

铝纳米晶的低温导电特性研究

孙丽俊 代飞 罗江山 易勇 杨蒙生 张继成 黎军 雷海乐

Electrical resistivity of nanostructured aluminum at low temperature

Sun Li-Jun Dai Fei Luo Jiang-Shan Yi Yong Yang Meng-Sheng Zhang Ji-Cheng Li Jun Lei Hai-Le

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 137303 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.137303

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.137303>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

有限深抛物势量子盘中极化子的激发态性质

Properties of excited state of polaron in quantum disk in finite depth parabolic potential well

物理学报.2015, 64(18): 186301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.186301>

热处理对爆轰合成的纳米 TiO₂ 混晶的结构相变的影响

Effect of thermal treatment on the structural phase transformation of the detonation-prepared TiO₂ mixed crystal nanoparticles

物理学报.2014, 63(3): 037301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.037301>

Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs 量子阱中电子-LO 声子的散射率

Electron-LO phonon scattering in Ga_{1-x}In_xN_yAs_{1-y}/GaAs quantum well

物理学报.2013, 62(22): 226301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.226301>

球壳量子点中极化子和量子比特的声子效应

The phonon effect of polaron and qubit in spherical shell quantum dot

物理学报.2012, 61(18): 186301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.186301>

铝纳米晶的低温导电特性研究

孙丽俊¹⁾²⁾ 代飞²⁾ 罗江山²⁾ 易勇¹⁾ 杨蒙生²⁾ 张继成²⁾
黎军²⁾ 雷海乐^{2)†}

1) (西南科技大学材料科学与工程学院, 绵阳 621010)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2016年3月10日收到; 2016年4月16日收到修改稿)

采用真空热压技术将电磁感应加热-自悬浮定向流法制备的铝纳米粉末压制成块体样品. 通过X射线衍射、透射电子显微镜、扫描电子显微镜及X射线能谱分析了铝纳米晶的微观结构, 并用四探针法测量了不同温度下(8—300 K)样品的电阻率, 研究了铝纳米晶的电阻率(ρ)随温度的变化规律. 结果表明: 由于晶界(非晶氧化铝)对电子的散射以及晶界声子对电子的散射效应, 低温(<40 K)下, 铝纳米晶的本征电阻率随温度变化关系明显不同于粗晶铝, 不仅呈现出 T^4 变化, 还表现出显著的 T^3 变化规律. 因晶界等缺陷和非晶氧化铝杂质对电子的散射, 铝纳米晶残余电阻率比粗晶铝电阻率大5—6个数量级.

关键词: 铝纳米晶, 电阻率, 声子-电子散射, 晶界

PACS: 73.63.Bd, 63.20.kd, 72.10.Fk, 72.15.-v

DOI: 10.7498/aps.65.137303

1 引言

纳米材料由于量子尺寸效应、小尺寸效应等, 使其具有与粗晶材料明显不同的物理化学性能^[1-3], 多年来受到了广泛的关注. 早在1965年, Andrews^[4]研究了铜纳米晶的晶界电阻率, 随后对晶界电阻率的研究越来越广泛, 如Au^[3], Cu^[5,6], Ni^[7], Gd^[8]等. 这些研究表明: 纳米晶材料的晶粒尺寸越小, 晶界体积分数越大, 其电阻率越高.

在经典金属电阻率理论中, 电阻率主要由两部分组成: 一部分是晶体缺陷和杂质对电子的散射形成的残余电阻率(ρ_0), 不受温度影响; 另一部分是声子-电子散射形成的本征电阻率($\rho(T)$), 与温度相关, 并且在不同的温度范围, 电阻率与温度的关系不同, 可以用布洛赫-格林艾森经验公式描述^[9,10]: 当温度高于 $0.5\theta_D$ (θ_D 表示德拜温度, 铝的德拜温度为428 K^[11])时, $\rho(T)$ 和温度呈一次方的关系; 当温度低于 $0.1\theta_D$ 时, $\rho(T)$ 和温度呈5次方关系. Moussouros和Kos等^[12]在研究中指出, 当温

