

中国科学院电工研究所

硕士学位论文

基于分形理论的绝缘介质中放电仿真研究

姓名：谷琛

申请学位级别：硕士

专业：高电压与绝缘技术

指导教师：严萍

20060109

基于分形理论的绝缘介质中放电仿真研究

摘要

分形几何是一种研究和处理自然界与工程中不规则图形的强有力工具。在绝缘电介质内放电结构的研究中，电介质的击穿现象非常复杂，放电较多呈现出树枝状发展的特征。因其具有一定的随机特性和自相似性，可利用分形几何学进行研究。

在这一领域中的研究，一般都是借助于分形来模拟绝缘介质击穿的发展。通过研究不同模型参数下放电树枝分形维数的变化，总结各因素对放电发展的影响。本文基于基本的二维空间上击穿分形模型 NPW 和 WZ 模型，利用 MATLAB7.0 工具进行编程，实现了对放电通道发展的模拟。在放电发展的过程中要同时考虑电场因素和随机因素的影响。对得到的仿真图形进行分析比较，找出了模型中各参数如放电阈值以及概率指数在放电发展的过程中对电树生长的影响，并总结了放电发展的基本规律。

在 WZ 模型的基础上，模拟了在绝缘介质中嵌入比原介质耐电强度高很多的绝缘屏障时电树发展的情况，这等效于延长了平均击穿距离，达到了提高绝缘性能的目的。另外，还在 WZ 模型中对微堆层绝缘结构进行了定性的分析和研究。通过在绝缘介质中嵌入若干层金属层，使得介质中的电场分布趋于均匀，从而减少了局部强场的存在，满足电树发展条件的点数目减少，从而抑制了电树的发展。

另外，在仿真中，将空间电荷和局部放电引入了模型，建立了三维空间上的电树发展模型。通过对仿真得到的放电图形的分析比较，得到了电树发展同模型中参数之间的关系。由该三维模型仿真得到的放电图形更加符合实际情况。

关键词：分形 放电 概率 仿真

The Study of Breakdown in Dielectrics based on Fractal Technology

Abstract

The fractal geometry is a powerful tool to study the irregular figures in nature and project. On the study of discharge structures in dielectric, the breakdown phenomenon is very complicated and often occurs by means of narrow discharge channels that exhibit a strong tendency to branching into complicated stochastic patterns. Among these breakdown figures, many of them present a close structural similarity and stochastic characteristics, so they can be studied with fractal technology.

The study in this field always uses fractal technology to simulate the development of breakdown in dielectrics. This paper bases on the basic two-dimensional breakdown fractal models NPW and WZ model, and use MATLAB7.0 to program and carry out the simulation for the development of discharge structures. We should both consider the deterministic and stochastic factors during the development of discharge. Comparing the simulation results, the effects of model parameters on the development of the electrical trees are discussed.

Based on the WZ model, we simulate the development of electrical trees when a new dielectric layer whose breakdown strength is much more than that of the former dielectric is embedded in the former dielectric, and that equals to extend the mean breakdown distance, so it improves the insulation performance. In addition, we also analyze the multilayer high gradient insulator in WZ model. When embed several metal layers in dielectric, the electrical field distribution becomes more symmetrical, and the local field becomes weaker, so the points which satisfy the growth condition become less, and the development of the electrical trees is restrained.

Further more, we introduce space charge and partial discharge in the model, and develop a new three-dimensional discharge model. Comparing simulation figures, we find the relationship between the model parameter and the development of electrical trees. The simulation figures are much similar to electrical trees got from experiments.

Keyword: fractal breakdown probability simulation

论文答辩说明

本人郑重声明：所呈交的论文是我本人在导师指导下进行的研究工作及取得的成果。尽我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写的研究成果，也不包含为获得中国科学院电工研究所或其他研究教育机构的学位论文所使用过的材料。与我一同工作的同志对研究所做的任何贡献均已在论文中做了明确的说明并表示了感谢。

签名：_____ 日期：_____

关于论文使用授权的说明

本人完全了解中国科学院电工研究所有关保留、使用学位论文的规定，即：电工研究所有权保留并送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅，电工研究所可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其他的复制手段保存论文。（保密的论文在解码后也遵循此规定）

签名：_____ 导师签名：_____ 日期：_____

第一章 绪论

1.1 引言

高电压绝缘应用于国民经济的许多部门，其中最大量的是用于电力工业。建国 50 多年以来，我们国家的电力工业有了飞速发展。随着改革开放、工农业的发展及人民生活水平的提高，我国电力工业的发展仍将保持很高的速度。随着用电量的上升、输电距离的增长，电力系统的最高电压等级必将进一步提高，有关电气设备的绝缘问题的解决也将日趋困难。绝缘材料在电力工业中有着十分重要的作用。从科学技术的各个领域到人民生活的各个方面，从大型的电动机、发电机到小型的集成电路等无一不与绝缘材料息息相关。当作用电压超过临界值时，绝缘将被破坏而失去绝缘作用。而且工作电压越高，绝缘的费用在设备成本中所占比例将越大、设备的体积及质量也越大；如果不采用新技术，有时甚至将无法构成设备绝缘。绝缘又常是电气设备中的薄弱环节，是运行中不少设备事故的发源地。研究绝缘、改善绝缘不仅是经济问题，更是安全问题。因而努力采用先进技术，既经济合理又安全可靠地解决各种高压电气设备的绝缘问题就显得十分重要了。

正常运行时，电气设备绝缘是长期处于工作电压作用之下的，但电力系统中的电压有时会出现短时的有害于绝缘的电压升高现象，即过电压。设备绝缘除了应能耐受正常工作电压的长期作用以外，还必须能耐受过电压的作用。为确保电气设备能安全可靠地运行，一方面应分析过电压的幅值、波形等参数，采取有效的措施降低或限制作用于设备的过电压；另一方面，应设法保证及提高绝缘结构的耐受电压。上述的后一方面，包括如何提高设备绝缘的耐受电压以及设计出先进的绝缘结构。

要考虑绝缘材料是否能够承受特定的电压，并对绝缘结构进行改进，可以通过进行相关的试验来分析，但是，如果完全依靠试验，有些时候是不太必要的。有些情况下，通过对实际情况的模拟和分析，就可以做出一些预测。所以，将仿真引入对绝缘介质中击穿现象的研究是很有必要的。绝缘介质中的击穿呈现出现了一些有规律的现象，可以通过这些现象进行建模，考虑其中的主要因素，忽略其

中的次要因素 ,这样建立起来的模型就可以大体地反映出在绝缘介质中的电树生长情况。通过在模型中的仿真 ,就可以对实际进行一些定性的指导。

1.2 绝缘介质中的击穿分形仿真研究

1.2.1 研究背景及发展现状

气体、液体和固体电介质的击穿经常产生狭窄的放电通道 ,通道强烈的分枝趋势构成了复杂的随机图形 ,如闪电、表面放电及聚合物中的树枝等。分枝放电的整体结构在放电类型的大体划分上表现出准确的结构相似性。在电树发展过程中 ,电场分布一个是非常重要的影响因素。如果电树发展完全由电场分布来决定 ,则击穿将沿着直线方向向另一电极发展 ,而实际观察到的都是具有强烈分枝趋势的图形 ,这表明发展过程具有随机性。因此电场因素和随机因素两者竞争的结果决定了电树发展的方向和趋势。

击穿现象是一个发展变化非常复杂的物理现象。除了电场分布和随机因素之外 ,还有很多不同的因素会对电树的发展造成影响 ,因此对击穿现象的描述是非常困难的。利用分形几何能够定量地描述电介质放电结构的生长规律。为了模拟绝缘体中放电结构的生长 ,人们提出了不同的分形生长的随机模型。众所周知 ,电树通道在发展过程中伴有很多复杂的物理、化学现象 ,实际中得到的电树轨迹是这些因素共同作用的结果。在仿真中 ,最关键的问题就是如何在仿真模型中将尽可能多的影响因素考虑进来。但是 ,随着考虑因素的增多 ,模型的复杂程度也会相应增加。所以 ,在建立仿真模型的时候要综合考虑这些问题。

1984 年 ,Niemeyer、Pietronero 和 Wiesmann 首次利用分形理论建立了气体介质击穿的分形的网格模型——分形介质击穿模型 DBM (dielectric breakdown model) ,也称为 NPW 模型^[1]。该模型对放电发展的研究主要着眼于绝缘介质中的电场分布在电树发展过程中的影响 ,同时也考虑发展过程中随机因素的作用。在该模型中 ,放电的发展服从概率分布 $p(E)$,电场强度大的地方可能发展的概率就大 ,电场强度小的地方发展的概率就小。NPW 模型中的参数有两个 ,电场强度 E 和发展概率函数中的概率指数 η 。在仿真中 ,固定一个参数 ,同时调整另一个参数的值 ,通过分析仿真图像的分形维数就可以看出电树的发展随着这些参

