

基于极化反转函数的铁电电容器模型

闻心怡,周文利,王耘波,高俊雄,于 军

(华中科技大学电子科学与技术系,湖北武汉 430074)

摘 要: 通过分析铁电薄膜微观结构及铁电畴在外电场作用下极化反转机理,将铁电畴等效为一群具有相互独立矫顽场的铁电偶极子.采用几何方法,解释了这些偶极子在不规则电压波形驱动下极化反转的规律.在此基础上,引入铁电电容的极化反转函数来表征铁电电容宏观极化强度随外电场变化的数学表达式.该函数的引入不仅简化了模型的计算量,还成功避免了同类模型中数值微分和数值积分所带来的误差,大大提高了模型精确性.

关键词: 铁电薄膜电容;建模;偶极子;电滞回线

中图分类号: TN384; TN402

文献标识码: A

文章编号: 0372-2112 (2012)08-1584-07

电子学报 URL: <http://www.ejournal.org.cn>

DOI: 10.3969/j.issn.0372-2112.2012.08.014

Device Model of Ferroelectric Capacitor Based on Polarization Reversal Function

WEN Xin-yi, ZHOU Wen-li, WANG Yun-bo, GAO Jun-xiong, YU Jun

(Department of Electronic Science and Technology, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China)

Abstract: Based on the microstructure and the domain reversal behavior of ferroelectric thin films, the ferroelectric domains are abstracted as a cluster of dipoles. Each dipole has self-independent coercive field, and the complicated mechanism of their polarization switching under random signal is considerably facilitated by a geometric interpretation. Then, we introduce the concept of polarization switching function to represent the relation between the macroscopical polarization and electric field. The polarization switching function also help to simply the computation and avoid the enhanced errors from the differentiations of experimental data. A model based on polarization reversal function is developed, which has explicit physical background and concise mathematical formalism.

Key words: ferroelectric film capacitors; model; dipole; hysteresis

1 引言

集成铁电器件是一类将铁电材料和硅半导体器件相整合的新型功能器件.这类器件既有硅半导体器件集成度高的优点,又能利用铁电材料丰富的物理特性,已成为近年来国内外半导体业者相当重视的领域^[1~4].许多新型集成铁电器件,比如铁电存储器(FeRAM)、铁电逻辑器件(Ferroelectric Logic Device)、焦热电传感器(pyroelectricity sensors)被先后提出^[5~11].这类器件的一个共同点在于需要硅基逻辑部件和铁电模块协同工作,而当前集成电路设计使用的EDA(Electronic Design Automation)工具中并不包含铁电电容模型,无法进行协同仿真.为适应集成铁电器件设计与仿真的需要,建立精确的铁电电容器件模型十分重要.

铁电电容是一种复杂的非线性电学器件,其电学性能不仅与当前所施加电压幅值有关,与之前所经历的电压历史也有关^[12,14].迄今为止,许多研究者对铁电电容建模作了大量有益尝试^[15].然而大多数模型或多或少存在以下问题:(1)早期的模型只能模拟固定电压激励下的电容性能,不能反映随机信号下的电容特征^[16~18];(2)有的模型通过引入一个比例因子来描述非饱和电滞回线,但这个比例因子缺乏明确的物理意义,具有很大的任意性^[19,20];(3)部分模型没有考虑铁电电容所经历电压历史的影响^[21~25],对于电压多次反转的情况不能直接计算.

本文从铁电畴极化翻转的微观机理入手,建立了一种基于极化反转函数的铁电电容物理模型,从而在一定程度上克服了上述缺点.

2 模型的物理基础

铁电薄膜内部由大量的铁电畴组成,铁电畴是铁电体内具有相同极化取向的微小区域.这些电畴可以被抽象成一个或者数个具有矩形电滞回线的铁电偶极子(如图 1 所示).假设每个偶极子具有相同的剩余极化强度($\pm P_{\text{diopole}}$),和相互独立的矫顽场场($\pm V_c$).这一假设基于如下考虑:

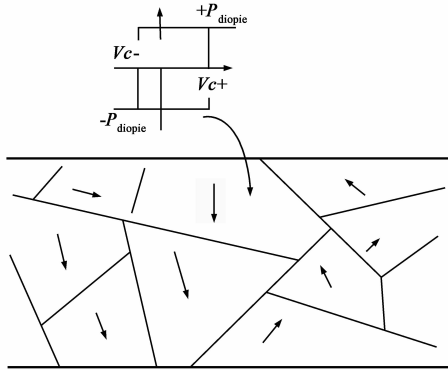


图1 铁电畴和偶极子

(1)不同大小和极化取向的铁电畴在垂直方向上的极化值不同,但都可以用一个或者多个的单位偶极子来表征.规定每个偶极子的极化强度是相同的,这样便于数学处理.