度在6.8—34 K之间, 不同成分粗晶铜的 $\rho(T)$ 随温度变化关系有所不同, 但都呈现出 $\rho(T)\sim T^{3-5}$ 变化. 随后Qian等^[13]的研究揭示了粗晶铜 $\rho(T)$ 与温度的关系为 $\rho(T)\sim T^{3.78}$; 且该文指出铜纳米晶的 $\rho(T)$ 随温度的呈现出 T^2 变化, 但并未具体地指出晶界声子-电子散射对其本征电阻率和温度关系的影响. 在纳米晶块体材料电阻率的研究中, 大多数研究^[5,6,14,15]利用Mayadas-Shatzkes理论^[16]研究纳米晶材料中晶界对电阻率的影响, 很少研究指出晶界声子-电子散射对纳米晶本征电阻率 $\rho(T)$ 与温度关系的影响. 本文拟通过研究粗晶铝(制备铝纳米晶的原材料)和铝纳米晶电阻率随温度的变化规律, 揭示铝纳米晶低温电阻率与温度的关系, 分析晶界声子-电子散射对铝纳米晶电阻率的影响规律.

2 实验

首先用纯度为99.99%的粗晶铝通过电磁感应加热-自悬浮定向流法^[17]制备纳米铝粉末, 而后利用ZM-18-10Y型真空热压块体设备进行热压处理

† 通信作者. E-mail: hailelei@caep.ac.cn

得到铝纳米晶块体样品.

用阿基米德方法, 以无水乙醇为介质测得样品的密度(见表 1). 利用 Philips X'Pert PRO 型 X 射线衍射仪 (XRD) 测定样品的 XRD 衍射谱线, 扫描方式为步进扫描, 步长 0.01° , 每步停留 0.3 s, 扫描范围 $35^\circ\text{--}100^\circ$, 测角仪精度 0.0001° . 采用 Si 标样的 XRD 谱线扣除 X 射线衍射仪器本身对谱线展宽的影响. 通过 FEI Sirion 200 型场发射扫描电子显微镜 (SEM) 对块体样品进行截面成像和微区成分能谱分析 (EDS). 并用四探针法测得样品在不同温度下的电阻, 修正之后得到试样电阻率.

表 1 列出了所有铝纳米晶样品的密度及相对密度. 由表 1 可知, 所有铝纳米晶样品的相对密度在 93% 左右, 虽低于粗晶铝密度, 但仍具有较高的紧实度. 此外, 所有铝纳米晶样品密度变化范围为 0.11%—0.29% (属于误差范围内).

表 1 铝纳米晶样品密度

Table 1. Densities of nanostructured aluminum samples.

纳米样品	1#	2#	3#	4#
密度/ $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	2.5126	2.5154	2.5192	2.5198
相对密度/%	93.06	93.16	93.30	93.33

3 结果与分析

3.1 微观组织表征

图 1 (a) 为自悬浮定向流法制备的纳米铝粉的高分辨透射电子显微镜 (TEM) 图像, 从图中可看出纳米 Al 颗粒为明显的核/壳结构. 已有研究^[18,19]表明, 用自悬浮定向流法制备的纳米铝粉, 表面氧化后会形成 2 nm 厚的非晶氧化铝薄膜. 图 1 (b) 和图 1 (c) 为真空热压纳米铝粉制得的铝纳米晶块体断层 SEM 和 EDS 图. 从图 1 (b) 中可看出, 热压后颗粒之间结合较为紧密, 但仍可看出颗粒呈球状, 表明热压过程中, 在减少铝纳米晶块体中空洞等缺陷的基础上, 样品中晶粒未发生明显的变形. 由图 1 (c) 可观察出铝纳米晶样品除去少量的 O 元素外, 未引入其他 EDS 可观察到的杂质元素.

实验所用铝纳米晶样品的 XRD 图谱如图 1 (d) 所示, 可观察到所有样品 XRD 谱均出现 6 个铝的特征峰, 从左到右分别对应面心立方 (FCC) 结构 Al 的晶面指数: (1 1 1), (2 0 0), (2 2 0), (3 1 1), (2 2 2), (4 0 0). 而且所有纳米晶样品中未出现杂质相的衍射峰, 也未出现 XRD 可观测的物相变化.