数的变化情况。在仿真的过程中，电树通道内部等电势。NPW 模型广泛应用于不同的电极结构下内电极间隙的研究中。但随着研究的不断深入，人们发现，模型中的发展概率指数 η 取值不能太极端。如果取值很大，电树的发展基本上就是沿着场强最大的方向发展，即很固定的方向；另一方面，当 η 取值很小时，仿真得到的图形会包含很多细小的分枝。这些都是与长间隙下击穿的实验观测结果不一致的。实际情况下，电场强度在侧方向上是非常弱的，所以，在电树通道的尖端发展新放电结构的概率要大于模型中发展概率函数 $p(E)$ 给出的值。

为了解决这个问题，1986 年 Wiesmann 和 Zeller 在 NPW 模型的基础上引入了新的电场参数，建立了 WZ 模型^[2]。在放电发展的过程中，电树的发展概率与绝缘介质中的电场分布之间就不仅仅是成正比的关系。WZ 模型引入了电树发展过程中的放电阈值 E_c 和电树通道内部的电压降 E_s ，只有当电树周围点的电场强度高于放电阈值时，电树才可能发展，并且电树内部不是等电势。参数 E_c 的引入抑制了绝缘介质中侧方向上分枝的生长，这就使得仿真结果更加近似于实际情况。具体分析这两个参数在电树发展中的作用。首先，放电阈值 E_c 类似于发展概率指数 η 的作用，增加 E_c 会使得满足放电发展要求的点减少，从而降低树枝的分形维数。数值较小的 E_c 将抑制侧向的分枝，当 E_c 值增加时，将更进一步抑制那些主侧向分枝，因此经常保留一个占优势的中心分枝。另一个参数是电树内部电压降 E_s 。每一个新的发展点，当它构成树枝的一部分时，必须要达到一定的，且与已连接于树枝的树点电位不同的电位（代表有电阻树枝）。内电场 E_s 的增加，最终会钝化树枝生长。

1990 年 Barclay 等^[3]在 WZ 模型的基础上利用分形分析及统计方法研究和总结了固体介质二维放电的随机特性，从而引发了介质放电的分形研究热潮^[1-22]。

不论是 NPW 模型，还是 WZ 模型，都只考虑了绝缘结构中的电场分布和随机因素对放电发展的影响。随着仿真研究的不断深入，空间电荷也被引入到模型之中。1995 年，Noskov，Kukhta 和 Lopatin 在 NPW 模型的基础上，发展了不均匀绝缘体系中的放电生长模型 NKL 模型^[7]。在模型中，他们研究了注入空间电

荷、杂质等对放电结构的影响。该模型所采用的放电概率函数与 NPW 模型的函数相同，只是在考虑空间电荷效应的时候，将 NPW 模型中计算电场强度分布的拉普拉斯方程改为泊松方程，即 $\operatorname{div}(\epsilon\epsilon_0 E) = \rho$ ，其中 ρ 为自由电荷密度。基于这个模型的仿真图形可以大致反映出空间电荷的影响。

之后，Noskov 等又提出了考虑空间电荷和局部放电现象的三维分形仿真模型^[8-12]，并在更加深入的研究中不断加以改进和完善。这个三维模型突破了原有模型对电树发展方向的限制，选用很多点电荷的序列来模拟针极和放电树枝。通过对组成针极和放电树枝的点的电荷和电势值的计算和不断调整，完成对放电树枝的模拟。与之前的仿真结果进行对比，就可以很明显地看出该模型的进步之处。NPW 模型中不会出现电树在电极间隙中停止发展的现象，因为模型中没有针对电树发展的限制要求；WZ 模型也只有在将模型参数调整的很极端的时候才会出现电树停止发展的现象。这是因为电树发展是一个非常复杂的物理过程，是很多因素综合作用的结果，因此电树停止发展也是受到诸如空间电荷等很多条件制约的。NPW 模型和 WZ 模型只能体现电场分布和随机因素的影响，因此有些放电发展的特征就不能很好的仿真出来。而该三维模型因为引入了空间电荷，在电树发展过程中空间电荷的积累会对电树的发展起到抑制的作用，因此在该三维模型中就很容易模拟出电树停止发展的情况。

在对绝缘介质中击穿现象进行分形仿真的研究过程中，不断有人尝试将新的概念引入仿真中。从上个世纪九十年代中期开始，有人就引入了细胞自动机的概念。细胞自动机是离散动力系统，它是一维或多维离散点上数值随时间步骤演化的机制。细胞自动机是由 John Von Neuman 于 50 年代提出，进而在生物学、计算机、物理学等研究领域得到实质性的应用。在基于细胞自动机的放电仿真模型^[23-26]中，可以考虑放电过程中的等离子体通道内的离解、电离以及粒子的再结合等动态变化情况。

在最新的相关研究中，仿真模型所考虑的对放电树枝发展的影响因素越来越全面，模型的复杂程度也日益提高。2005 年，H.Z.Ding 和 B.R.Varlow 提出了一种同时考虑电场和机械应力的电树生长热力学模型^[27]。在该模型中分析了电树发展过程中的能量平衡，并且该模型提出，电树发展的驱动力不是一个常数，它

包含了破坏区域的消散热能和捕获的残余能量。该模型的提出使得对电树发展的仿真进入到了一个更深入的阶段。

国外从 1984 年 Neimeyer 的一篇关于介质击穿的分形维数的文章发表开始，不断有相关的研究成果出现。美国、俄罗斯等国近来在这一领域的文章较多，对电树发展过程中的影响因素的考虑也越来越深入，仿真已经从最初的只考虑电树发展的电场因素和随机因素，发展到现在可以考虑电树发展过程中的空间电荷、局部放电以及机械应力等方面的影响，因此对电树的仿真也越来越接近实际的图形。

国内对绝缘介质中击穿现象的研究主要是西安交大、哈尔滨理工大学等，他们在这一领域都有相关研究成果的发表。目前关于分形的应用国内主要集中在分形与小波结合提取局部放电等绝缘测试信号的提取方面，对绝缘介质的放电分形特征方面关注不多，相关的文献也有值得讨论的地方。并且近年来国内对放电分形的相关研究较少，有些停滞。在仿真计算过程中，仍有不少地方值得探讨和研究。如何将仿真计算结果与实验结果结合，目前国内外也不是很多，这主要是由于容易分辨的电树图像在实际中不易得到。

1.2.2 分形理论简介

自公元前 3 世纪欧几里德几何基本形成至今已有 2000 多年。尽管此间从数学的内在发展过程中产生了射影几何、微分几何等多种几何学，但与其他几何学相比，人们在生产、实践及科学的研究中更多涉及到的是欧几里德几何。欧几里德几何的重要性可以从人类的文明史中得到证明。欧几里德几何主要是基于中小尺度上，点、线、面之间的关系。这种观念与特定时期人类的实践、认识水平是相适应的。进入 20 世纪以后，科学的发展极为迅速，大量的新理论、新技术以及新的研究领域不断涌现。同以往相比，人们对物质世界以及人类社会的看法有了很大的不同。其结果是，有些研究对象已经很难用欧几里德几何来描述了，如对植物形态的描述，对晶体裂痕的研究等等。

以欧几里德几何和黎曼几何为背景建立的传统数学，在规则、光滑形状（或有序系统）的研究中，显示了强大的效果。然而，对于自然界和科学实验中出现的凹凸而不圆滑、破碎而不连续、粗糙而不光滑的形状（或无序系统），传统的

几何语言却无能为力，甚至是错误的抽象。基于这种情况，一种新的数学语言应运而生。分形几何弥补了传统几何的不足，它的目的是为了解决自然界各个领域中充满的不规则现象。

1975年，Mandelbrot在其《自然界中的分形几何》一书中引入了分形(fractal)这一概念。从字面意义上讲，fractal是碎块、碎片的意思，然而这并不能概括Mandelbrot的分形概念，尽管目前还没有一个让各方都满意的分形定义，但在数学上大家都认为分形具有以下几个特点：

- (1) 具有无限精细的结构；
- (2) 比例自相似性；
- (3) 一般来讲，它的分形维数小于它的欧几里德维数；
- (4) 可以由非常简单的方法定义，并由递归、迭代产生。

