

三维 a-IGZO 薄膜中的电子-电子散射

张辉 杨洋 李志青

Electron-electron scattering in three-dimensional amorphous IGZO films

Zhang Hui Yang Yang Li Zhi-Qing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 167301 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.167301

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.167301>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I16>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电子关联效应对平行双量子点系统磁输运性质的影响

Effect of electronic correlations on magnetotransport through a parallel double quantum dot

物理学报.2015, 64(10): 107201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.107201>

扶手椅型石墨烯介观环中的持续电流

Persistent currents in mesoscopic graphene rings with armchair edges

物理学报.2015, 64(1): 017302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.017302>

串型耦合双量子点处于自旋阻塞区时磁输运性质的研究

Mageto-transport properties of serial double quantum dots in the spin blockade regime

物理学报.2013, 62(1): 017201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.017201>

串型耦合双量子点之间库仑作用对其近藤共振的影响

The effect of the interdot Coulomb interaction on Kondo resonance in series-coupled double quantum dots

物理学报.2012, 61(8): 087203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.087203>

# 三维 a-IGZO 薄膜中的电子-电子散射\*

张辉 杨洋 李志青†

(天津大学理学院, 天津市低维功能材料物理与制备技术重点实验室, 天津 300350)

(2016年6月3日收到; 2016年6月13日收到修改稿)

本文利用射频磁控溅射法制备了一系列厚度约 800 nm 的非晶铟镓氧化物 (a-IGZO) 薄膜, 并对其电输运性质和低温的电子退相干机理进行了系统的研究. 研究发现, 所有 a-IGZO 薄膜中, 载流子浓度均不随温度变化, 高温区的电阻-温度系数为正, 说明样品具有类金属导电特性. 通过对薄膜低温磁电阻的测量, 获得了电子退相干散射率与温度的关系. 分析表明, 薄膜中电子-声子散射率远小于小能量转移电子-电子散射率, 小能量转移电子-电子散射率主导电子退相干散射率与温度的依赖关系.

**关键词:** 电子散射, 弱局域效应, 电子输运性质

**PACS:** 73.23.-b, 73.20.Fz, 72.15.Qm

**DOI:** 10.7498/aps.65.167301

## 1 引言

在无序导体中, 电子退相干过程是一个至关重要且十分有趣的问题, 一直以来受到人们的广泛关注<sup>[1-7]</sup>. 电子的退相干机理与体系的维度、无序度和测量温度有关<sup>[1-3]</sup>. 一般来讲, 在三维弱无序导体中电子-声子散射为主要的退相干散射过程<sup>[3-5]</sup>; 当维度降低时, 小能量转移电子-电子散射为主要的退相干散射过程, 在二维体系中小能量转移电子-电子散射率 $1/\tau_{ee}$ 与温度 $T$ 的关系满足 $1/\tau_{ee} \propto T$ <sup>[1,3]</sup>, 而在一维无序系统中有 $1/\tau_{ee} \propto T^{2/3}$ <sup>[1,3,6]</sup>. 1974年, Schmid<sup>[7]</sup>对三维无序导体中的电子非弹性散射进行了理论研究, 得到电子-电子散射率满足

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \frac{\sqrt{3}}{2\hbar\sqrt{E_F}} \left( \frac{k_B T}{k_F l} \right)^{3/2} + \frac{\pi}{8} \frac{(k_B T)^2}{\hbar E_F}, \quad (1)$$

其中,  $E_F$  为费米能级,  $k_F$  为费米波矢,  $l$  为电子平均自由程,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $\hbar$  为普朗克常数除以 $2\pi$ . (1)式右边第一项为小能量转移电子-电子散射项, 在 $T < \hbar/(k_B \tau_e)$  ( $\tau_e$  为电子弹性散射时间) 时主导电子退相干过程, 右边第二项为大能量转移电

子-电子散射项, 在 $T > \hbar/(k_B \tau_e)$  时主导电子退相干过程. 由前面的讨论可知, 在三维无序金属中电子-声子散射为主要的退相干散射机理, 电子-电子散射率远小于电子-声子散射率, 因此, (1)式很难在实验上被验证.

