

冲击波作用下 $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ 铁电陶瓷去极化后电阻率动态特性

伍友成 刘高旻 戴文峰 高志鹏 贺红亮 郝世荣 邓建军

Dynamic resistivity of $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ depolarized ferroelectric under shock wave compression

Wu You-Cheng Liu Gao-Min Dai Wen-Feng Gao Zhi-Peng He Hong-Liang Hao Shi-Rong Deng Jian-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 047201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.047201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.047201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[VO₂ 薄膜 Vis-NIR 及 NIR-MIR 椭圆偏振光谱分析](#)

[Spectroscopic ellipsometry analysis of vanadium oxide film in Vis-NIR and NIR-MIR](#)

物理学报.2016, 65(12): 127201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.127201>

[预应力对多晶铁冲击行为影响的微观模拟研究](#)

[Influence of prestress on shock behavior of polycrystalline iron via atomistic simulations](#)

物理学报.2016, 65(19): 196203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.196203>

[空位缺陷和相变对冲击压缩下蓝宝石光学性质的影响](#)

[Effects of vacancy point defects and phase transitions on optical properties of shocked Al₂O₃](#)

物理学报.2016, 65(14): 146201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.146201>

[非对称冲击-卸载实验中纵波声速的特征线分析方法](#)

[Characteristic method to infer the high-pressure sound speed in a nonsymmetric impact and release experiment](#)

物理学报.2016, 65(11): 116201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.116201>

[磁空混合约束激光诱导 Cu 等离子体光谱特性](#)

[Laser induced plasma spectral characteristics of Cu with magnetically and spatially combined confinement](#)

物理学报.2016, 65(23): 235201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.235201>

冲击波作用下 $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ 铁电陶瓷去极化后电阻率动态特性*

伍友成 刘高旻 戴文峰 高志鹏[†] 贺红亮 郝世荣 邓建军

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳 621900)

(2016年10月30日收到; 2016年11月26日收到修改稿)

在冲击波压力作用下, 极化 $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ (PZT95/5) 铁电陶瓷会发生铁电-反铁电相变失去极化, 由于冲击波压力高、作用时间短, 伴随材料去极化相变出现的瞬态电导特性难以准确测试. 本文建立了新的实验方法, 采用脉冲电容器作为冲击波加载铁电陶瓷脉冲电源的输出负载, 在冲击波压力约 3.5 GPa 的实验中直接测得铁电陶瓷的漏电流, 计算得到 PZT95/5 铁电陶瓷去极化后的电阻率, 变化范围为 2.2×10^4 — $3.5 \times 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$; 在实验数据的基础上, 建立了动态电阻模型, 对冲击波传播过程中 PZT95/5 铁电陶瓷去极化后的电阻率进行了分析, 初步揭示了冲击波作用下 PZT95/5 铁电陶瓷去极化后电阻率的动态特性.

关键词: $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$, 冲击波, 去极化, 电阻率

PACS: 72.20.-i, 77.90.+k, 62.50.Ef

DOI: 10.7498/aps.66.047201

1 引言

1957年, 美国圣地亚国家实验室 Neilson^[1] 提出了 PZT 铁电陶瓷爆电换能技术, 即先利用外加电场使铁电陶瓷发生相变, 由反铁电相转变为亚稳态的铁电相, 同时使铁电陶瓷极化并电畴转向, 当外电场消失后, 铁电陶瓷中保留剩余极化, 在铁电陶瓷电极上感应出相应密度的自由电荷; 当冲击波通过极化后的铁电陶瓷时, 又使铁电陶瓷发生铁电-反铁电相变失去极化, 同时铁电陶瓷电极上的束缚电荷得以释放, 通过负载产生脉冲电压和电流. 基于爆电换能技术发展了爆炸铁电体脉冲发生器 (EDFEG), 它不需要外部提供电源, 能够自主运行, 具有较高的能量密度, 早期主要作为爆炸脉冲电源的初始电源和高电压产生装置等开展研究^[2]. 近年来, 在发展小型化脉冲电源和新的应用牵引下, 开展了新型 PZT95/5 材料^[3]、小型化 EDFEG

电源^[4,5] 以及驱动螺旋天线^[6]、磁控管^[7] 等研究.