其中(1)(2)两项说明分形在结构上的内在规律性。自相似性是分形的灵魂，它使得分形的任何一个片段都包含了整个分形的信息。第(3)项说明了分形的复杂性，第(4)项则说明了分形的生成机制。

近年来，分形已经引起了各个研究领域的兴趣，涉及的范围十分广泛。到了今天，分形物理已经成为一门描述自然界中许多不规则事物的规律性科学，但要回答分形是什么，到目前为止，科学家还无法对分形下一个非常确切的定义。在讨论分形问题时，我们只能谈它有什么特征，需要满足什么条件。分形最重要的一个特征就是它必须具有自相似性。分形作为一个数学集，其内部应具有精细结构，即在所有比例尺度上，其组成部分应包含整体，而且彼此是相似的。对于一些数学模型，例如康托尔集合、科赫曲线等，这种自相似性是严格的，我们称它为有规分形。在物理学或其他自然界中存在的分形，其自相似性是近似的或者是统计意义上的，则称之为无规分形。一个具有自相似性的物体一定满足标度不变性。所谓标度不变性是指在分形上任选一局部区域对它放大（也就是把测量尺度变小），这时原来看上去是光滑的部分又会呈现出原图的复杂性质。因此对于分形，不论将其放大或缩小，它的形态、复杂程度、不规则性等各种特性均不会发生变化。不论从局部或整体上来看，分形都是极其不规则的，一般不能用传统的几何语言来描述，而要用一种简单的递归算法来描述。对分形的描述最主要的参数是它的分形维数。

我们把传统几何的代表欧几里德几何与以分形为研究对象的分形几何作一比较，可以得到这样的结论：欧几里德几何是建立在公理之上的逻辑体系，其研究的是在旋转、平移、对称变换下各种不变的量，如角度、长度、面积、体积，其适用范围主要是人造的物体。而分形的历史只有几十年，它由递归、迭代生成，主要适用于自然界中形态复杂的物体。分形几何不再以分离的眼光看待分形中的点、线、面，而是把它看成一个整体。

分形观念的引入并非仅是一个描述手法上的改变，从根本上讲分形反映了自然界中某些规律性的东西。以植物为例，植物的生长是植物细胞按一定的遗传规律不断发育、分裂的过程，这种按规律分裂的过程可以近似地看做是递归、迭代过程，这与分形的产生极为相似。在此意义上，人们可以认为一种植物对应一个迭代函数系统，人们甚至可以通过改变该系统中的某些参数来模拟植物的变异过程。

分形几何还被用于海岸线的描绘及海图制作、地震预报、图象编码理论、信号处理等领域，并在这些领域内取得了令人注目的成绩。作为多个学科的交叉，分形几何对以往欧几里德几何无能为力的“病态”曲线的全新解释是人类认识客体不断开拓的必然结果。当前，人们迫切需要一种能够更好地研究、描述各种复杂自然曲线的几何学，而分形几何恰好可以堪当此用。

分形理论，是现代数学的一个新分支，但其本质却是一种新的世界观和方法论。它与动力系统的混沌理论交叉结合，相辅相成。它承认世界的局部可能在一定条件下、过程中、在某一方面（形态、结构、信息、功能、时间、能量等）表现出与整体的相似性，它承认空间维数的变化既可以是离散的也可以是连续的，因而拓展了视野。

分形理论真正发展起来才十余年，并且方兴未艾，很多方面的理论还有待进一步研究。值得注意的是，近年分形理论的应用发展远远超过了理论的发展，并且给分形的数学理论提出了更新更高的要求。各种分形维数计算方法和实验方法的建立、改进和完善，使之理论简便，可操作性强，是研究分形的科学家们普遍关注的问题。

1.2.3 分形维数的计算

大体说来，分形主要包括以下含义：

- 1) 既是几何图形，也是由“功能”或“信息”架起的数理模型；
- 2) 可同时具有形态、功能和信息的各自相似性，或其中某一方面的自相似性；
- 3) 自相似性可以是严格的，也可以是统计意义上的相似。自然界中的大多数分形都是统计自相似的；
- 4) 相似性有层次结构上的差异。数学中的分形具有无限层次的嵌套结构，而自然界中的分形只有有限层次的嵌套，且要进入到一定的层次结构以后才有分形的规律；
- 5) 相似性有级别上的差异。级别最高的是整体，最低的称为0级生成元。级别越接近，则越相似。级别相差越大，相似性越差，可用无标度区间或标度不变性范围来表示。

以下来简单介绍一下分形理论中的几个重要的概念。

1、自相似性

系统的自相似性是指某种结构或过程的特征从不同的空间或时间尺度来看都是相似的，或其局域性质或局域结构与整体相似。另外，在整体与整体之间的部分或部分与部分之间也存在自相似性。

2、欧几里德维数和豪斯道夫维数

一般说来，对任何结构最基本的描述之一是该结构的维数概念，它是联系一个几何对象线度与体积（或面积、长度）的测量关系的无量纲量。分形结构通常可用两个维数来描述，即（1）空间欧几里德维数 d ；（2）分形维数（豪斯道夫维数） D ，它是度量分形结构的几何参数。

空间欧几里德维数 d 比较常用，比如点是零维的，直线是一维的，平面是二维的，立方体则是三维的，这里不详细叙述。

豪斯道夫于1919年提出一种维数的一般化表述，他的思想依赖于“标度”（scaling）的概念，即测量同一对象使用不同的测量单位。设有一条长度为 L 的线，若用一个长度为 r 的“尺”作为单位去测量它，测量的结果是 N ，我们就说这条线有 N 尺。显然， N 的数值是与所用尺的大小有关的，它们之间服从以下

关系：

$$N(r) = L / r \square r^{-1} \quad (1.1)$$

同理，若测量的是一块面积为 A 的平面，这时就应该使用 r^2 的单位小方块去测量它才能给出确定的 N 值。其 N 值为

$$N(r) = A / r^2 \square r^{-2} \quad (1.2)$$

如果不是用单位小方块去测量它，而是使用 r 的尺去直接测量，那是测不出这块面积的大小的，从数学角度来讲，这就相当于一个“一块面积有多长”的问题。由此可见，测量任何一个物体时都必须要用一种适合它的“尺”去量度，这样才能给出正确的数值，否则得到的答案是没有意义的。可以把这个事实归纳为以下结论：对于任何一个有确定维数的几何体，若用与它同维数的“尺”去量度，则可得到一个确定的数值 N ；若用低于它维数的“尺”去量度，则其结果为无穷大；若用高于它维数的“尺”去量度，则其结果为零。其数学表达式为

$$N(r) \square r^{-D}, D = \lim_{r \rightarrow 0} \ln N(r) / \ln(1/r) \quad (1.3)$$

式中 D 就称为豪斯道夫维数，它可以是整数，也可以是分数。我们通常把豪斯道夫维数是分数的物体称为分形，有时也称 D 为分形维数。所以维数不是整数就成了分形的第二个特征。式 (1.3) 是在假定物体的宏观尺度 L 保持不变，而不断改变测量尺度的大小 r 的条件下给出的。对于一些物理中的生长问题，这时构成物体的小单元的尺度保持不变，即 r 不变，但物体的宏观尺度 L 在不断地增大。因此，可将式 (1.3) 改写为

$$N(L) \square L^D \quad D = \lim_{L \rightarrow \infty} \ln N(L) / \ln(L) \quad (1.4)$$

式 (1.3) 和式 (1.4) 是两个常用的确定分形维数 D 的公式。在应用上述两个公式的时候，我们要注意它们的适用范围。显然，除了严格的数学模型之外，对于实际的物体， L 不可能趋向于无穷大， r 也不可能趋向于零。换句话说，也就是分形的自相似性或标度不变性只能在一定的范围内适用。通常取它的下边界到原子尺度，上边界到宏观实物。对一般物体来说，标度变换的范围可以达到好几个数量级。我们把标度不变性适用的空间称为无标度空间。对于正常的几何体，其豪斯道夫维数 D 与欧几里得维数 d 是一致的。但对于分形，两者就会有差别。它们之间的关系是 $D \leq d$ 。

一般来讲，分形维数在 1 和 2 之间的为不规则的线或带孔的面；分形维数在 2 和 3 之间的则为粗糙的面或带孔的体积，即多孔介质。

在研究绝缘介质中的击穿现象时，就要对放电树枝进行分析。其中对放电规律的总结很大程度上是通过分析不同条件下放电树枝分形维数的变化来完成的。放电树枝的分形维数是表示放电树枝的曲直和密集程度的一个参数。对放电树枝来讲，计算分形维数的最普遍方法是盒数法。

