

极性补偿对LaMnO₃/LaNiO₃超晶格交换偏置场强度的影响

魏浩铭 张颖 张宙 吴仰晴 曹丙强

Influence of polarity compensation on exchange bias field in LaMnO₃/LaNiO₃ superlattices

Wei Hao-Ming Zhang Ying Zhang Zhou Wu Yang-Qing Cao Bing-Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 156801 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220365

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220365>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

钙钛矿型氧化物非常规铁电研究进展

Recent progress of improper ferroelectricity in perovskite oxides

物理学报. 2018, 67(15): 157504 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180936>

基于IrMn/Fe/Pt交换偏置结构的无场自旋太赫兹源

Field-free spintronic terahertz emitters based on IrMn/Fe/Pt exchange bias heterostructures

物理学报. 2022, 71(4): 048703 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211831>

外延应变和铁电极化双重调控LaMnO₃/BaTiO₃超晶格的磁性

Dual control of magnetism in LaMnO₃/BaTiO₃ superlattice by epitaxial strain and ferroelectric polarization

物理学报. 2020, 69(22): 226301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200839>

喷墨打印钙钛矿太阳能电池研究进展与展望

Inkjet printed perovskite solar cells: progress and prospects

物理学报. 2019, 68(15): 158807 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190302>

高效绿光钙钛矿发光二极管研究进展

Research progress of efficient green perovskite light emitting diodes

物理学报. 2019, 68(15): 158504 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190647>

发光铅卤钙钛矿纳米晶稳定性的研究进展

Research progress of stability of luminous lead halide perovskite nanocrystals

物理学报. 2020, 69(11): 118501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191767>

极性补偿对 $\text{LaMnO}_3/\text{LaNiO}_3$ 超晶格交换偏置场强度的影响*

魏浩铭^{1)†} 张颖¹⁾ 张宙¹⁾ 吴仰晴¹⁾ 曹丙强²⁾

1) (曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

2) (济南大学材料科学与工程学院, 济南 250022)

(2022年3月1日收到; 2022年3月29日收到修改稿)

钙钛矿超晶格中蕴含着丰富的磁现象, 特别是锰酸镧/镍酸镧超晶格中的异常磁交换偏置现象是一个研究热点. 本文采用脉冲激光沉积技术, 制备出不同取向的锰酸镧/镍酸镧超晶格, 并对超晶格的电输运性能和交换偏置现象进行了系统的研究. 实验发现, 超晶格在不同取向的衬底上外延生长并保持晶格应力; 超晶格的母体是 Mott 绝缘体并遵循二维 Mott 变程跃迁导电机理; 不同取向的超晶格都表现出交换偏置现象; 场冷和零场冷曲线表明在低温下超晶格中存在两种不同的磁性组元. 对超晶格交换场强度的进一步分析发现, 交换场强度与超晶格的取向以及超晶格与衬底界面处的极性补偿有关. 在不同温度下都观察到, 极性连续的超晶格的交换场强度都高于极性失配的超晶格. 上述研究结果对进一步理解钙钛矿超晶格中的磁电输运性能有所帮助.

关键词: 钙钛矿, 超晶格, 外延生长, 交换偏置

PACS: 68.55.-a, 68.65.Cd, 71.30.+h, 71.45.Gm

DOI: 10.7498/aps.71.20220365

1 引言

钙钛矿材料包括 ABO_3 氧化物和 ABX_3 卤化物两大类, 由于独特的成分和晶体结构, 钙钛矿材料展现出丰富的物理特性, 在太阳能电池、光催化、储能和铁电领域有广泛的应用^[1-3]. 尤其是以钙钛矿材料为基础构造的人工超晶格结构中, 蕴含了单一材料所不具备的一些独特物理性质, 如二维电子气、异常交换偏置等^[4-10]. 锰酸镧 (LaMnO_3 , LMO) 属于钙钛矿型氧化物, 是一种典型的强关联电子体系, 通常锰酸镧薄膜具有铁磁性^[11,12]. 镍酸镧 (LaNiO_3 , LNO) 也是一种常见的钙钛矿材料, 通常表现出金属导电性和顺磁性^[13]. 2012年, 瑞士日内瓦大学的 Gibert 等^[14] 在 LMO/LNO 超晶格