由理论可知, 电子-声子散射率 $1/\tau_{ep}$ 正比于样品的载流子浓度 $n$ <sup>[4,8]</sup>, 且从(1)式可知, 在自由电子近似下小能量和大能量转移电子-电子散射率与载流子浓度的关系分别服从 $1/\tau_{ee}^s \propto n^{-4/3}$ 和 $1/\tau_{ee}^L \propto n^{-2/3}$ <sup>[9,10]</sup>. 因此, 当载流子浓度降低时, 电子-声子散射率减小, 电子-电子散射率增加, 当载流子浓度足够小时, 电子-电子散射率可望远超过电子-声子散射率, 从而电子-电子散射为体系的主要退相干机理. 基于上述想法, 本研究组在透明导电氧化物薄膜中证明了(1)式的正确性<sup>[9-11]</sup>. 但是有关(1)式成立的实验证据还很少, 因此有必要在其他体系中进一步验证. a-IGZO是一种新型的透明导电材料, 它具有较高的电子迁移率, 可望成为下一代薄膜晶体管的沟道层材料<sup>[12-15]</sup>. 根据文献报道, 当载流子浓度大于 $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 时, a-IGZO薄膜具有类金属导电特性<sup>[16,17]</sup>, 其载流子浓度比常规金属低3—4个量级, 因此a-IGZO薄膜可能是

\* 国家自然科学基金(批准号: 11174216)和高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20120032110065)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhiqingli@tju.edu.cn

定量验证(1)式的良好载体。

在本文中,我们利用射频磁控溅射法在不同基底温度下制备了一系列厚度约800 nm的a-IGZO薄膜,对薄膜的电输运性质进行了系统研究.研究发现,薄膜的电子退相干散射率 $1/\tau_\phi$ 与 $T^{3/2}$ 成线性关系.通过定量比较发现,这种 $T^{3/2}$ 依赖关系是由小能量转移电子-电子散射导致的.

## 2 实验

利用射频磁控溅射法在玻璃基底上沉积了一系列的a-IGZO薄膜,靶材选用纯度99.99%的InGaZnO<sub>4</sub>陶瓷靶.为了确保薄膜中的电子-电子散射是在三维体系中进行,我们将膜厚控制在800 nm左右,为了调节样品导电性及载流子浓度,溅射过程中基底温度分别设为300, 330, 403, 498, 548, 591 K.溅射前,腔室的背底真空小于 $8.5 \times 10^{-5}$  Pa,溅射过程中工作气体为高纯氩气(99.999%),溅射功率为100 W.在电输运性质测量中,为获得稳定可靠的信号,我们在a-IGZO薄膜上沉积了厚度约280 nm的Al电极.

利用台阶仪(Dektak, 6M)对薄膜的厚度进行测量,结果见表1.利用X射线衍射(XRD, D/MAX-2500/pc, Rigaku)对样品结构进行表征,扫描模式为 $\theta$ - $2\theta$ ,扫描范围为 $2\theta = 10^\circ$ — $90^\circ$ ,射线源为Cu  $K_\alpha$ .利用原子力显微镜(AFM, Multimode 8, Bruker)对样品的表面形貌进行表征,样品表面粗糙度为1—2 nm之间.利用能量色散谱(EDS)对样品成分进行分析发现,薄膜中的In, Ga, Zn, O元素空间分布均匀,且金属原子比(In : Ga : Zn)约为1 : 0.8 : 0.6.利用物理性质测量系统(PPMS-6000, quantum design)对样品的电阻、磁电阻、霍尔系数进行测量,测量采用标准四点法.测量过程中,所加磁场均垂直于薄膜表面.

## 3 结果与讨论

图1给出了不同基底温度下制备的IGZO薄膜的XRD图.可以看出,图中并没有尖锐的衍射峰出现,只在 $32^\circ$ 和 $59^\circ$ 出现了两个漫散峰(非晶谷包).这表明,在300—591 K的基底温度下沉积的IGZO薄膜均具有非晶结构.