该方法求取分形维数的思路是：设放电树枝上的点构成集合 F ，如果 $|U_i|$ 为有限个直径不超过 δ 的集构成的覆盖 F 的集类，即 $F \subset \bigcup_{i=1}^{\infty} U_i$ ，且对每一个 i 都有 $0 < |U_i| \leq \delta$ 。则用 δ 集覆盖 F 所需的最少 U_i 的个数 $M_{\delta}(F)$ 可写为

$$M_{\delta}(F) = M_0 \delta^{-D} \quad (1.5)$$

则放电树枝的分形维数为

$$D = \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{\log M_{\delta}(F)}{-\log \delta} \quad (1.6)$$

在上式中， δ 集形状可选为多维小立方体和多维小球体等。在 NPW 模型和 WZ 模型中 δ 集的形状为二维小方格，所以其分形维数为

$$D = \frac{\log M_L(F)}{-\log L} \quad (1.7)$$

其中 L 为小方格的边长， $M_L(F)$ 为用小方格覆盖树枝所需的方格个数。

设分形维数为 D ， r 为单位长度， $N(r)$ 为以 r^D 为单位的测量值，由分形维数的定义可以得到：

$$N(r) \propto r^{-D} \Rightarrow D = \lim_{r \rightarrow 0} \ln N(r) / \ln(1/r) \quad (1.8)$$

针对具体的放电树枝，假设其半径为 R ，则单位长度 $r = 1/R$ ，则全部分枝的总长度（或放电格数的总数） N 与半径的关系服从指数关系。即

$$N \propto r^{-D} \Rightarrow N \propto R^D \quad (1.9)$$

由式(1.8)得

$$D = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\log N}{\log \frac{1}{r}} = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{\log N}{\log R} \quad (1.10)$$

当 R 可以认为与 r 相比足够大时 , 由式(1.10)就可以计算得到放电树枝的分形维数。

在以下各部分的放电仿真过程中 , 都是通过计算所得到的放电图形的分形维数 , 进而分析模型参数对放电发展的影响 , 总结电树发展的规律。

1.3 论文主要内容

本论文中的所有模型都是在 MATLAB7.0 中进行仿真的。

NPW 模型和 WZ 模型是对绝缘介质中的电树生长进行模拟的最基本模型。首先基于这两个模型的基本原理进行编程 , 得到不同模型参数下的仿真图像 , 并对这些图像中所呈现出的规律进行了分析和总结。其中 , 对电场因素和随机因素分别对电树发展造成的影响是这部分的重点。

基于微堆层绝缘材料所给出的特殊结构 , 在 WZ 模型的基础上 , 对在原有绝缘介质中嵌入若干层金属导电层后的电树生长进行了仿真。通过改变所嵌入的金属导电层的层数值 , 得到了一系列不同的仿真图像。其中通过分析金属层数与电树的分形维数的关系反映出改变绝缘介质中的电场分布对电树发展造成的影响。另外 , 在这一部分还研究了在绝缘介质中嵌入比原有介质的耐电强度高很多的绝缘屏障后其中的电树发展情况。这部分是根据实际情况对 WZ 模型的具体应用 , 它对新型绝缘结构的提出提供了理论上的论证。

以上模型均是在二维空间中进行仿真的 , 并且仅考虑了电场分布和随机因素对电树发展的影响。而在实际情况下 , 当绝缘介质中电树发展时 , 相应的会引起空间电荷的变化并有可能伴有局部放电现象的发生。因此 , 本文将空间电荷引入模型 , 并将仿真拓展到三维空间。首先对该三维模型进行了仿真 , 并通过改变其中的一些模型参数 , 得到了不同的仿真图像 , 并对仿真结果进行了分析 , 找出了相关规律。

通过对以上模型的仿真研究 , 对绝缘介质中的电树发展有了一定的认识 , 对影响其发展的各种因素有了相应的了解。在以后的工作中可以进一步考虑如何将尽可能多的影响因素引入模型 , 使仿真结果越来越趋近于实际情况。

第二章 基于 NPW 和 WZ 模型的计算机仿真

电介质中的击穿现象非常复杂，放电较多呈现出树枝状发展的特征。可以利用分形几何学对电树的发展进行研究。到目前为止，国内外已经建立了相应的放电模型，并且比较了分形仿真结果与实际放电图像的异同，分析了模型参数对放电发展的影响等。本文基于基本的击穿分形模型，利用 MATLAB7.0 工具^[28]实现对放电通道发展的模拟，并对模型中各参数的影响进行分析。

研究绝缘介质放电随机分形特性的模型主要有两种，一种是由Niemeyer、Pietronero和Wiesmann在研究沿面滑闪放电时建立的模型，简称NPW模型；另一种是由Wiesmann和Zeller在研究固体中电树枝放电时，在NPW基础上改进的模型，简称WZ模型。在本章中，将在两种不同的电极结构下对这两种模型分别进行计算机仿真。

2.1 放电模型简介

2.1.1 电极结构介绍

本文分别在两种电极结构下对NPW模型^[1]和WZ模型^[2]进行了计算机仿真，分别如图2.1和2.2所示。图2.1为圆形电极，其中心电极电位 $\varphi = 0$ ，外电极电位 $\varphi = 1$ 。图2.2为针板电极，其中针极电位 $\varphi = 1$ ，板极电位 $\varphi = 0$ 。

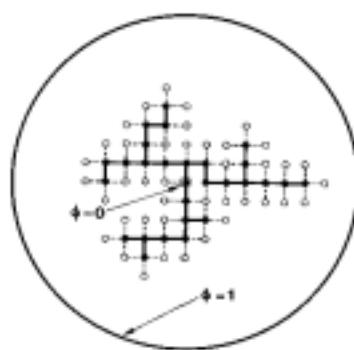


图2.1 圆形电极结构中的仿真示意图

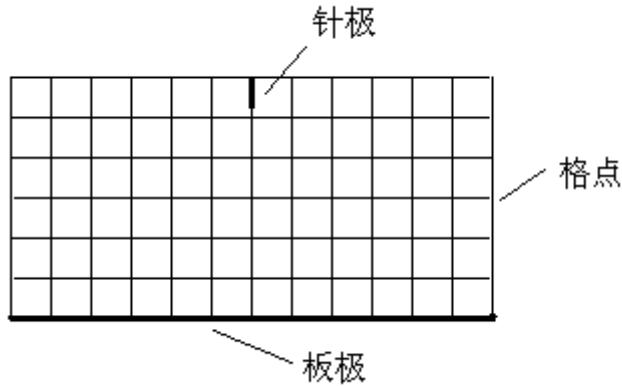


图2.2 针板电极结构示意图

2.1.2 NPW 模型

我们以针极电极为例来介绍NPW模型的基本原理。NPW模型是Niemeyer等人在研究二维轴对称场的放电图形时，根据放电的随机和分形特征所建立的，它对介质内随机放电的微观通道进行了描述。在模型中，用一个个规则的圆点来表示发生击穿的绝缘介质。

在图2.1所示轴对称场中，已知中心电极电位 $\varphi = 0$ ，外电极电位 $\varphi = 1$ 。图中黑线表示已经发展了的放电树枝，其上的结点用黑点表示；树枝以外的线用虚线表示，其上的点相应的用虚点表示。在该模型中，放电的发展遵循下述规则：

- (1)“步进式”发展模式，即放电树枝的发展是按步进行的。图中所给出的是放电发展了若干步以后得到的结果。其中放电所形成的树枝通道用黑线和黑点表示。各结点的电位是由带边界条件的拉普拉斯方程决定的。其中，中心电极及与其相连的放电树枝的电位 $\varphi = 0$ ，而场域以外的地方电位 $\varphi = 1$ 。
- (2)在每一步中，点与点之间只有一条连接线被加到放电树枝中，具体哪两点之间进行连接由步骤(3)中的发展概率函数决定。
- (3)放电树枝由黑结点向周围发展时，电树向各个方向发展的概率可看成是此结点与周围各结点之间电位梯度的函数。设黑点的坐标为 (i, k) ，虚点的坐标为 (i', k') 。则黑点向虚点发展的概率为

$$P(i, k \rightarrow i', k') = \frac{(\varphi_{i,k'})^\eta}{\sum (\varphi_{i,k'})^\eta} \quad (2.1)$$

