

GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 异质结二维电子气的磁电阻研究\*

王威<sup>1)2)</sup> 周文政<sup>1)2)3)†</sup> 韦尚江<sup>1)</sup> 李小娟<sup>1)</sup> 常志刚<sup>1)</sup> 林铁<sup>2)</sup> 商丽燕<sup>3)</sup> 韩奎<sup>4)</sup>  
段俊熙<sup>4)</sup> 唐宁<sup>4)</sup> 沈波<sup>4)</sup> 褚君浩<sup>2)3)‡</sup>

1) (广西大学物理科学与工程技术学院, 南宁 530004)

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) (华东师范大学信息科学与技术学院极化材料与器件教育部重点实验室, 上海 200241)

4) (北京大学物理学院人工微结构与介观物理国家重点实验室, 北京 100871)

(2012年5月21日收到; 2012年6月20日收到修改稿)

通过对 GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 异质结中二维电子气磁输运结果的分析, 研究了磁电阻的起因. 结果表明, 整个磁场范围的负磁电阻是由电子-电子相互作用引起的, 而高场下的正磁电阻来源于平行电导的进一步修正. 用拟合的方法得到了电子-电子相互作用项以及平行电导层的载流子浓度和迁移率, 并用不同的计算方法对拟合结果进行了验证.

**关键词:** 二维电子气, 磁电阻, 电子-电子相互作用, 平行电导

**PACS:** 73.40.Kp, 73.40.-c, 73.43.Qt

## 1 引言

GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 异质结在理论<sup>[1]</sup>和实验上<sup>[2]</sup>一直都受到广泛的关注, 它可以应用于发光二极管<sup>[3]</sup>、半导体激光器<sup>[4]</sup>、高频场效应晶体管<sup>[5]</sup>、高功率微波设备<sup>[6]</sup>、高电子迁移率晶体管<sup>[7]</sup>. 由于大的自发和压电极化效应, 在非故意掺杂的 GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 高电子迁移率晶体管中可以得到很高的电子浓度(面浓度  $> 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )<sup>[8]</sup>.

在低温下, 导电电子间存在库仑相互作用, 经典的 Drude 电导( $\sigma_0$ )会被修正<sup>[9,10]</sup>. 在磁场  $B < B_{tr}$  ( $B_{tr} = \hbar/2el^2$  为输运场,  $\hbar$  为约化普朗克常数,  $e$  为电子电荷,  $l$  为平均自由程)的极低场范围内, 负磁电阻源于弱局域作用<sup>[11,12]</sup>. 在  $B > B_{tr}$  时, 负磁电阻是由电子-电子相互作用 (electron-electron interaction, EEI) 引起的<sup>[13]</sup>. 另外, 平行电导层会引起正磁电阻, 且在高场下更为明显. 存在平行电导的一个主要特征是, 纵向电阻的极小值在出现量子效应时不能到零<sup>[9,14]</sup>. 通

常可以通过分析 Shubnikov-de Hass (SdH) 振荡曲线, 分别得到二维电子气和平行电导层载流子的浓度<sup>[15]</sup>, 但是如果载流子的迁移率太低, 这种方法就不能适用. 也有人介绍了其他表征平行电导层的方法<sup>[16-18]</sup>, 但是不能适用于出现量子效应的情况.

当 EEI 和 平行电导同时存在时, 它们的影响作用就会叠加在一起, 对磁电阻的分析就会变得困难. 通常的解决办法是用实验的手段去除其中的一种以后, 单独对另一种效应进行研究. 本文研究了 GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 异质结的纵向电阻在整个测量磁场范围内的磁电阻起因, 并在同时考虑 EEI 和 平行电导影响的情况下, 用拟合的方法, 分别对这两种效应进行了分析.

## 2 样品结构和实验

用金属有机化学气相沉积 (MOCVD) 方法制备了 GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 异质结构. 首先在 488 °C 下, 在  $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$  的 (0001) 面上生长一层非成核的 GaN

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2007CB924900) 和国家自然科学基金 (批准号: 60906045) 资助的课题.

