

文章编号: 1005-5630(2020)05-0012-08

DOI: 10.3969/j.issn.1005-5630.2020.05.003

硅掺杂对 InAs/GaSb II 类超晶格磁 输运的影响

应志超^{1,2}, 宋志勇^{2,3}, 陈爱英¹, 林 铁², 康世雄¹

(1. 上海理工大学材料科学与工程学院, 上海 200093;

2. 中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家重点实验室, 上海 200083;

3. 华东师范大学极化材料与器件教育部重点实验室, 上海 200063)

摘要: 针对红外探测器制作特性的要求, 改善制作材料的物理性能, 为此研究了经硅掺杂的 InAs/GaSb 二类超晶格薄膜(由 MOCVD 生长)在 12~300 K 温度范围下的磁输运性质。用范德堡法进行电学测量, 应用霍尔效应原理, 计算各温度下样品的迁移率和载流子浓度。在低温下, 观察到了薄膜的弱局域效应(weak localization, WL), 且发现硅的掺杂使其有更好的 WL 稳定性。并用三维 Kawabata 模型来拟合弱局域效应, 得到相位相干长度的值, 解释了掺杂 n 型硅对于 InAs/GaSb 二类超晶格量子局域化的有利性, 从而为红外探测器件的开发提供了有价值的参考。

关键词: InAs/GaSb 超晶格; 硅掺杂; 弱局域效应; 相位相干长度

中图分类号: O 472; O 484 **文献标志码:** A

Silicon doping impact on magnetotransport in InAs/GaSb type-II superlattices

YING Zhichao^{1,2}, SONG Zhiyong^{2,3}, CHEN Aiyong¹, LIN Tie², KANG Shixiong¹

(1. School of Materials Science and Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China;

2. National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

3. Key Laboratory of Polar Materials and Devices, Ministry of Education, East China Normal University, Shanghai, 200063, China)

Abstract: Aiming at the characteristics of infrared detector fabrication and improving the physical properties of the materials, the magnetic transport properties of silicon-doped InAs/GaSb type II

收稿日期: 2019-12-28

基金项目: 国家自然科学基金(11204334, 61475178)

作者简介: 应志超(1994—), 男, 硕士研究生, 研究方向为半导体低温光电测量和磁输运。E-mail: 1769265204@qq.com

通信作者: 康世雄(1994—), 男, 硕士研究生, 研究方向为基于纳米纤维的可穿戴传感器。E-mail: sky.chris@icloud.com

superlattice films (grown by MOCVD) at temperatures ranging from 12 K to 300 K was researched. The principle of the Hall effect was used to calculate the mobility and carrier concentration of the sample at various temperatures. Electrical measurements were performed using the Vanderberg method. At low temperatures, weak localization (WL) of the thin film is observed, and it is found that the doping of silicon gave it better WL stability. The three-dimensional Kawabata model is used to fit the weak local effects to obtain the value of phase coherence length. It explains the advantage of doped n-type silicon for the quantum localization of InAs/GaSb two types of superlattices, which provides a useful reference for the development of infrared detection devices.

Keywords: InAs/GaSb superlattices; silicon doping; weak localization; phase coherence length

引 言

红外探测器历来是军事、航天、安全领域热门的精密器件, 红外探测器的精度也在随着应用环境的升级而不断提升, 同时也促进了对红外探测器内部核心材料的研究。20 世纪 80 年代, Smith 等^[1]首次提出 InAs 和 GaSb 组成的第二类超晶格材料具有截获长波红外的能力, 这种长波红外超晶格由于在晶胞中添加了一层或多层 InSb, 使得其晶格中的有效代隙能可以被调整, 同时通过改变 InAs 层的厚度可以调控超晶格截取红外线的波长值, 这些特性使得 InAs/GaSb II 类超晶格作为长波红外探测最有潜力的材料而被广泛研究^[1]。

InAs/GaSb II 类超晶格属于 III-V 族的窄禁带半导体材料, 作为红外探测器件的核心材料, 其光电性能的强弱是一个主要的影响因素, 因此也引起了人们对于 InAs/GaSb II 类超晶格生长工艺的关注, 这是因为不同的工艺带来的光电性能不同。目前普遍使用的是分子束外延法生长 InAs/GaSb, 分子束外延法最早是由 20 世纪 90 年代美国休斯顿研究实验室的科学家用来在 GaAs 衬底上生长 InAs/GaSb II 类超晶格^[2-3], 此后其他科学家利用这种生长方法获得了高质量的 InAs/GaSb II 类超晶格, 并且逐步提升了其截取长波红外的波长值^[4-6]。但对于超晶格材料的生产成本一直居高不下, 使得我们需要尽快寻找一种替代性的生长方法。金属有机化学气相沉积(MOCVD)是一种新兴的超晶格生长方法, 它可以显著降低超晶格材料的生产成本。已有研究人员通过