中观察到异常磁交换偏置现象, 引起这个领域极大的关注. 交换偏置通常存在于铁磁和反铁磁界面, 是由于反铁磁相对铁磁相的“钉扎”作用导致的冷场磁滞回线沿磁场轴偏移的现象, 目前基于传统金属材料的交换偏置现象已经应用于磁盘数据存储. 而 LMO/LNO 超晶格中交换偏置现象的出现, 意味着低维钙钛矿超晶格中蕴含着异常的自旋序^[14], 而这一异常交换偏置现象在设计新型存储器领域具有潜在的应用价值.

针对 LMO/LNO 超晶格中的异常交换偏置现象, 有了一些初步的研究结果, 但对这一现象的起源尚未形成统一的认识. 最初大家认为只有 (111) 取向的 LMO/LNO 超晶格存在交换偏置现象, 而 (001) 方向不存在, 这一观点得到一些理论计算的支持^[15,16]. 但同时也有一些理论研究表明, 超晶格

* 国家自然科学基金 (批准号: 11904198, 51902179, 51872161) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: weihm@qfnu.edu.cn

中 Ni 原子处的磁矩起源于界面处 Ni 和 Mn 原子间的电荷转移, 并且这种转移引起的效果不依赖于超晶格的晶体取向^[17]. 这也就意味着, 有必要在实验上进一步去研究超晶格中的交换偏置现象.

2017 年我们利用脉冲激光沉积技术制备出高质量的 (001) 取向的超晶格样品, 并观察到交换偏置和由于电荷转移引起的电子局域化现象^[18]. 山西师范大学许小红教授团队^[19]也在不同取向的 LMO/LNO 超晶格中观察到交换偏置现象. 这些实验结果引起了更多关于 LMO 超晶格中的电荷转移和磁矩方面的研究^[20–23]. 然而目前为止, 关于超晶格中交换偏置产生的理论机制尚未完全阐明, 不同理论计算结果存在较大差异且缺少实验结果的支撑, 此外, 不同取向超晶格交换场强度的区别也需要在实验上进一步研究. 在此基础上, 本文制备出 (001), (111) 和 (110) 三种取向的 LMO/LNO 超晶格, 研究了超晶格外延结构、电输运性质和交换偏置现象, 并通过对比不同样品交换场强度和生长极性的关系, 分析了极性补偿和界面原子重组对超晶格交换偏置性质的影响. 这些实验研究对进一步理解超晶格中的电学和磁学性质有所帮助.

2 实验

采用脉冲激光沉积技术, 以高纯 (99.99%) LMO 和 LNO 为靶材, 在 (001), (111) 和 (110) 三种取向的钛酸锶 (SrTiO_3 , STO) 衬底上沉积 LMO/LNO 超晶格. 使用 X 射线衍射仪测试衬底的切割角并选取切割角小于 0.15° 的衬底, 通过化学腐蚀和高温退火的方法使衬底形成“台阶状”表面. 在此基础上, 使用原位反射式高能电子衍射监控超晶格的逐层生长情况, 通过调控激光脉冲数目精确控制超晶格结构和厚度, 不同取向超晶格厚度都控制在 40 nm. 沉积时衬底温度为 680°C , 沉积氛围为氧气, 沉积 LMO 和 LNO 层时的气压分别设为 0.05 和 3×10^{-4} mbar ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$). 为了避免氧空位对样品的影响, 所有的超晶格样品在生长之后原位退火 15 min, 退火氛围为 800 mbar 的氧气. 更多实验细节可参看文献^[18].