(2)铁电畴极化状态不仅受到外电场的影响,还受诸如:周围铁电畴极化状态、缺陷密度、应力等因素的影响^[6].这些因素将影响铁电畴局部有效电场大小.假定各个偶极子具有相互独立的矫顽场,从而将上述多种影响下铁电畴极化反转映射为具有不同矫顽场的偶极子在均匀电场下的极化反转.

铁电偶极子矫顽场的分布在宏观上可用标量函数 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 表示,其值代表正负矫顽场分别为 E_{c+}/E_{c-} 的偶极子数量.由于铁电畴反转的速度(约数百皮秒^[26])远快于外电场的变化速度,本模型中忽略偶极子极化反转所需时间.设 $V(t)$ 为 t 时刻加载在铁电电容上的电压,则铁电电容极化强度可表示为:

$$P(t) = P_{\text{init}} + P_{\text{diopole}} \cdot \iint_{S(t)} \rho(E_{c+}, E_{c-}) \cdot \frac{V(t)}{d} \cdot dE_{c+} dE_{c-} \quad (1)$$

其中 P_{diopole} 表示单个偶极子极化强度, d 表示铁电电容厚度, P_{init} 表示初始时刻极化强度.积分区域 $S(t)$ 是一个与铁电电容在 t 时刻以及之前所经历电压历史有关的量,将在后面详细讨论.

在物理上,施加于铁电电容上的电压不可能无限大,因此规定外电场 E 的变化范围为 $-V_s/d < E < V_s/d$,其中 V_s 为饱和电压.此外,考虑到正向矫顽场 E_{c+} 总大于负向矫顽场 E_{c-} ,因此分布函数 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 在平

面坐标系上的定义域只包含图 3(a)中直角三角形所包围区域.三角形的直角边对应直线 $y = x$,而直角顶点坐标为 $(-V_s, V_s)$.该定义域内每一个点都和以该点横纵坐标作为正负矫顽场的偶极子一一对应.

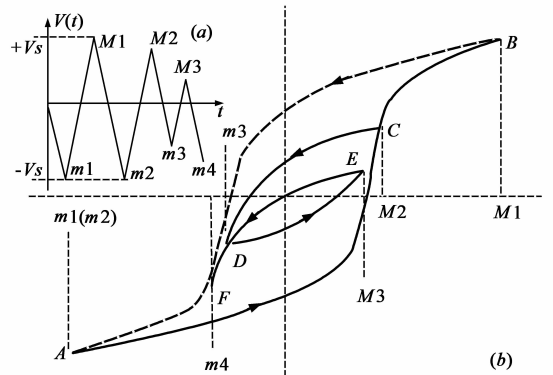


图2 电滞回线随电压变化过程

下面讨论公式(1)中积分区域和施加电压的关系:

为了不失一般性,考虑在铁电容上施加随机电压信号的情况.假如电压信号 $V(t)$ 按照图 2(a)中“ $0 \rightarrow m1(-V_s) \rightarrow M1(V_s) \rightarrow m2(-V_s) \rightarrow M2 \rightarrow m3 \rightarrow M3 \rightarrow m4$ ”的方式变化,在该信号激励下将会产生一系列小电滞回线如图 2(b)所示,电滞回线沿着“ $A \rightarrow B \rightarrow A \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E \rightarrow F$ ”变化.这一电压序列,涵盖了随机电压信号下铁电容所有可能经历的特征.下面将分析此过程中积分区域 $S(t)$ 随电压的变化,并推广到一般化情况.

无论初始时铁电体内偶极子取向如何,当外加电压由 0 增加到负饱和电压 $m1(-V_s)$ 后,电滞回线都会到达图 2(b)中的 A 点.此时函数 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 定义域内所有偶极子全部被极化到 $-P_{\text{diopole}}$,如图 3(a)所示.

