

冲击波加载下孔隙率对 $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.98}\text{Nb}_{0.02}\text{O}_3$ 铁电陶瓷去极化性能的影响*

冯宁博¹⁾²⁾ 谷 岩²⁾ 刘雨生²⁾ 聂恒昌¹⁾²⁾ 陈学锋¹⁾ 王根水¹⁾ 贺红亮²⁾ 董显林^{1)†}

1)(中国科学院上海硅酸盐研究所,上海 200050)

2)(中国工程物理研究院流体物理研究所,冲击波物理与爆轰物理国防科技重点实验室,绵阳 621900)

(2009 年 10 月 14 日收到;2010 年 7 月 22 日收到修改稿)

制备了四种不同孔隙率的 $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.98}\text{Nb}_{0.02}\text{O}_3$ 铁电陶瓷,并研究了冲击波作用下孔隙率对陶瓷去极化性能的影响. 研究表明:短路负载条件下陶瓷的放电波形不随孔隙的加入而改变,均为方波. 多孔陶瓷的放电脉冲幅度较低,脉冲宽度较长. 释放的电荷量随着孔隙率的增加而减小,与静态电滞回线测试结果一致. 多孔陶瓷具有较低的冲击阻抗,改善了与封装介质的阻抗匹配. 用 Lysne 模型拟合了材料在高电阻负载条件下的放电行为,并指出高电阻负载条件下材料的介电常数是静态介电常数的 4—5 倍,而且材料的介电常数随孔隙率的增加而减小. 冲击波通过样品以后,电路的放电时间常数随着孔隙率的增大而增大. 随着电阻的增大,样品负载电压增高,材料铁电-反铁电相变受到抑制,电流上升沿变缓,致密陶瓷出现了击穿现象.

关键词: $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.98}\text{Nb}_{0.02}\text{O}_3$ 铁电陶瓷, 孔隙率, 冲击波, 去极化

PACC: 7730, 9130M

1. 引 言

$\text{Pb}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})\text{O}_3$ (PZT95/5) 是铁电相和反铁电相共存的一类 PZT 陶瓷^[1]. 在冲击波加载条件下,极化的 PZT95/5 铁电陶瓷发生菱方铁电相到正交反铁电相相变,并释放出储存的电荷,在外电路上形成电流,其释放的电能量可达兆瓦量级^[2]. 基于上述原理,研究人员得到了一种初级能量提供装置——一次性爆轰波驱动铁电体能量发生器^[3]. 自 20 世纪 60 年代起,我国对这种一次性爆电换能器件开始进行研究,经过努力,在应用方面已接近国际先进水平^[4].

过去的半个世纪,针对 PZT95/5 铁电陶瓷在冲击波作用下的电学响应、力学响应以及力电耦合响应,研究人员做了大量的工作. Doran^[5] 确定了冲击波加载条件下 PZT95/5 铁电陶瓷的相变起始应力为 0.2 GPa,并指出 4 GPa 可能是材料的 Hugoniot 弹性极限; Furnish 等^[6] 用激光干涉测速技术对 PZT95/5 陶瓷在冲击波加载条件下的自由面速度进

行了测量,发现应力-粒子速度曲线呈现三波结构,指出在冲击应力低于 4.6 GPa 情况下,材料的响应依次为畴转相变、冲击压缩、材料粉碎并压缩致密化等过程; Lysne^[7,8] 则通过放电曲线模拟指出,在冲击波作用下 PZT95/5 材料的介电性能和导电性能与静态下呈现显著差异,介电常数增加,而电阻率下降了 10 个数量级.

近些年来,作为第二代爆电换能器件的核心材料,多孔 PZT95/5 铁电陶瓷得到了研究人员的重视,并已经被应用于换能装置. 美国圣地亚实验室的 Setchell^[9,10] 研究了在冲击波作用下具有特定孔隙率(约为 10%)的 PZT95/5 铁电陶瓷的力学和电学响应. 研究表明,孔隙率是决定材料动态力学和电学响应的主要因素,而孔形状和孔大小则对材料的这些性能影响不大,而且多孔陶瓷在应用方面具有良好的温度匹配性,能够在低温条件下(约为 200 K)有效提高材料的抗击穿性能,提高了器件可靠性.