† E-mail: wzzhou@gxu.edu.cn; zhouwz@mail.sitp.ac.cn

‡ E-mail: jhchu@mail.sitp.ac.cn

缓冲层,接着在 1071 °C 下生长一层 2 μm 厚的非故意掺杂 GaN (i-GaN) 层. 然后在 1080 °C 下生长一层 5 nm 厚的非故意掺杂 Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N (i-AlGaN) 隔离层和 25 nm 厚 Si 掺杂的 Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>N (n-AlGaN) 层. 样品的欧姆接触采用 Au/Ni/Al/Ti 金属膜,金属膜采用电子束蒸发方法沉积,在高纯 N<sub>2</sub> 气氛下经 900 °C 10 s 快速热退火,形成欧姆接触. 磁电阻测量用范德堡法进行,测量温度在 1.4 到 25 K 之间,磁场范围从 0 到 13 T,磁场垂直于异质结界面.

与我们以前介绍<sup>[19,20]</sup>的一样,高分辨 X 射线衍射实验表明,研究中的样品具有很好的晶体质量,异质结界面势很陡. 因此,异质结界面的电子具有很好的二维特性.

### 3 结果与讨论

图 1 为不同温度下 ( $T = 1.4, 2, 3, 7, 12, 18, 25$  K) 纵向电阻  $\rho_{xx}$  随磁场  $B$  的变化. 从图中可以看到,在不考虑 SdH 振荡部分的情况下,随着磁场的增大,  $\rho_{xx}$  先减小后增大. 高场下出现 SdH 振荡,振荡的极值位置不随温度改变,说明二维电子气的浓度在测量温度范围内是一个常数.

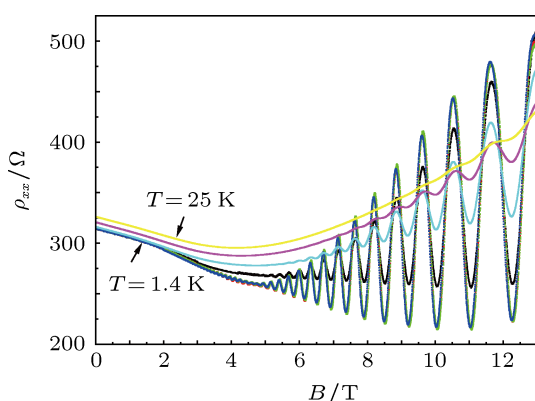


图 1 不同温度下纵向电阻随磁场  $B$  的变化

对不同温度下的 SdH 振荡曲线做快速傅里叶变换 (FFT) (见图 2),并根据 FFT 频率  $f$  和二维电子气浓度  $n$  的关系  $n = 2ef/h$  ( $h$  为普朗克常数)<sup>[21]</sup>,得到二维电子气的浓度  $n$  (示于图 3 的插图). 图 3 为不同温度下的 Hall 电阻  $\rho_{xy}$ . 从图中看出,随温度增大, Hall 电阻对磁场的斜率逐渐变小. 图 3 插图给出了  $1/eR_H$  随温度对数的变化关系,  $1/eR_H$  随温度对数近似于线性增加. 由于对 SdH 振荡进行 FFT

分析表明,载流子的浓度不随温度改变,因此,这个线性变化关系是由无序体系中的 EEI 效应引起的<sup>[22]</sup>, EEI 效应导致在整个磁场范围内出现抛物负磁电阻行为.

