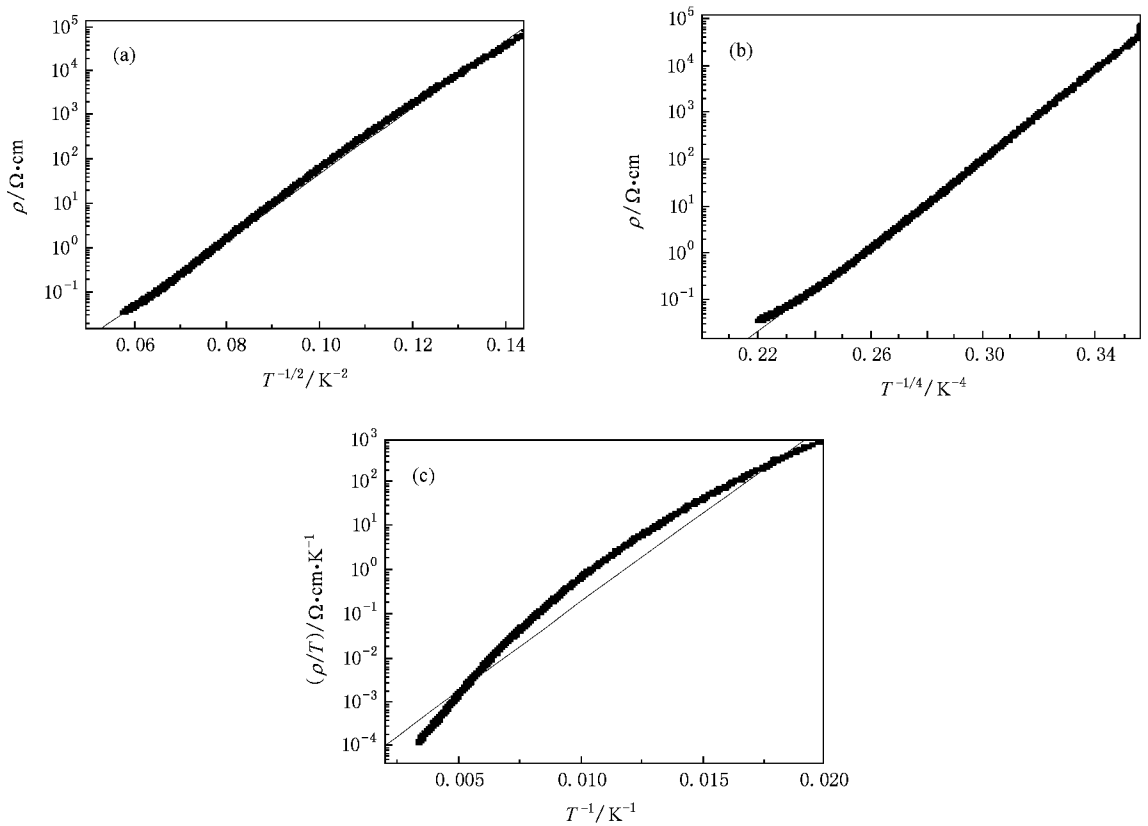


图 6 (a)电子相关的可变量程跳跃模型 (b)非电子相关的可变量程跳跃模型 (c)小极化子绝热最近邻跳跃模型

## 4. 结 论

对半掺杂的  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  体系在磁场诱导下的磁相变和输运性质进行了系统的研究. XRD 测量结果表明该体系呈现  $O'$  类正交结构, 且存在典型的 J-T 效应晶格畸变. 实验结果表明, 在无外加磁场下该体系在整个测量温区均呈现绝缘体型导电行为, 而在外加磁场  $6.4 \times 10^6 \text{ A/m}$  下出现磁场诱导的绝缘体—金属 (I—M) 转变, 其电输运特性符合可变量程跳跃模型; 体系在 75 K 左右开始出现铁磁相, 在更低的温度 42 K 附近, 交流磁化率曲线出现尖峰. 相

应地, 在低场下直流热磁 ZFC 曲线和 FC 曲线发生明显的分岔现象, 这是由于铁磁相与反铁磁相竞争的结果. 我们通过用 Neel-Arrhenius 公式对交流磁化率实部的数据进行计算拟合, 证明了  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  样品在 42 K 的分岔和尖峰现象, 是由于铁磁团簇在低温下的增大引起铁磁相和反铁磁相的竞争激烈而导致的团簇玻璃态而不是传统的自旋玻璃态. 同时, 一系列零场冷随温度变化的结果表明随着磁场的增大, 铁磁团簇区域在不断的增大, 也证明了 FM 与 AFM 的竞争在低温下更加激烈, 该体系基态存在有多种复杂而丰富的磁相互作用之间竞争的现象.