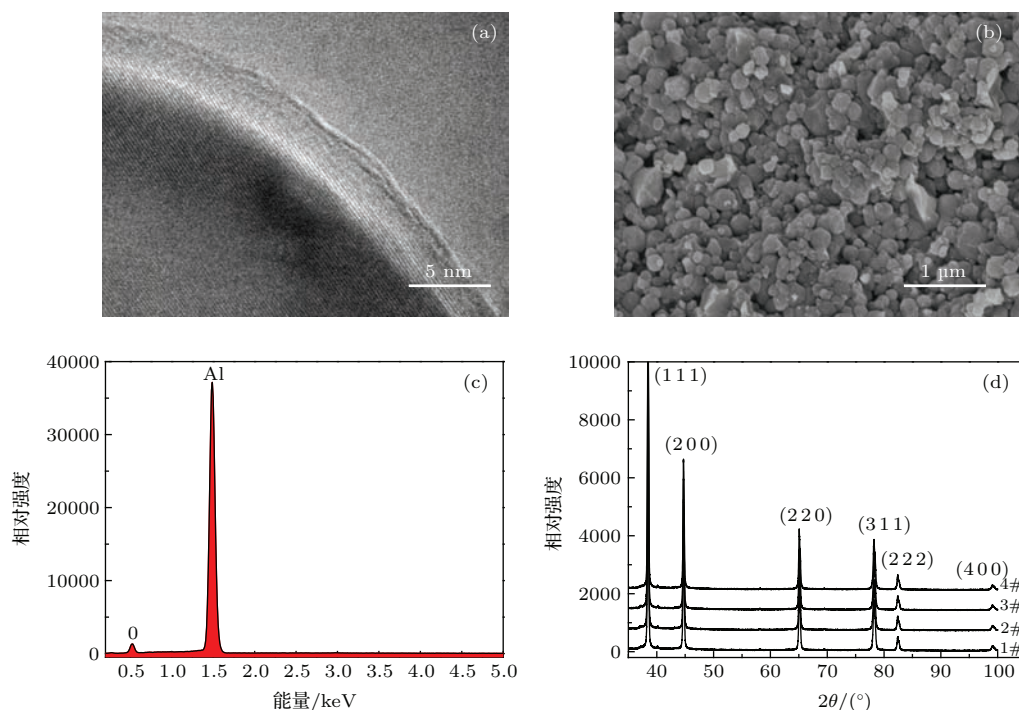


图 1 (网刊彩色) (a) 铝纳米颗粒的高分辨 TEM 图像; (b) 铝纳米晶断层 SEM; (c) 断层 EDS; (d) 铝纳米晶 XRD 图谱
Fig. 1. (color online) (a) A high-resolution TEM image of an aluminum nanoparticle; (b) SEM image of nanostructured aluminum; (c) EDS of nanostructured aluminum; (d) XRD pattern of nanostructured aluminum.

3.2 电阻率

在金属导电理论中^[20,21], 电子弛豫时间 τ 具有很重要的意义, 它与导致金属中电子散射的微观过程——晶格振动、晶体缺陷和杂质等直接相关. 因此, 弛豫时间是研究金属材料电阻率的一个关键因素, 其关系式为

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{m^*}{nq^2} \cdot \frac{1}{\tau} = A \frac{1}{\tau}, \quad (1)$$

其中 σ 表示金属电导率, m^* 表示有效电子质量, n 为金属中的电子密度, q 为电荷, A 为系数. 该关系式表明了金属材料电阻率和电子弛豫时间倒数 $1/\tau$ 成比例. 而 $1/\tau$ 表示单位时间内电子散射的平均概率(和温度相关的 $1/\tau$ 为声子-电子散射概率), 在单位时间内散射概率 $1/\tau$ 与时间无关, 只与电子散射机制有关. 已有研究^[22-24]表明, 处于不同位置原子的声子-电子相互作用不同. 因此, 在金属纳米晶材料中, 不同位置原子声子-电子散射机制对应不同的散射概率, 根据独立事件的基本统计理论, 散射净概率为