MOCVD 方法使 InAs 衬底和拉伸应变 GaAs 型界面层巧妙的生长出了 InAs/GaSb II 类超晶格材料^[7-8], 与以往的 GaSb 衬底和 InSb 型界面层相比, 这种方法更能控制砷的残留和阴离子的交换。

此外, 对于提升超晶格材料的光电性能, 掺杂往往也是选择较多的一种方法, 而不同的掺杂带来不一样的性能改变, 以及 p 型和 n 型的掺杂形式会对材料有很大程度的影响。同时对于 InAs/GaSb II 类超晶格光电性能的检测方面, 一贯采用弱局域效应与半导体导电性能之间的关系来衡量。Herling 等^[9]在 InAs/GaSb 量子阱中通过磁运输测量观察到了反弱局域效应, 并运用温度和栅极来调控样品的磁阻, 解释了主要的自旋轨道弛豫机制是 Elliott-Yafet (EY) 机制, 而不是之前提出的 Dyakonov-Perel (DP) 机制。对于在 InAs/GaSb 超晶格中的弱局域效应还很少有人报道。因此, 本文采用了 MOCVD 生长技术和 n 型重掺杂的方式在 InAs 衬底上生长 InAs/GaSb 超晶格材料, 并利用低温电学测量方法系统研究了该超晶格材料的磁运输性质。

1 实 验

利用化学有机气相沉积方法 (metalorganic chemical vapor deposition) 在半绝缘的 InAs (001) 衬底上生长了两块 InAs/GaSb 超晶格薄膜, 分别记为 A 和 B。两块样品的超晶格周期厚度均为 4.2 nm, 其中 InAs 层厚度为 1.8 nm, GaSb 层厚度为 2.4 nm。A 样品中掺杂了大量的硅 (掺杂硅原子的个数为 $2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), 其生长速率为 100 $\mu\text{mol}/\text{min}$, B 样品不做掺杂。将两块材料裁

取成 $0.8\text{ cm} \times 0.8\text{ cm}$ 的正方形, 在其四个角上采用焊钢的方法制作电极, 并将其置于垂直磁场下 ($-1.4\text{ T} < B < 1.4\text{ T}$, 其中 B 为磁场强度), 采用范德堡法分别对 A、B 样品进行变温 ($12\text{ K} < T < 300\text{ K}$, 其中 T 为温度) 的霍尔测量, 得到其磁阻和霍尔电阻。结果显示 A 样品为 n 型, B 样品为 p 型。