为了解释 EDFEG 实验产生的电压、电流波形, 更好地优化实验装置设计, 人们对冲击波作用下铁电陶瓷的放电行为进行了大量研究, 先后提出了铁电陶瓷瞬时去极化的恒流源模型^[8]、去极化相变动力学模型^[9] 以及去极化弛豫模型^[10,11] 等. 去极化弛豫模型考虑了铁电陶瓷去极化的物理机理及工作过程中材料特性的变化, 能够更好地解释铁电陶瓷在冲击波作用下的放电行为, 其中去极化弛豫时间、冲击压力下 PZT 材料的介电与电导特性等为该模型的主要参数, 对材料设计和器件应用有着重要意义. 但是, 由于去极化时冲击波压力高、作用时间短, 伴随铁电陶瓷去极化相变出现的瞬态介电常数与电导特性难以准确测试.

在通常情况下, PZT 铁电陶瓷的电阻率为 10^7 — $10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$, 可以看作理想的绝缘材料. 但在数 GPa 冲击波压力作用下, 铁电陶瓷将像绝大多数绝缘材料一样出现漏电导, 材料电阻率会明显下降,

* 国家高技术研究发展计划 (批准号: 2014AAX0X3029) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: z.p.gao@foxmail.com

去极化释放电荷中一部分会在铁电陶瓷内部消耗,使得负载电流减小,能量利用效率降低. Halpin^[12]对轴向模式(冲击波传播方向与剩余极化强度方向平行) EDFEG 中 PZT95/5 铁电陶瓷的电阻率进行了研究,将铁电陶瓷分为冲击波压缩区和未压缩区,未压缩区电阻率看作无限大,通过拟合电流波形得到在冲击波压力 2.5—3.5 GPa、电场强度约 20 kV/cm 条件下, PZT95/5 电阻率为 100 Ω·cm 量级. Lysne^[13]对垂直模式(冲击波传播方向与剩余极化强度方向垂直) EDFEG 的电阻率进行了研究,通过比较不同压力下、电阻负载不同大小时获得的输出电荷,认为在 1.6—3.2 GPa 冲击压力下, PZT95/5 铁电陶瓷漏导与压力无关,得到冲击作用过程中 PZT95/5 平均电阻率约 $7 \times 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$. Zhang 等^[14]认为冲击波作用下铁电陶瓷的漏导主要由于材料损伤造成,对 1.5—4.3 GPa 冲击压力下极化 PZT95/5 铁电陶瓷对电阻负载上输出电流的数值拟合,得到在 3.0 GPa 冲击压力下 PZT95/5 铁电陶瓷的电阻率约 $1.2 \times 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$. 以上研究通过比较释放电荷或数值拟合等方法得到的电阻率仅仅是一段时间内的等效平均数值,既没有直接测得铁电陶瓷的漏电流,也不能体现冲击波作用过程中电阻率的动态变化.

本文利用脉冲电容器作为垂直模式 EDFEG 的输出负载,在实验中在线测得了 PZT95/5 铁电陶瓷去极化后的漏电流,该电流仅与负载电压和铁电陶瓷漏导有关,由此得到了冲击波作用下 PZT95/5 去极化后的动态电阻率曲线;并建立动态电阻模型,通过电路仿真和进一步数据分析,对冲击波传播过程中铁电陶瓷电阻率的动态特性进行了初步研究.