式(2.1)中 η 为电树发展的概率指数,分母项表示某一黑点向各个方向发展总概率,即归一化系数。

各结点电位可由拉普拉斯方程给出

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (2.2)$$

将上式离散化,可得二维离散方程为

$$\varphi_{i,k} = \frac{1}{4}(\varphi_{i,k-1} + \varphi_{i-1,k} + \varphi_{i,k+1} + \varphi_{i+1,k}) \quad (2.3)$$

利用式(2.3)并结合边界条件,通过计算机的多次迭代,即可求出各结点的电位,并由此计算出树枝在各方向上的发展概率 P ,并根据计算得到的概率分布将一条新线加到树枝中。放电树枝每发展一步,需要对电场进行重新计算。

式(2.1)中的概率指数取不同值时,放电树枝的密集程度是不同的。当 $\eta=1$ 时,表示树枝上结点向周围各点发展的概率与电位梯度成正比。当 $\eta=0$ 时,表示电树的发展和电场的分布无关,所以电树向各个方向都可以发展,故而 $D=2$ 。当变动 η 值,得到相应的分形维数如附表2.1^[1]所示。

η	D
0	2
0.5	1.89 ± 0.01
1	1.75 ± 0.02
2	1.6

表2.1 不同概率指数下的分形维数

在计算机的仿真过程中,概率指数 η 的值越大,则放电树枝的分支越少,相应的分形维数也就越小。

2.1.3 WZ模型

实际中,放电大多由极不均匀电场引发,在电场作用下得以发展,并最终导致击穿。电场的极不均匀可能由电极、电极表面突起及介质中绝缘缺陷等原因造成。研究介质在极不均匀电场下的放电特性时,Wiesmann和Zeller建立了针状突

起放电模型，他们的模型建立在针板电极结构中，如图2.2所示。其中，同NPW模型一致，在WZ模型中也使用一个个规则的点来表示发生击穿的绝缘介质。

在该模型中对NPW模型放电发展的规则进行了两点修订：第一，确立了临界电场强度 E_c 。当树枝所处的电场强度大于临界电场 E_c 时，树枝才能向周围发展；第二，在介质放电时，树枝上各点电位不为零，放电树枝在发展时内部压降为 $E_s s$ (E_s 为树枝内电场， s 为树枝长度)。

在实际放电中，绝缘介质都有一起始放电电压，只有所施加的电压超过起始放电电压时绝缘介质内部才出现放电，并且放电树枝在很多情况下也会出现停止发展的现象。有了上述两点修正，WZ模型可很好地对放电过程进行模拟。

2.2 基于 MATLAB 放电分形的计算机仿真

2.2.1 计算机仿真步骤

绝缘介质中的放电发展受很多因素的影响，呈现出复杂的结构，因此，NPW模型和 WZ 模型在放电发展的过程中要同时考虑确定性因素和随机因素对放电发展的影响。确定性因素（即电场因素）是指放电有沿着电场强度最大的方向发展的趋势，随机因素则是指在放电发展的过程中各个方向都有发展的可能。放电通道的发展是确定性因素和随机因素共同作用的结果。如何体现这两种因素对放电通道发展的影响是各种放电分形模型的关键，即放电通道的发展是由通道上各可能放电发展点的发展概率函数来决定。在仿真中，我们将 NPW 模型发展概率函数简化为：

$$p_i = \frac{(\varphi_i' - \varphi_i)^\eta}{\sum (\varphi_i' - \varphi_i)^\eta} \quad (2.4)$$

式(2.4)中， φ_i' 为各可能发展的放电点的电位， φ_i 为与可能发展点连接的树点电位。 η 为放电发展的概率指数。 φ 和 η 这两个参数分别代表了确定性因素和随机因素对放电发展的影响。WZ 模型认为绝缘介质击穿存在一个阈值电压，只有施加的电压超过放电阈值电压时，绝缘介质内部才出现放电通道。在仿真中，WZ 模型采用的发展概率函数如式(2.5)所示：

$$p_i = \frac{(|\varphi_i - \varphi_c| - \varphi_c)^\eta}{\sum (|\varphi_i - \varphi_c| - \varphi_c)^\eta} \quad (2.5)$$

其中 φ_c 为放电阈值电压。

对放电树枝进行定量分析时，需要用到分形的概念，其中电树的分形维数利用公式 (1.10) 计算得到。

计算机仿真的具体步骤如下：

(1) 电位计算

NPW 模型和 WZ 模型的计算机仿真中确定放电是步进式发展。因为在仿真中采用等步长，所以可以把对电场强度的计算转化为对电位的计算，从而简化了计算。电位计算中，各节点的电位由拉普拉斯方程给出，如式 (2.2)。将式 (2.2) 离散化，可得二维离散方程，如式 (2.3) 所示。圆形电极的初始边界条件为圆心处 $\varphi = 0$ ，圆周电极 $\varphi = 1$ ；针板电极的初始边界条件为针极 $\varphi = 1$ ，板极 $\varphi = 0$ 。结合边界条件，通过多次迭代可得到整个电介质中的电位分布。

(2) 选择所有可能的发展点

由仿真规则可知，每个树点周围四个方向的点（不包含已经是树点的点）都可能成为新的放电发展点，将所有可能的发展点都归入一个集合。

(3) 对每一个可能发展点选择与之连接的树点

这一步体现了放电发展的随机性特征。因为对于放电树枝周围的待发展点，在它周围的四个方向中如果有两个或两个以上的点都是树点，则如果这个待发展点被选为新的放电发展点，那么它与树的连接方式就不止一种。这几个树点都有可能与之相连，所以就必须从这几个树点中选择一个点作为这个待发展点的连接点。而这几个树点与待发展点的连接存在一个概率分布的问题，于是引入了 MATLAB 中的概率分布函数 unifrnd，由计算出的待发展点与不同树点连接的概率，对待发展点周围的树点进行选择。在 WZ 模型中，这一步尤为必要。因为 WZ 模型中电树内部的电位差不为零，所以待发展点周围树点的电位可能不同，而在下一步中，新发展点的电位是在它的连接点电位基础上附加一个内部电位差而得到的，于是待发展点与其周围不同树点的连接会造成下一步计算时新发展点电位的不同，所以就必须从这几个可能的树点中选出一个作为连接点。当和它对应的待发展点被选为新的放电发展点时，这个树点也就作为新的连接点。

(4) 选择放电发展方向

这一步是要从所有的可能发展点中选择一个，作为新的放电发展点。在 WZ 模型中设放电阈值电压为 φ_c ，放电树枝内部的电位差为 φ_s 。在 NPW 模型和 WZ 模型中分别利用式(2.4)和(2.5)来计算各个方向的发展概率。在这一步中也引入 MATLAB 中的概率分布函数 unifrnd，利用这个函数可以由已经计算出的各个待发展点的发展概率对这些点进行选择，选出新的发展点。这样就在新的发展点的选择过程中体现出了概率的思想，进而实现了模型的随机性。另外，在 WZ 模型中要引入一个判断过程，如果 $|\varphi_i - \varphi_s| < \varphi_c$ ，则这个待发展点的发展概率为零，不计入总的发展概率中。其中 φ_i 和 φ_s 分别代表与待发展点相对应的连接点和待发展点的电位。

(5) 修改边界条件

选择好新的放电发展点以后，在 NPW 模型中令新发展点的电位为电树的电位，在 WZ 模型中令新发展点的电位 $\varphi_i' = \varphi_i - \varphi_s$ ，其中 φ_i 和 φ_s 同上。把新发展点的电位也计入边界条件。同时，在图中连接步骤(3)中所选择的与新发展点相对应的连接点与步骤(4)中所选择的新发展点。

放电树枝每发展一步，都需要修改边界条件，并对电位重新进行计算。WZ 模型的仿真步骤同 NPW 模型基本相同。二者的不同之处就是在 WZ 模型中考虑了放电时的放电阈值电压以及放电树枝内部的电位差，这点与实际中施加电压超过放电阈值电压时绝缘介质中才出现放电以及放电树枝在很多情况下出现停止发展的现象相吻合。