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\text{Core}}} + \frac{1}{\tau_{\text{Boundary}}}, \quad (2)$$

其中 $1/\tau_{\text{Core}}$ 表示晶内声子-电子散射概率, 该散射概率和粗晶声子-电子散射概率相似, $1/\tau_{\text{Boundary}}$ 表示晶界声子-电子散射概率. 结合(1)式, 可得不同散射机制与材料本征电阻率的关系:

$$\rho(T) = A_1 \frac{1}{\tau_{\text{Core}}} + A_2 \frac{1}{\tau_{\text{Boundary}}}, \quad (3)$$

其中 A_1, A_2 为系数. (3)式表明纳米晶中不同位置的声子-电子散射机制对本征电阻率都有贡献.

在纳米晶体块体材料中, 按位置可以将原子分为晶内原子和晶界原子, 其中晶界原子所占体积百分数为

$$f = \frac{3\delta}{D} \quad [25], \quad (4)$$

其中 δ 为晶界平均厚度, 一般假设平均晶界厚度为2 nm; D 为平均晶粒尺寸. 本实验中, 铝纳米晶平均晶粒尺寸约为62 nm, 且纳米颗粒表面是2 nm厚的非晶氧化铝, 则晶界(非晶氧化铝)原子体积百分比(f)约为9.68%, 而粗晶铝的 f 值约为0. 因此, 相对于粗晶, 纳米晶的晶界原子(非晶氧化铝)含量较高. 由纳米铝粉高分辨TEM图像可知, 纳米铝颗粒为核/壳结构, 氧化铝包裹在铝纳米颗粒

外, 虽然氧化铝为绝缘体, 内部没有自由移动的导电电子, 但核内的铝为整个系统提供导电电子, 当电子运动到晶界处时, 电子被氧化铝晶格振动散射, 因此, 在晶界处仍为声子-电子散射. 对于纳米晶块体, 根据原子所处位置, 声子-电子散射可分为两种: 一种是电子和晶内原子相互作用, 此过程与粗晶中声子-电子散射机制相似, 符合经典声子-电子散射; 另一种是电子穿过晶界时, 被晶界原子晶格振动散射. 由于晶界原子比晶内原子的配位数少, 具有更大的均方位移^[26], 所以晶内的声子-电子散射与晶界声子-电子散射会有所不同. 有研究表明^[27,28], 晶界或表面增强原子的低频振动, 其低频端声子态密度 $g(\omega)$ 与声子的振动频率 ω 的关系为 $g(\omega) \sim \omega^{1.5}$, 不同于粗晶和纳米晶内部原子的 $g(\omega) \sim \omega^2$. 低温下, 声子的振动模式主要为低频振动, 即长声学波; 由此, 声子-电子散射主要来源于长声学波声子对电子的散射^[29,30]. 所以, 相比于粗晶材料, 纳米晶材料中晶界声子-电子散射增强了纳米晶材料整体的声子-电子散射.

对于纳米晶块体材料, 在(3)式的基础上, 建立一个新的模型, 在低温条件下, 纳米晶块体材料本征电阻率和温度关系表达式为

$$\rho = \rho_0 + aT^m + bT^n, \quad (5)$$

其中 ρ_0 为残余电阻率, aT^m 为晶内声子-电子散射所形成的电阻率, bT^n 为晶界声子-电子散射所形成的电阻率.

本文采用四探针法测量铝纳米晶及粗晶铝在8—40 K温度范围内的电阻率及拟合图像, 如图2所示, 其拟合数据如表2所列.