使用脉冲激光沉积系统 (PLD, Neocera, Pioneer 180) 制备样品; 使用 X 射线衍射仪 (XRD, Rigaku, Smartlab) 测试样品倒易空间图用以分析样品的晶体结构和外延情况; 使用原子力显微镜 (AFM,

Park, NX20) 测试样品的表面形貌和粗糙度; 使用霍尔效应测试仪 (Lakeshore, 8404) 测试样品的变温电输运性能; 使用综合物性测试系统 (Quantum Design, Dynacool) 测试样品的磁学性能.

3 结果与分析

关于 (001) 和 (111) 取向的超晶格的生长已有报道^[14,18,19], 我们在文献^[18]中展示了利用 PLD 制备的 (111) 取向超晶格并首次报道了这种超晶格中的交换偏置现象. 本文重点分析 (110) 取向超晶格的样品质量. 图 1(a) 为 (110) 取向 LMO/LNO 超晶格的 AFM 图片, 超晶格呈现“台阶状”表面, 均方根粗糙度小于 0.1 nm, 这个值与 (001) 和 (111) 取向超晶格粗糙度相同 (约 0.095 nm). 此外, 超晶格表面的线扫描图如图 1(b) 所示, 虚线代表了每一个“台阶”的位置. 由图 1(b) 可见, 超晶格具有严格周期性的等高度“台阶”, 每一个“台阶”的高度约为 0.27 nm, 正好对应于超晶格 (110) 晶面的晶面间距.

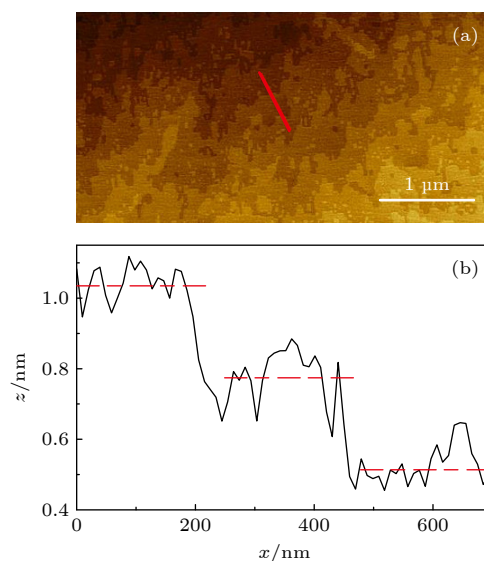


图 1 (a) 生长在 STO (110) 衬底上的 LMO/LNO 超晶格 AFM 图; (b) 超晶格表面线扫描图

Fig. 1. (a) AFM image of LMO/LNO superlattice on STO (110) substrate; (b) line-scan of superlattice.

图 2(a) 是超晶格对称峰的倒易空间图, 可以看出, 超晶格沿 $\langle 110 \rangle$ 方向生长, 与衬底的面外结晶取向一致, 计算可得超晶格的面外晶格常数约为 0.27 nm, 与理论预期以及 AFM 测试结果一致. 由于超晶格很薄, 为了获得更高衍射强度, XRD 测试

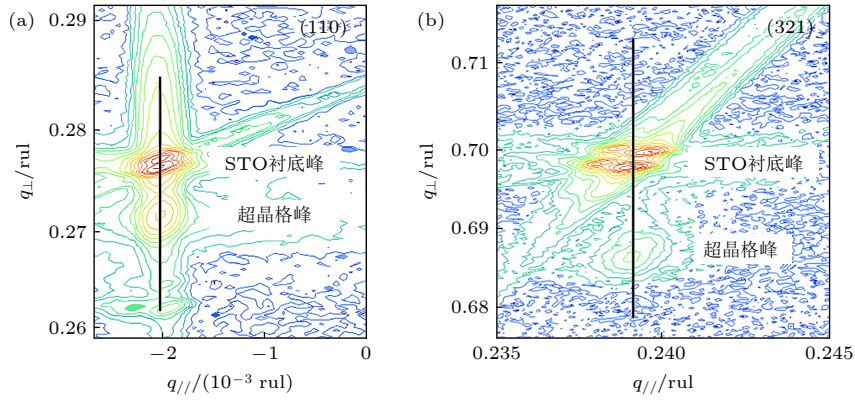


图2 (110)取向的超晶格在(a) (110)对称峰和(b) (321)非对称峰附近的倒易空间图

Fig. 2. Reciprocal space maps of (110)-oriented superlattice around the (a) symmetric (110) and (b) asymmetric (321) reflexes.

