

Eu_{2-x}Pb_xRu₂O₇ 中的金属-绝缘体相变和 自旋玻璃态行为*

邱梅清 方明虎

(浙江大学物理系, 杭州 310027)

(2006 年 1 月 18 日收到, 2006 年 3 月 9 日收到修改稿)

通过对 Eu_{2-x}Pb_xRu₂O₇ ($x = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 和 1.8) 系列样品的结构、电阻和磁化率的观测, 结果发现, 随着 Pb 替代浓度 x 值的增加, 样品的电阻率逐渐减小, 系统在 $x = 0.8$ 附近发生了金属-绝缘体 (M-I) 相变; Ru⁴⁺ 的局域磁矩及其自旋玻璃冻结温度 T_G 也随之降低. 在该体系中, Pb²⁺ 对 Eu³⁺ 的部分替代使样品中载流子浓度增加, Pb 的 6p 能带与 Ru 4d 电子的 T_{2g} 能带混合, 能带得以拓宽, Ru 4d 电子的巡游性增强, 导致该体系物性的系列变化.

关键词: 自旋几何受挫, Eu_{2-x}Pb_xRu₂O₇ 体系, 金属-绝缘体相变, 自旋玻璃态

PACC: 7550L, 7130

1. 引 言

自高温超导体和巨磁阻材料发现以来, 有关强关联电子系统中磁涨落与输运性质之间的关联研究, 一直是凝聚态物理学的重要课题^[1,2]之一. 焦绿石化合物^[3-5] (其分子式为 A₂B₂O₇, A 为 Pb, Bi, Ca, Ba 或稀土元素, B 为过渡金属元素) 中的 B 离子构成共顶点的四面体结构, 其顶点上的局域磁矩呈现强烈的几何受挫效应, 无法形成长程序, 而形成短程有序磁结构, 如自旋玻璃^[6]、自旋液体^[7]、自旋冰^[8]等结构. 该类化合物也呈现许多奇异的物性, 如具有手性的反常 Hall 效应^[9]等. 近几年, 有关焦绿石化合物磁结构的研究, 大大丰富了磁性物理学的内容.

另一方面, 通过对 A 位的元素替代, 引入载流子, 改变 BO₆ 八面体倾角和 B 位自旋态, 抑制其几何受挫效应, B 位的局域磁矩便呈现强烈的自旋涨落效应. 研究这种自旋涨落对该类化合物输运性质的影响, 特别是金属-绝缘体 (M-I) 相变点附近的物性变化, 对磁涨落效应的理解有重要意义^[10]. 更重要的是, A₂B₂O₇ 化合物中的这种三维自旋涨落与铜

氧化物超导体中的二维自旋涨落可能存在着某种关联. 如在 Sm_{2-x}Bi_xRu₂O₇ 体系中^[11], M-I 相变点附近的 Hall 角满足 $\cot\theta_H = a + bT^2$ 关系, 这与 YBa₂Cu₃O_{7-x}^[12] 高温超导体中观测到的结果相类似, 而这种 T² 关系是高温超导体正常态的典型特征. 因此有关焦绿石化合物中的磁涨落效应研究, 无疑对高温超导电性微观机理的解决有重要帮助.

近几年, 有关焦绿石化合物的磁涨落效应研究, 主要针对的是 A₂Ru₂O₇ 化合物. 原因是 Ru 4d 电子介于巡游性和局域性之间, 如 Bi₂Ru₂O₇^[10] 和 Pb₂Ru₂O_{6.5}^[13] 为顺磁性金属, 而 RE₂Ru₂O₇^[14] (RE 为稀土元素) 和 Y₂Ru₂O₇^[10] 为绝缘体, Ru⁴⁺ 局域磁矩在低温下形成长程无序、短程有序的自旋玻璃态. 本文试图通过 Pb 对 Eu 的部分替代, 观测 Eu_{2-x}Pb_xRu₂O₇ 体系的结构、磁性质和输运性质变化, 揭示该体系中磁涨落与输运性质之间的关联. 实验结果发现: 在 Eu_{2-x}Pb_xRu₂O₇ 体系中, 随着 Pb 替代浓度 x 值的增加, 体系在 $x = 0.8$ 附近发生了金属-绝缘体 (M-I) 相变, Ru⁴⁺ 的局域磁矩减小, 其自旋玻璃冻结温度下降.