2 结果与讨论

图 1 展示了 A、B 样品在 12 K 温度下的伏

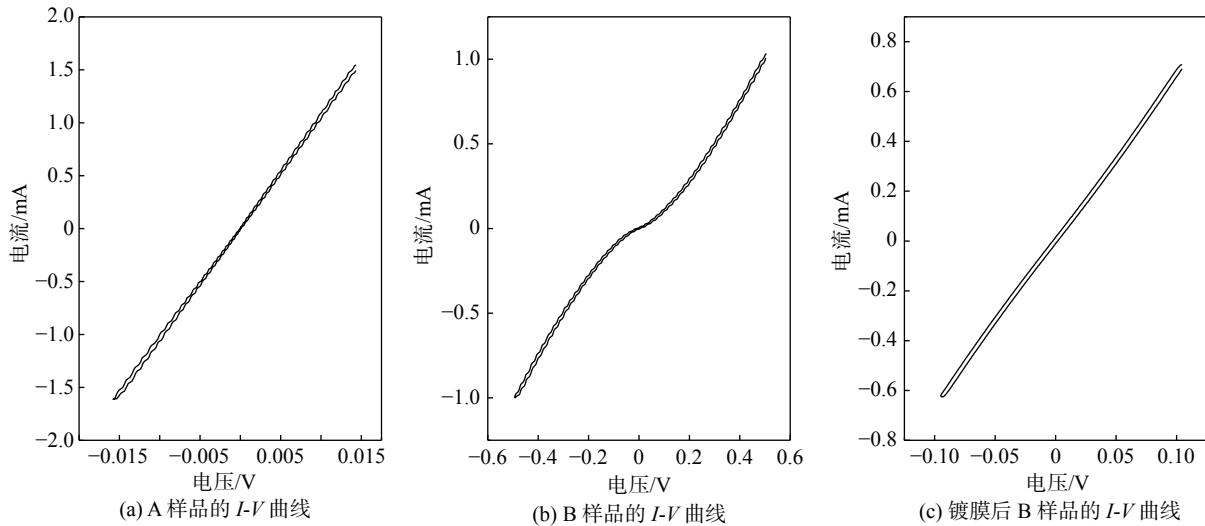


图 1 样品 A、B 在 12 K 下的伏安特性曲线

Fig. 1 I - V characteristic curves of samples A and B at 12 K

为此, 我们用双离子束束缚技术在 B 样品的四角上制作了 100 nm 厚的 $\text{AuGeNi}^{[10]}$, 然后经过 $300\text{ }^\circ\text{C}$ 左右的低温退火使其形成欧姆接触。测得的 I - V 结果如图 1(c) 所示。结果表明 B 样品实现了欧姆接触。

图 2 分别给出了 A、B 样品在 0 磁场下的迁移率 μ 以及载流子二维密度随温度 T 的变化关系。

图 2(a) 中 A 样品的迁移率随温度的升高而增加, 呈现了半导体的典型特点。而 B 样品则相对特殊, 其迁移率随温度的升高, 先增加后减小, 在 75 K 附近, 迁移率达到最大值 $1\ 088\text{ cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ 。这种变化主要归因于^[11] 主导散射机制的转变, 即在温度低于 75 K 时, 杂质散射主导了 B 样品的散射机制, 而当温度高于 75 K 时, 主要的散射机制则为声子散射。图 2(b) 中,

安特性曲线。A 样品 I - V 曲线呈线性, 表明 A 样品与钢之间形成了良好的欧姆接触。而 B 样品的 I - V 曲线为非线性关系, 当电流通过时, 接触点间的电压降大于样品本身的电压降, 样品与钢之间形成了势垒, 图 1(a) 表明经 Si 掺杂后的 n 型 InAs/GaSb 超晶格更易形成欧姆接触, 可能的原因是掺杂的浓度高, 使得势垒区的宽度变得很薄, 由于隧道效应的作用, 电子贯穿势垒形成了巨大的隧道电流, 从而使得它的接触电阻很小, 相对更容易作欧姆接触。

两个样品的载流子浓度均随温度的升高而增加。其中 A 样品的温度大于 200 K 时, 载流子浓度增加的尤为明显, 因为从价带到导带的热激发使得 InAs/GaSb 的体载流子浓度和温度的关系成为主导。对于 B 样品, 在 220 K 温度以下其为 p 型半导体, 220 K 温度以上时, 由 p 型半导体逐渐转变成 n 型半导体, 且通过迁移率谱算得有两种载流子均对电导做了贡献。本文对多种载流子问题不做过多解释, 我们将在以后的研究中给予说明。

为了进一步研究 Si 掺杂对 InAs/GaSb 超晶格的电输运性质的影响, 我们分别对两个样品进行了磁阻测试。图 3(a) 分别给出了 12 K 时 A、B 两个样品的方块电阻 R_{\square} 随磁场变化的磁阻曲线。

由图 3(a) 可知, 温度在 300 K 时, A、B 两

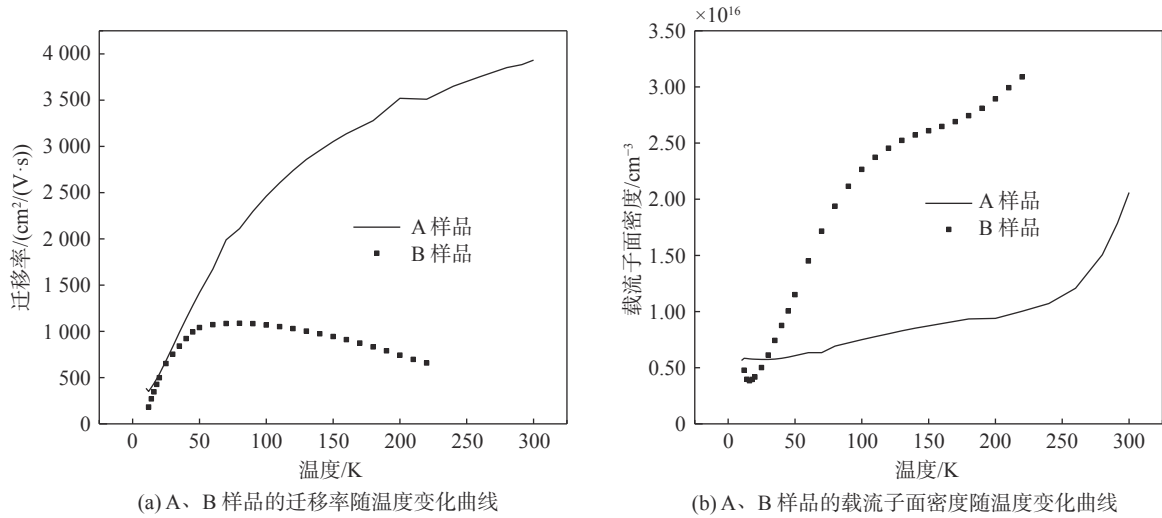


图 2 样品 A、B 零场下的迁移率和载流子面密度随温度的变化曲线

Fig. 2 Mobility and carrier surface density vs. temperature of samples A and B at zero field