本文的目的就是采用添加造孔剂的方法制备一系列不同孔隙率的 PZT95/5 铁电陶瓷,然后进行

* 国家自然科学基金(批准号:10676035)和中国科学院知识创新工程重要方向性项目(批准号:KGCXZ-YW-340)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xldong@summ.shnc.ac.cn

冲击波加载实验,详细研究冲击波加载下孔隙率对 PZT95/5 铁电陶瓷去极化性能的影响,着重讨论孔隙率对材料介电性能的影响.

2. 实 验

2.1. 材料制备

样品选用掺 Nb 的软性 PZT95/5 材料,其设计组成为 $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.98}\text{Nb}_{0.02}\text{O}_3$. 通过传统的固相烧结法制备样品. 采用添加造孔剂的方法调控 PZT95/5 铁电陶瓷的孔隙率,所采用的聚甲基丙烯酸甲酯造孔颗粒的直径为 $5\ \mu\text{m}$. 制备工艺参照文献[11]. 样品的孔隙率利用阿基米德法测定. 共制备了四种不同孔隙率的 PZT95/5 样品,分别称为样品 A、样品 B、样品 C 和样品 D. 样品被切割成 $10\ \text{mm} \times 10\ \text{mm} \times 2\ \text{mm}$ 的长方体,清洗后在 $10\ \text{mm} \times 10\ \text{mm}$ 面被银电极,在 $120\ ^\circ\text{C}$ 的硅油浴中极化,极化时间为 $10\ \text{min}$,极化电场为 $3000\ \text{V}/\text{mm}$. 用 HP-4284 型介电测试仪测量样品的介电性能,用 Aix ACCT TF-2000 型铁电测量仪测量样品的铁电性能. 表 1 给出了不同孔隙率陶瓷的静态参数,图 1 为材料的电滞回线.

表 1 样品的静态参数

	造孔剂量 /wt%	孔隙率 /%	密度 / $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	介电 常数	剩余极化强度 / $\mu\text{C}\cdot\text{cm}^{-2}$
样品 A	0	5	7.57	310	31.6
样品 B	1	8	7.43	280	26.3
样品 C	2	11	7.15	240	21.8
样品 D	3	18	6.60	200	20.3

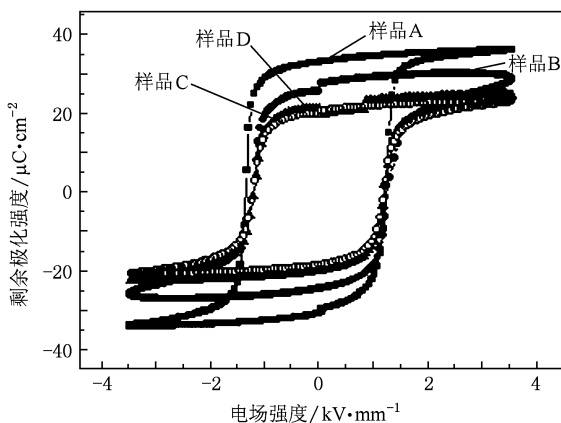


图 1 样品的电滞回线

2.2. 去极化实验

冲击波加载条件下极化的 PZT95/5 铁电陶瓷的去极化实验在直径为 $100\ \text{mm}$ 的一级轻气炮上进行. 采用垂直模式,即冲击波传播方向垂直于剩余极化矢量. 样品首先在真空条件下通过环氧树脂灌封,然后固定在靶架上. 压缩空气推动圆柱形的硬铝飞片撞击靶,飞片的速度约为 $520\ \text{m}/\text{s}$. 通过阻抗匹配方法计算,预估可以在致密陶瓷中产生幅值为 $3.1\ \text{GPa}$ 的应力脉冲,该应力可以保证 PZT95/5 铁电陶瓷完全发生铁电-反铁电相变,并完全去极化. 分别测量了材料在短路条件和高电阻负载条件下的放电性能,短路负载为 $1\ \Omega$,高电阻负载分别为 700 和 $1000\ \Omega$. 输出电流信号通过示波器收集,采样电阻为 $1\ \Omega$,采样速率为 $6\ \text{ns}$. 图 2 为冲击波加载条件下样品的去极化装置示意图.