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) 批准号: G2006CB01003 资助的课题.

2. 实验方法

采用常规的固态反应法制备 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ 多晶样品. 首先将 Eu_2O_3 (99.9%), RuO_2 (99.5%), PbO (99.99%) 按化学计量比混和、研磨和压片, 在 950°C 预烧 24h 后, 再次研磨和压片, 在 1200°C 烧结 48h, 最后随炉冷却至室温.

使用 X 射线粉末衍射 (XRD) 方法检测样品的单相性. 采用标准四引线法观测样品的电阻. 样品在不同温度下的磁化率采用超导量子干涉仪 (SQUID) 测量.

3. 结果与讨论

图 1 给出了 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 和 1.8) 系列样品的 XRD 曲线. 其中所有的衍射峰均可用空间群为 $Fd\bar{3}m$ 的立方晶格拟合, 在实验精度内没有观测到杂相峰. 由上述 XRD 结果拟合得到的样品晶格常数 a 值如图 2 所示. 可以看出, 随着 Pb 替代浓度 x 值的增加, 晶格常数 a 值单调增大. 由于 Eu^{3+} (0.95\AA) 离子半径小于 Pb^{2+} (1.20\AA) 的离子半径, 这进一步说明 Pb 对 Eu 的部分替代在晶粒内是均匀的.

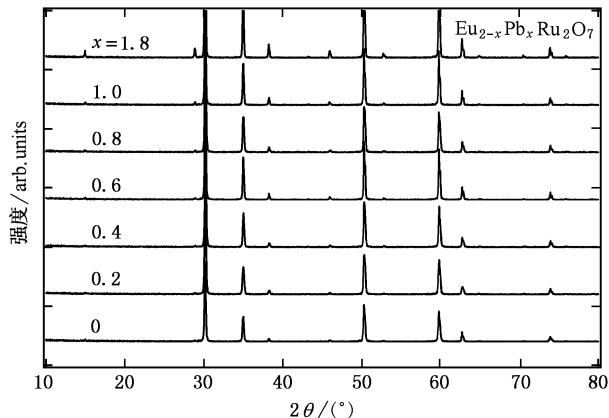


图 1 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ 样品的 XRD 曲线

图 3 给出了 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 和 1.8) 样品的电阻率-温度 ($\rho(T)$) 关系曲线. 首先可以看出, 随着 Pb 替代浓度 x 值的增加, 样品在同一温度下的电阻率 ρ 值急剧减小. 样品在 $T = 250\text{K}$ 时电阻率-Pb 替代浓度 ($\rho(x)$) 关系曲线如图 3(b) 中插图(1)所示, 如 $x = 0.0$ 样品在 250K

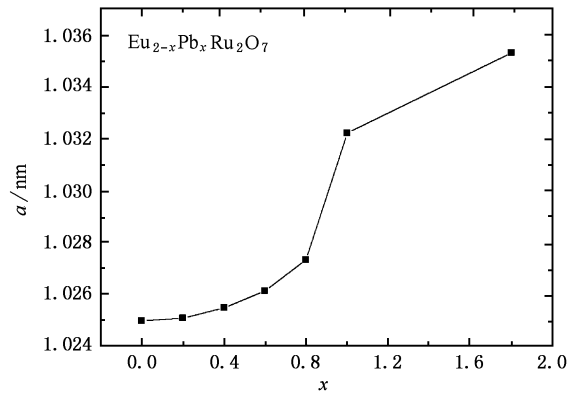


图 2 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ 体系的晶格常数 a 值与 Pb 替代浓度 x 值的关系曲线