当 $V(t)$ 由 $m1(-V_s)$ 增加到 $M1(V_s)$,电滞回线将由图 2 中 A 经由实线到达 B 点.在此过程中任一时刻,所有满足正向矫顽场 E_{c+} 小于此刻外电场 $V(t)/d$ 的偶极子将反转为正向极化 ($+P_{\text{diopole}}$),其他不满足此条件的偶极子暂时保持取向不变.这一过程可以表示为坐标系上一条水平直线 $y = v(t)$ 从 $y = -V_s$ 沿着 y 轴向上扫描到 $y = V_s$,如图 3(b)所示,该直线扫过区域(灰色区)所对应的偶极子将由 $-P_{\text{diopole}}$ 反转为 $+P_{\text{diopole}}$,其他区域(白色区)的偶极子保持 $-P_{\text{diopole}}$ 不变.当电压 $V(t)$ 到达 $M1(V_s)$ 时,整个三角形定义域内偶极子全部反转为 $+P_{\text{diopole}}$.同理,在 $V(t)$ 由 $M1(V_s)$ 减小为 $m2(-V_s)$ 过程中,电滞回线从图 2 中 B 点经由虚线回到 A 点.在此过程中,所有满足负向矫顽场 E_{c-} 大于此刻外电场 $V(t)/d$ 的偶极子将重新反转为 $-P_{\text{diopole}}$,其他不满足此条件的偶极子暂时保持不变.此过程等效于坐标系上垂直直线 $x = v(t)$ 从 $x = V_s$ 扫描到 $x = -V_s$,如图 3(c)所示,直线 $x = V(t)$ 扫过区域(白色区)所对

应的偶极子将重新由 $+P_{\text{diople}}$ 反转为 $-P_{\text{diople}}$. 其他区域 (灰色区) 保持 $+P_{\text{diople}}$ 不变. 当 $V(t)$ 到达 $m2(V_s)$ 时整

个三角形定义域的偶极子再次反转为 $-P_{\text{diople}}$, 如同之前的图 3(a).