未加装单色仪, 入射 X 射线的 $K\alpha_{1/2}$ 劈裂造成 STO 衬底出现两个衍射峰. 图 2(b) 是超晶格非对称峰的倒易空间图, 超晶格和衬底 (321) 晶面的衍射峰出现在同一竖直线上, 说明超晶格与衬底晶格常数匹配且未发生应力松弛. AFM 和 XRD 倒易空间图表明超晶格样品依照设计实现了高质量的可控生长.

图 3(a) 是超晶格的变温电阻率曲线, 测试温度范围为 70—300 K. 由图可见, 超晶格的电阻率随着温度降低而升高, 这表明超晶格呈现出绝缘体性质. 为了进一步理解超晶格内在导电机制, 探究了超晶格方块电导率与温度的关系, 并对数据进行了拟合, 结果如图 3(b) 所示. 线性拟合结果表明, 超晶格电输运行为符合二维 Mott 变程跃迁模型 [24]:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp \left[- (T_0/T)^{-1/3} \right], \quad (1)$$

其中 σ 为电导率, σ_0 为德拜电导率; T_0 为局域化温度, 取决于材料费米面附近的能态密度 $N(E_F)$ 和电子局域化长度 a , 并可由拟合曲线的斜率获得. 为了进一步验证模型的合理性, 利用以下公式分析了超晶格中电子跃迁距离 R_{hop} 和跃迁能量 E_{hop} [25]:

$$R_{\text{hop}} = \frac{1}{3} a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

$$E_{\text{hop}} = \frac{1}{3} k_B T^{2/3} T_0^{1/3}, \quad (3)$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数. 令 $T = 300$ K, 代入 (2) 式和 (3) 式可得: $\frac{R_{\text{hop}}}{a} = \frac{E_{\text{hop}}}{(k_B T)} = \frac{1}{3} a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/3} \approx 2.95$. 这意味着在整个测试温度区间内, 二维 Mott 变程跃迁模型都是合理的, 超晶格母体是一种 Mott 绝缘体, 电子局域在离子实附近并依靠跃迁导电.

电子的局域化与 Ni 和 Mn 原子间的电荷转移有关 [26], 当有电子从 Mn 原子转移到 Ni 原子时, 造成 Ni 原子从 Ni^{3+} 变为 Ni^{2+} , 这一价态的变化会导致电子局域化的产生进而呈现出 Mott 绝缘性, 类似的现象在镍酸镧薄膜和镍酸镧/铝酸镧超晶格中也被观察到 [27–29]. 此外, 这种转移也与接下来讨论的磁学性质有关, 由于相邻的 Ni^{2+} 离子之间呈现反铁磁耦合, 而 Ni 离子和 Mn 离子之间呈现铁磁