时的电阻率为 $3.66\Omega\cdot\text{cm}$, 而 $x = 1.8$ 样品的电阻率则为 $4.5 \times 10^{-3}\Omega\cdot\text{cm}$, 下降了三个数量级. 这与 $\text{Sm}_{2-x}\text{Bi}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ [11] 和 $\text{Y}_{2-x}\text{Bi}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ [15] 中所观测到的结果相类似. 其次, 该体系在 $x = 0.8$ 附近发生了金属-绝缘体 (M-I) 相变. 对于 $x = 0.0, 0.2, 0.4$ 和 0.6 样品, 其电阻率随着温度的降低单调增加, 其 $\rho(T)$ 关系呈现典型的半导体行为. 对于 $x = 1.0$ 和 1.8 样品, 其电阻率均随着温度的降低单调下降, 其 $\rho(T)$ 关系在整个观测温区内均呈现金属行为. 图 3(b) 插图(2) 给出了 $x = 0.8$ 和 1.0 样品在 80K 以下的 $\rho(T)$ 关系曲线, 可以看出: 对于 $x = 0.8$ 样品, 当 $T > 40\text{K}$ 时, 其电阻率随着温度的下降而减小, 在 40K 附近达到极小后, 再缓慢增加.

为了揭示 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0, 0.2$ 和 0.4) 样品半导体性质的微观机理, 图 4 给出其 $\log\rho\cdot T^{-1}$ 和 $\log\rho\cdot T^{-1/4}$ 关系曲线. 从图 4(a) 可以看出, $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0, 0.2$ 和 0.4) 三样品的电阻率均不满足热激活半导体机理. 而热激活半导体的 $\rho(T)$ 关系应满足 $\rho = \rho_0 \exp(\Delta/k_B T)$, 其中 Δ 为半导体能隙, k_B 为 Boltzmann 常数. 该结果与文献 [10] 中报道结果不同. 而从图 4(b) 可以看出, 该三样品在低温下的 $\rho(T)$ 关系可近似地用三维变程跳跃型半导体机理来描述 [16]. 其 $\rho = \rho_0 \exp[(E/k_B T)^\alpha]$, $\alpha = 1/4$. 对于 $x = 0.6$ 样品 (图中没有给出) 也有相类似的结果. 而这种变程跳跃型电阻-温度关系是 Mott 绝缘体的典型特征, 这进一步证实 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ 体系在 $x = 0.8$ 附近发生了 Mott 绝缘体-金属相变, 该体系属强关联电子体系, 是一个值得关注的系统. Lee 等人 [17] 的能带计算结果也证实: Ru 系焦绿石化合

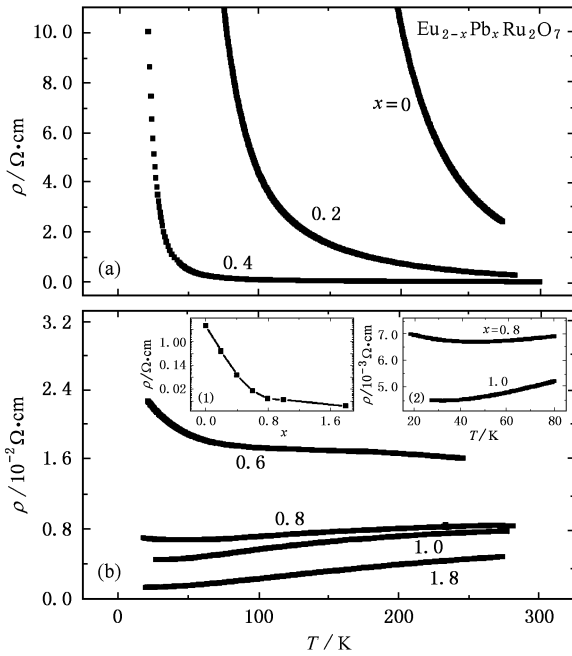


图3 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ (a) $x = 0, 0.2$ 和 0.4 (b) $x = 0.6, 0.8, 1.0$ 和 1.8 样品电阻率-温度关系 $\rho(T)$ 曲线 (图(b)中插图(1)为 250K 下样品电阻率与 Pb 替代浓度 $\rho(x)$ 关系曲线, 插图(2)为 $x = 0.8$ 和 1.0 样品在 80K 以下的 $\rho(T)$ 关系曲线)