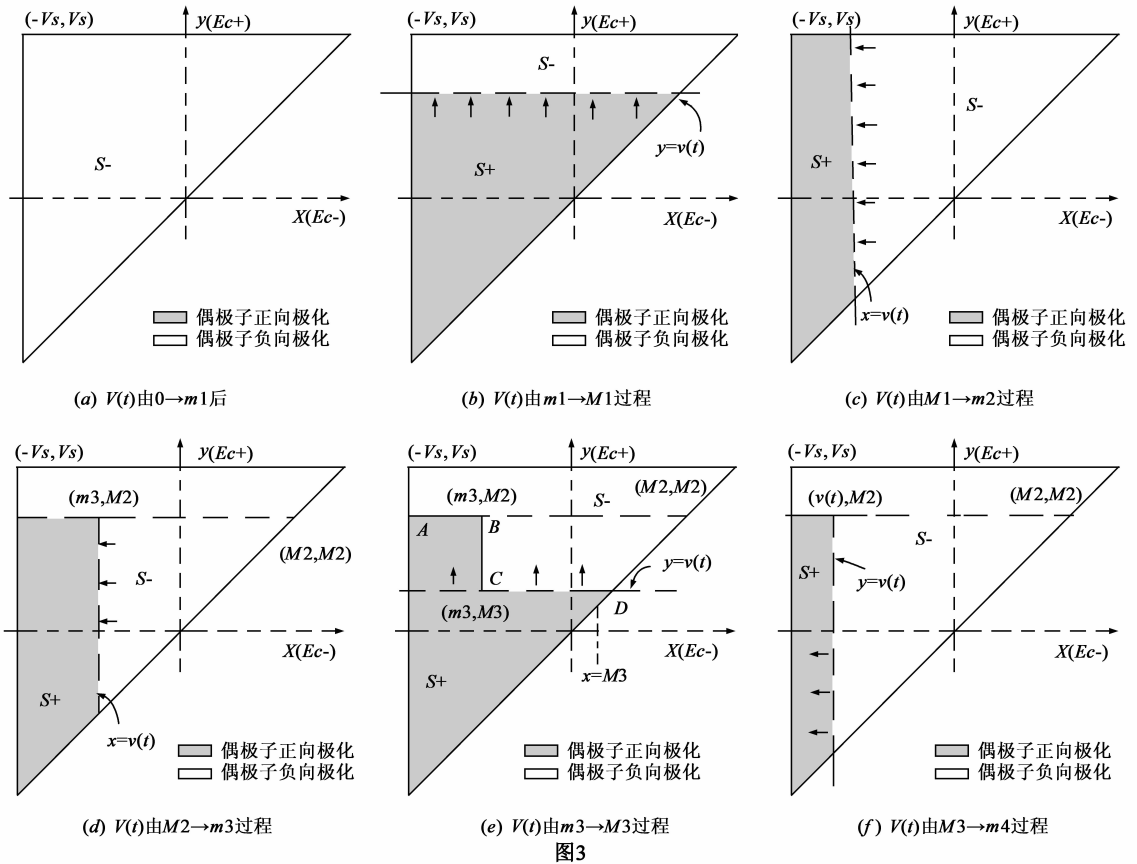


图3

下一步, $V(t)$ 由 $m2(-V_s)$ 增加到 $M2$ 再减小为 $m3$, 相应的电滞回线在图 2(b) 上沿“ $A \rightarrow C \rightarrow D$ ”变化. $V(t)$ 由 $m2(-V_s)$ 增加到 $M2$ 的过程和图 3(b) 类似, 当 $V(t)$ 到达 $M2$ 时, 水平线 $y = v(t)$ 停在 $y = M2$ 处. 此后 $V(t)$ 又开始减小直至 $m3$, 对应于图 3(d) 中纵线 $x = v(t)$ 从 $x = M2$ 向 x 轴负方向扫描到 $x = m3$, 直线 $y = x, y = M2$ 和 $x = v(t)$ 围成的三角区域对应的偶极子将由 $+P_{\text{diople}}$ 反转为 $-P_{\text{diople}}$. 接着 $V(t)$ 自 $m3$ 增加至 $M3$, 等效于图 3(e) 中横线 $y = v(t)$ 从 $y = m3$ 平移到 $y = M3$, 在此过程中该横线扫过的白色区域内偶极子将由 $-P_{\text{diople}}$ 重新反转为 $+P_{\text{diople}}$.

由上面的分析可知, 在任意时刻 t , 公式(1)可以表示为分布函数 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 在图 3 中 $S+$ 区域和 $S-$ 区域积分的差, 即:

$$P(t) = P_{\text{diople}} \cdot \iint_{S+(t)} \rho(x, y) \cdot dx dy - P_{\text{diople}} \cdot \iint_{S-(t)} \rho(x, y) \cdot dx dy \quad (2)$$

整个 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 的定义域被分为 $S+$ 和 $S-$ 两个区域, $S+$ 区域内偶极子极化全为 $-P_{\text{diople}}$, $S-$ 区域内

偶极子极化全为 $+P_{\text{diople}}$. $S+$ 和 $S-$ 的分界线由一条阶梯状折线划分 (类似于图 3(e) 中折线 ABCD), 其顶点坐标为历次电压改变方向时的值, 或者说是电压信号的局部极值. 其中纵坐标是电压信号由上升转为下降时局部极大值, 即图 2(a) 中以大写 M 开头的电压极值; 而横坐标是电压由下降转为上升时局部极小值, 即图 2(a) 中以小写 m 开头的电压极值.

值得注意的是, 当 $V(t)$ 自 $M3$ 减小并且低于 $m3$ 后 (如图 2(a) 中的 $m4$), 之前所有以 $m3$ 作为横坐标的折线顶点 (图 3(e) 中的 B, C 两点) 将被擦除. 即当 $V(t) < m3$ 时, $V(t)$ 将取代 $m3$ 作为顶点纵坐标, 如图 3(f) 所示. 类似的情况在电压信号 $V(t)$ 上升并超过之前的某些局部极大值时也会出现.

3 极化反转函数

铁电电容中, 偶极子矫顽场的分布函数 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 无法直接通过理论计算. 但由于铁电偶极子极化反转和宏观电滞回线的变化有对应的关系, 可以通过测量特定电压序列下的电滞回线间接计算 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 的解析表达式. 对铁电容施加如图 4(a) 所示的电

压信号,其中前两个预极化周期是为了让电滞回线迅速稳定,并达到负向饱和极化状态.电滞回线在 t_1 到 t_2 的时间间隔内将经历图 5(a)中曲线 ABC 的路径.令 t_1 时刻电压 $V(t_1) = y'$,铁电电容极化强度 $P(t_1) = Py'$, t_1 到 t_2 间某一个时刻 t 电压 $v(t) = x'$,极化强度 $P(t) = Pxy'$,则当电压从 y' 减小到 x' 时,极化方向发生反转的偶极子仅仅是图 5(b)中三角形 $T(x', y')$ 部分.令 $F(x', y')$ 为 t_1 到 t 时刻铁电电容极化强度的改变量,称之为该电容的极化反转函数,则有:

$$F(x', y') = Py' - Px'y' = P_{\text{diopole}} \cdot \iint_{T(x', y')} \rho(x, y) dx dy = \int_{x'}^{y'} \left(\int_y^{y'} \rho(x, y) dx \right) dy \quad (3)$$

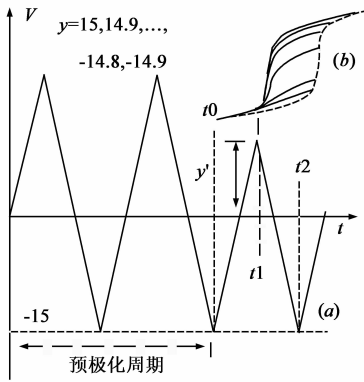


图4 提参用的测试波形

理论上,采用公式(2)并结合公式(5)所确定的矫顽场分布函数 $\rho(x', y')$,可以计算铁电电容在任何时刻的极化强度.但是这样做有两个问题:

(1)公式(2)中包含双重积分,双重积分的数值算法非常耗时,并且不容易通过现有的 EDA 工具实现.