个样品的 R_{\square} 随磁场的变化表现为抛物线型, 即方块电阻 R_{\square} 的变化值与磁场强度的平方成正比, 表达式为: $R_{\square}(A \text{ 或 } B) - R_{\square}(0) = \Delta R_{\square}(A \text{ 或 } B) \propto B^2$ ^[12], 我们可以用半经典机制来解释电阻与磁场所呈现的抛物线型: 在垂直磁场的作用下, 半导体中电子受洛伦兹力而发生偏转, 导致沿电场方向的电流密度有所降低, 即由于磁场的存在, 半导体的电阻增大。由图 3(b) 可知, 在极低温下 ($T=12 \text{ K}$), 半经典机制已经不能解释其磁阻曲线的变化。具体来说, A 和 B 样品均表现出了弱局域效应^[13] (weak localization, WL)。载流子在输运过程中会不断地受到不同类型的散射, 一般有弹性散射和非弹性散射两种, 由载流子与杂质原子发生碰撞的弹性散射使得在闭合轨道中两种方向相反的电子波发生干涉, 结果是不断干涉的电子波函数的相位将叠加, 导致干涉增强, 从而增大了电阻, 此即为弱局域效应。而电子与声子和电子与电子之间发生的非弹性散射则会破坏相位相干性, 若考虑自旋轨道耦合效应 (spin-orbit interaction, SOI), 在闭合轨道的两列方向相反的电子波自旋方向的变化导致了相位变化, 原本干涉增强的两列电子波反而减弱, 从而减小了电阻, 此即为反弱局域效应 (weak anti-localization, WAL)。

图 3(b) 中, 在 12 K 的低温下, A、B 样品 R_{\square} 都表现为 WL, 即存在一个“尖包”, 随磁场

的增大, 方块电阻反而减小, 在 0 磁场附近出现负磁阻, 这就是所谓的 WL。为了进一步探究温度对 WL 的影响, 对 A、B 两个样品分别进行了变温磁阻测量。图 3(c)、(d) 分别给出了 A、B 样品的磁阻曲线与温度的关系。由图 3(c) 可知, A 样品温度在 130 K 以下, 磁场范围在 $-0.5 \sim 0.5 \text{ T}$ 时, 电阻随磁场的升高而减小, 由于弱局域效应而表现为负磁阻。负磁阻对温度具有很高的依赖性, 随着温度从 12 K 升高到 80 K, 负磁阻逐渐减小, 温度达到 160 K 时, 负磁阻消失, A 样品的磁阻曲线呈现为半经典机制 B^2 。这种结果表明温度对弱局域效应具备调控的能力, 因为当温度升高时, 系统中的非弹性散射时间 (inelastic scattering time) 变短, 相比于弹性散射时间在低温下的主导作用, 其在高温下逐渐占据主导地位, 从而破坏了相位相干性, 弱局域效应也随之消失, 也可以说是热效应抑制了量子局域化。从图 3(d) 中, 未掺杂的 B 样品其弱局域效应也和 A 样品类似, 但是温度对 WL 的影响却不同, 其在 30 K 时, 弱局域效应消失。对比图 3(c)、(d) 可知, B 样品的 WL 对于温度更加敏感。反之, 经 Si 掺杂的 A 样品相比于 B 样品来说, 能在大范围的温度下保持弱局域效应。在 12~300 K 的温度下, 我们并没有观察到反弱局域效应, 这也表明该样品的自旋轨道散射时间要大于其弹性散射时间。