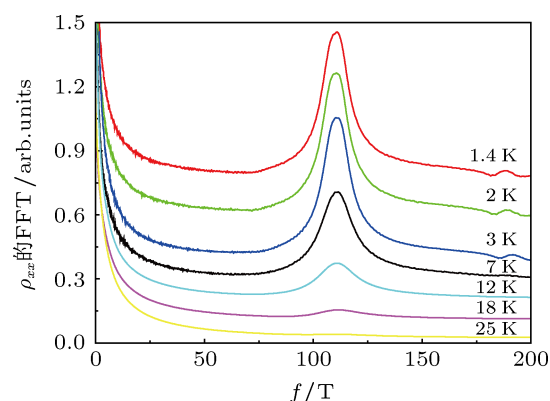


图 2 不同温度下纵向电阻 SdH 振荡的 FFT 谱

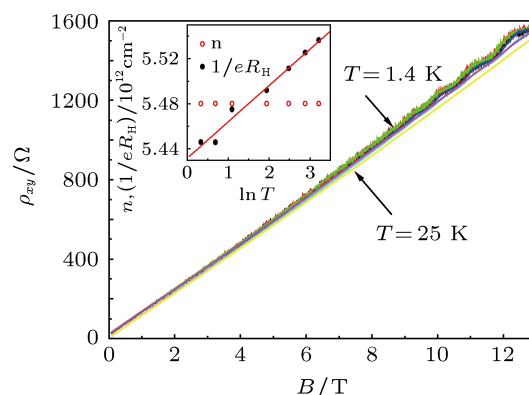


图 3 不同温度下 Hall 电阻随磁场的变化. 插图为从 SdH 振荡得到的浓度  $n$  和由 Hall 系数得到的浓度  $1/eR_H$  与温度对数  $\ln T$  的关系

高场下的正磁电阻可能由几种原因引起: 1) 子带间散射<sup>[23]</sup>; 2) 塞曼分裂<sup>[9]</sup>; 3) 平行电导<sup>[24]</sup>. 在图 1 中只有一种频率的 SdH 振荡,并且在高场下没有出现塞曼自旋分裂双峰,而 FFT 的结果中也只有一个浓度峰值 (见图 2),说明只有一个子带被占据,不存在子带间散射. 因此,对于所研究的样品,高场下的正磁电阻不是由于子带间散射或塞曼分裂引起的. 观察图 3 中的 Hall 电阻曲线,在高场时稍微偏离线性, Hall 平台处不平而且不等于量子化的电阻值,这些都是存在平行电导时的特征,因此这里高场下的正磁电阻是由平行电导引起的.

在存在平行电导时,总电导可以表示为所有电导层的电导之和<sup>[18]</sup>:

$$\sigma_{xx} = \frac{n_1 e \mu_1}{1 + (\mu_1 B)^2} + \frac{n_2 e \mu_2}{1 + (\mu_2 B)^2}, \quad (1)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{n_1 e \mu_1^2 B}{1 + (\mu_1 B)^2} + \frac{n_2 e \mu_2^2 B}{1 + (\mu_2 B)^2}, \quad (2)$$

这里  $n_1, \mu_1$  为二维电子气的浓度和迁移率,  $n_2, \mu_2$  为平行电导层的浓度和迁移率. 考虑 EEI 项的影响以后, (1) 式和 (2) 式可以分别表示为

$$\sigma_{xx} = \frac{n_1 e \mu_1'}{1 + (\mu_1' B)^2} + \frac{n_2 e \mu_2}{1 + (\mu_2 B)^2} + \delta \sigma_{ee}^d(T), \quad (3)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{n_1 e \mu_1'^2 B}{1 + (\mu_1' B)^2} + \frac{n_2 e \mu_2^2 B}{1 + (\mu_2 B)^2}, \quad (4)$$

其中  $\delta \sigma_{ee}^d$  为扩散 EEI 项, 该项只对  $\sigma_{xx}$  有贡献, 而对  $\sigma_{xy}$  无贡献.  $\mu_1' = \mu_1 + \delta \mu$  是考虑了弹道 EEI 的影响后重整的迁移率. 用 (3) 式和 (4) 式拟合实验电导张量曲线  $\sigma_{xx}, \sigma_{xy}$ , 得到  $n_1, n_2, \mu_1', \mu_2, \delta \sigma_{ee}^d$  等参数值. 另外, 通过极低场的分析得到由各电导层参量加权的有效载流子浓度 ( $\langle n \rangle$ ) 和迁移率 ( $\langle \mu \rangle$ )<sup>[25]</sup>. 由于前面已经从 SdH 振荡频率中得到二维电子气的浓度为  $n_1 = 5.4 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  (在所测量的温度范围内, 该值不变), 因此, 拟合中  $n_1$  不再作为拟合参量. 通过 (3) 式和 (4) 式对 1.4 K 时的实验曲线进行拟合, 拟合线与实验线符合得很好 (见图 4). 拟合得到 1.4 K 时  $\mu_1' = 0.37 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,  $n_2 = 9.7 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ ,  $\mu_2 = 0.029 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ ,  $\delta \sigma_{ee}^d = 4.5 \times 10^{-5} \Omega^{-1}$ . 因为平行电导层的电子浓度也不随温度变化, 因此认为  $n_2 = 9.7 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$  也是个常量, 从而在其他温度下也不再作为拟合参量. 拟合得到的  $\mu_1'$  随温度的变化如图 4 插图所示. 由图 4 插图看到, 在温度小于 12 K 时,  $\mu_1'$  近似与温度成线性关系, 和 EEI 的弹道项对迁移率的重整影响关系一致<sup>[26]</sup>. 随后, 当温度再升高时,  $\mu_1'$  开始下降, 这可能是因为随着温度的升高, 电子-声子散射