图2给出了2—300 K温度范围内a-IGZO薄膜的电阻率随温度的变化关系.从图中可以看出,

当温度大于200 K时, a-IGZO薄膜的电阻率随着温度的降低而逐渐减小,样品表现出金属导电特性<sup>[18]</sup>;随着温度进一步降低,样品的电阻率则逐渐增大,即电阻-温度系数为负.图2的插图中给出了样品的载流子浓度与温度的依赖关系.从图2可以看出, a-IGZO薄膜的载流子浓度几乎不随温度的变化而变化.对于金属和简并半导体而言,费米能级高于导带底,电子输运过程为能带电子导电,载流子浓度不随温度变化<sup>[19]</sup>.对于a-IGZO而言,若采用赝能带的概念,则其电子结构为类简并半导体结构.然而, a-IGZO薄膜中高的电导和类金属导电特性的来源仍有待进一步研究.

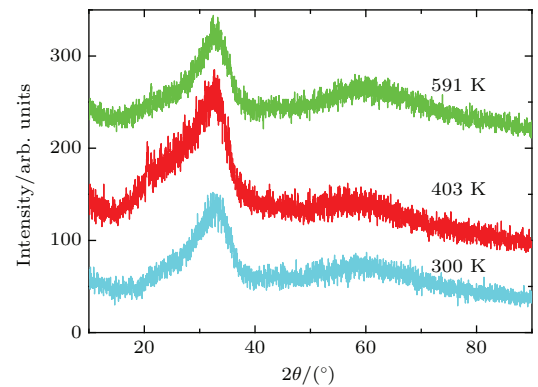


图1 基底温度分别为300, 403, 591 K条件下制备的IGZO薄膜的XRD图.为了便于观察,将403和591 K下制备的样品的数据分别向上平移了60和180.  
Fig. 1. XRD patterns for IGZO films deposited at 300, 403, 591 K. For clarity, the data for the films deposited at 403 and 591 K have been shifted by +60 and +180, respectively.

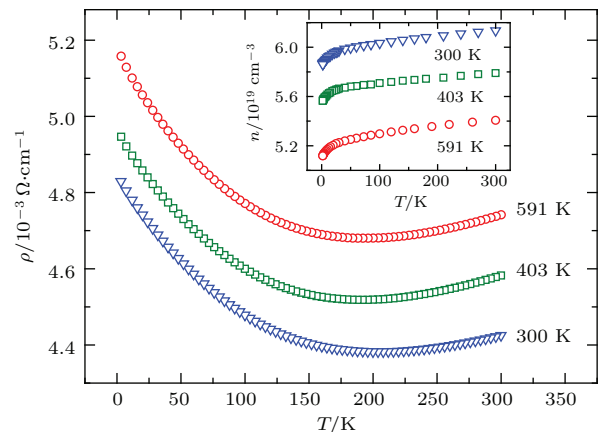


图2 不同基底温度下制备的a-IGZO薄膜电阻率随温度的变化,插图为通过霍尔效应测量得到的载流子浓度随温度的变化.  
Fig. 2. Resistivity as a function of temperature for a-IGZO films deposited at different substrate temperatures. Inset: carrier concentrations obtained from Hall effect measurements versus temperature.

表1 a-IGZO 薄膜的基本物理参量以及拟合参数值:  $t$  为薄膜平均厚度,  $T_s$  为基底温度,  $\rho_{RT}$  为室温的电阻率,  $n, D$  分别为 10 K 时薄膜的载流子浓度和扩散系数;  $1/\tau_\phi^0$  和  $A_{ee}^S$  由 (3) 式确定,  $(A_{ee}^S)^{th}$  和  $(A_{ee}^L)^{th}$  是通过 (1) 式计算获得的理论值,  $A_{ep}^{th}$  是通过 (4) 式计算获得的理论值

Table 1. Sample parameters for a-IGZO films.  $t$  is the mean film thickness,  $T_s$  is substrate temperature during deposition,  $\rho_{RT}$  is the resistivity at room temperature,  $n$  and  $D$  are the carrier concentration and diffusion constant at 10 K.  $1/\tau_\phi^0$ ,  $A_{ee}^S$  are defined in Eq. (3),  $(A_{ee}^S)^{th}$  and  $(A_{ee}^L)^{th}$  are the corresponding theoretical values calculated according to Eq. (1),  $A_{ep}^{th}$  is the theoretical values calculated according to Eq. (4).