- [ 1 ] Zener C 1951 *Phys. Rev.* **82** 403
- [ 2 ] Xiao C T, Han L A, Xue D S, Zhao J H, Kunkel H, Williams G 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 1245 (in Chinese) [ 肖春涛、韩立安、薛德胜、赵俊慧、H Kunkel, G Williams 2003 物理学报 **52** 1245 ]
- [ 3 ] De Teresa J M, Ibarra M R, García J, Blasco J, Ritter C, Algarabel P A, Marquina C, del Moral A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3392
- [ 4 ] Wang J Z, Sun J R, Liu G J, Xie Y W, Wang D J, Zhao T Y, Shen B G, Li X G 2007 *Phys. Rev. B* **76** 104428
- [ 5 ] Liu N, Gao G Z, Tong W, Zhang Y H 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 3168 (in Chinese) [ 刘 宁、高贵珍、董 伟、张裕恒 2003 物理学报 **52** 3168 ]
- [ 6 ] Li R W, Wang Z H, Chen X, Shen B G 1999 *Acta. Phys. Sin.* **48** S105 (in Chinese) [ 李润伟、王志宏、陈 新、沈保根 1999 物理学报 **48** 105 ]
- [ 7 ] Zhu YW, Fang J, Huang Z, Gao B J 2003 *Chin. J. Low Temp. Phys.* **25** 151 (in Chinese) [ 朱永文、方 军、黄 真、高秉钧

- 2003 低温物理学报 25 151 ]
- [ 8 ] Wang S P ,Zhang J C ,Cao G X ,Jing C ,Cao S X 2007 *Phys. Rev. B* **76** 054415
- [ 9 ] Kawano H ,Kajimoto R ,Kubota Metal 1996 *Phys. Rev. B* **53** 2202
- [ 10 ] Elbio D ,Takashi H ,Adriana M 2001 *Phys. Rep.* **344** 1
- [ 11 ] Wang J Z ,Sun J R ,Liu G J ,Xie Y W ,Wang D J ,Zhao T Y ,Shen B G 2007 *Phys. Rev. B* **76** 104428
- [ 12 ] Liu G J ,Sun J R ,Xiong C M ,Wang D J ,Xie Y W ,Zhang H W ,Zhao T Y ,Shen B G 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 82502
- [ 13 ] Sundaresan A ,Maignan A ,Raveau B 1997 *Phys. Rev. B* **55** 5596
- [ 14 ] Mydosh J A 1993 *Spin Glass : An Experimental Introduction* ( Taylor & Francis ,London )
- [ 15 ] Wang K F ,Wang Y ,Wang L F ,Dong S 2006 *Phys. Rev. B* **73** 134411

## Magnetic field induced phase transition and transport properties in phase separated $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ system<sup>\*</sup>

Shu Miao-Miao Cao Shi-Xun<sup>†</sup> Gao Tian Yuan Shu-Juan Kang Bao-Juan Yu Li-Ming Zhang Jin-Cang

( Department of Physics ,Shanghai University ,Shanghai 200444 ,China )

( Received 12 June 2008 ; revised manuscript received 3 August 2008 )

### Abstract

The structure electrical and magnetic properties of the half doping phase separated  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  manganite have been systematically studied. The results show that  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  compound has the  $O'$  orthorhombic structure and shows typical Jahn-Teller distortion. It is found that ferromagnetic phase turn up near 75 K and evident split of field cooling ( FC ) and zero field cooling ( ZFC ) under 4000 A/m is observed around 42 K. The ac susceptibility curve shows also a sharp peak around 42 K , indicating cluster-glass state rather than a spin glass state at 42 K. Meanwhile ,throughout the measuring temperature range ,the electric transport shows insulating behavior and there is no insulator-metal ( I-M ) transition. However an applied magnetic field of  $1.6 \times 10^5$  A/m can induce I-M transition. The conducting behavior of  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  is well fitted by the Mott variable range hopping ( VRH ) model. All these phenomena indicate that for the ground state of  $\text{Eu}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$  ,there exists the competition mechanism of several complex magnetic interactions. The study provides abundant experimental information to understand the mechanism of the strongly electron correlated system.

**Keywords :** phase competition , half doped , FM cluster

**PACC :** 7000 , 7127 , 7550L

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10674092 ,10504019 ,10774097 ) ,the Science and Technology Innovation Fund of the Shanghai Education Committee ( Grant No.09ZZ95 ) , and the Science & Technology Committee of Shanghai Municipality ( Grant No.08dj1400202 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail :sxcao@shu.edu.cn