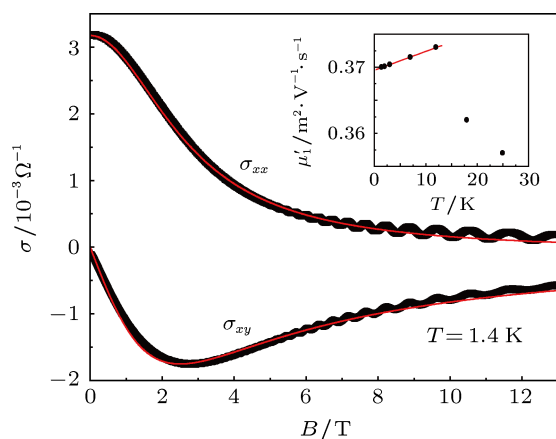


图 4 温度为 1.4 K 时的电导张量和用 (3) 式和 (4) 式的拟合曲线. 实点为实验数据, 实线为拟合数据; 插图中实点为迁移率  $\mu_1'$  随温度的变化, 实线是温度  $T$  小于 12 K 时的线性拟合

作用变强<sup>[7]</sup>. 对迁移率  $\mu_1'$  随温度线性变化关系的温度范围内直线外推, 得到 0 K 时的迁移率  $\mu_1 = 0.369 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ .

为了验证前面所做分析的可信度, 我们用前面拟合所得到的 EEI 参数来扣除实验曲线的 EEI 部分, 然后对扣除 EEI 部分的实验曲线采用另外的方法计算其他相关参量值. 根据文献<sup>[14]</sup> 的报道, 扣除 EEI 的影响后, 平行电阻张量  $\rho_{xx}^{\parallel}, \rho_{xy}^{\parallel}$  分别为

$$\rho_{xx}^{\parallel} = \frac{|\rho^{\text{tot}}| \rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + (\rho_{xy} - |\rho^{\text{tot}}| v e^2/h)^2}, \quad (5)$$

$$\rho_{xy}^{\parallel} = \frac{|\rho^{\text{tot}}| (\rho_{xy} - |\rho^{\text{tot}}| v e^2/h)}{\rho_{xx}^2 + (\rho_{xy} - |\rho^{\text{tot}}| v e^2/h)^2}, \quad (6)$$

其中  $|\rho^{\text{tot}}| = \rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2$ ,  $v$  为朗道填充因子,  $\rho_{xx}, \rho_{xy}$  为与扣除了 EEI 影响项  $\delta \sigma_{ee}^d$  和  $\delta \mu$  以后的  $\sigma_{xx}, \sigma_{xy}$  (即 (1) 式和 (2) 式中的  $\sigma_{xx}, \sigma_{xy}$ ) 所对应的电阻张量部分. 采用 (5) 式和 (6) 式, 并根据扣除 EEI 后的实验结果及曲线中的 Hall 平台所对应的  $v$  值, 计算得到高场各 Hall 平台处的  $\rho_{xx}^{\parallel}$  和  $\rho_{xy}^{\parallel}$ , 结果见图 5. 线性拟合  $\rho_{xy}^{\parallel}$ , 由它的斜率求得平行电导层载流子的浓度  $n_2 = B/(e \rho_{xy}^{\parallel}) = 9.5 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ .  $\rho_{xx}^{\parallel}$  随磁场变化的曲线呈抛物形, 这正是电子跳跃导电系统中所预期的<sup>[14]</sup>. 由  $\rho_{xx}^{\parallel}$  在零场时的截距可以估算出平行电导层载流子的迁移率为  $\mu_2 = 0.030 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ . 该方法计算得到的结果, 与前面拟合电导曲线所得的结果相符合, 表明前面的拟合结果是可信的. 用同样的方法, 可以得到不同温度下平行电导层的电子迁移率, 示于图 5 插图. 图 5 插图表明, 平行电导层的电子迁移率随温度升高而增加, 这与 Contreras 等<sup>[27]</sup> 的结果相符合. 需要说明的是, 平行电导层迁移率随温度升高而增加也会使 Hall 系数减小 (即图 3 中 Hall 电阻对磁场的斜率