(2)使用公式(5)计算矫顽场分布函数 $\rho(x', y')$,需要对实验测得的离散数据进行双重微分.离散数据的数值微分会成倍的放大实验数据中的测量误差.

为了克服上述缺点,一个很自然的想法是将公式(5)中的二阶微分和公式(2)中的双重积分抵消,从而利用 $F(x', y')$ 或 $Px'y'$ 函数直接计算铁电电容极化强度.假设某时刻 t ,施加在铁电电容上的电压 $V(t)$ 处于下降的过程,并且在矫顽场分布函数 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 定义域上,正向极化区 $S+$ 和负向极化区 $S-$ 域被如图 6 所示的阶梯线所分割.阶梯线顶点在 x 和 y 轴上的坐标为第 2 节所讨论的 $V(t)$ 局部极大值 M_k 和局部极小值 m_k ($k = 1, 2 \dots n(t)$).结合公式(3),公式(2)可以改写成:

$$P(t) = 2 \cdot P_{\text{diopole}} \cdot \iint_{S+(t)} \rho(x, y) \cdot dx dy - P_{\text{diopole}} \cdot \iint_{T(-V_s, V_s)} \rho(x, y) \cdot dx dy$$

将上述极化反转函数 $F(x', y')$ 先后对 y' 和 x' 微分,则有

$$\rho(x', y') = - \frac{\partial^2 F(x', y')}{\partial x' \partial y'} \quad (4)$$

将公式(3)中表达式 $F(x', y') = Py' - Px'y'$ 代入式(4),得到

$$\rho(x', y') = - \frac{\partial^2 Px'y'}{\partial x' \partial y'} \quad (5)$$

利用公式(3),通过改变 t_1 时刻电压值 $V(t_1)$,并测量从 t_1 到 t_2 时间间隔内的电滞回线(类似于图 5(a)中曲线 ABC),就能得到矫顽场分布函数 $\rho(x', y')$ 在定义域内任何点的取值.

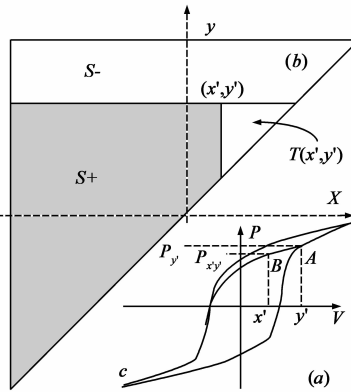


图5 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 的计算

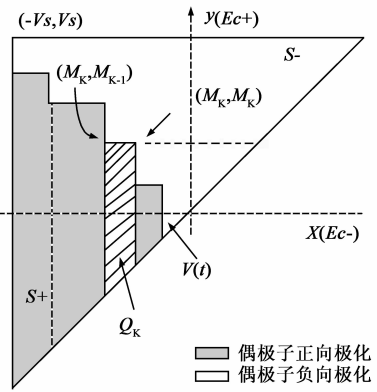


图6 积分区域的分解

$$= 2 \cdot P_{\text{diopole}} \cdot \iint_{S+(t)} \rho(x, y) \cdot dx dy - F(-V_s, V_s) \quad (6)$$

如图 6 所示,积分区域 $S+$ 可以分解为 n 个小梯形 Q_k ,每个梯形 Q_k 可以表示为三角形 $T(M_k, m_{k-1})$ 和 $T(M_k, m_k)$ 相减,即:

$$P_{\text{diopole}} \cdot \iint_{S+(t)} \rho(x, y) dx dy = \sum_{k=1}^{n(t)} \iint_{Q_k(t)} \rho(x, y) dx dy = \sum_{k=1}^{n(t)} \left(\iint_{T(M_k, m_{k-1})} \rho(x, y) \cdot dx dy - \iint_{T(M_k, m_k)} \rho(x, y) \cdot dx dy \right) \quad (7)$$

由公式(3)可得:

$$\iint_{T(M_k, m_{k-1})} \rho(x, y) \cdot dx dy = F(M_k, m_{k-1}) \quad \text{及} \quad \iint_{T(M_k, m_k)} \rho(x, y) \cdot dx dy = F(M_k, m_k) \quad (8)$$