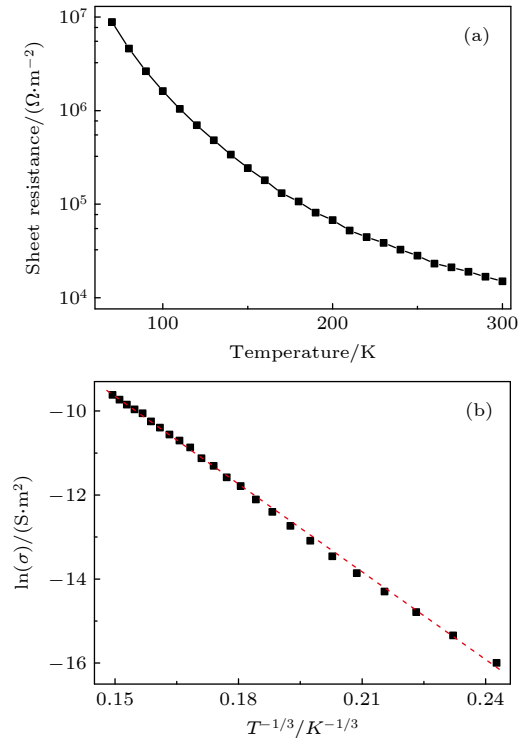


图3 (a) (110)取向超晶格的变温电阻率曲线; (b) 方块电导率与温度的函数关系式, 其中虚线是线性拟合

 Fig. 3. (a) Temperature dependence of the sheet resistance of (110)-oriented superlattice; (b) logarithm of sheet conductance $\ln(\sigma)$ as a function of $T^{-1/3}$, where the red line is linear fitting.

耦合, 这种反铁磁和铁磁在超晶格界面处“钉扎”产生交换偏置现象^[17]. 而不同取向超晶格的电荷面不同, 界面处极性和电荷失配会影响 Mn 和 Ni 原子间电荷转移以及磁性的产生, 这在接下来的磁学性质中有具体展示.

图 4 为 (110) 取向超晶格在不同温度下的磁滞回线图, 即使温度升高到 20 K 仍然可观察到交换偏置现象. 交换场强度 H_E 可由以下公式计算^[27]:

$$H_E = |H^+ + H^-|/2, \quad (4)$$

其中 H^+ 和 H^- 分别为磁矩等于零时的正向磁场和反向磁场. 在低温下, 超晶格的磁滞回线均表现出负向偏移, 随着温度的升高, 偏移程度和交换场强度逐渐减弱. 为了进一步理解这一现象, 测试了场冷 (FC) 和零场冷 (ZFC) 下超晶格的变温磁矩曲线. 其中 FC 指样品在 0.25 T 磁场下冷却到低温再进行变温磁矩测试, 而 ZFC 指样品冷却过程中不施加磁场. 如图 5 所示, 在温度高于 50 K 时, 两条曲线完全重合, 当温度低于 50 K 时, FC 和 ZFC 曲线出现分离, 且随着温度的进一步降低 ZFC 曲线出现拐点. FC 和 ZFC 曲线的差异意味着低温下超晶格中存在两种不同的磁性组元, 这与超晶格低温下表现出交换偏置现象所对应. 当一个电子从 Mn 原子转移到 Ni 原子后, Ni-Mn 和 Ni-Ni 原子之间分别表现出铁磁耦合和反铁磁耦合, 并导致低温下 FC 和 ZFC 曲线的差别以及交换偏置现象的出现^[17,18]. 值得一提的是, 当把 STO 衬底更换成铝酸镧衬底时, 制备出的超晶格仍然可以观察到交换偏置现象.

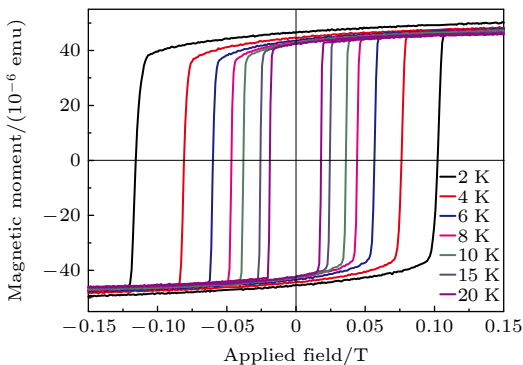


图 4 不同温度下 (110) 取向超晶格的磁滞回线 ($1 \text{ emu} = 10^{-3} \text{ A}\cdot\text{m}^2$), 被测样品在 1 T 磁场下冷却

Fig. 4. Hysteresis loops for the (110)-oriented superlattice at different constant temperatures after cooling the sample with a field of 1 T.