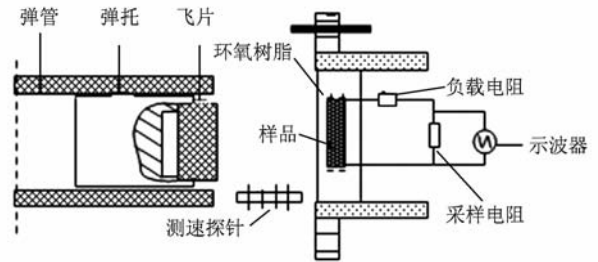


图 2 冲击波加载条件下 PZT95/5 铁电陶瓷的去极化装置示意图

3. 结果及讨论

3.1. 短路去极化特性

图 3 显示了不同孔隙率的铁电陶瓷在冲击波作用短路条件下的去极化曲线, t^* 代表冲击波波阵面通过陶瓷所需的时间. 从图 3 可以发现:极化的 PZT95/5 铁电陶瓷释放出剩余极化电荷在外电路上形成方形的电脉冲,这种性质并不随着孔的加入而改变,说明材料微观结构变化以后仍然位于铁电相和反铁电相相界附近. 这与 X 射线衍射分析的结果^[12]是一致的,与 Setchell^[10]针对特定孔隙率(10%)的多孔陶瓷的研究也是一致的. 脉冲幅度随着孔隙率的增加而有所减小,对于四种不同孔隙率的陶瓷而言,其脉冲幅度分别为 $12.19, 11.42, 8.23$ 和 $8.21\ \text{A}$. 短路条件下电流幅度与样品剩余极化强

度的关系为

$$SP_r = Q = \int_t^{t+\Delta t} i(t) dt, \quad (1)$$

式中 S 为样品垂直于极化面的面积, P_r 为材料的剩余极化强度, Q 为释放出的电荷总量, Δt 为冲击波通过样品所需的时间, i 为去极化电流, i 是时间 t 的函数. 由(1)式可以计算得到四种样品的剩余极化强度分别为 29.2, 29.0, 24.8 和 23.8 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. 这和由电滞回线所测得的剩余极化强度有一点差别, 主要是因为冲击过程中释放的电荷不仅仅来自于材料的相变, 材料的压电效应和热释电效应都对总电流有所贡献, 而且冲击波加载过程中应力导致波后材料电阻率从 10^{11} — 10^{12} Ωcm 下降至 10^4 — 10^5 Ωcm , 因而出现漏电现象. 各种因素的综合作用导致由(1)式计算所得到的剩余极化强度与电滞回线测试所得到的剩余极化强度有所偏离. 通过图3可以发现脉冲电流的宽度随着孔隙率增加而增加, 由此计算得出随着孔隙率增加, 冲击波传播速度分别为 4.38, 3.94, 3.31 和 3.16 km/s , 即随着孔隙率的增加, 冲击波传播速度降低. 同样材料的冲击阻抗 ρu_s (ρ 为材料的密度, u_s 为冲击波速度) 也随着孔隙率的增大而降低. 由于陶瓷封装一般采用低冲击阻抗的有机物, 因此采用具有一定孔隙率的多孔陶瓷可以改善陶瓷与封装材料界面处的阻抗匹配, 减少冲击波在界面处的反射, 这对于材料力学响应的影响是非常显著的. 从图3还可以发现, 去极化电流的下降沿并不是完全地垂直于横坐标. 这说明当冲击波到达材料末端以后, 仍有少部分电荷停留在电极表面, 不垂直度随着孔隙率的增加而变得明显, 说明孔隙的存在导致材料内部应力更加不均, 从而使材料的相变弥散.