$t/\text{nm}$	$T_s/\text{K}$	$\rho_{RT}/\text{m}\Omega\cdot\text{cm}$	$k_{Fl}$	$D_{(10\text{ K})}/\text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$	$n_{(10\text{ K})}/10^{25}\text{ m}^{-3}$	$1/\tau_\phi^0/10^{-9}\text{ s}^{-1}$	$A_{ee}^S/10^9\text{ K}^{-1.5}\cdot\text{s}^{-1}$	$(A_{ee}^S)^{th}/10^8\text{ K}^{-1.5}\cdot\text{s}^{-1}$	$(A_{ee}^L)^{th}/10^7\text{ K}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	$A_{ep}^{th}/10^5\text{ K}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$
784.5	300	0.42	2.10	2.4	5.92	4.90	4.58	8.50	2.72	7.38
786.0	330	0.48	1.96	2.2	5.56	6.64	4.75	9.58	2.84	7.26
760.0	403	0.46	2.08	2.4	5.62	1.16	4.47	8.74	2.82	6.94
727.0	498	0.49	1.99	2.3	5.05	4.29	4.17	9.68	3.03	6.29
755.0	548	0.47	2.10	2.4	5.06	2.19	3.63	8.93	3.02	5.98
689.6	591	0.47	2.05	2.3	5.17	2.59	3.83	9.16	2.98	6.30

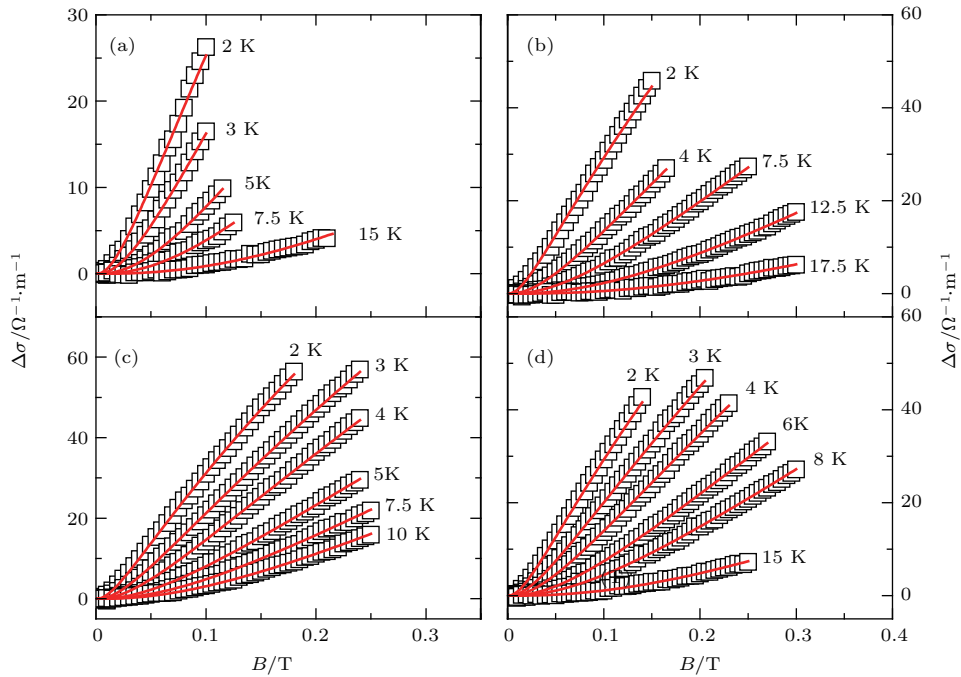


图3 不同基底温度下制备的 a-IGZO 薄膜磁电导随磁场的变化 其中图 (a), (b), (c) 和 (d) 对应基底温度分别为 300, 403, 548 和 591 K 的样品; 图中空心方块为实验结果, 实线为 (2) 式的拟合结果

Fig. 3. Magnetoconductivity versus magnetic field for the a-IGZO films deposited at (a) 300 K, (b) 403 K, (c) 548 K and (d) 591 K. The open squares are experimental results, and the solid curves are least-squares fits to Eq. (2).