2 实验原理与方法

实验中所用 PZT95/5 铁电陶瓷样品尺寸为 16 mm (x_0) × 30 mm (y_0) × 2 mm (z_0), 剩余极化强度 $P_r = (36 \pm 2) \mu\text{C}/\text{cm}^2$, 压电系数 $d_{33} = 66 \times 10^{-12} \text{ C}/\text{N}$, 大气条件下 1 kHz 时相对介电系数约 260.

实验原理如图 1 所示,采用 20 块 PZT95/5 铁电陶瓷串联,增加冲击波在铁电陶瓷中的侧向压力阻抗匹配,同时提高 EDFEG 对产生电压的承受能力. 为了减小铁电陶瓷串联界面可能形成的势垒或

势阱影响,在陶瓷片电极面上涂覆均匀、厚薄一致的导电胶,并施加一定应力,使相邻陶瓷电极紧密连接,采用该工艺制作的串联陶瓷堆电容和电阻测试结果与理论计算基本一致,可以忽略导电胶黏接面对陶瓷堆等效电容和电阻的影响. 负载为高压陶瓷电容,电容量 (1.9 nF) 远大于铁电陶瓷堆等效电容,其能承受的最大直流电压为 100 kV.

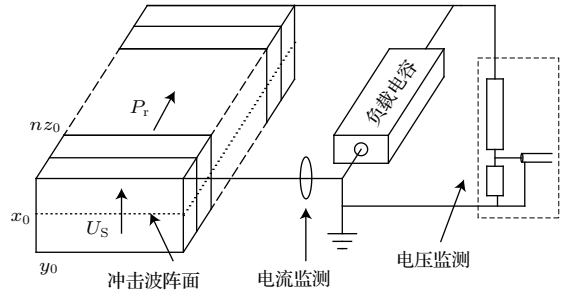


图 1 实验原理结构示意图

Fig. 1. Schematic of the experimental principle.

实验中利用炸药网络板产生近似平面冲击波,以垂直模式对 PZT95/5 铁电陶瓷进行冲击加载,冲击波压力约 3.5 GPa,满足 PZT95/5 铁电陶瓷完全去极化的压力条件^[14],在 PZT95/5 铁电陶瓷中的传播速度 U_s 约 4 mm/ μs ,本文中传播方向长度 x_0 为 16 mm,所以输出电流脉冲宽度 t_0 约 4 μs .

实验等效电路如图 2 所示, I_0 为 PZT95/5 铁电陶瓷去极化释放电荷产生电流, C_0 为铁电陶瓷堆等效电容, R_0 为冲击波压缩区域铁电陶瓷等效漏电阻, C_1 为负载电容, R_1, L_1 分别为 EDFEG 电流输出端与负载电容之间连接导线的电阻和电感.

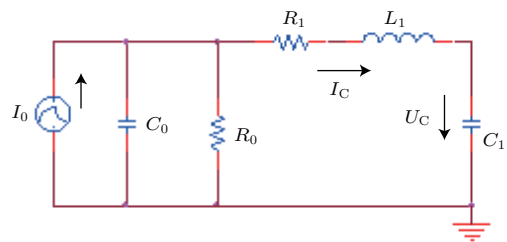


图 2 实验等效电路图

Fig. 2. Equivalent circuit of the experiment.

冲击波在 PZT95/5 铁电陶瓷内传播的过程中,去极化产生的电流被分成三部分:对铁电陶瓷堆等效电容的充电电流、对负载电容的充电电流、通过铁电陶瓷压缩区漏导形成的漏电流. PZT95/5 铁电陶瓷完全去极化时产生的电流可以采用以下

公式^[9]表达:

$$I_0(t) = PrU_S x_0(1 - e^{-t/\tau}), \quad t \leq t_0, \quad (1)$$

式中 τ 为去极化电流响应时间. 实验中脉冲电流上升时间不只是由铁电陶瓷去极化相变响应时间决定, 还受冲击波压力上升时间及波阵面平面性等因素影响.