由图 6 可知, $m_n = V(t)$.将公式(7)和(8)代入公式(6),可得电压 $V(t)$ 下降时极化强度表达式:

$$P(t) = - F(-V_s, V_s) + \sum_{k=1}^{n(t)-1} [F(M_k, m_{k-1})$$

$$- F(M_k, m_k)] + F(m_n, m_{n-1}) - F(M_n, V(t)) \quad (9)$$

同理,当电压 $V(t)$ 上升时,极化强度 $P(t)$ 可写为:

$$P(t) = - F(-V_s, V_s) + \sum_{k=1}^{n(t)-1} [F(M_k, m_{k-1}) - F(M_k, m_k)] + F(V(t), m_{n-1}) \quad (10)$$

4 参数提取和模型验证

为验证所建立的模型,采用磁控溅射法制备了约 350nm 厚的 $\text{Bi}_{3.25}\text{La}_{0.75}\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (BLT) 铁电薄膜电容,初步测试表明该电容的饱和电压约 12V. 利用 Radiant Premier II 铁电测试系统所提供的定制波形功能编辑了如图 4(a) 所示的一系列测试波形,这些测试波形信号频率为 0.2KHz,第三个周期的正向最大电压 y' 分别为 15, 14.9 \dots - 14.9, - 15. 将这些波形作为批处理任务加入 Radiant Premier II 系统,对上述 BLT 电容进行测量. 对测得的电滞回线提取如图 4(a) 中 t_1 到 t_2 间隔内的曲线段,得到如图 4(b) 所示的电滞回线族. 再利用公式 (3) 中的 $F(x', y') = Py' - Px'y'$ 表达式,可以计算出极化反转函

数 $F(x', y')$ 在以下点上的取值:

$$(x', y') = \{x = -15 + 0.1 \cdot i, y = -15 + 0.1 \cdot (i - j) \mid i = 1, 2, \dots, 300; j = 1, 2, \dots, i\} \quad (11)$$

将这些离散点表示在坐标系上(如图 7 所示),然后使用两个交叠的洛伦兹积分函数来拟合,其表达式为:

$$F(x', y') = a + \sum_{i=1}^2 \left(b_i \left(0.5 + \frac{\arctan\left(\frac{x' - c_i}{d_i}\right)}{\pi} \right) + e_i \left(0.5 + \frac{\arctan\left(\frac{y' - f_i}{g_i}\right)}{\pi} \right) + h_i \left(0.5 + \frac{\arctan\left(\frac{x' - c_i}{d_i}\right)}{\pi} \right) \left(0.5 + \frac{\arctan\left(\frac{y' - f_i}{g_i}\right)}{\pi} \right) \right) \quad (12)$$

拟合过程分为两部,首先将单个洛伦兹积分函数利用 Levenberg-Marquardt^[27,28] 方法做初步拟合,再以初步拟合结果作为初始值,用两个交叠洛伦兹积分函数完成精确拟合. 拟合结果如图 8 所示,其中均方根误差 rmse 为 0.33362,置信因子 r^2 为 0.999874,显示拟合结果非常理想.

$r^2=0.999074$ $a=-11.97$ $c_1/e_2=-3.882/-2.047$ $f_1/f_2=5.537/6.838$
 $rmse=0.33362$ $b_1/b_2=5.941/-49.03$ $d_1/d_2=0.745/12.32$ $g_1/g_2=0.6041/17.38$
 $e_1/e_2=61.71/126.8$ $h_1/h_2=-61.36/-71.68$

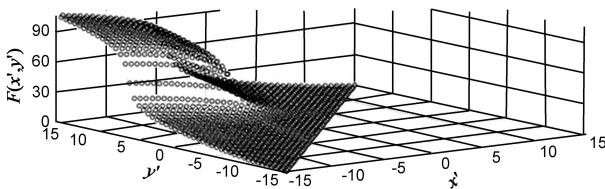


图7 BLT 电容的极化反转函数 $F(x', y')$

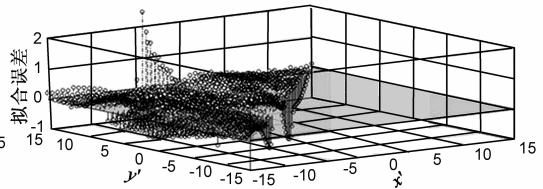
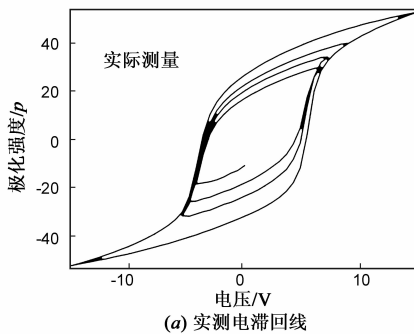
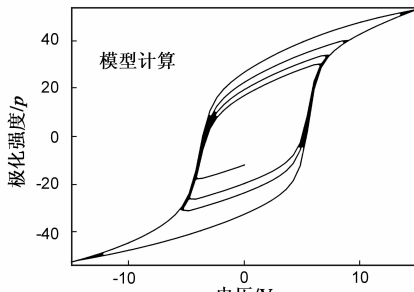