图3给出了不同基底温度下制备的 a-IGZO 薄膜的磁电导  $\Delta\sigma = \sigma(B) - \sigma(0)$  随磁场的变化. 从图3可以看出, 所有样品的磁电导均为正值, 且同一磁场下随着温度的增加而逐渐减小, 表明样品中的自旋-轨道相互作用很弱. 考虑到薄膜厚度接近微米量级, 我们采用三维弱局域理论对样品数据进

行分析. 在三维无序导体中, 弱局域效应导致的磁电导满足<sup>[20-23]</sup>

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar} \sqrt{\frac{eB}{\hbar}} f_3\left(\frac{B}{B_\phi}\right), \quad (2)$$

其中,  $B_\phi = B_0 + B_i$  为退相干场,  $B_0$  和  $B_i$  分别为饱和散射场和非弹性散射场,  $B_0$  与温度无关. 函数

$f_3(x)$  可近似表示为<sup>[24,25]</sup>

$$f_3(x) \approx 2 \left( \sqrt{2 + \frac{1}{x}} - \sqrt{\frac{1}{x}} \right) - \left[ \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{x} \right)^{-1/2} + \left( \frac{3}{2} + \frac{1}{x} \right)^{-1/2} \right] + \frac{1}{48} \left( 2.03 + \frac{1}{x} \right)^{-3/2}.$$

我们采用最小二乘法利用 (2) 式对实验数据进行拟合, 拟合结果如图 3 中实线所示. 从图 3 可以看出, 实验数据很好地遵从三维弱局域理论. 由退相干长度  $L_\phi = \sqrt{\hbar/4eB_\phi}$  可得样品在 2 K 时的退相干长度, 计算结果表明 2 K 时, 薄膜的退相干长度介于 109—141 nm 之间, 远小于薄膜的厚度 (约 800 nm). 因此, 对弱局域效应而言, a-IGZO 薄膜确实为三维体系, 用三维弱局域理论 ((2) 式) 来分析样品的磁电导数据是合理的. 根据  $1/\tau_\phi = 4eDB_\phi/\hbar$  (其中,  $D = (\pi\hbar)^2/(m^*e^2k_F\rho)$  为扩散系数, 有效电子质量  $m^* = 0.34m_e$ <sup>[17]</sup>), 我们得到了样品在不同温度下的退相干散射率  $1/\tau_\phi$ . 需要指出的是, 通过计算薄膜的电子热扩散长度  $L_T = \sqrt{\hbar D/(k_B T)}$  发现, 在 2 K 时  $L_T$  约为 30 nm, 远小于薄膜厚度, 因此相对于电子-电子散射来讲, 我们的薄膜是三维的.

图 4 给出了三个样品的退相干散射率  $1/\tau_\phi$  随  $T^{3/2}$  的变化. 从图 4 中可以看出, 在 2—15 K 的温度范围内, 各样品的数据点几乎在一条直线上, 即 a-IGZO 薄膜的退相干散射率  $1/\tau_\phi$  与  $T^{3/2}$  成较好的线性关系. 根据前面的讨论可以推断,  $1/\tau_\phi$  的这种  $T^{3/2}$  依赖关系很可能是由小能量转移电子-电子散射造成的. 为了验证上述推断, 我们将实验数据与下式对比:

$$\frac{1}{\tau_\phi} = \frac{1}{\tau_\phi^0} + A_{ee}^S T^{3/2}, \quad (3)$$

这里,  $1/\tau_\phi^0$  为饱和退相干散射率<sup>[26,27]</sup>,  $A_{ee}^S T^{3/2}$  为小能量转移电子-电子散射率. 用最小二乘法拟合得到的参数  $1/\tau_\phi^0$  和  $A_{ee}^S$  见表 1. 根据 (1) 式, 我们采用类自由电子模型计算  $A_{ee}^S$  的理论值  $(A_{ee}^S)^{th}$ , 取  $E_F = (\hbar k_F)^2/(2m^*)$ ,  $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$ , 各样品的  $(A_{ee}^S)^{th}$  值也列于表 1. 从表 1 可以看出, 实验值  $A_{ee}^S$  约为理论值  $(A_{ee}^S)^{th}$  的 5 倍, 这个偏差是可以接受的. 这种理论值与实验值的偏差可能来源于两个方面: 一方面, 理论值  $(A_{ee}^S)^{th}$  的计算是基于类自由电子模型的, 在 a-IGZO 中电子未必完全符合类自由电子模型; 另一方面, 我们所采用的有效质