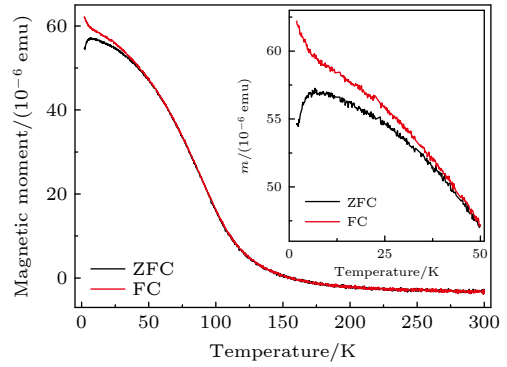


图 5 场冷和零场冷下 (110) 取向超晶格的变温磁矩曲线, 插图是 50 K 以下的局部放大图

Fig. 5. Magnetic moment versus temperature of (110)-oriented superlattice in the ZFC and FC states. The inset is the zoom-in below 50 K.

在此基础上, 进一步计算并对比了不同取向超晶格的交换场强度, 结果如图 6 所示. 可以看出, 不同取向的超晶格都表现出交换偏置现象, 且 (001) 和 (111) 取向超晶格的交换场强度差别不大, 这一结果证实了之前的一些理论预期并再次证明了这种异常交换偏置是超晶格材料固有的性质^[17]. 此外, 在理论研究领域, 关于不同取向超晶格交换场强度的观点主要有两种, 一种认为不同取向超晶格的交换场强度应该一样, 另一种认为 (111) 取向交换场强度远大于 (001) 取向且 (110) 取向介于两者之间. 但是由图 6 对比发现, 任何温度时 (110) 取向超晶格的交换场强度都远大于另外两种取向, 这一现象尚未有人研究过.

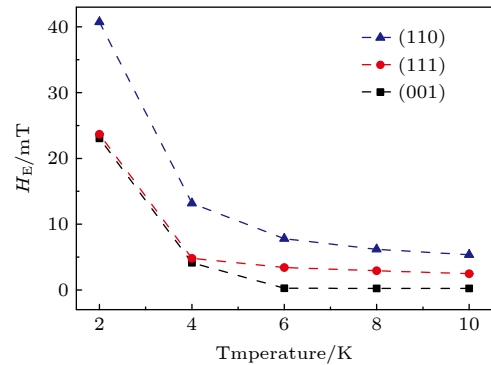


图 6 不同取向超晶格交换场强对比图

Fig. 6. Comparison of exchange bias field of superlattices with different orientations.

我们仔细分析了超晶格不同取向晶面的极性电荷, 并提出极性与超晶格交换偏置存在关联. 由图 7 可见, 不同取向的钙钛矿材料是由不同电荷面堆积而成, 由于 LMO 和 LNO 具有相同的极性面,

因此差别主要在 STO 衬底和超晶格界面处. 对于 (001) 和 (111) 取向的样品, 衬底和超晶格界面都存在 1 个电荷的极性失配, 而极性失配往往会导致界面原子重组并在超晶格中产生极性补偿, 这种极性补偿会对材料的结构和物理性质产生影响^[30,31]. 对于 (110) 取向的样品, STO, LMO 和 LNO 三种材料都是由具有 +1e 和 -1e 的电荷面堆积而成并保持极性的连续, 因此不会对超晶格结构和性质产生影响. 结合图 6 分析可得, 对于存在类似极性失配的 (001) 和 (111) 取向超晶格, 交换偏置场的强度相近; 而极性连续的 (110) 取向超晶格在不同温度下表现出更大的交换场强度.

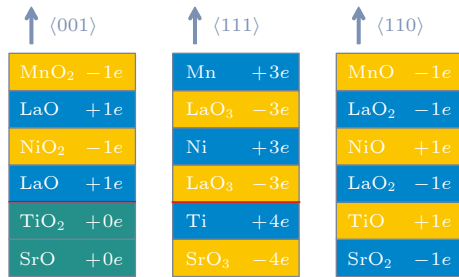


图 7 不同取向超晶格和衬底的结构和极化示意图
Fig. 7. Schematics of structure and polarity along different directions for superlattices and substrates.