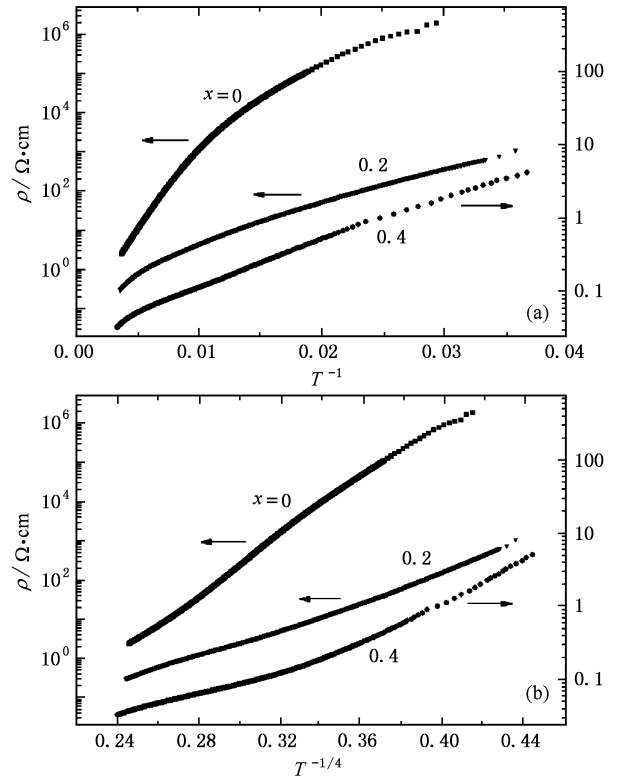


图4 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0, 0.2$ 和 0.4) 样品的 (a) $\log \rho - T^{-1}$, (b) $\log \rho - T^{-1/4}$ 关系曲线

物 $\text{A}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ 的输运性质可以用电荷局域化的 Mott 绝缘体理论来解释. 在 $\text{RE}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ 中, Ru $4d$ 电子为局域电子, 该体系呈现出绝缘体特性. 但是当 Pb 或 Bi 部分替代了 RE 后, 未满足的 Pb 或 Bi 的 $6p$ 能带与 Ru $4d$ 电子的 t_{2g} 能带混合, 并使其能带拓宽, 当能带宽度大于临界值时, 体系便呈现金属特性.

图5给出了 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 1.0$ 和 1.8) 样品在有场冷却 (FC) 和零场冷却 (ZFC) 两种条件、 400kA/m 的磁场下所测得的磁化率-温度 $\chi(T)$ 关系曲线. ZFC 测量过程: 在零场下将样品冷却至 5K , 再在升温过程中测量其不同温度下的磁化强度; FC 测量过程: 在磁场中将样品冷却至 5K , 再在升温过程中测量其磁化强度. 从图中可以看出, 对于 $\text{Eu}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0$) 样品, 当 $T > 120\text{K}$, 其 ZFC 和 FC 下所测量的 χ 值相同, 并随着温度的下降单调增加. 在 120K 附近, FC 条件下所测得的 χ_{FC} 值开始比 ZFC 条件下所测得的 χ_{ZFC} 值大, 即 $\chi_{\text{FC}}(T)$ 和 $\chi_{\text{ZFC}}(T)$ 曲线在 120K 以下不重合. 在 25K 附近, χ_{FC} 值有一急剧增加, 在 25K 以下, χ_{FC} 值几乎不随温度的降低而变化, 对应的 χ_{ZFC} 在 25K 附近也呈现一峰值. 该结果与在 $\text{Sm}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ [18] 中所观测到

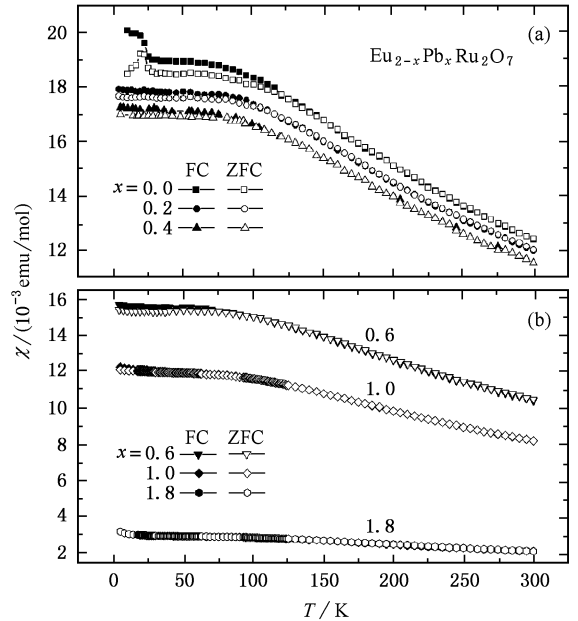


图5 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ (a) $x = 0, 0.2$ 和 0.4 (b) $x = 0.6, 1.0$ 和 1.8 样品在 FC 和 ZFC 两种条件下、 400kA/m 磁场中测得的磁化率-温度关系曲线