量  $m^* = 0.34m_e$  是载流子浓度约为  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  的 a-IGZO 薄膜的<sup>[17]</sup>, 而我们的样品中载流子浓度约  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 其有效质量并不完全一致. 同时, 我们也采用类自由电子模型计算了大能量转移电子-电子散射项系数的理论值  $(A_{ee}^L)^{th} = \pi k_B^2/(8\hbar E_F)$ , 其值也列于表 1. 可以看出,  $(A_{ee}^L)^{th}$  比  $(A_{ee}^S)^{th}$  小约两个量级, 因此, 在 2—15 K 的低温范围, 大能量转移电子-电子散射可以忽略不计.

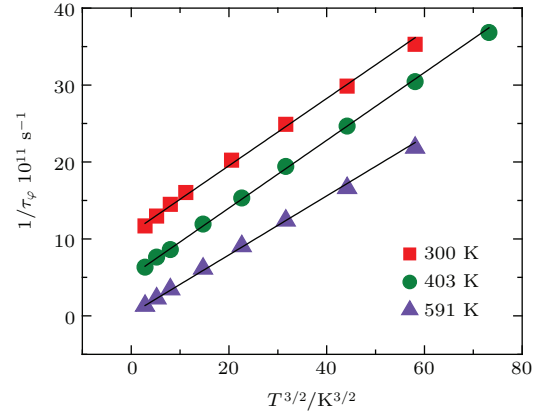


图 4 不同基底温度下制备的 a-IGZO 薄膜的退相干散射率  $1/\tau_\phi$  与温度的变化关系. 对于在 300 和 403 K 基底温度下制备的样品, 其数据分别向上平移了  $1 \times 10^{11}$  和  $0.5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ ; 这里实心符号为实验结果, 实线为 (3) 式的拟合结果.

Fig. 4. The electron dephasing rate  $1/\tau_\phi$  as a function of temperature for a-IGZO films deposited at different substrate temperatures. For clarity, the data for films deposited at 300 and 403 K have been shifted by  $+1 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$  and  $+0.5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ , respectively. The solid symbols are the experimental results, and the solid curves are least-squares fits to Eq. (3).

下面我们来看一下样品中电子-声子散射率. 理论和实验都表明, 在无序金属系统中, 当  $q_T l > 1$  ( $q_T$  为热声子波矢,  $l$  为电子平均自由程) 时, 电子与横向声子的散射作用主导电子-声子散射项, 电子-声子散射率遵从<sup>[4,11,28]</sup>

$$\frac{1}{\tau_{ep}} = \frac{3\pi^2 k_B^2 \beta_t T^2}{(p_F u_t)(p_F l)} = A_{ep}^{th} T^2, \quad (4)$$

其中,  $\beta_t = (2E_F/3)^2 N(E_F)/(2\rho_m u_t^2)$  为电子-横向声子耦合常数,  $N(E_F) = m^* k_F/(\pi\hbar)^2$  为费米能级处的态密度,  $p_F$  为费米动量,  $u_t$  为横向声速,  $\rho_m$  为薄膜密度. 在 a-IGZO 薄膜中, 横向声速  $u_t \approx 2866 \text{ m/s}$ <sup>[29]</sup>, 薄膜质量密度  $\rho_m \approx 5900 \text{ kg/m}^3$ <sup>[30,31]</sup>. 我们通过公式  $q_T l = k_B T l/(\hbar u_t)$  计算了不同基底温度下制备样品的  $q_T l$  值,  $q_T l \approx 0.09T$ , 温度  $T$  的单位为 K. 当温度大于