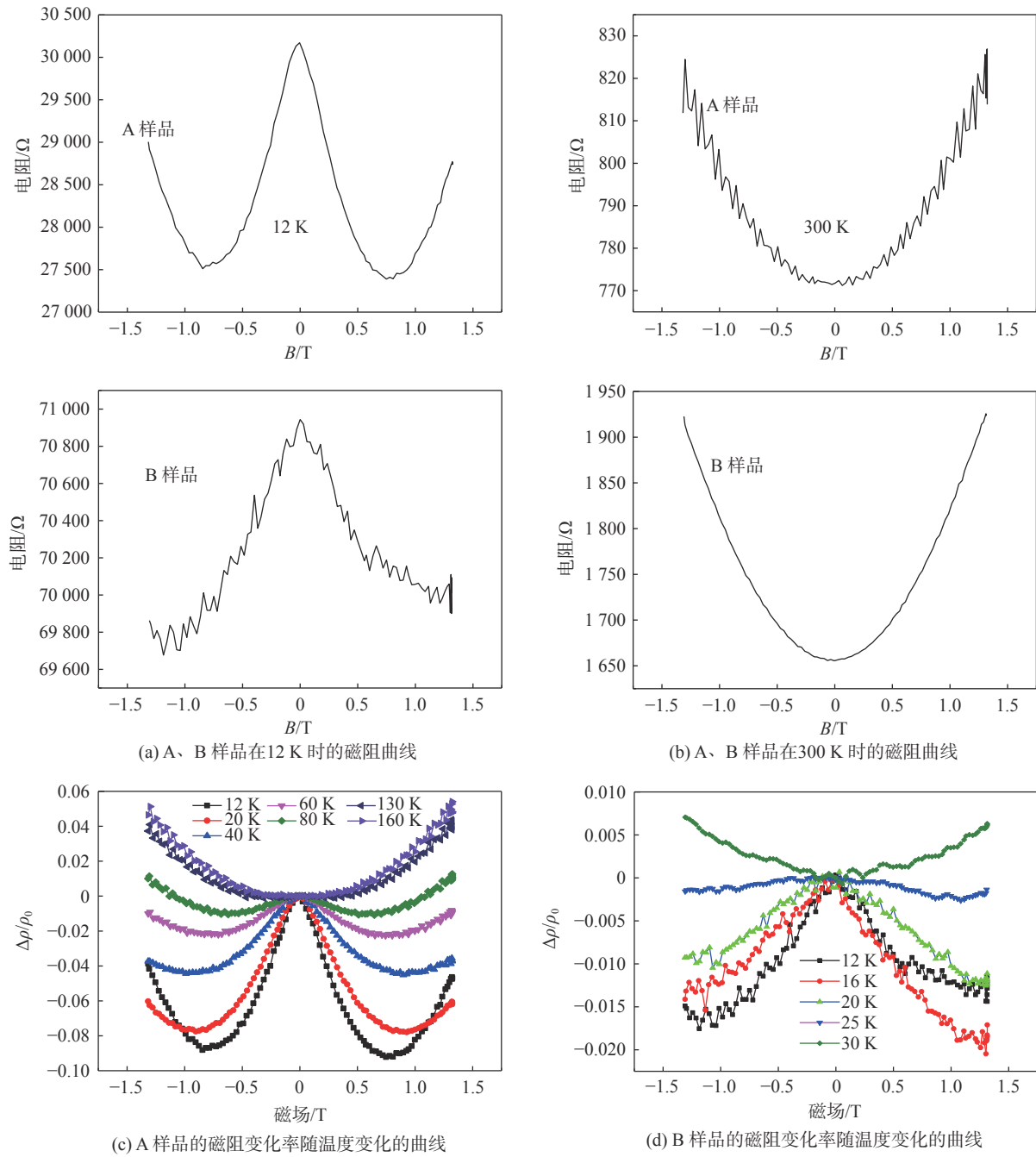


图 3 A、B 样品的磁阻以及磁阻变化率随温度变化的曲线

Fig. 3 Curves of the magnetoresistance and the rate of change of magnetoresistance of samples A and B as a function of temperature

对于 A、B 样品在低温下的 WL 磁阻曲线，可以用 Kawabata 模型^[14]来拟合。其模型为：

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\alpha\rho\frac{e^2}{2\pi^2\hbar}\sqrt{\frac{eB}{\hbar}}F(x) \quad (1)$$

式中： r 是样品 A、B 的电阻； e 是基本电荷； \hbar 是约化普朗克常量； B 是磁场强度； $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ 是电

阻的变化率； α 是有效质量的各项异性系数， $\alpha = (m_z/m_{||})^{1/2}$ ， m_z 和 $m_{||}$ 分别是有效质量垂直于样品层和平行于样品层的分量， α 可以用来表示一个系统的二维和三维的性质，当系统为纯三维时， $\alpha=1$ ，当系统为纯二维时， α 则为无穷大，即 α 值的大小代表了系统各向异性的大小； $F(x)$ 是赫尔维茨函数(Hurwitz zeta function)，即为

$$F(x) = \sum_{N=0}^{\infty} \left[2(N+1+1/x)^{1/2} - 2(N+1/x)^{1/2} - (N+1/2+1/x)^{-1/2} \right] \quad (2)$$