的结果相类似. 由于 $\text{Eu}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ 结构相邻 RuO_6 八面

体的特殊几何构形,局域的 Ru^{4+} 磁矩之间形成几何受挫,无法形成反铁磁的长程序,而在冻结温度 $T_G = 120\text{K}$ 以下形成自旋玻璃态. 随着温度的进一步降低,局域的 Eu^{3+} 磁矩在 25K 附近又形成了长程铁磁序. 因此,在 $\text{Eu}_2\text{Ru}_2\text{O}_7$ 化合物中,当 $T < 25\text{K}$ 时,局域 Ru^{4+} 磁矩形成的自旋玻璃态和局域的 Eu^{3+} 磁矩形成的长程铁磁序共存. 而对于 $x = 0.2, 0.4, 0.6$ 和 1.0 样品,在高温下,它们的 χ_{FC} 和 χ_{ZFC} 值同样随着温度的下降而单调增加. 其 $\chi_{\text{FC}}(T)$ 和 $\chi_{\text{ZFC}}(T)$ 曲线分别在 $T_G = 102, 96, 72$ 和 30K 开始不重

合. 在低温下,除 $x = 0.2$ 样品的 $\chi_{\text{FC}}(T), \chi_{\text{ZFC}}(T)$ 曲线在 25K 附近仍呈现一小的峰外,在其他样品中均未观测到 Eu^{3+} 磁矩的长程铁磁序. $x = 0.8$ 样品的结果和 $x = 0.6$ 样品相类似,图中没有给出. 由此可见, Pb^{2+} 对 Eu^{3+} 的部分替代,使局域 Ru^{4+} 磁矩自旋玻璃冻结温度 T_G 下降,对 Eu^{3+} 局域磁矩的长程铁磁序具有破坏作用.

另外,由于 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ 样品中含有 Eu^{3+} , 其磁化率中应包括 Eu^{3+} 离子中电子的热激发所产生的 Van-Vleck 磁化率 $\chi_{\text{VV}}^{[19]}$:

$$\chi_{\text{VV}} = N_A \frac{\sum_{J=0}^6 [g_J^2 \mu_B^2 J(J+1) / 3kT] + \alpha_J [2J+1] \exp(-W_J/kT)}{\sum_{J=0}^6 (2J+1) \exp(-W_J/kT)}, \quad (1)$$

其中 $g_J = 3/2$, $\alpha_J = -\mu_B^2 / 6\lambda (1 \leq J \leq 6)$ 和 $\alpha_0 = 8\mu_B^2 / 6\lambda$ 为不同能级上单个 Eu^{3+} 离子的 Van-Vleck 贡献,而 $W_J = \lambda J(J+1) / 2$ 为 $J > 0$ 的能级间的平均耦合能. 在室温以下, W_J 项只需考虑 $J \leq 2$ 以下的能级激发^[20]. 因此, $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ 在顺磁态下的磁化率可以用修正后的居里-外斯定律描述,其顺磁态下的磁化率为

$$\chi_{\text{total}} = \frac{C}{T - \theta} + \chi_0 + A\chi_{\text{VV}}, \quad (2)$$

其中 θ 为 Curie-Weiss 温度, χ_0 为与温度无关的磁化率,居里常数 $C = N_A \mu_{\text{eff}}^2 / 3k_B$, N_A 为 Avogadro 常数, μ_{eff} 为有效 Bohr 磁矩, k_B 为 Boltzmann 常数.

为了得到 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 1.0$ 和 1.8) 样品有效磁矩 μ_{eff} , 剩余磁化率 χ_0 和 Curie-Weiss 温度 θ 值,我们对其在 400kA/m 磁场中 FC 条件下测得的 $\chi(T)$ 曲线进行了拟合.