由图2(a)可知, 在8—40 K温度范围内, 铝纳米晶样品(1#—4#)及粗晶铝的电阻率随温度的升高而增加, 但粗晶铝和铝纳米晶的低温电阻率差别较大. 其中, 在(5)式基础上, 采用最小二乘法对粗晶铝低温电阻率进行拟合, 得到 $b = 0$, 表明粗晶中晶界声子-电子散射所形成电阻率为0. 因为粗晶铝晶粒尺寸远大于电子平均自由程(铝平均自由程为60 nm^[31]), 电子在晶内运动受到晶界声子散射或反射可以忽略. 此外, 根据拟合结果得到 $m = 4$, 表明本实验所用粗晶铝试样, 其本征电阻率和温度关系呈现出 T^4 , 不同于布洛赫-格林艾森理论中粗晶材料电阻率随温度的5次方变化. 已有研究^[12,13,32,33]发现, 对于不同的纯金属

或合金金属, 其声子谱不同, 获得粗晶的电阻率与温度的关系不再表现出 T^5 变化, 而是 T^{3-5} . 由于布洛赫-格林艾森理论并没有考虑到反转散射过程 (U 过程), 因此, 对于不同粗晶样品, 其电阻率随温度变化的实验结果与理论值 ($\rho \sim T^5$) 存在一定的差异.

对于本实验中铝纳米晶试样, 其平均晶粒半径 (约 30 nm) 小于铝体材料中电子的平均自由程 (铝平均自由程为 60 nm). 因此, 在输运过程中, 电子不仅受到晶内声子和晶界声子的散射, 还会受到晶界反射. 对于铝纳米晶, 其本征电阻率分为两部分. 一部分是电子在晶内运动时, 电子被晶内声子散射, 与粗晶中声子-电子散射形成的本征电阻率相似, 和温度的关系呈现出 T^4 ; 然而其系数为 $(1.6 \pm 0.1) \times 10^{-12}$, 比粗晶铝的系数 9.0×10^{-17}

高约 5 个数量级. 其主要原因是: 当受到晶内声子散射后的电子运动到晶界时, 部分会被晶界反射回晶内继续运动. 如此电子在晶界处可能被多次反射回晶内, 从而增大了晶内声子-电子有效散射概率, 造成纳米晶电阻率中 T^4 的贡献远大于粗晶. 另一部分是电子运动到晶界处, 晶界原子 (非晶氧化铝) 声子-电子散射形成的电阻率, 和温度的关系呈现出 T^3 . 图 2 (b) 给出了铝纳米晶中晶内原子和晶界原子对本征电阻率的贡献. 由图可知, 晶界原子 (非晶氧化铝) 声子-电子散射对铝纳米晶本征电阻率的贡献占据着重要的地位.

本实验测得粗晶铝的残余电阻率 (见表 2) 为 $2.01 \times 10^{-10} \Omega \cdot m$, 而铝纳米晶的残余电阻率为 $5.50 \times 10^{-4} \Omega \cdot m$, 二者差异非常大 (相差 5—6 个数量级). 由马西森定则可知, 材料的残余电阻率源于

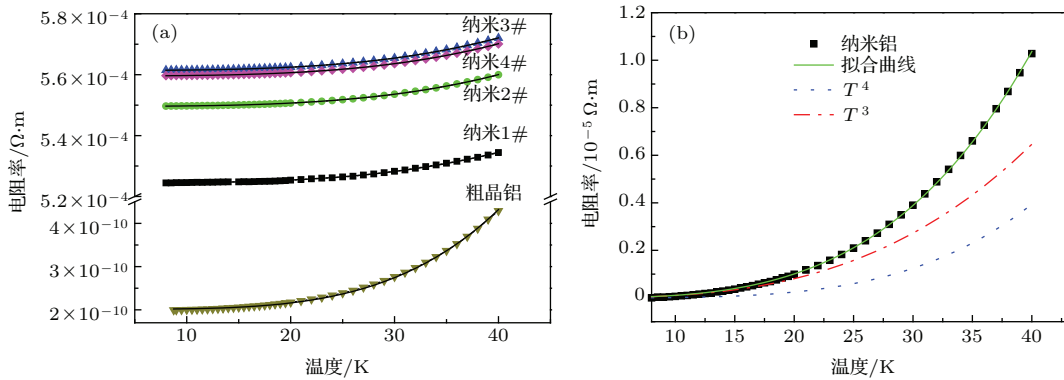


图 2 (网刊彩色) (a) 粗晶铝及铝纳米晶样品的在 8—40 K 温度间电阻率及拟合图像 (图中符号为实验值, 曲线为拟合值); (b) 晶界、晶内声子-电子散射对铝纳米晶本征电阻率的贡献