由于导线电阻(约 0.1Ω)和电感(约 $1.5 \mu\text{H}$)很小, 当铁电陶瓷被冲击波扫过、整体发生去极化相变后, 铁电陶瓷组等效电容和负载电容被充上相同电压($U_C(t)$). 负载电容绝缘电阻大于 $100 \text{ M}\Omega$, 在低于 100 kV 的电压作用下, 负载电容的自泄放电流甚至低于亚毫安量级, 在本文讨论的微秒级时间尺度内, 负载电容的自泄放电流可以忽略, 只考虑铁电陶瓷的漏电导. 对于图2所示的集中参数等效电路, 由基尔霍夫电流定律有:

$$C_0 \frac{dU_C(t)}{dt} + C_1 \frac{dU_C(t)}{dt} = -\frac{U_C(t)}{R_0(t)}, \quad (2)$$

由于 $C_1 \gg C_0$, 所以有

$$\frac{U_C(t)}{R_0(t)} \approx -C_1 \frac{dU_C(t)}{dt} = -I_C(t), \quad (3)$$

式中 $I_C(t)$ 为负载电流.

铁电陶瓷去极化过程结束后, 铁电陶瓷漏电流仅与自身漏电阻和负载电压有关, 根据铁电陶瓷的组装结构与尺寸, 即可求得冲击波作用下PZT95/5铁电陶瓷的电阻率:

$$\rho(t) = -\frac{U_C(t)}{I_C(t)} \cdot \frac{x_0 y_0}{nz_0}, \quad (4)$$

式中 n 为铁电陶瓷串联的数量.

3 实验结果

采用电阻分压器(型号ST-145 K, 测量电压 $0\text{--}150 \text{ kV}$, 精度3%)和Rogowski线圈(型号4100, 测量范围 $0\text{--}500 \text{ A}$, 精度0.5%)分别对负载电压和输出电流进行了监测, 实验获得电压 U_C 、电流 I_C 波形如图3所示. 电流中矩形脉冲为铁电陶瓷去极化释放电荷所产生, 脉冲上升时间约 $0.23 \mu\text{s}$, 脉冲半高宽为 $3.95 \mu\text{s}$, 峰值从 40.7 A 逐渐减小至 39.1 A . 负载电压在去极化电流结束时($t = 56.5 \mu\text{s}$)达到最大值 81.2 kV , 然后缓慢下降; 同时出现了反向电流, 稳定一段时间后出现明显振荡, 随后瞬间反向急增, 电压突然下降至零电位附近. 根据电流方向判断, 最后时刻在铁电陶瓷中出现了电击穿.

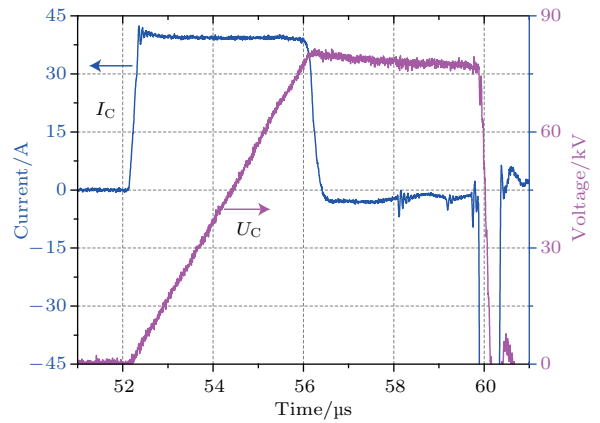


图3 (网刊彩色) 实验电流电压波形

Fig. 3. (color online) The voltage and the current in the experiment.

利用反向电流($t > 56.5 \mu\text{s}$)和对应时刻的电压, 根据(4)式, 得到在冲击压力作用下PZT95/5铁电陶瓷整体去极化后的电阻率曲线, 如图4所示.