10 K时, 我们的样品处于准弹道输运区. 这样我们可近似采用(4)式获得样品中电子-声子的散射率系数 $A_{\text{ep}}^{\text{th}}$ , 计算结果列于表1. 从表1可以看出, $A_{\text{ep}}^{\text{th}}$ 的值介于 $6-7 \times 10^5 \text{ K}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 之间, 比电子-电子散射系数 $A_{\text{ee}}^{\text{S}}$ 小3个量级以上, 因此a-IGZO薄膜中电子-声子散射非常弱, 可以忽略不计. 综上所述, 小能量转移电子-电子散射主导a-IGZO薄膜中电子的退相干过程, 我们的实验结果为Altshuler等<sup>[1]</sup>和Schmid等<sup>[7]</sup>关于三维无序导体中电子-电子散射的理论提供了实验支持.

## 4 结 论

采用射频磁控溅射法制备了三维的a-IGZO薄膜, 并对其电输运性质和低温的电子退相干机理进行了系统的研究. 在a-IGZO薄膜中, 其载流子浓度均不随温度变化, 且在高温区具有正的电阻-温度系数, 这表明样品具有类金属导电特性. 对薄膜低温下的电子退相干机理进行研究发现, 小能量转移电子-电子散射主导着电子退相干过程, 大能量转移电子-电子散射和电子-声子散射均很弱, 可以忽略不计. 这是因为a-IGZO薄膜的载流子浓度比常规金属低3—4个量级且具有较小的 $k_{\text{F}}l$ 值. 我们的实验结果定量验证了三维无序导体中的电子-电子散射理论.

## 参考文献

- [1] Altshuler B L, Aronov A G, Khmel'nitsky D E 1982 *J. Phys. C* **15** 7367
- [2] Lee P A, Ramakrishnan T V 1985 *Rev. Mod. Phys.* **57** 287
- [3] Lin J J, Bird J P 2002 *J. Phys. Condens. Matter* **14** R501
- [4] Rammer J, Schmid A 1986 *Phys. Rev. B* **34** 1352
- [5] Zhong Y L, Lin J J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 588
- [6] Fukuyama H, Abrahams E 1983 *Phys. Rev. B* **27** 5976
- [7] Schmid A 1974 *Z. Phys.* **271** 251
- [8] Sergeev A, Mitin V 2000 *Phys. Rev. B* **61** 6041
- [9] Lang W J, Li Z Q 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 042110
- [10] Yang Y, Liu X D, Li Z Q 2016 *EPL* **114** 37002
- [11] Zhang Y J, Li Z Q, Lin J J 2013 *EPL* **103** 47002
- [12] Nomura K, Ohta H, Takagi A, Kamiya T, Hirano M, Hosono H 2004 *Nature* **432** 488
- [13] Kamiya T, Nomura K, Hosono H 2010 *Sci. Technol. Adv. Mater.* **11** 044305
- [14] Yabuta H, Sano M, Abe K, Aiba T, Den T, Kumomi H, Hosono H 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 112123
- [15] Kamiya T, Nomura K, Hosono H 2009 *J. Disp. Technol.* **5** 273
- [16] Makise K, Hidaka K, Ezaki S, Asano T, Shinozaki B, Tomai S, Nakamura H 2014 *J. Appl. Phys.* **116** 153703
- [17] Takagi A, Nomura K, Ohta H, Yanagi H, Kamiya T, Hirano M, Hosono H 2005 *Thin Solid Films* **486** 38
- [18] Ziman J M 1960 *Electron and Phonons* (Oxford: Clarendon Press) p364
- [19] Lien C C, Wu C Y, Li Z Q, Lin J J 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 063706
- [20] Kawabata A 1980 *J. Phys. Soc. Jpn.* **49** 628
- [21] Kawabata A 1980 *Solid State Commun.* **34** 431
- [22] Fukuyama H, Hoshino K 1981 *J. Phys. Soc. Jpn.* **50** 2131
- [23] Fehr Y, May T S, Rosenbaum R 1986 *Phys. Rev. B* **33** 6631
- [24] Wu C Y, Lin J J 1994 *Phys. Rev. B* **50** 385
- [25] Baxter D V, Richter R, Trudeau M L, Cochrane R W, Strom-Olsen J O 1989 *J. Phys. Paris* **50** 1673
- [26] Bergmann G 2010 *Int. J. Mod. Phys. B* **24** 2015
- [27] Lany S, Zunger A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 045501
- [28] Zhong Y L, Sergeev A, Chen C D, Lin J J 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 206803
- [29] Yoshikawa T, Yagi T, Oka N, Jia J, Yamashita Y, Hattori K, Shigesato Y 2013 *Appl. Phys. Express* **6** 021101
- [30] Nomura K, Kamiya T, Ohta H, Uruga T, Hirano M, Hosono H 2007 *Phys. Rev. B* **75** 035212
- [31] Cui B, Zeng L, Keane D, Bedzyk M J, Buchholz D B, Chang R P H, Yu Xinge, Smith J, Marks T J, Xia Y, Facchetti A F, Medvedeva J E, Grayson M 2016 *J. Phys. Chem. C* **120** 7467