Fig. 2. (color online) (a) Electrical resistivity (ρ) at 8—40 K of coarse-grained bulk aluminum and nanostructured aluminum samples and corresponding fitting curves (the symbols are electrical resistivity experiment data, the curves are fitting values); (b) the contribution of grain boundary and intragranular phonon-electron scattering for the intrinsic resistivity of nanostructured aluminum sample.

表 2 铝纳米晶及粗晶铝低温电阻率根据 (5) 式拟合结果: 273 K 电阻率 ($\rho_{273 K}$)、剩余电阻率 (ρ_0)、系数 (a, b) 和指数 (m, n)

Table 2. Parameters for electrical resistivity of 273 K ($\rho_{273 K}$), residual resistivity (ρ_0), coefficient (a, b) and the power exponents (m, n) obtained by fitting the experimental electrical resistivity of nanostructured aluminum and coarse-grained bulk aluminum from equation (5).

样品	平均粒径/nm	$\rho_{273 K}/\Omega \cdot m$	$\rho_0/\Omega \cdot m$	a	b	m	n
粗晶铝	—	2.53×10^{-8}	2.01×10^{-10}	9.01×10^{-17}	0	4	—
粗晶铝 [31]	—	2.5×10^{-8}	—	—	—	—	—
纳米晶 1#	61.6	1.05×10^{-3}	5.24×10^{-4}	1.71×10^{-12}	8.99×10^{-11}	4	3 ± 0.2
纳米晶 2#	64.2	1.09×10^{-3}	5.50×10^{-4}	1.54×10^{-12}	1.01×10^{-10}	4	3 ± 0.1
纳米晶 3#	62.3	1.12×10^{-3}	5.61×10^{-4}	1.68×10^{-12}	9.96×10^{-11}	4	3 ± 0.1
纳米晶 4#	64.7	1.11×10^{-3}	5.60×10^{-4}	1.62×10^{-12}	1.00×10^{-10}	4	3 ± 0.2

空位和晶界等缺陷以及杂质对电子的散射. 由(4)式可知, 本实验铝纳米晶中含有大量晶界, 晶界所产生的晶界电阻使纳米晶的残余电阻率大大增加^[6]. 有研究表明, 在金^[3]、铜^[13]材料中, 其残余电阻率比粗晶大1—3个数量级, 而本实验铝纳米晶的残余电阻率比粗晶铝大5—6个数量级. 一个原因是晶界电阻率的存在, 另一个原因是铝纳米晶样品中含有一定量的非晶氧化铝杂质. 样品中氧化铝含量虽然不高, 但氧化铝属于绝缘体, 其包裹在纳米铝粒子外, 降低了有效导电电子数目. 因此, 本实验中铝纳米晶的残余电阻率远大于粗晶铝.

4 结 论

本文采用真空热压烧结技术将纳米铝粉末压制成铝纳米晶块体材料, 测量了粗晶铝及铝纳米晶在8—300 K的电阻率, 研究低温(<40 K)条件下晶界原子对电阻率的增强效应. 研究结果表明: 本实验所用粗晶铝试样, 其本征电阻率随温度呈现出 T^4 变化规律; 在铝纳米晶中, 由于晶界(非晶氧化铝)的存在, 其晶界对电子的反射以及晶界声子-电子散射增强了纳米晶中有效声子-电子散射概率, 从而导致铝纳米晶的低温电阻率随温度变化呈现出不同于粗晶的变化规律, 其变化关系不仅呈现出 T^4 变化, 还呈现出显著的 T^3 变化. 此外, 铝纳米晶残余电阻率比粗晶铝的残余电阻率大5—6个数量级, 其主要原因是晶界等缺陷及非晶氧化铝杂质对电子的散射增强.