4 结 论

本文使用脉冲激光沉积技术制备出高质量的 LMO/LNO 超晶格, AFM 结果表明超晶格具有原子级平整的“台阶状”表面, XRD 结果表明超晶格具有确定的外延取向和未松弛的面内应力. 变温电阻率测试结果表明超晶格是一种 Mott 绝缘体并遵循二维 Mott 变程跃迁导电机理, 磁性测试结果表明不同取向超晶格都具有交换偏置现象. 结合材料极性面电荷量分析可知极性是否连续对交换偏置场的强度有影响, 极性连续的 (110) 取向超晶格的交换场强度大于极性失配的 (001) 和 (111) 取向的超晶格. 这些实验结果可对相关理论研究提供一些支撑, 也对进一步理解钙钛矿超晶格中的磁学和电学性能有所帮助.

参考文献

[1] Wei H M, Yang C, Wu Y Q, Cao B Q, Lorenz M, Grundmann M 2020 *J. Mater. Chem. C* **8** 15575

[2] Yao X, Ding Y L, Zhang X D, Zhao Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 038805 (in Chinese) [姚鑫, 丁艳丽, 张晓丹, 赵颖 2015 物理学报 **64** 038805]

[3] Pena M A, Fierro J L 2001 *Chem. Rev.* **101** 1981

[4] Cherniukh I, Raino G, Stoferle T, et al. 2021 *Nature* **593** 535

[5] Noguchi Y, Matsuo H 2021 *Nanomaterials* **11** 1857

[6] Liu Y, Siron M, Lu D, Yang J J, dos Reis R, Cui F, Gao M Y, Lai M L, Lin J, Kong Q, Lei T, Kang J, Jin J B, Ciston J, Yang P D 2019 *J. Am. Chem. Soc.* **141** 13028

[7] Haislmaier R C, Lapano J, Yuan Y K, Stone G, Dong Y Q, Zhou H, Alem N, Engel-Herbert R 2018 *APL Mater.* **6** 111104

[8] Brahlek M, Sen Gupta A, Lapano J, Roth J, Zhang H T, Zhang L, Haislmaier R, Engel-Herbert R 2018 *Adv. Funct. Mater.* **28** 1702772

[9] Wei H M, Jenderka M, Bonholzer M, Grundmann M, Lorenz M 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 042103

[10] Zhou L, Wang X, Zhang H M, Shen X D, Dong S, Long Y W 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 157505 (in Chinese) [周龙, 王潇, 张慧敏, 申旭东, 董帅, 龙有文 2018 物理学报 **67** 157505]

[11] Yamasaki Y, Okuyama D, Nakamura M, et al. 2011 *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** 073601

[12] Zhang P, Piao H G, Zhang Y D, Huang J H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 157501 (in Chinese) [张鹏, 朴红光, 张英德, 黄焦宏 2021 物理学报 **70** 157501]

[13] Onellette D G, Lee S B, Son J, Stemmer S, Balents L, Millis A J, Allen S J 2010 *Phys. Rev. B* **82** 165112

[14] Gibert M, Zubko P, Scherwitzl T, Iniguez J, Triscone J M 2012 *Nat. Mater.* **11** 195

[15] Dong S, Dagotto E 2013 *Phys. Rev. B* **87** 195116

[16] Piamonteze C, Gibert M, Heidler J, et al. 2015 *Phys. Rev. B* **92** 014426

[17] Lee A T, Han M J 2013 *Phys. Rev. B* **88** 035126

[18] Wei H M, Barzola-Quiquia J L, Yang C, et al. 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 102403

[19] Zang J L, Zhou G W, Bai Y H, Quan Z Y, Xu X H 2017 *Sci. Rep.* **7** 10557

[20] Pan S Y, Shi L, Zhao J Y, Zhou S M, Xu X M 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 141602