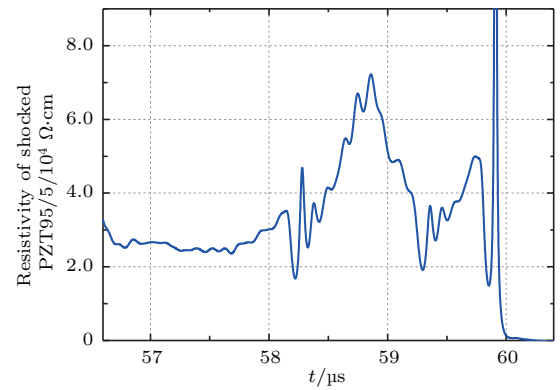


图4 去极化结束后PZT95/5铁电陶瓷电阻率变化曲线

Fig. 4. The resistivity of shocked PZT95/5 after depolarization.

在去极化电流结束后约 $1.5 \mu\text{s}$ 内电阻率基本维持在 $2.2 \times 10^4\text{--}3.5 \times 10^4 \Omega\cdot\text{cm}$ 范围内, 随后约 $2 \mu\text{s}$ 内电阻率出现大幅振荡, 最后由于发生电击穿, 电阻率瞬间降低至零点附近.

4 漏电导动态特性分析

为了认识冲击波传播过程中PZT95/5铁电陶瓷的电导特性, 根据实验等效电路建立了PZT95/5的动态电阻模型. 模型中将冲击波作用过程中的铁电陶瓷分为压缩区(已相变)和未压缩区(未相变), 认为未压缩区域电阻无限大, 压缩区电阻随冲击波传播时间而变化, 则在去极化时间内铁电陶瓷的电阻可用下式表示:

$$R(t) = \rho \cdot \frac{nz_0}{y_0 U_S t}, \quad t \leq t_0. \quad (5)$$

仿真电路模型如图 5 所示. 在 3.5 GPa 冲击压力作用下铁电陶瓷被完全去极化, 电流 I_0 采用 (1) 式的指数函数弛豫模型, 根据短路负载电流测试数据 [15], 去极化响应时间 τ 取 0.08 μs ; 由于负载电容量 C_1 远大于 PZT 铁电陶瓷组电容量 C_0 , 在冲击波加载过程中 C_0 的变化对仿真结果几乎没有影响, 因此模型中采用冲击波作用前的数值; 铁电陶瓷压缩区的动态电阻采用 Pspice 的 ABM 功能模块电压控制电流元件 ($I = U/R$) 来模拟, 电阻满足 (5) 式的时间函数关系; 开关 S 在铁电陶瓷去极化结束时闭合; 去极化结束后铁电陶瓷电阻 R_{01} 采用实验获得的稳定阶段平均电阻率 $2.7 \times 10^4 \Omega\cdot\text{cm}$.

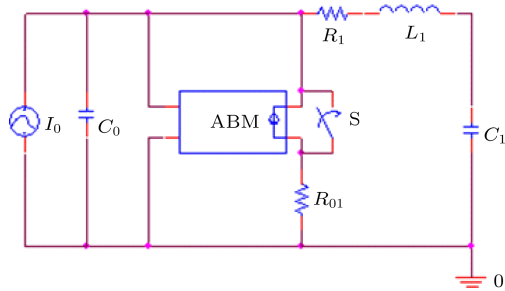


图 5 含 PZT95/5 动态电阻模型的 EDFEG 仿真电路
Fig. 5. Simulation circuit of EDFEGs including dynamic resistor of shocked PZT95/5.