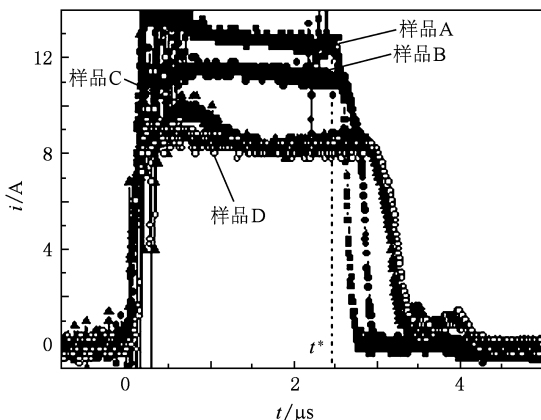


图3 短路条件下样品的去极化特性

3.2. 高电阻负载条件下的去极化特性

图4给出了 700 Ω 高电阻负载条件下铁电陶瓷在冲击波作用下的去极化曲线. 很明显, 脉冲幅度和脉冲宽度随孔隙率的变化趋势与短路条件下相同. 在高电阻负载条件下, 电流在初始阶段有一个上升沿, 这主要是高电阻的存在使得加载在样品上的电压抑制了材料从铁电相到反铁电相的转变, 在冲击波达到样品末端的时刻电流达到峰值, 当冲击波通过样品后放电电流衰减. 一般而言, 高负载条件下材料的介电性能和导电性能能够对放电电流产生影响. Lysne 模型认为, 高电阻条件下陶瓷的放电电流来源于四个方面, 即冲击波波阵面以前陶瓷的传导电流和位移电流, 冲击波波阵面以后陶瓷的传导电流和位移电流, 并提出了与材料性质相关的电场(电流)表达式^[8]

$$\dot{E} + E \frac{u_s \varepsilon_0 (\varepsilon - \varepsilon') + x_0 (y_0 R_e)^{-1} + u_s t \rho'^{-1}}{z_0 \varepsilon_0 \varepsilon' + u_s t \varepsilon_0 (\varepsilon - \varepsilon')} - \frac{P_r u_s}{z_0 \varepsilon_0 \varepsilon' + u_s t \varepsilon_0 (\varepsilon - \varepsilon')} = 0 \quad (t < t^*), \quad (2)$$

$$E = i(t) R_e / z_0, \quad (3)$$

式中 E 为加载在样品上的电场, ε 和 ρ 为波阵面以后材料的介电常数和电阻率, ε' 和 ρ' 分别为波阵面以前材料的介电常数和电阻率, x_0 , y_0 和 z_0 为材料的尺寸, ε_0 为法拉第常数. 在这里 $x_0 = 10$ mm , $y_0 = 10$ mm , $z_0 = 2$ mm , 样品的剩余极化强度 P_r 的值由表1给出, R_e 为负载电阻, 冲击波速度 u_s 的值由 x_0 除以脉冲宽度获得.

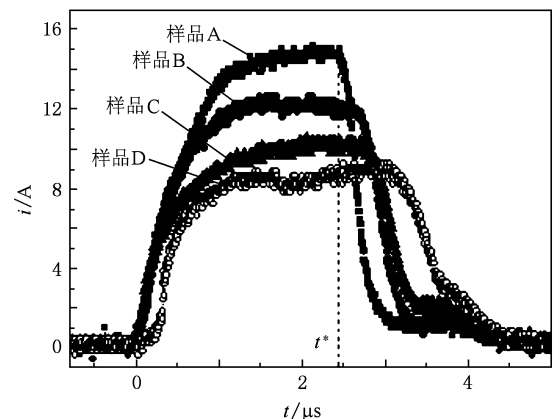


图4 700 Ω 负载条件下样品的去极化特性

研究表明, 静态条件下多孔陶瓷具有比致密陶

瓷低的介电常数和高的电阻率^[12],因此孔隙率的改变也必将影响到材料动态作用下的放电.在放电曲线已知的情况下,多孔陶瓷的介电常数可有(2)式解析获得.在求解过程中,假设四种样品波后电阻率相同,且均为 $10^4 \Omega\text{cm}$.由于该值远远小于波前陶瓷电阻率,因此与波前电阻率相关的波前陶瓷的传导电流可以忽略,即(2)式中没有出现与 ρ 相关的项,并假设波前和波后电阻率之差满足 $(\varepsilon - \varepsilon') = -0.5\varepsilon'$,且材料的介电常数保持恒定.