式中 x 是一个无量纲的参数, 可表示为 $x = \frac{4eD\tau B}{\hbar} = \frac{4eL_{\phi}^2}{\hbar}$, τ 是非弹性散射时间, D 为扩散

系数, L_{ϕ} 为相位相干长度。我们通过改变 α 和 L_{ϕ} 来对磁阻曲线 ($-0.3 \text{ T} < B < 0.3 \text{ T}$) 进行拟合, 得到如图 4(a)、(b) 所示 A、B 样品的拟合曲线。图中 ρ_0 是磁场为 0 时样品的电阻。

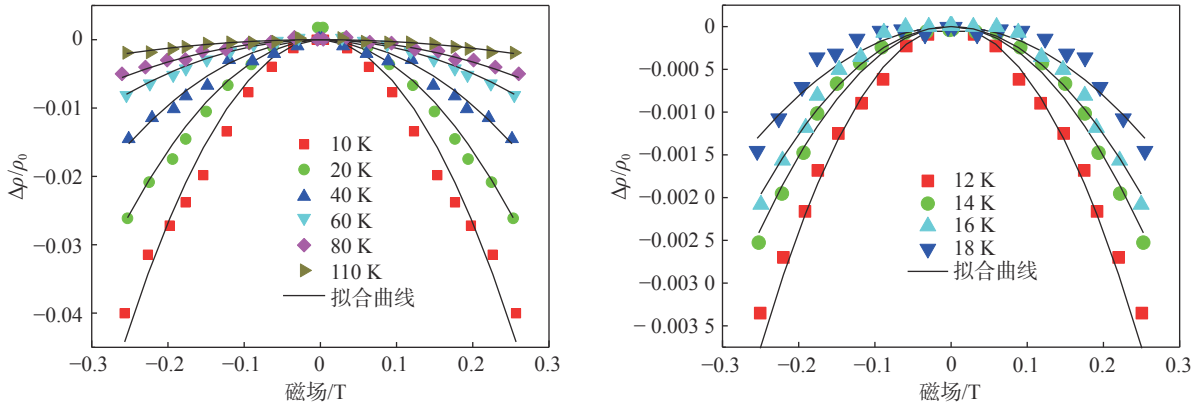


图 4 在各温度下(磁场为 $-0.3 \text{ T} < B < 0.3 \text{ T}$) A 样品和 B 样品的磁阻变化率以及 Kawabata 模型拟合后的结果

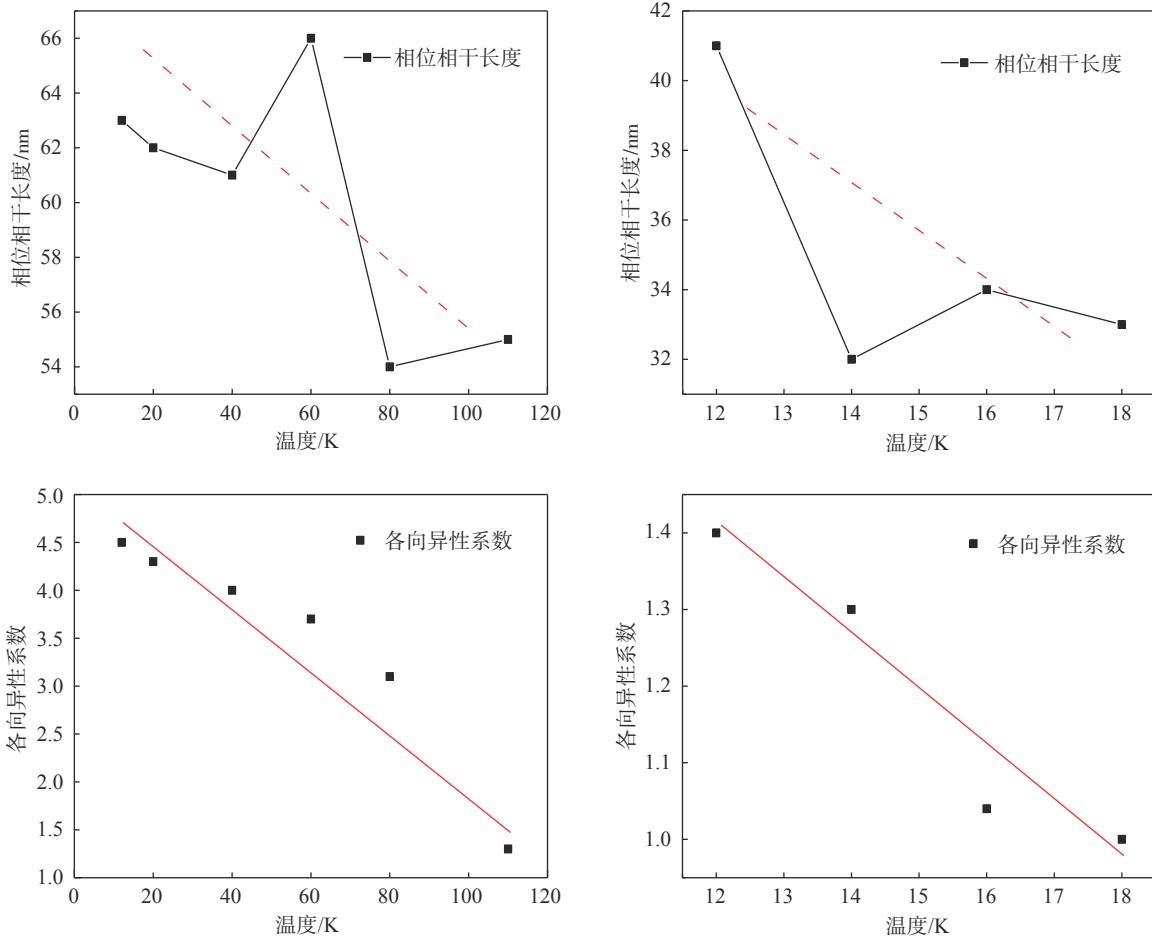
Fig. 4 Magnetoresistance change rate of sample A and B and the results after fitting the Kawabata model at various temperatures (magnetic field $-0.3 \text{ T} < B < 0.3 \text{ T}$)