[21] Kitamura M, Kobayashi M, Sakai E, et al. 2019 *Phys. Rev. B* **100** 245132

[22] Zhang J, Zhou J T, Luo Z L, Chen Y B, Zhou J, Lin W W, Lu M Hm Zhang S T, Gao C, Wu D, Chen Y F 2020 *Phys. Rev. B* **101** 014422

[23] Tanguturi R G, Zhou P, Yan Z, Qi Y J, Zhang T J 2021 *Phys. Status Solidi B* **258** 2000527

[24] Brenig W 1973 *Philos. Mag.* **27** 1093

[25] Khan Z H, Husain M, Perng T P, Sallh N, Habib S 2008 *J. Phys. Condens. Matter* **20** 475207

[26] Hoffman J, Tung I C, Nelson-Cheeseman B B, Liu M, Freeland J W, Bhattacharya A 2013 *Phys. Rev. B* **88** 144411

[27] Kawai M, Inoue S, Mizumaki M, Kawamura N, Ichikawa N, Shimakawa Y 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 082102

[28] Wei H M, Grundmann M, Lorenz M 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 082108

[29] Liu J, Kareev M, Prosandeev S, Gray B, Ryan P, Feeland J W, Chakhalian J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 133111

[30] Chakraverty S, Saito M, Tsukimoto S, Ikuhara Y, Ohtomo A, Kawasaki M 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 223101

[31] Middey S, Meyers D, Kareev M, Moon E J, Gray B A, Liu X, Freeland J W, Chakhalian J 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 261602

Influence of polarity compensation on exchange bias field in $\text{LaMnO}_3/\text{LaNiO}_3$ superlattices*

Wei Hao-Ming^{1)†} Zhang Ying¹⁾ Zhang Zhou¹⁾
Wu Yang-Qing¹⁾ Cao Bing-Qiang²⁾

1) (*School of Physics and Physical Engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165, China*)

2) (*School of Material Science and Engineering, University of Jinan, Jinan 250022, China*)

(Received 1 March 2022; revised manuscript received 29 March 2022)

Abstract

Perovskite superlattices have received enormous attention in recent years, for they possess several new phases of quantum matter. In particular, an unexpected exchange bias effect in (111)-oriented superlattices composed of ferromagnetic LaMnO_3 and paramagnetic LaNiO_3 is observed, which has aroused broad interest. In this work, three kinds of $\text{LaMnO}_3/\text{LaNiO}_3$ superlattices with (001), (110), and (111) out-of-plane orientation are fabricated by pulsed laser deposition, and also studied systemically. It is found that the superlattices are epitaxially grown on the SrTiO_3 substrates without strain relaxation. The superlattices have a monolayer terraced structure with a surface roughness below 0.1 nm. Electrical transport measurements reveal a Mott conducting behavior with strong localization of electrons in the superlattices. All the superlattices with different orientations exhibit exchange bias phenomenon. The field cooling and zero field cooling curves indicate that there are two different magnetic components in the superlattice in a low temperature range. Further analysis of the values of exchange field reveals that the exchange bias field is related to the orientation and polarity of the superlattices. Different superlattices form different charged planes stacked along out-of-plane orientation, leading to a polarity match/mismatch at the interface between the superlattices and substrates. The surface reconstructions that act as compensating for the polar mismatch influence the exchange bias field of the superlattices. It is observed that the intensities of the exchange field of the polar-matched superlattices are higher than those of the polar-mismatched superlattices at different temperatures. These results are helpful in further understanding the magnetoelectric transport properties in the perovskite superlattices.

Keywords: perovskite, superlattice, epitaxial growth, exchange bias

PACS: 68.55.-a, 68.65.Cd, 71.30.+h, 71.45.Gm

DOI: [10.7498/aps.71.20220365](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220365)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11904198, 51902179, 51872161).

† Corresponding author. E-mail: weihm@qfnu.edu.cn