冲击加载条件下,当外接负载为 700Ω 时致密样品波前介电常数的拟合结果如图5所示.当 ε' 取1500的时候,可以很好地模拟材料的放电行为.通过模拟发现,在冲击波作用下,如果材料本身的介电常数较大,则材料在初始阶段的放电电流会比较低,相变更容易受到抑制,然而随着冲击波的传播,电流的峰值增加.冲击过程中,波前陶瓷为零应力,不发生相变,因此波后陶瓷释放出的电荷要对波前陶瓷充电,如果陶瓷本身的介电常数较高,容纳的电荷能力较强,就会导致流进外电路的电荷减少,这就是初始阶段材料电流较低的原因.随着冲击波的传播,波前陶瓷变为波后陶瓷,所容纳的电荷释放,就会导致后期的电流增加.通过计算发现,三种多孔陶瓷样品的介电常数分别为1300,1000和900,即随着孔隙率的增大,材料的介电常数减小,而且对比静态条件下材料的介电性能(见表1),动态条件下介电常数增加了4—5倍.如上所述,波前陶瓷为零应力,因此所产生的脉冲电场是介电常数增加的原因,这和静态强电场下PZT95/5铁电陶瓷的介电行为^[13]的研究相符合.Lysne^[14]也指出,冲击条件下PZT95/5铁电陶瓷介电常数的增大对抑制材料在冲击波作用下的击穿是有利的.波后陶瓷介电常数随孔隙率增大而减小的特性则可以用Banno模型^[15]解释.Banno指出,在闭口气孔的条件下,多孔铁电陶瓷的介电常数 ε 与孔隙率 p 的关系可由下式计算:

$$\varepsilon = (1 - p)(\varepsilon_b - 1)/N, \quad (4)$$

式中 ε_b 为致密陶瓷的介电常数, N 是与材料性质相关的常数.由于所制备的PZT95/5铁电陶瓷的孔隙率小于20%,符合Banno模型的前提假设,很明显,随着孔隙率的增大,陶瓷的介电常数呈线性减小.

冲击波完全通过陶瓷后的放电过程相当于单一的波后陶瓷电容器放电,电流呈指数型规律衰减,可由下式表示^[8]:

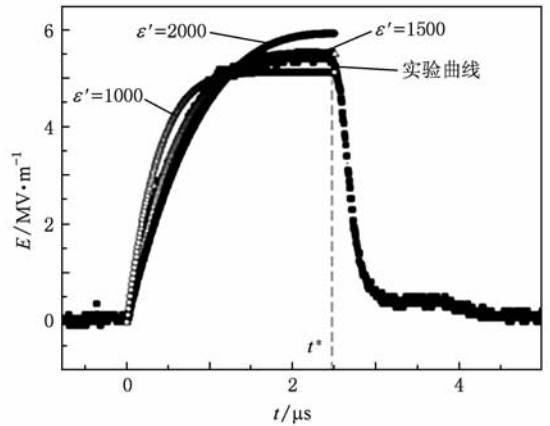


图5 冲击作用下致密样品波前介电常数的拟合结果

$$i(t) = i_{\text{peak}} \exp - \frac{(t - t^*)}{RC} \quad (t > t^*), \quad (5)$$

式中 i_{peak} 为 t^* 时刻的电流(即峰值电流), R 为冲击波通过陶瓷以后外电路的等效电阻, C 为冲击波通过后陶瓷的电容, RC 为放电电路的时间常数.由电容器放电规律可得电流的半衰期 $t_{1/2}$ 与电路时间常数 RC 的关系满足 $t_{1/2}/(RC) = -\ln \frac{1}{2}$.因此在放电阶段,通过计算可以得到电路时间常数随孔隙率增大分别为 $0.32, 0.43, 0.46$ 和 $0.61 \mu\text{s}$,即多孔陶瓷的放电时间增长.由于多孔陶瓷的介电常数随着孔隙率的增大而减小,因此电阻率随孔隙率的增大而增大.蒋冬冬等^[16]在对波后PZT95/5铁电陶瓷电阻率的研究中指出,在冲击应力下价带和导带能隙宽度 E_g 变窄导致的陶瓷中空穴载流子迁移率增加是材料波后电阻率下降的主要原因,而且能隙宽度 E_g 和电阻率 ρ 与应力 f 的关系可表示为

$$\frac{d \ln \rho}{df} = \frac{1}{k_B T} \frac{dE_g}{df}, \quad (6)$$

式中 k_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度.对于多孔陶瓷而言,在相同的飞片速度下,随孔隙率的增加,陶瓷中所产生的应力脉冲幅度减小,因此能隙宽度将随着孔隙率的增加而增加,从而使材料的电阻率增加.另一方面,孔隙的存在会抑制陶瓷中载流子的运动,降低空穴迁移率,也会增加材料的电阻率^[12].