(6) 流程图

放电仿真计算的流程图如图 2.3 所示，采用 MATLAB7.0 编程实现了对放电通道发展的仿真。

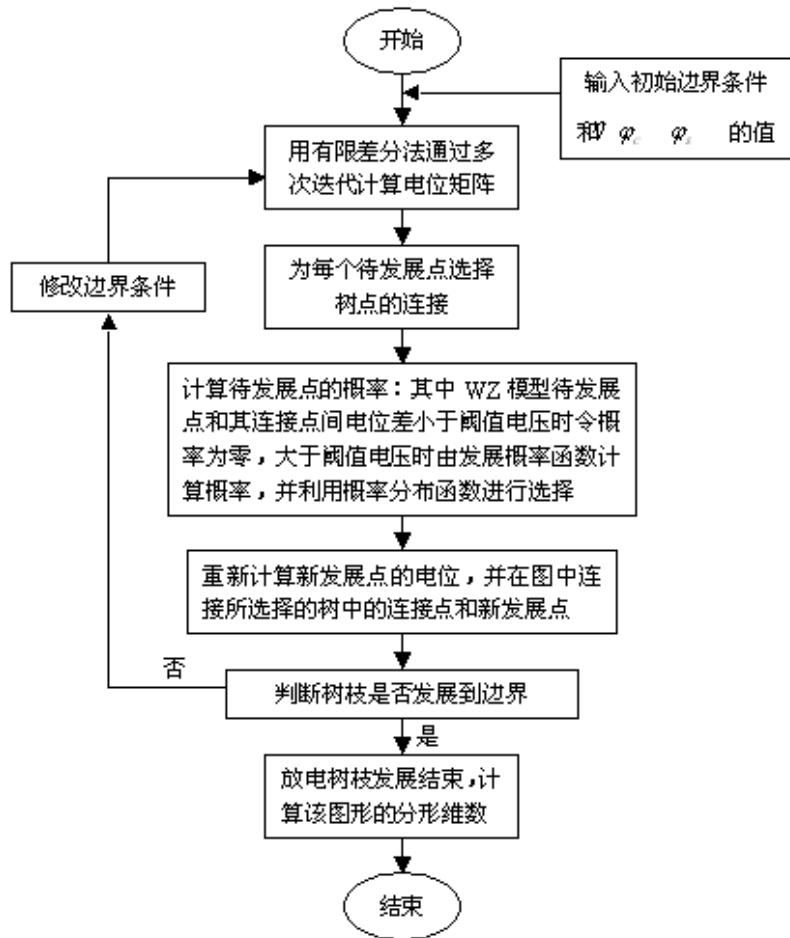


图 2.3 仿真计算流程图

2.2.2 仿真结果分析

2.2.2.1 圆形电极下 NPW 模型和 WZ 模型的仿真结果

图 2.4(a) (c) 所示为 NPW 模型在圆形电极下的仿真图像。从图中可以看出，当电树的生长概率指数 η 取不同值时，放电树枝的疏密程度是不一样的。当 $\eta=1$ 时，表示树枝上节点向周围各点发展的概率与电压成正比。当 η 值发生变化时，可得到不同的分形维数。随着电树生长概率指数 η 的增大，仿真图像的分形维数逐渐减小。这是因为，生长概率指数 η 的值越大，则放电的发展越依赖于局部场强的大小，所以电树的生长有沿着电场强度最大方向发展的趋势，放电树枝更趋于呈一条直线发展，放电树枝的分枝越少，则相应的分形维数也就越小；生长概率指数 η 的值越小，则放电的发展越不依赖于局部场强，所以放电树枝的分枝越多。

极限情况下 $\eta=0$ ，放电的发展和电场分布完全无关，则向各个方向都可以发展，所以 $D = 2$ 。这里，为简单起见，取 $k = \varphi_c / \varphi$ 为放电阈值电压与外施电压的比值用来反映放电阈值电压的大小。

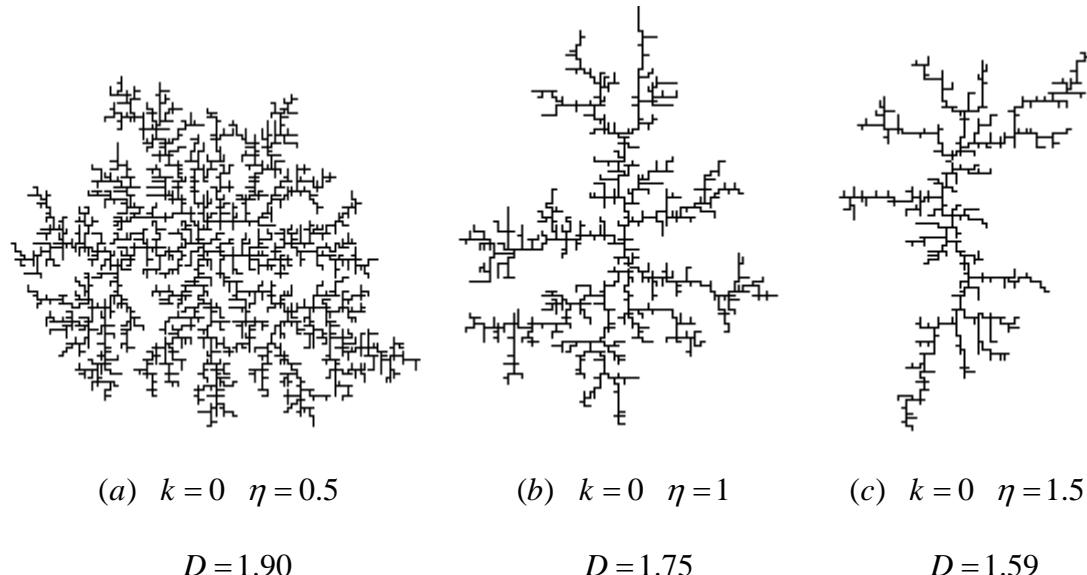


图 2.4 圆形电极下 NPW 模型的仿真图像

图 2.5(a)□(c) 和图 2.6(a)□(c) 所示为 WZ 模型在圆形电极下的仿真图像。其中图 2.5(a)□(c) 所示为放电阈值电压一定时，不同的生长概率指数下得到的放电图像。图 2.6(a)□(c) 所示为生长概率指数一定时，不同的放电阈值电压下得到的放电图像。由图 2.5(a)□(c) 可以看出，在 WZ 模型中，放电阈值电压一定时，仿真得到的放电图像分形维数随生长概率指数的变化规律和 NPW 模型一致，这也是因为随着 η 的增大，电场对电树发展的影响增大的缘故。而图 2.6(a)□(c) 中，当生长概率指数一定时，随着放电阈值电压的增大，放电图像的分形维数逐渐减小。这主要是因为随着阈值电压的增加，树枝的电场因素作用增加，满足条件可以发展的点的数目减少，放电更倾向于沿局部场强大的方向发展，所以树枝的分形维数减小。