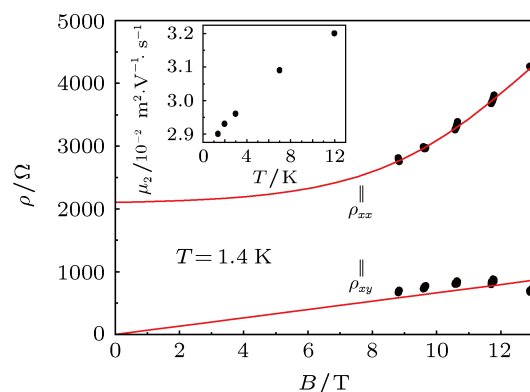


图 5 1.4 K 温度下, 扣除电子-电子相互作用影响后, 用 (5) 式和 (6) 式计算的平行电阻 (实点) 插图为平行电导层载流子迁移率随温度的变化

随温度升高而减小), 但是这种影响相对于 EEI 的影响要小得多.

## 4 结论

对 GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N 异质结在低温下的磁输运性质进行了研究, 结果表明, 整个磁场范围的负

磁电阻是由 EEI 引起的, 而高场下的正磁电阻来源于平行电导. 在温度低于 12 K 时, 二维电子气的迁移率随温度的变化近似线性增长, 这主要是由于 EEI 的弹道项影响. 在温度高于 12 K 时, 随着温度的升高, 声子散射作用增强, 因此二维电子气的迁移率有所降低. 平行电导层的电子浓度为  $9.7 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$ , 其迁移率随着温度升高而升高.