图6示出了在外接电阻为 1000Ω 条件下样品的去极化特性曲线.由于加载在样品上的电压更高,材料从铁电相到反铁电相的转变更加受到抑制,因此与 700Ω 负载条件下的放电曲线相比,陶瓷的初始电流上升沿变得更加平缓,电流上升沿拉

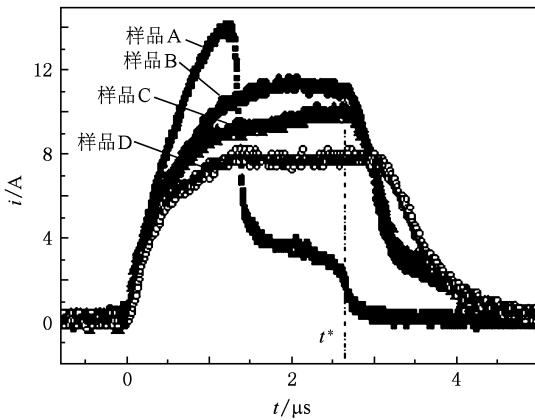


图6 1000 Ω 负载条件下样品的去极化特性

长. 值得注意的是, 致密样品陶瓷出现了去极化电流的中断, 这是因为材料在冲击波加载条件下出现了介电击穿, 由(3)式计算可得此时加载在样品上的电场约为 7500 V/mm. 由于同等冲击条件下致密陶瓷所释放的电流比多孔陶瓷所释放的电流要大, 加载在样品上的电压要高, 因此并不能得出多孔陶瓷的击穿性能优于致密陶瓷的击穿性能的结论. Takch 等^[17]指出, 冲击波加载下 PZT 铁电陶瓷的击穿是与其机械失效相联系的, 比如冲击作用下材料中出现的位错、滑移和裂纹等都可能造成材料的击穿. 多孔陶瓷在一定程度上能够吸收冲击能量, 对裂纹的扩展起到钉扎作用, 抑制较大裂纹的形成^[18], 从而改善材料击穿性能. Setchell^[19]也指出, 高密度陶瓷有较高的动态屈服强度, 这对于改善

材料击穿性能是有利的. 综合以上两点可知, 具有最优击穿性能的陶瓷应该是具有合适孔隙率的多孔陶瓷. 由于 PZT95/5 铁电陶瓷的击穿强度正比于其释放出的最大功率, 因此还需对 PZT95/5 陶瓷的介电击穿性能做进一步的研究.

4. 结 论

本文研究了冲击波加载下孔隙率对 PZT95/5 铁电陶瓷去极化性能的影响. 研究表明: 短路条件下, PZT95/5 铁电陶瓷放电波形均为方波, 不随孔隙率的增加而改变; PZT95/5 铁电陶瓷的去极化电流幅度随着孔隙率的增大而减小, 去极化电流的波形宽度随着孔隙率的增大而变长; 释放的电荷量与静态电滞回线测量结果一致, 即随着孔隙率的增加, 陶瓷释放的电荷量减小; 冲击波在多孔陶瓷中传播速度较低, 多孔陶瓷与封装介质具有较好的阻抗匹配. 高负载条件下, 利用 Lysne 模型很好地模拟了去极化电流曲线, 由此计算得出冲击波波前陶瓷的介电常数随着孔隙率的增大而减小, 所研究的四种样品的介电常数分别为 1500, 1300, 1000 和 900. 冲击条件下材料的介电常数是静态值的 4—5 倍. 冲击波通过铁电陶瓷以后, 电路的放电时间常数随着孔隙率的增大而增大. 随着负载电阻的增加, 电流上升沿变缓, 进一步抑制了铁电-反铁电相变, 致密陶瓷出现了电击穿.