参考文献

- [1] Okuda S, Tang F 1995 *Nanostruct. Mater.* **6** 585
- [2] Kumar K S, van Swygenhoven H, Suresh S 2003 *Acta Mater.* **51** 5743
- [3] Ederth J, Kish L B, Olsson E, Granqvist C G 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 1529
- [4] Andrews P V 1965 *Phys. Lett.* **19** 558
- [5] Huang Y K, Menovsky A A, de Boer F R 1993 *Nanostruct. Mater.* **2** 505
- [6] Riedel S, Röber J, GeBner T 1997 *Microelectron. Eng.* **33** 165
- [7] Okram G S, Soni A, Rawat R 2008 *Nanotechnology* **19** 185711
- [8] Zeng H, Wu Y, Zhang J X, Kuang C J, Yue M, Zhou S X 2013 *Prog. Nat. Sci.: Mater. Int.* **23** 18
- [9] Ziman J M 1960 *Electrons and Phonons* (Oxford: Clarendon Press) pp334–335
- [10] Bid A, Bora A, Raychaudhuri A K 2006 *Phys. Rev. B* **74** 035426
- [11] Charles K (translated by Xiang J Z, Wu X H) 2005 *Introduction to Solid State Physics* (Beijing: Chemical Industry Press) p105 (in Chinese) [基泰尔 著 (项金钟, 吴兴惠 译) 2005 固体物理导论 (北京: 化学工业出版社) 第105页]
- [12] Moussouros P K, Kos J F 1977 *Can. J. Phys.* **55** 2071
- [13] Qian L H, Lu Q H, Kong W J, Lu K 2004 *Scripta Mater.* **50** 1407
- [14] Barmak K, Darbal A, Ganesh K J, Ferreira P J, Rickman J M, Sun T, Yao B, Warren A P, Coffey K R 2014 *J. Vac. Sci. Technol. A* **32** 061503
- [15] Arenas C, Henriquez R, Moraga L, Munoz E, Munoz R C 2015 *Appl. Surf. Sci.* **329** 184
- [16] Mayadas A F, Shatzkes M 1970 *Phys. Rev. B* **1** 1382
- [17] Wei J J, Li C Y, Tang Y J, Wu W D, Yang X D 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 359 (in Chinese) [韦军建, 李超阳, 唐永建, 吴卫东, 杨向东 2003 强激光与离子束 **15** 359]
- [18] Li Y 2014 *M. S. Dissertation* (Mianyang: Southwest University of Science and Technology) (in Chinese) [李裕 2014 硕士学位论文 (绵阳: 西南科技大学)]
- [19] Song Y H, Luo J S, Fan X Q, Xing P F, Yi Y, Yang M S, Li K, Lei H L 2015 *At. Energ. Sci. Technol.* **49** 354 (in Chinese) [宋言红, 罗江山, 范晓强, 邢丕峰, 易勇, 杨蒙生, 李凯, 雷海乐 2015 原子能科学技术 **49** 354]
- [20] Huang K, Han R Q 2006 *Solid State Physics* (Beijing: Higher Education Press) p300 (in Chinese) [黄昆, 韩汝琦 2006 固体物理学 (北京: 高等教育出版社) 第300页]
- [21] Kasap S O (translated by Wang H) 2009 *Principles of Electronic Materials and Devices* (Vol.1) Third Edition (Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press) pp98–108 (in Chinese) [萨法·卡萨普 著 (汪宏 译) 2009 电子材料与器件原理 (上册) 第三版 (西安: 西安交通大学出版社) 第98—108页]
- [22] Tomchuk P M 1992 *Int. J. Electron.* **73** 949
- [23] Hodak J H, Henglein A, Hartland G V 2000 *J. Chem. Phys.* **112** 5942
- [24] Ma W G, Wang H D, Zhang X, Wang W 2010 *J. Appl. Phys.* **108** 064308
- [25] Lu K 1996 *Mater. Sci. Eng.* **16** 161221
- [26] Van Hove M A, Weinberg W H, Chan C M 1986 *Low-energy Electron Diffraction* (Berlin: Springer-Verlag) pp45–48
- [27] Hu X, Wang G, Wu W, Jiang P, Zi J 2001 *J. Phys.: Condens. Matter* **13** 835
- [28] Lei H L, Li J, Liu Y Q, Liu X 2013 *Europhys. Lett.* **101** 46001
- [29] Kubakaddi S S 2007 *Phys. Rev. B* **75** 075309
- [30] Kara A, Rahman T S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1453
- [31] Dobierzewska-Mozrzyk E, Warkusz F 1979 *Electro-component Sci. Technol.* **5** 223
- [32] Berry R J 1972 *Phys. Rev. B* **6** 2994
- [33] Dworin L 1971 *Phys. Rev. Lett.* **26** 1244