图 6 给出了 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.2$ 和 1.8) 两样品在 FC 条件下、 400kA/m 磁场下所测得的 $\chi(T)$ 关系曲线,以及由 (2) 式对高温磁化率数据的拟合结果. 可以看出,考虑 Eu^{3+} 离子的 Van-Vleck 磁化率后,修正的居里-外斯定律对 $x = 0.2$ 样品的高温磁化率数据, $x = 1.8$ 样品在整个测量温区 ($5\text{—}300\text{K}$) 的磁化率数据均能很好地描述. 而对于 $x = 0, 0.4, 0.6$ 和 1.0 另外四个样品 (图 6 中没有给出), 也有相类似的结果.

表 1 给出了由此拟合所得到的各样品有效磁矩 μ_{eff} , Curie-Weiss 温度 θ 值, 以及由 $\chi(T)$ 关系曲线所

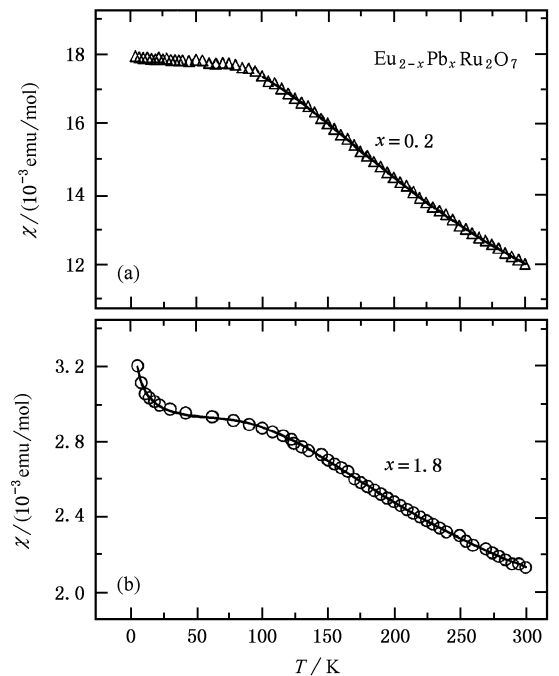


图 6 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ (a) $x = 0.2$ 和 (b) $x = 1.8$ 两样品的磁化率-温度 $\chi(T)$ 关系曲线, 其中实线为 (2) 式的拟合结果

确定的自旋玻璃冻结温度 T_G 值. 从表中数据可以看出: 首先, θ 值为负, 表明局域的 Ru 磁矩之间为反铁磁相互作用. 另外随着 Pb 替代浓度 x 值的增加, 有效磁矩 μ_{eff} 值逐渐减小, 其 Curie-Weiss 温度 θ 值也逐渐降低. 对于 $x = 1.8$ 样品其 $\theta \approx 0$, 样品在所观测的整个温区内呈现顺磁性.

综上所述, 通过对 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 和 1.8) 系列样品的结构、电

表 1 $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ 样品的自旋玻璃冻结温度 T_G , Curie-Weiss 温度 θ 和有效磁矩 μ_{eff} 值

$\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ 中 x 值	自旋玻璃冻结温度 T_G/K	Curie-Weiss 温度 θ/K	有效磁矩 μ_{eff}/μ_B
0	120	-262.4	4.03
0.2	102	-257.2	3.22
0.4	96	-253.6	2.80
0.6	72	-237.6	1.89
1.0	30	-233.4	1.80
1.8	0	-3.18	0.14

阻和磁化率的观测,结果发现:随着 Pb 替代浓度 x 值的增加,体系的自旋玻璃冻结温度 T_G 值、Curie-

Weiss 温度 θ 值、以及有效磁矩均下降,而其 $\rho(T)$ 关系曲线由半导体行为转变为金属行为,体系在 $x = 0.8$ 附近发生了金属-绝缘体(M-I)相变. 如前所述, Pb^{2+} 对 Eu^{3+} 部分替代,其 6p 能带与 Ru^{4+} 的 4d 电子能带相混合, Ru^{4+} 的 4d 能带被拓宽, Ru 4d 电子的巡游性得以增强. 该观点在 $\text{Y}_{2-x}\text{Lu}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ^[10] 和 $\text{Y}_{2-x}\text{Ca}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ^[10] 体系中也得到了证实. Lu^{3+} 对 Y^{3+} 的替代并不引入载流子,只是由于离子半径的不同,改变晶格畸变的大小,并不改变 Ru 的电子态性质,所以自旋玻璃态相变温度、 Ru 的局域磁矩和化合物的输运性质均无明显变化. 而 Ca^{2+} 对 Y^{3+} 的替代不仅影响晶格畸变,而且引入了载流子,影响了 Ru 的电子态性质,所观测到的结果与上述结果相类似.