图8 拟合结果和误差



(a) 实测电滞回线



(b) 模型计算电滞回线
图9

将拟合参数代入公式 (12), 可以得到了该 BLT 电容的极化反转函数. 下一步, 编辑类似于图 2(a) 中所示的随机电压波形, 其中电压变化顺序是“ $0 \rightarrow +15v \rightarrow -15v \rightarrow 9v \rightarrow -5.4v \rightarrow 7.2v \rightarrow -4.8v \rightarrow 6.6v \rightarrow -4.2v \rightarrow 0v$ ”. 在该波形激励下实测 BLT 电容电滞回线如图 9(a) 所示, 而采用本模型计算的电滞回线如图 9(b) 所示, 两者具有很好的一致性.

5 结论

通过分析铁电薄膜微观结构及铁电畴在外电场下极化反转机理, 将铁电畴抽象成一群具有相互独立矫顽场的偶极子. 这样的处理将畴壁钉扎和薄膜缺陷等因素对铁电畴极化反转的影响归结为矫顽场的不同, 极大的简化了数学处理. 借助几何方法分析了这些偶极子在不规则外电场下的极化反转机理, 推导了实验提取铁电偶极子矫顽场分布函数 $\rho(E_{c+}, E_{c-})$ 的方法. 在此基础上, 引入了极化反转函数来表征铁电电容宏观极化强度随外电场变化的数学表达式, 该函数的引入极大的减小了

模型计算量,同时避免了数值微分带来的误差.通过实验测量计算了 BLT 电容的极化反转函数,然后使用本模型验证了该电容在某不规则变化电压作用下的电滞回线.实验结果表明,该模型即使在非常复杂电压波形情况下也能有很高的精确度.本模型物理原理清晰,表达式简洁,易于通过现有 EDA 工具的程序接口(如 Hspice 的 CMI 接口,Smart spice 的 SCI 接口)嵌入到常用 EDA 工具中和 CMOS 器件实现协同仿真.