[1] Dungan R H, Barnett H M, Stark A H 1962 *J. Am. Ceram. Soc.* **45** 382
 [2] Neilson F W 1957 *Bull. Am. Phys. Soc.* **2** 302
 [3] Tretyakov D V 2005 *Instrum. Exp. Tech.* **48** 726
 [4] Wang Y L, Yuan W Z, He G R, Lin S W, Ling R H, Qu C F 1983 *Acta Phys. Sin.* **32** 780 (in Chinese) [王永龄、袁万宗、何国荣、林盛卫、凌荣华、瞿翠凤 1983 物理学报 **32** 780]
 [5] Doran D G 1968 *J. Appl. Phys.* **39** 40
 [6] Furnish M D, Chhabildas L C, Setchell R E, Montgomery S T 2000 *AIP Conf. Proc.* **505** 975
 [7] Lysne P C 1976 *J. Appl. Phys.* **48** 1020
 [8] Lysne P C 1977 *J. Appl. Phys.* **49** 4565
 [9] Setchell R E 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 013507
 [10] Setchell R E 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 053525
 [11] Zeng T, Dong X L, Mao C L, Liang R H, Yang H 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3073 (in Chinese) [曾涛、董显林、毛朝梁、

梁瑞虹、杨洪 2006 物理学报 **55** 3073]
 [12] Zeng T, Dong X L, Mao C L, Zhou Z Y, Yang H 2007 *J. Eur. Ceram. Soc.* **27** 2025
 [13] Yin Z W 2003 *Dielectric Physics* (Beijing: Science Press) p755 (in Chinese) [殷之文 2003 电介质物理学 (北京: 科学出版社) 第 755 页]
 [14] Lysne P C 1974 *J. Appl. Phys.* **46** 231
 [15] Banno H 1987 *Am. Ceram. Soc. Bull.* **66** 1332
 [16] Jiang D D, Du J M, Gu Y, Feng Y J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 565 (in Chinese) [蒋冬冬、杜金梅、谷岩、冯玉军 2008 物理学报 **57** 565]
 [17] Takch Y, Shkuratov S I, Talantsev E F, Dickens J C, Kristinansen M, Altgilbers L L 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 1665
 [18] Zavattieri P D, Espinosa H D 2001 *Acta Mater.* **49** 4291
 [19] Setchell R E 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 573

Porosity effects on depoling characteristics of $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.98}\text{Nb}_{0.02}\text{O}_3$ ferroelectric ceramics under shock wave load*

Feng Ning-Bo¹⁾²⁾ Gu Yan²⁾ Liu Yu-Sheng²⁾ Nie Heng-Chang¹⁾²⁾ Chen Xue-Feng¹⁾
Wang Gen-Shui¹⁾ He Hong-Liang²⁾ Dong Xian-Lin^{1)†}

1) (Shanghai Institute of Ceramics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

2) (Key Laboratory of National Defense Science and Technology for Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 14 October 2009; revised manuscript received 22 July 2010)

Abstract

Four kinds of $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.98}\text{Nb}_{0.02}\text{O}_3$ ferroelectric ceramics with different porosities are prepared, and the porosity effects on the depoling characteristics of those samples under shock wave load are investigated. The results show that under short circuit condition, the releasing current waveforms are in the form of square pulse for all samples. The amplitude of the current pulse decreases, but the width increases with the porosity increasing. The releasing charge decreases with the porosity increasing, which is consistent with the measurement by P - E loop. Porous ceramics has lower shock impedance, which improves the impedance match to the encapsulation medium. The depoling characteristics of those samples under high resistance load are simulated well by Lysne model. The results reveal that the dielectric constant of the sample is 4—5 times larger than that under static state, moreover, it decreases with porosity increasing. After the shock wave passing through the sample, the discharging time constant increases with porosity increasing. As the load increases, the rising edge becomes less steep for the restrain of the ferroelectric phase-antiferroelectric phase transformation under high electric field, and the breakdown happens to the dense ceramics.

Keywords: $\text{Pb}_{0.99}(\text{Zr}_{0.95}\text{Ti}_{0.05})_{0.98}\text{Nb}_{0.02}\text{O}_3$ ferroelectric ceramics, porosity, shock wave, depoling

PACC: 7730, 9130M

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10676035) and the Main Direction Program of Knowledge Innovation of Chinese Academy of Sciences (Grant No. KGCXZ-YW-340).

† Corresponding author. E-mail: xldong@sunm.shenc.ac.cn