# Electron-electron scattering in three-dimensional amorphous IGZO films\*

Zhang Hui Yang Yang Li Zhi-Qing<sup>†</sup>

(Tianjin Key Laboratory of Low Dimensional Materials Physics and Preparing Technology, Faculty of Science, Tianjin University, Tianjin 300350, China)

( Received 3 June 2016; revised manuscript received 13 June 2016 )

## Abstract

Electron dephasing process is important and interesting in disordered conductors. In general three-dimensional (3D) disordered metals, the electron-electron (e-e) scattering is negligibly weak compared with the electron-phonon (e-ph) scattering. Thus, the theoretical prediction concerning the e-e scattering rate  $1/\tau_{ee}$  as a function of temperature  $T$  in 3D disordered conductor has not been fully tested so far, though it was proposed four decades ago. In the frame of free-electron-like model, the e-ph relaxation rate  $1/\tau_{ep}$  is proportional to carrier concentration  $n$ , while the small- and large-energy-transfer e-e scattering rate obey the laws  $1/\tau_{ee}^S \propto n^{-4/3}$  and  $1/\tau_{ee}^L \propto n^{-2/3}$ , respectively. In other words, e-e scattering may dominate the dephasing processes in 3D disordered metals with sufficient low carrier concentrations. In the present work, we systematically investigate the electronic transport properties of amorphous indium gallium zinc oxide (a-IGZO) prepared by the radio frequency sputtering method. The carrier concentrations of the highly degenerate IGZO films are all  $\sim 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , which are 3–4 orders of magnitude lower than those of typical metals. Our thick films ( $\sim 800 \text{ nm}$ ) are 3D systems with respect to weak-localization (WL) effect and e-e scattering. X-ray diffraction patterns of the films indicate that our films are all amorphous. For each film, the resistivity increases with the increase of the temperature in the high temperature region ( $T \geq 200 \text{ K}$ ) and the carrier concentration is almost invariable in the whole measured temperature range. This indicates that the films possess metal-like transport properties. By comparing the low-field magnetoconductivity versus magnetic field data  $\sigma(B)$  with that from the 3D WL theory, we extract the electron dephasing rate  $1/\tau_\phi$  at different temperatures in the low temperature region. It is found that  $1/\tau_\phi$  varies linearly with  $T^{3/2}$  for each film. The  $T^{3/2}$  behavior of  $1/\tau_\phi$  can be quantitatively described by the 3D small-energy-transfer e-e scattering theory. The e-ph scattering rate  $1/\tau_{ep}$  and large-energy-transfer e-e scattering rate  $1/\tau_{ee}^L$  are negligibly weak in this low-carrier-concentration conductor. Thus, we can observe the  $T^{3/2}$  behavior of  $1/\tau_\phi$ .

**Keywords:** electron scattering mechanisms, weak-localization effect, electron transport properties

**PACS:** 73.23.-b, 73.20.Fz, 72.15.Qm

**DOI:** 10.7498/aps.65.167301

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174216) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20120032110065).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zhiqingli@tju.edu.cn