同时, 由式(1)、(2)可得如图 5 所示 A、B 样品的 L_{ϕ} 和 α 随温度的变化关系。

由图 5(a)、(b) 可知, A、B 样品的相位相干长度 L_{ϕ} 均随温度的升高而下降, 这就很好的解释了高温下, 弱局域效应消失的原因, 即热效应抑制了量子局域化。然而 A 和 B 的 L_{ϕ} 在各温度下相差甚远。Si 掺杂的 A 样品的 L_{ϕ} 比未掺杂的 B 样品要高得多, 我们认为这是由于 A 样品经硅调制掺杂后, 高掺杂的 n 型层 GaSb 中的电子将转移到 InAs 的导带中, 使得 InAs 的电离散射中心很少, 因此 A 样品的迁移率比 B 样品高, A 样品中带电杂质并没有被大量过滤, 从而导致 A 样品的弹性散射时间相比于 B 来说更短, 其相位相干性也越强。这种经过调制掺杂使得迁移率升高的方法是超晶格材料中的特性, 为研制高速低功耗器件提供了有力的可行性。对于掺杂量和材料物理性能的关系, Lv 等^[15] 在 InAs/GaAs 量子点中掺杂了不同浓度的硅, 光致发光光谱表明 InAs/GaAs 量子点的光致发光强度随掺杂浓度的升高先增后降, 其原因是由于掺杂的硅原子有效地抑制了量子点附近的非辐射复合区域, 因此改善了量子点的光学特性, 多余的

电子会进入量子点的导带, 提高其载流子浓度。Dhifallah 等^[16] 也通过在 GaAs/AlGaAs 中掺杂不同浓度的硅得到了相似的结论。对于 InAs/GaSb 二类超晶格来说, 由于重掺杂硅的作用, 其迁移率首先会上涨, 但是掺杂的量过大时, 其载流子浓度会上升, 会加大离化杂质对电子的散射, 从而降低了迁移率, 这不利于研制高速低功耗器件。然而对于最合适的硅原子掺杂浓度, 我们需要由后续的试验证明。

由图 5(a)、(b) 可知, A、B 样品的各向异性系数 α 均随温度的升高而下降。对于 B 样品, 各向异性系数 α 参数由 12 K 时的 1.2 下降到 18 K 时的 1.0, 变化并不大, 可见 B 样品中的系统并无各向异性。而 A 样品的 α 值在 12 K 时达到了 4.5, 在 110 K 左右趋向于 1.0, 表明温度越低, 其各向异性越明显, 若 α 的值达到 19 时, 此时系统处于三维与二维之间, Kawabata 模型就不能用来拟合弱局域效应, 需要另外的模型来作运算, 如 Hikami-Larkin-Nagaoka (HLN) 模型。因此, 由 α 的值可知, 三维的 Kawabata 模型均适用于 A、B 两个样品。