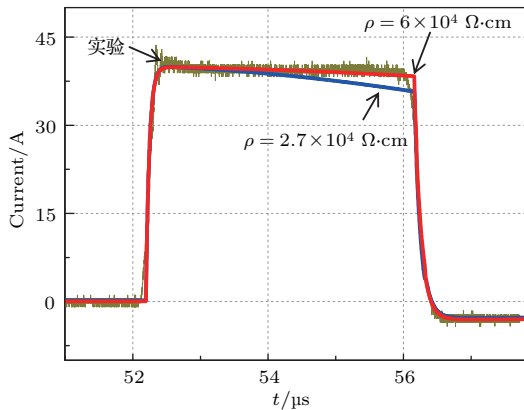


图 6 (网刊彩色) 实验电流与仿真结果对比
Fig. 6. (color online) Simulation results compared with the experimental current.

在动态电阻模型中电阻率是未知的, 假定冲击波传播过程中铁电陶瓷压缩区电阻率是某一固定值. 电路仿真结果如图 6 所示, 当电阻率选择 $2.7 \times 10^4 \Omega\cdot\text{cm}$ 时, 仿真电流明显比实验电流小; 当电阻率采用 $6 \times 10^4 \Omega\cdot\text{cm}$ 时, 得到的仿真波形与实验数据较为符合, 这说明冲击波传播过程中铁电陶瓷压缩区平均电阻率应比压缩结束后大, 也说明在

冲击压力加载过程中 PZT95/5 铁电陶瓷去极化后电阻率具有较强的动态变化特性.

由于冲击波作用的初始阶段铁电陶瓷被压缩区域很小, 可以认为铁电陶瓷去极化电流初始值不受漏电导影响, 而此后去极化电流的减小则主要由铁电陶瓷漏电导引起. 本文数据处理中选取去极化电流 (不含上升前沿) 初始 0.15 μs 内的平均值作为初始值, 由此得到冲击波传播过程中铁电陶瓷的漏电流, 如图 7 所示.

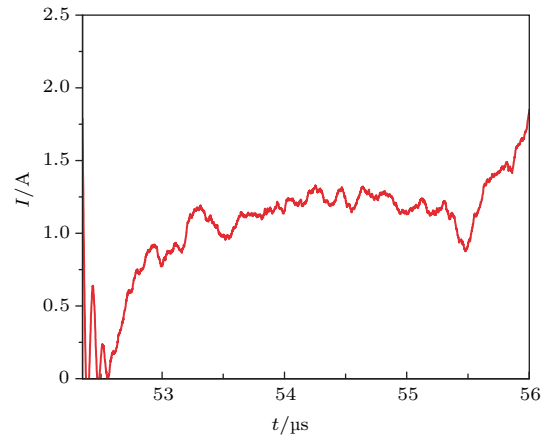


图 7 PZT95/5 铁电陶瓷去极化过程中的漏电流
Fig. 7. The leakage current of shocked PZT95/5 during depolarization.

冲击波进入铁电陶瓷后, 受压力诱导发生铁电-反铁电相变的区域逐渐增大, 直到整个铁电陶瓷被冲击波扫过后全部完成相变, 相变区域的电阻率可以利用 (6) 式来表达.

$$\rho = -\frac{U_C(t)}{I_L(t)} \cdot \frac{y_0 U_S(t-t_1)}{nz_0}, \quad t \leq t_0, \quad (6)$$

式中 $I_L(t)$, $U_C(t)$ 分别为铁电陶瓷相变过程中的漏电流和负载电压; t_1 为相变开始时刻. 根据实验直接测得的负载电压 (图 3) 和数据处理得到的漏电流 (图 7), 利用 (6) 式求得 PZT95/5 铁电陶瓷去极化相变过程中压缩区的电阻率, 如图 8 所示.