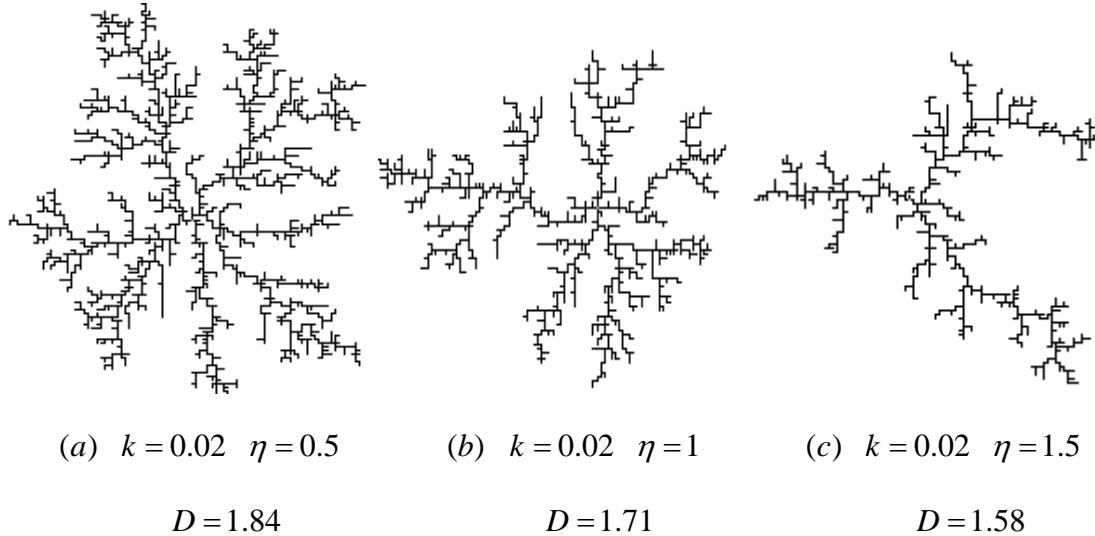


图 2.5 圆形电极下放电阈值电压一定时 WZ 模型的仿真图像

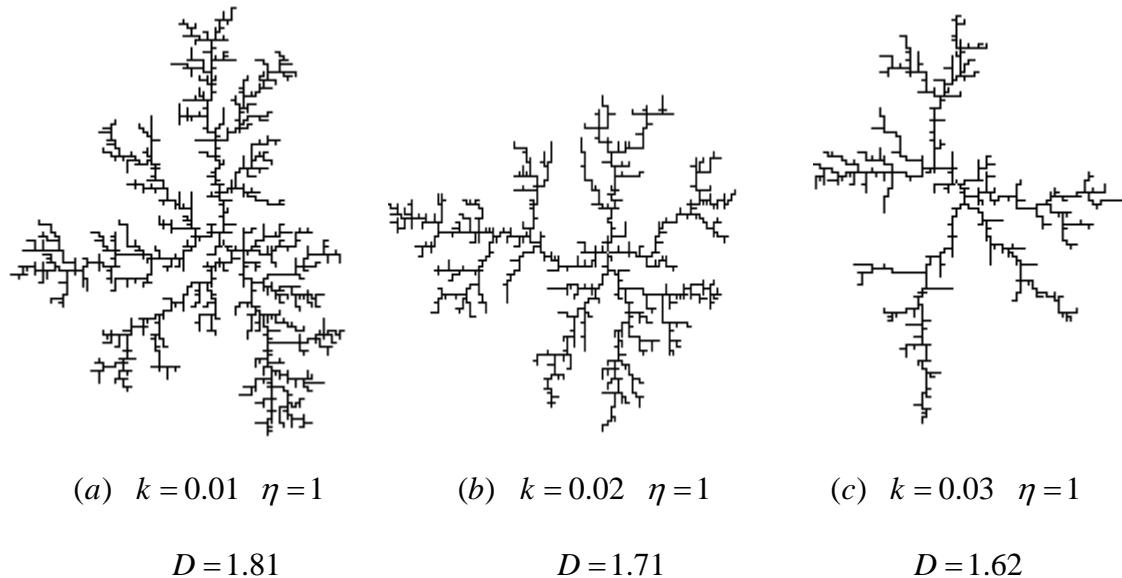


图 2.6 圆形电极下生长概率指数一定时 WZ 模型的仿真图像

图 2.7 所示为分形维数 D 与 η 之间的关系曲线，图中误差曲线表示即使在相同参数条件下，由于随机因素的决定，计算机仿真计算得到的 D 值仍存在一定误差范围。无论是 NPW 还是 WZ 模型， D 均随着 η 的增大而减小，但由 WZ 模型得到的分形维数比由 NPW 模型得到的小，且两者间的差值随着 η 的增大而减小，这主要是由于 WZ 模型中引入了一个阈值电压，所以满足放电条件的待发展点的数目减少，导致放电树枝数目减小，分形维数减小。但当 η 较大时，放电基本上趋

于向场强最大的方向发展，所以阈值电压对放电树枝的影响减小，导致两种模型得到的分形维数差值减小。

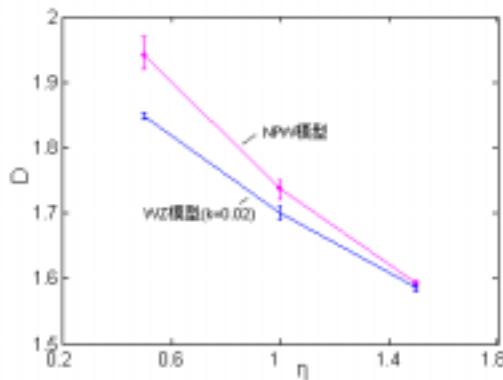


图 2.7 分形维数 D 与生长概率指数的关系

2.2.2.2 针板电极结构下 NPW 模型和 WZ 模型的仿真结果

图 2.8 (a) □ (c) 所示为针板电极结构下 NPW 模型的仿真图像。与图 2.4(a) □ (c) 相比较可以看出，两种电极结构下，放电图像的分形维数与生长概率指数之间的关系是相同的。

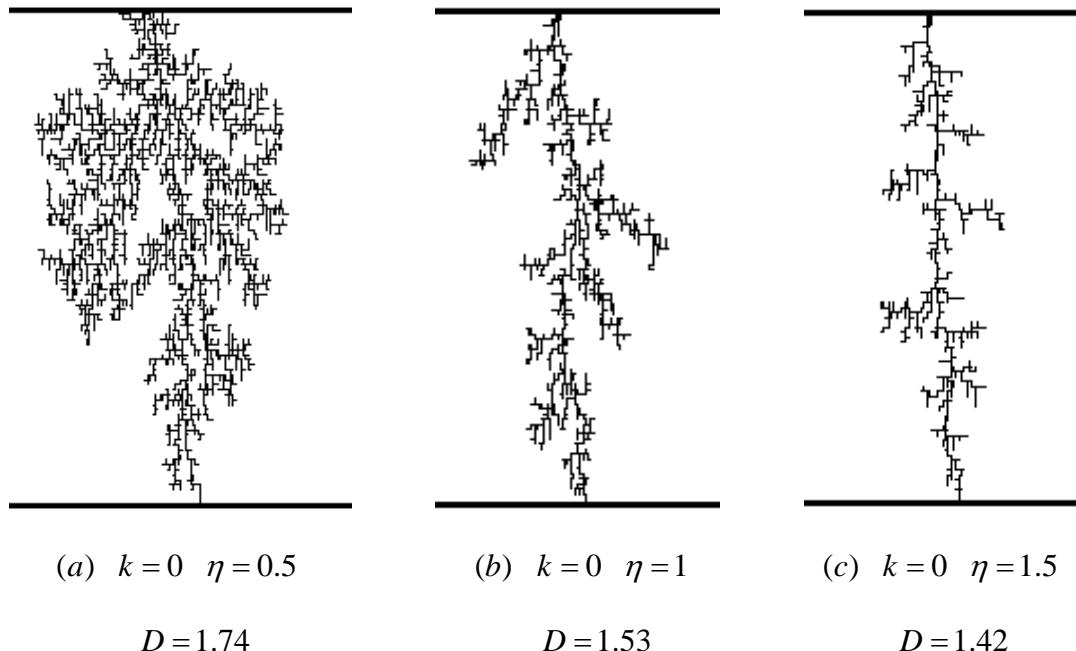


图 2.8 针板电极下 NPW 模型的放电图像

图 2.9(a) □ (c) 所示为针板电极结构下放电阈值电压一定时 WZ 模型的放电图

像。图 2.10(a)□(c) 所示为针板电极结构下生长概率指数一定时 WZ 模型的放电图像。通过分别与图 2.5(a)□(c) 和图 2.6(a)□(c) 的比较可以看出，在不同的电极结构下，放电图像的分形维数与放电阈值电压和生长概率指数的关系是相同的。当放电阈值电压增大时，所以放电图形的分形维数减小；当生长概率指数增大时，放电图形的分形维数减小。