Electrical resistivity of nanostructured aluminum at low temperature

Sun Li-Jun¹⁾²⁾ Dai Fei²⁾ Luo Jiang-Shan²⁾ Yi Yong¹⁾ Yang Meng-Sheng²⁾
Zhang Ji-Cheng²⁾ Li Jun²⁾ Lei Hai-Le^{2)†}

1) (School of Material Science and Engineering, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, China)

2) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 10 March 2016; revised manuscript received 16 April 2016)

Abstract

The nanostructured materials have been revealed to have exclusive physical and chemical properties due to their quantum-size effects, small-size effects and a large fraction of grain boundaries. Especially, the grain boundaries play an important role in the electrical resistivity of nanostructured metal. We use the four-point probe method to measure the values of electrical resistivity (ρ) of the nanostructured aluminum samples and the coarse-grained bulk aluminum samples at temperature (T) ranging from 8 K to 300 K to explore the relationship between the electrical resistivity and temperature. The aluminum nanoparticles produced by the flow-levitation method through electromagnetic induction heating are compacted into nanostructured samples in vacuum by the hot pressing and sintering technology. The microstructures of all nanostructured aluminum samples are analyzed by X-ray diffraction (XRD), transmission electron microscope (TEM), scanning electron microscope with the energy-dispersive spectrometer (SEM-EDS). The densities of all nanostructured aluminum samples are measured by using the Archimedes method (the medium is absolute alcohol). The experimental results show that the shape of aluminum nanoparticles is found to keep spherical from the SEM images and the relative density of all nanostructured aluminum samples is about 93% of the coarse-grained bulk aluminum. The XRD spectra state that the face-centered cubic (FCC) phase dominates the samples and no diffraction peak related to impurities appears in the XRD spectrum for each of all nanostructured aluminum samples. Amorphous alumina layers (about 2 nm thick) are found to surround the aluminum nanoparticles and hence connect the grains in the nanostructured aluminum as shown in the high-resolution TEM images. Owing to the scattering of grain boundaries on electrons and the phonon-electron scattering at grain boundaries, the electrical resistivity is far larger in the nanostructured aluminum than in the coarse-grained bulk aluminum and the relationship between the electrical resistivity and temperature for nanostructured aluminum shows a different feature from that for the coarse-grained bulk aluminum. Although the temperature dependent electrical resistivity ($\rho(T)$) is a function of T^4 at low temperatures for the coarse-grained bulk aluminum, it varies with the temperature not only according to the relation T^4 , but also according to the relation T^3 for the nanostructured aluminum. The residual resistivity (ρ_0) of the nanostructured aluminum sample is about $5.5 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{m}$, 5–6 orders magnitude larger than that of the coarse-grained bulk aluminum ($2.01 \times 10^{-10} \Omega \cdot \text{m}$) due to the scattering of both the grain boundaries and amorphous alumina on electrons therein.

Keywords: nanostructured aluminum, electrical resistivity, phonon-electron scattering, grain boundary

PACS: 73.63.Bd, 63.20.kd, 72.10.Fk, 72.15.-v

DOI: 10.7498/aps.65.137303

† Corresponding author. E-mail: hailei@caep.ac.cn