从图 4 和图 8 可见, 在约 3.5 GPa 冲击压力加载下 PZT95/5 铁电陶瓷去极化区域的电阻率是不断变化的, 主要变化范围为 $2 \times 10^4 - 8 \times 10^4 \Omega\cdot\text{cm}$. 冲击压力加载的初始电阻率快速下降, 随后逐渐增大, 在去极化结束前又开始减小, 并在去极化结束后出现较为稳定的电阻率, 最后进入电击穿前的非稳定阶段. 根据冲击压力作用下铁电陶瓷的破坏损伤机理 [16,17], 在较高冲击波压力作用下, 伴随破坏波的产生, 铁电陶瓷内部一般会经历裂纹突然产

生、传播、趋于稳定、快速崩溃等破坏损伤发展过程,引起材料电阻率的动态变化,并在较高电场作用下发生电击穿现象,电阻率变化及电击穿时机主要受冲击压力破坏程度与电场强度的影响。

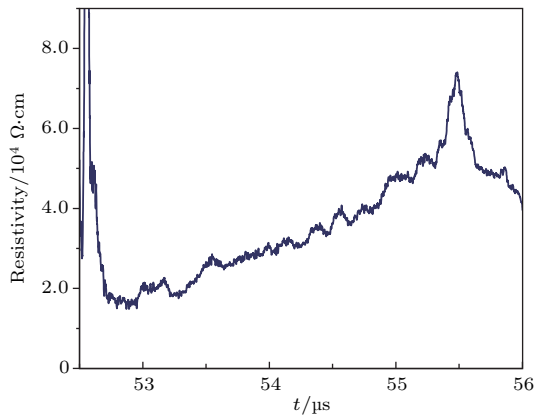


图8 冲击波作用下PZT95/5铁电陶瓷去极化过程中的电阻率

Fig. 8. The resistivity of shocked PZT95/5 during depolarization.

5 结 论

本文采用新的实验方法,在3.5 GPa冲击波压力垂直加载PZT95/5铁电陶瓷实验中,直接测得铁电陶瓷去极化结束后的漏电流,计算得到被冲击波扫过后PZT95/5块体材料电阻率在一段时间内基本维持在 2.2×10^4 — $3.5 \times 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$;通过电路仿真与实验数据对比,发现了冲击波作用过程中铁电陶瓷漏电导的动态变化特性,并通过对实验数据的进一步分析,初步获得了冲击波加载下PZT95/5铁电陶瓷发生铁电-反铁电相变去极化过程中的动态电阻率.通过以上研究,初步揭示了PZT95/5铁电陶瓷在冲击波作用下发生铁电-反铁电相变去极化后电阻率的动态特性,对爆炸铁电体脉冲电源的物理认识、理论设计及具体应用等具有参考意义,但冲击波压力及电场强度对PZT95/5铁电陶瓷去

极化后电阻率的影响机理还需深入研究。

感谢王海晏、谷伟、王敏华、曹龙博、冯传均等在实验中提供的帮助。

参考文献

- [1] Neilson F W 1957 *Bull. Am. Phys. Soc.* **2** 302
- [2] Liu G M, Liu Y S, Zhang Y, Du J M, He H L 2006 *Mater. Rev.* **20** 74 (in Chinese) [刘高旻, 刘雨生, 张毅, 杜金梅, 贺红亮 2006 材料导报 **20** 74]
- [3] Alberta E F, Michaud B, Hackenberger W S, Freeman B, Hemmert D J, Stults A H, Altgilbers L L 2009 *Proceedings of 17th IEEE Pulsed Power Conference* Washington, USA, June 28–July 2, 2009 p161
- [4] Shkuratov S I, Baird J, Talantsev E F 2011 *Rev. Sci. Instrum.* **82** 086107
- [5] Shkuratov S I, Baird J, Talantsev E F 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 076104
- [6] Stults A H 2008 *Proceedings of the 2008 IEEE International Power Modulators and High-Voltage Conference* Nevada, USA, May 27–31, 2008 p156
- [7] Altgilbers L L 2013 *Proceedings of 19th IEEE Pulsed Power Conference* San Francisco USA, June 16–21, 2013 p1
- [8] Mock J W, Holf W H 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 5846
- [9] Setchell R E 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 013507
- [10] Tkach Y, Shkuratov S I 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1665
- [11] Jiang D D, Du J M, Gu Y, Feng Y J 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 104102
- [12] Halpin W J 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 3821
- [13] Lysne P C 1977 *J. Appl. Phys.* **48** 4565
- [14] Zhang F P, Liu Y S, Xie Q H, Liu G M, He H L 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 134104
- [15] Liu G M, Zhang Y, Du J M, Wang H Y, Tan H, He H L 2007 *J. Funct. Mater. Dev.* **13** 0371 (in Chinese) [刘高旻, 张毅, 杜金梅, 王海晏, 谭华, 贺红亮 2007 功能材料与器件学报 **13** 0371]
- [16] Lysne P C 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 3160
- [17] Zhang F P, He H L, Liu G M, Liu Y S, Yu Y, Wang Y G 2013 *J. Appl. Phys.* **113** 183501