(a) A 样品的相位相干长度和各向异性系数的值

(b) B 样品的相位相干长度和各向异性系数的值

图 5 A 样品和 B 样品的相位相干长度 L_ϕ 和各向异性系数 α 随温度的变化曲线

Fig. 5 Phase coherence length and anisotropy coefficient of samples A and B as a function of temperature

3 结 论

本文对 MOCVD 生长的调制掺杂硅的 InAs/GaSb 二类超晶格磁输运性质做了系统的研究。实验发现调制掺杂 n 型硅加大了 InAs/GaSb 二类超晶格迁移率。磁阻测量的结果显示其在低温下均有弱局域效应，且经过重掺杂的 A 样品，能在更高的温度下保持 WL，表明其更不易受到热效应的影响，显现出良好的稳定性。基于 Kawabata 模型的分析表明，硅的重掺杂提高了 InAs/GaSb 的相位相干长度，使其表现出更优异的物理性能。

参考文献：

[1] SMITH D L, MAILHIOT C. Proposal for strained type

II superlattice infrared detectors[J]. *Journal of Applied Physics*, 1987, 62(6): 2545 – 2548.

[2] CHOW D H, MILES R H, SÖDERSTRÖM J R, et al. Growth and characterization of InAs/Ga_{1-x}In_xSb strained-layer superlattices[J]. *Applied Physics Letters*, 1990, 56(15): 1418 – 1420.

[3] LEW A Y, ZUO S L, YU E T, et al. Correlation between atomic-scale structure and mobility anisotropy in InAs/Ga_{1-x}In_xSb superlattices[J]. *Physical Review B*, 1998, 57(11): 6534 – 6539.

[4] FUCHS F, WEIMER U, PLETSCHE W, et al. High performance InAs/Ga_{1-x}In_xSb superlattice infrared photodiodes[J]. *Applied Physics Letters*, 1997, 71(22): 3251 – 3253.

[5] MILES R H, CHOW D H, SCHULMAN J N, et al. Infrared optical characterization of InAs/Ga_{1-x}In_xSb superlattices[J]. *Applied Physics Letters*, 1990, 57(8): 801 – 803.

- [6] WEI Y, GIN A, RAZEGHI M, et al. Advanced InAs/GaSb superlattice photovoltaic detectors for very long wavelength infrared applications[J]. *Applied Physics Letters*, 2002, 80(18): 3262 – 3264.
- [7] HUANG Y, RYOU J H, DUPUIS R D, et al. Strain-balanced InAs/GaSb type-II superlattice structures and photodiodes grown on InAs substrates by metalorganic chemical vapor deposition[J]. *Applied Physics Letters*, 2011, 99(1): 011109.
- [8] HUANG Y, XIONG M, WU Q H, et al. High-performance mid-wavelength InAs/GaSb superlattice infrared detectors grown by production-scale metalorganic chemical vapor deposition[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2017, 53(5): 4000305.
- [9] HERLING F, MORRISON C, KNOX C S, et al. Spin-orbit interaction in InAs/GaSb heterostructures quantified by weak antilocalization[J]. *Physical Review B*, 2017, 95(15): 155307.
- [10] KIM H S, PLIS E, RODRIGUEZ J B, et al. N-type ohmic contact on type-II InAs/GaSb strained layer superlattices[J]. *Electronics Letters*, 2008, 44(14): 881 – 882.
- [11] LEE J, FREDRICKSEN C J, FLITSIYAN E, et al. Impact of temperature and gamma radiation on electron diffusion length and mobility in p-type InAs/GaSb superlattices[J]. *Journal of Applied Physics*, 2018, 123(23): 235104.
- [12] HE H T, WANG G, ZHANG T, et al. Impurity effect on weak antilocalization in the topological insulator Bi₂Te₃[J]. *Physical Review Letters*, 2011, 106(16): 166805.
- [13] BERGMANN G. Weak localization in thin films: a time-of-flight experiment with conduction electrons[J]. *Physics Reports*, 1984, 107(1): 1 – 58.
- [14] KAWABATA A. Theory of negative magnetoresistance in three-dimensional systems[J]. *Solid State Communications*, 1980, 34(6): 431 – 432.
- [15] LV Z R, ZHANG Z K, YANG X G, et al. Improved performance of 1.3- μm InAs/GaAs quantum dot lasers by direct Si doping[J]. *Applied Physics Letters*, 2018, 113(1): 011105.
- [16] DHIFALLAH I, DAOUDI M, OUERGHLI A, et al. Silicon doping effects on optical properties of InAs ultrathin layer embedded in GaAs/AlGaAs: δSi high electron mobility transistors structures[J]. *Superlattices and Microstructures*, 2011, 49(5): 519 – 526.

(编辑: 张 磊)