参考文献

- [1] Kim I-D, Han K-Y, Kimb H-G. Characterization of LSCO/ir and LSCO/Ru structure as diffusion barrier layers for highly integrated memory devices[J]. *Electrochemical and Solid-State Letters*, 2004, 7(2): F11-F14.
- [2] Goux L, Russo G, Menou N, et al. A highly reliable 3-D integrated SBT ferroelectric capacitor enabling FeRAM scaling[J]. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2005, 52(4): 447-453.
- [3] Gruverman A, Rodriguez B J, Kingon A I, et al. Mechanical stress effect on imprint behavior of integrated ferroelectric capacitors[J]. *Appl Phys Lett*, 2003, 83(4): 728-730.
- [4] Ong R J, Payne D A. Processing effects for integrated PZT: Residual stress, thickness, and dielectric properties[J]. *J Am Ceram Soc.*, 2005, 88(10): 2839-2847.
- [5] Kimura H, Hanyu T, Kameyama M, et al. Complementary ferroelectric-capacitor logic for low-power logic-in-memory VLSI[J]. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 2004, 39(6): 919-926.
- [6] Chen Y S. Experimental study on infrared photoresponse of ferroelectric thin film detector PbZrTiO₃[J]. *Acta Phys Sin*, 1998, 47(8): 1378-1382.
- [7] Scott J and Araujo C. Ferroelectric memories[J]. *Science*, 1989, 246(4936): 1400-1405.
- [8] Takasu H, Fujimori Y, Nakamura T, et al. Ferroelectric non-volatile logic devices[J]. *Integrated Ferroelectrics*, 2004, 61(1): 1607-8489.
- [9] Willing B, Kohli M, Murali P, et al. Gas septrometry based on pyroelectric thin film arrays integrated on silicon[J]. *Sensors and Actuators A*, 1998, 66(1): 109-113.
- [10] Takashima D and Kunishima I. High-density chain ferroelectric random access memory (Chain FRAM)[J]. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 1998, 33(9): 787-192.
- [11] Es-Souni, Kuhnke M, Iakovlev M, et al. Self-poled PZT films with improved pyroelectric properties via the use of LSMO/metal substrate heterostructures[J]. *Appl Phys Lett*, 2005, 86(2): 22907-22910.
- [12] Stancu A, Ricinchi D, Mitoseriu L, et al. First-order reversal curves diagrams for the characterization of ferroelectric switching[J]. *Appl Phys Lett*, 2003, 83(18): 3767-3769.
- [13] Stoleriu L and Stancu A. Analysis of switching properties of porous ferroelectric ceramics by means of first-order reversal curve diagrams[J]. *Phy Rev B*, 2006, 74(17): 174107-174119.
- [14] 凌志远, 刘付德, 等. 铁电陶瓷的极化运动学模型[J]. *电子学报*, 1998, 26(2): 117-119.
Ling Zhe-yuan et al. A model of polarization kinematics on ferroelectric ceramics[J]. *Acta Electronica Sinica*, 1998, 26(2): 117-119. (in Chinese)
- [15] Sheiholeslami A and Gulak P G. A Survey of behavioral modeling of ferroelectric capacitors[J]. *IEEE Tran On Ultraso, Ferro and Freq Control*, 1994, 44(4): 917-924.
- [16] Evans J T, Bullington J A. A ferroelectric capacitor simulation model[A]. *Proceedings of the 7th IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics Conference* [C]. Urbana-Champaign, IL, USA: IEEE Press, 1990. 692-697.
- [17] Dunn D E. A ferroelectric capacitor macromodel and parameterization algorithm for SPICE simulation[J]. *IEEE Tran On Ultraso, Ferro and Freq Control*, 1994, 41(3): 360-369.
- [18] Sun S and Kalkur T S. Modeling of charge switching in ferroelectric capacitors[J]. *IEEE Tran On Ultraso, Ferro and Freq Control*, 2004, 51(7): 785-792.
- [19] Miller S L, Nasby R D, Schwank J R, et al. Device modeling of ferroelectric capacitors[J]. *J Appl Phys*, 1990, 68(12): 6463-6471.
- [20] 任天令, 张武全, 等. 一个改进的用于铁电存储器设计的铁电电容宏模型[J]. *电子学报*, 2001, 29(8): 1135-1137.
Ren T L, Zhang W Q, Li C X, et al. An improved macro model of ferroelectric capacitor for FeRAM design[J]. *Acta Electronica Sinica*, 2001, 29(8): 1135-1137. (in Chinese)
- [21] Sheikholeslami A, Gulak P G, Takauchi H, et al. A pulse-based, parallel-element macromodel for ferroelectric capacitors[J]. *IEEE Tran On Ultraso, Ferro and Freq Control*, 2000, 47(4): 784-791.
- [22] Wang L h, Yu J, Wang Y b, et al. Modeling ferroelectric capacitors based on the dipole switching theory[J]. *J Appl Phys*, 2007, 101(10): 104505(1)-(7).
- [23] Rep D B A and Prins M W J. Equivalent-circuit modeling of ferroelectric switching devices[J]. *J Appl Phys*, 1999, 85(11): 7923-7930.
- [24] 王梦遥, 潘炜, 等. 铁电液晶显示的交流稳态技术与等效电路模型改进[J]. *电子学报*, 2007, 35(10): 1968-1972.
Wang Meng-yao, et al. The AC stabilization technique and an improved equivalent circuit model for displays incorporating ferroelectric liquid crystals[J]. *Acta Electronica Sinica*, 2007, 35(10): 1968-1972. (in Chinese)
- [25] 潘炜, 张晓霞, 罗斌, 等. 铁电液晶光电响应特性的电路级模拟[J]. *电子学报*, 2002, 30(5): 708-710.
Pan Wei, et al. Circuit-level model of photo electricity re-

sponse in ferro electric liquid crystal [J]. Acta Electronica Sinica, 2002, 30(5): 708-710. (in Chinese)

- [26] Larsen P K, Kampschoer, G L M, et al. Ultrafast polarization switching of lead zirconate titanate thin films [A]. IEEE 7th International Symposium on Applications of Ferroelectrics Conference [C]. Greenville, SC, USA: IEEE Press, 1992. 217 - 224

[27] Levenberg K. A Method for the Solution of Certain Problems in Least Squares [J]. Quarterly of Applied Mathematics, 1944, 2(1): 164-168.

[28] Marquardt D. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters [J]. SIAM Journal on Applied Mathematics, 1963, 11(2): 431-441.

作者简介



闻心怡 男, 1981 年出生于湖北省武汉市, 现为华中科技大学电子科学与技术系博士研究生, 主要研究方向: 铁电薄膜与集成铁电器件.

E-mail: shiuen@gmail.com



于 军 男, 1946 年出生, 现为华中科技大学电子科学与技术系教师、博士生导师, 主要研究方向: 铁电学与集成铁电器件、半导体芯片设计与工艺.

E-mail: jyu2886@163.com



周文利 女, 1968 年出生, 现为华中科技大学电子科学与技术系教授, 主要研究方向: 新型存储器件、半导体芯片设计与工艺.