Dynamic resistivity of $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ depolarized ferroelectric under shock wave compression*

Wu You-Cheng Liu Gao-Min Dai Wen-Feng Gao Zhi-Peng[†] He Hong-Liang
Hao Shi-Rong Deng Jian-Jun

(Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 30 October 2016; revised manuscript received 26 November 2016)

Abstract

Explosive-driven ferroelectric generator (EDFEG) has important applications due to its excellent properties of high energy density and small volume. The output of EDFEG is based on the depolarization of ferroelectric during shock wave compression. In a “normal mode” configuration, a planar shock wave propagates in a direction perpendicular to the polarization axis. If the resulting depolarizing current passes through a large resistive load or a small capacitive load, high electric fields can be produced within the ferroelectric sample. In this case, a portion of the depolarizing charges are lost in the sample due to finite resistivity of shocked ferroelectrics during shock wave transit. But it is very difficult to accurately measure the resistivity of shocked ferroelectric during shock wave compression, due to high pressure and short duration time. In previous studies, the value of the resistivity of shocked $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ (PZT95/5) ferroelectric was obtained from the experimental output charge difference for different large resistive loads or by fitting the experimental current histories. However, the current leakage was not observed directly in experiment in the past. Furthermore, the value of the resistivity obtained in each of all these studies was a time-averaged value. In the present work, a new experiment method is developed to investigate dynamic resistivity of PZT95/5 under shock wave compression, in which a pulse capacitor is used as an output load. The current leakage in shocked PZT95/5 is observed in the experiment at a shock stress of 3.5 GPa after the depolarization of all ferroelectrics. This current leakage is just related to the resistance of shocked PZT95/5 and the voltage applied. The experimental results show that the resistivity of shocked PZT95/5 continuously changes in a range of $2.2 \times 10^4 \Omega\cdot\text{cm}$ – $3.5 \times 10^4 \Omega\cdot\text{cm}$ for time more than the shock transit time of the sample. Based on the experimental results, a dynamic resistance model is established to analyze the resistivity of depolarized PZT95/5 ferroelectric ceramic during shock wave transit in ferroelectric. The simulation results reveal dynamic characteristic of the resistivity of depolarized PZT95/5 ferroelectric ceramic under shock wave compression. The further analysis of experimental results shows that the resistivity continuously changes between $2.0 \times 10^4 \Omega\cdot\text{cm}$ and $8.0 \times 10^4 \Omega\cdot\text{cm}$ during shock transit in ferroelectrics. It is believed that dynamic characteristic of the resistivity of shocked PZT95/5 ferroelectric ceramic is related to pressure, electrical field applied and the defects in the material. The dynamic resistivity of shocked PZT95/5 obtained in this paper and its dynamic resistance model will be helpful for designing EDFEGs and their applications in the future.

Keywords: $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$, shock wave, depolarization, resistivity

PACS: 72.20.-i, 77.90.+k, 62.50.Ef

DOI: 10.7498/aps.66.047201

* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2014AAX0X3029).

[†] Corresponding author. E-mail: z.p.gao@foxmail.com