- [1] Yasuoka H, Imai T, Shimizu T 1989 *Strong Correlation and Superconductivity*, Springer Series in Solid State Sciences Vol. **89** (Springer-Verlag, Berlin) p254
- [2] Ito T, Takenaka K, Uchida S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3995
- [3] Harris M J, Bramwell S T, McMorrow D F, Zeiske T, Godfrey K W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2554
- [4] Ramirez A P, Subramanian M A 1997 *Science* **277** 546
- [5] Gaulin B D, Reimers J N, Mason T E, Greedan J E, Tun Z 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3244
- [6] Taira Nobuyuki, Wakeshima Makoto and Hinatsu Yukio 1999 *J. Solid State Chem.* **144** 216
- [7] Kao Ying-Jer, Enjalran Matthew, Mastreo Adrian Del, Molavian Hamid R, Gingras Michel J P 2003 *Phys. Rev. B* **68** 172407
- [8] Bramwell Steven T, Gingras Michel J P 2001 *Science* **294** 1495
- [9] Taguchi Y, Oohara Y, Yoshizawa H, Nagaosa N, Tokura Y 2001 *Science* **291** 2573
- [10] Yoshii S, Sato M 1999 *J. Phys. Soc. Jpn.* **68** 3034
- [11] Yoshii S, Murata K, Sato M 2000 *J. Phys. Soc. Jpn.* **69** 17
- [12] Rice J P, Giapintzakis J, Ginsberg D M, Mochel J M 1991 *Phys. Rev. B* **44** 10158
- [13] Akazawa T, Inaguma Y, Katsumata K, Hiraki K, Takahashi T 2004 *J. Crystal Growth* **271** 445
- [14] Bouchard R J, Gillson J L 1971 *Mater. Res. Bull.* **6** 669
- [15] Yoshii S, Murata K, Sato M 2001 *J. Phys. Chem. Solid* **62** 331
- [16] Tsuda N, Nasu K, Yanase A, Siratori K 1991 *Electronic Conduction in Oxides*, Springer Series in Solid State Sciences Vol. **94** (Springer-Verlag, Berlin) p155
- [17] Lee K S, Seo D K, Whangbo M H 1997 *J. Solid State Chem.* **131** 405
- [18] Taira N, Wakeshima M, Hinatsu Y 1999 *J. Phys. Cond. Matter* **11** 6983
- [19] Van Vleck J H 1965 *The Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities* (Oxford University Press, London) p 245
- [20] Vybrnov M, Perthold W, Micher H, Holubar T, Hilscher G, Rogl P, Fisher P 1995 *Phys. Rev. B* **52** 1389

Metal-insulator transition and spin-glass behavior in $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ system^{*}

Qiu Mei-Qing Fang Ming-Hu

(Department of Physics , Zhejiang University , Hangzhou 310027 , China)

(Received 18 January 2006 ; revised manuscript received 9 March 2006)

Abstract

The investigation on the structure , resistivity and susceptibility was carried out for $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ ($x = 0.0 , 0.2 , 0.4 , 0.6 , 0.8 , 1.0$ and 1.8) samples. It is found that the resistivity of the samples , the local magnetic moment of Ru^{4+} and the freezing temperature T_C of spin glass decrease gradually with the increasing substitution concentration value x of Pb for Eu in $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ system. A metal-insulator (M-I) transition occurs near $x = 0.8$. It is suggested that in this system the partial substitution of Pb^{2+} for Eu^{3+} results in the increasing of carrier concentration. And the mixing of 6p band of Pb and the t_{2g} band of Ru 4d electrons brings about an enhancement of itinerancy for Ru 4d electrons.

Keywords : spin frustration , $\text{Eu}_{2-x}\text{Pb}_x\text{Ru}_2\text{O}_7$ system , M-I transition , spin glass

PACC : 7550L , 7130

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2006CB01003).