- [1] Kong Y C, Zheng Y L, Chu R M, Gu S L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1760 (in Chinese) [孔月婵, 郑有焯, 储荣明, 顾书林 2003 物理学报 **52** 1760]
- [2] Wang P Y, Zhang J F, Xue J S, Zhou Y B, Zhang J C, Hao Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 117304 (in Chinese) [王平亚, 张金凤, 薛军帅, 周勇波, 张进成, 郝跃 2011 物理学报 **60** 117304]
- [3] Nakamura S, Mukai T, Senoh M 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 8189
- [4] Bulman G E, Doverspike K, Sheppard S T, Weeks T W, Kong H S, Dieringer H M, Edmond J A, Brown J D, Swindell J T, Schetzina J F 1997 *Electron. Lett.* **33** 1556
- [5] Khan M A, Chen Q, Shur M S, McDermott B T, Higgins J A, Burm J, Schaff W J, Eastman L F 1996 *IEEE Electron Device Lett.* **17** 584
- [6] Wu Y-F, Keller B P, Keller S, Kapolnek D, Kozodoy P, DenBaars S P, Mishra U K 1996 *Appl. Phys. Lett.* **69** 1438
- [7] Juang J R, Huang T-Y, Chen T M, Lin, Kim G H, Lee Y, Liang C T, Hang D R, Chen Y F, Chyi J I 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 3181
- [8] Elsass C R, Smorchkova I P, Heying B, Haus E, Fini P, Maranowski K, Ibbetson J P, Keller S, Petroff P M, DenBaars S P, Mishra U K, Speck J S 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 3528
- [9] Gao K H, Zhou W Z, Zhou Y M, Yu G, Lin T, Guo S L, Chu J H, Dai N, Gu Y, Zhang Y G, Austing D G 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 152107
- [10] Liang C T, Lin L H, Huang J Z, Zhang Z Y, Sun Z H, Chen K Y, Chen N C, Chang P H, Chang C A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 022107
- [11] Altshuler B, Khmelnitskii D, Larkin A, Lee P 1980 *Phys. Rev. B* **22** 5142
- [12] Hikami S, Larkin A, Nagaoka Y 1980 *Prog. Theor. Phys.* **63** 707
- [13] Han K, Shen B, Tang N, Tang Y Q, He X W, Qin Z X, Yang Z J, Zhang G Y, Lin T, Zhu B, Zhou W Z, Chu J H 2007 *Phys. Lett. A* **366** 267
- [14] Grayson M, Fischer F 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 013709
- [15] Jo J, Sen Y W, Engel L W, Santos M B, Shayegan M 1992 *Phys. Rev. B* **46** 9776
- [16] van der Burgt M, Karavolas V C, Peeters F M, Singleton J, Nicholas R J, Herlach F, Harris J J, van Hove M, Borghs G 1995 *Phys. Rev. B* **52** 12218
- [17] Hurd C M, McAlister S P, McKinnon W R, Stewart B R, Day D J, Mandeville P, Spring Thorpe A J 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 4706
- [18] Kane M J, Apsley N, Anderson D A, Taylor L L, Kerr T 1985 *J. Phys. C* **18** 5629
- [19] Tang N, Shen B, Wang M J, Han K, Yang Z J, Xu K, Zhang G Y, Lin T, Zhu B, Zhou W Z, Chu J H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 172112
- [20] Tang N, Shen B, Wang M J, Yang Z J, Xu K, Zhang G Y, Lin T, Zhu B, Zhou W Z, Chu J H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 172115
- [21] Das B, Miller D C, Datta S, Reifengerger R, Hong W P, Bhattacharya P K, Singh J, Jaffe M 1989 *Phys. Rev. B* **39** 1411
- [22] Simmons M Y, Hamilton A R, Pepper M, Linfield E H, Rose P D, Ritchie D A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 2489
- [23] van Houten H, Williamson J G, Broekaart M E I, Foxon C T, Harris J J 1988 *Phys. Rev. B* **37** 2756
- [24] Contreras S, Knap W, Frayssinet E, Sadowski M L, Goiran M, Shur M 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 1251
- [25] Gilbertson A M, Buckle P D, Emeny M T, Ashley T, Cohen L F 2011 *Phys. Rev. B* **84** 075474
- [26] Minkov G M, Germanenko A V, Rut O E, Sherstobitov A A, Larionova V A, Bakarov A K, Zvonkov B N 2006 *Phys. Rev. B* **74** 045314
- [27] Contreras S, Knap W, Frayssinet E, Sadowski M L, Goiran M, Shur M 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 1251

# Magneto-resistance for two-dimensional electron gas in GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N heterostructure\*

Wang Wei<sup>1)2)</sup> Zhou Wen-Zheng<sup>1)2)3)†</sup> Wei Shang-Jiang<sup>1)</sup> Li Xiao-Juan<sup>1)</sup>

Chang Zhi-Gang<sup>1)</sup> Lin Tie<sup>3)</sup> Shang Li-Yan<sup>2)</sup> Han Kui<sup>4)</sup> Duan Jun-Xi<sup>4)</sup>

Tang Ning<sup>4)</sup> Shen Bo<sup>4)</sup> Chu Jun-Hao<sup>2)3)‡</sup>

1) (College of Physics Science and Technology, Guangxi University, Nanning 530004, 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 200241, China)

4) (State Key Laboratory of Artificial Microstructure and Mesoscopic Physics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 21 May 2012; revised manuscript received 20 June 2012)

## Abstract

The magnetotransport measurement is performed on a GaN/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N heterostructure sample in a low temperature range of 1.4–25 K and at magnetic fields ranging from 0 T up to 13 T. Magnetoresistance of a two-dimensional electron gas confined in the heterostructure is investigated. The negative magnetoresistivity in the whole magnetic field range originates from the electron-electron interactions (EEIs), while the positive magnetoresistivity in the high field range results from the parallel conductance. The EEI correction terms, as well as the concentration and mobility of the parallel channel are obtained by fitting the experimental data. Furthermore, another method of calculation is used to check their accuracy.

**Keywords:** two-dimensional electron gas, magnetoresistance, electron-electron interaction, parallel conductance

**PACS:** 73.40.Kp, 73.40.-c, 73.43.Qt

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB924900), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60906045).

† E-mail: wzzhou@gxu.edu.cn; zhouwz@mail.sitp.ac.cn

‡ E-mail: jhchu@mail.sitp.ac.cn