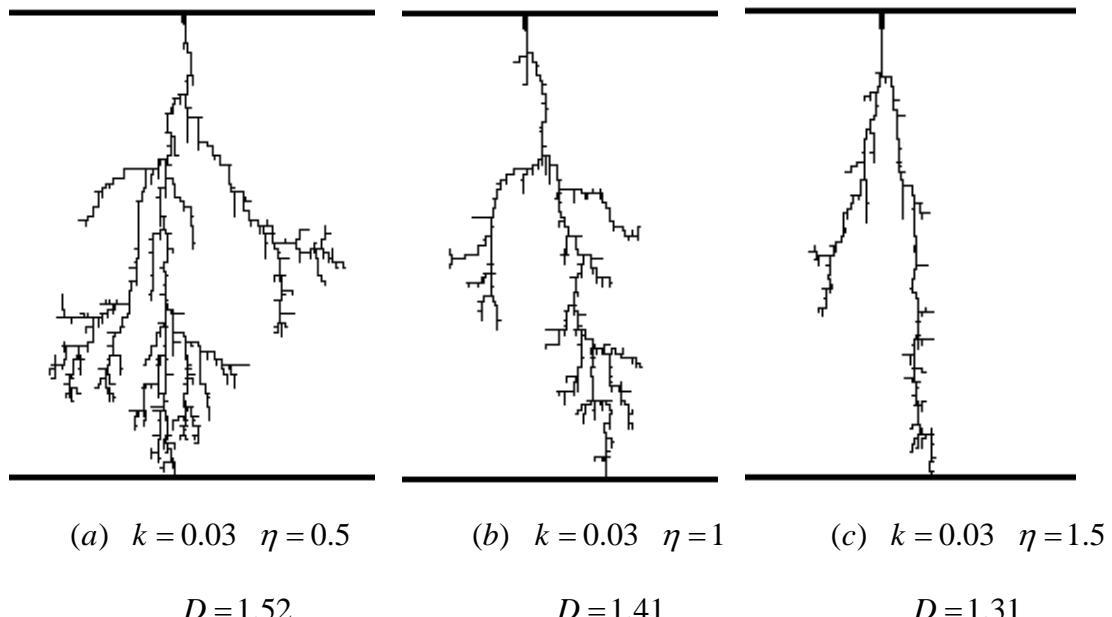


图 2.9 针板电极下放电阈值电压一定时 WZ 模型的放电图像

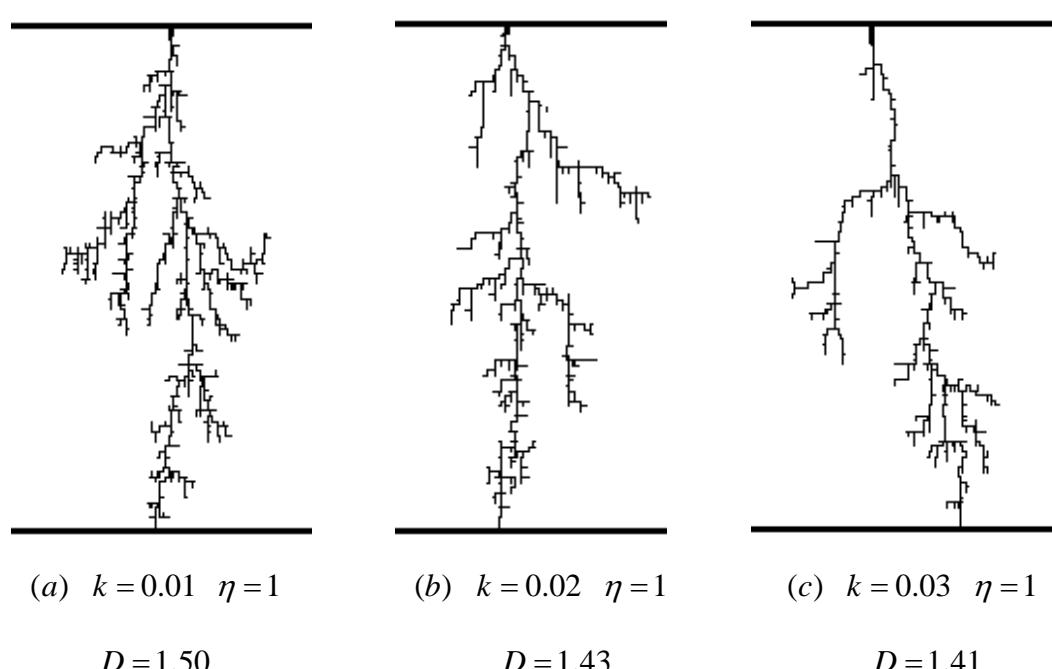


图 2.10 针板电极下生长概率指数一定时 WZ 模型的放电图像

比较在不同的放电阈值电压下放电通道的分形维数，可以得到图 2.11 所示曲线。可以看出不同电极形状下分形维数均随阈值电压的增大而减小。并且针板电极下的分形维数明显比圆形电极下的小，即电场越不均匀，分形维数越小，放电树枝越稀疏。

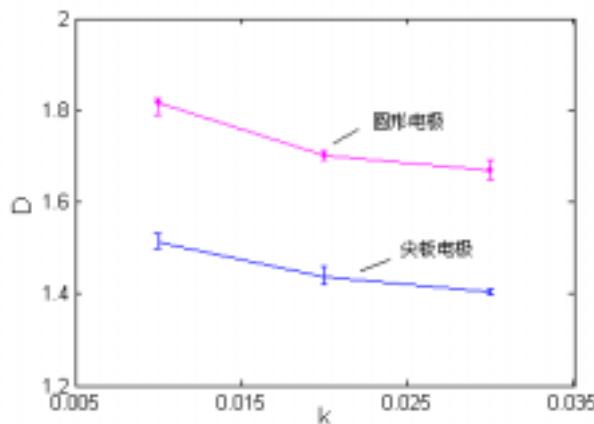


图 2.11 分形维数 D 与放电阈值电压的关系

2.2.3 仿真结果与实际图像的对比

众所周知，电压种类是影响固体电介质击穿电压的主要因素之一。冲击击穿电压比工频峰值击穿电压高；直流下损耗小，直流击穿电压也比工频峰值击穿电压高。高频下局部放电严重，发热也严重，其击穿电压最低^[29-31]。对于仿真模型中的参数放电阈值，分别是冲击击穿电压下的放电阈值高于工频击穿电压下的放电阈值，直流击穿电压下的放电阈值也高于工频击穿电压下的放电阈值。而由之前的仿真结果总结出的电树发展规律可知，模型的放电阈值越高，相应的分形维数越小。所以，由绝缘介质中电树发展的分形仿真理论可以推断出冲击击穿电压和直流击穿电压下放电树枝的分形维数要小于工频击穿电压下放电树枝的分形维数。

另外，在国内外对XLPE电缆电树的一系列研究中，总结了电缆电树的发展状况与电压、频率等参数的关系^[32-43]。XLPE电缆中的电树在低频电压下为稀疏的枝状电树枝，高频电压更易引发和长成丛状电树枝^[33]。一般随电压频率增加，电树枝的稠密度增加并在高频下逐渐变为丛状。这种电树疏密程度随频率变化的情况也可以由放电阈值的变化反映在仿真中。

图 2.12、图 2.13 和图 2.14 所示分别为实际情况下冲击电压、直流电压^[39]

和交流电压^[36]下的电树图像。在本文的放电仿真中，利用 WZ 模型，相应可以得到图 2.15(a) □ (b) 所示的电树图像。



图 2.12 实际冲击电压下的电树图像



图 2.13 实际直流电压下的电树图像

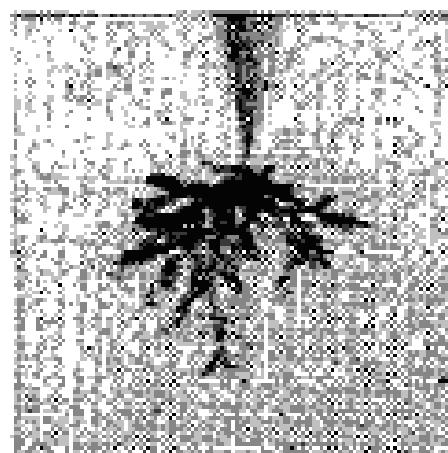


图 2.14 实际交流电压下的电树图像

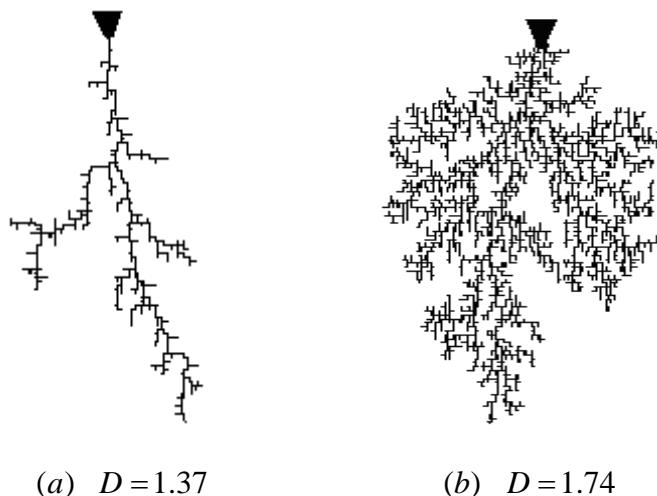


图 2.15 利用 WZ 模型仿真得到的电树图像

2.3 本章小结

分析 NPW 和 WZ 模型，二者在放电树枝发展的过程中都考虑到了电场因素和随机因素的影响。除此之外，WZ 模型还引入了放电阈值电压。在实际放电中，绝缘介质都有一起始放电电压，只有所施加的电压超过起始放电电压时绝缘介质内部才出现放电，并且放电树枝在很多情况下也会出现停止发展的现象。所以，放电阈值电压的引入使得仿真更加符合实际的情况。

由仿真结果可以看出 NPW 模型和 WZ 模型中各参数对放电树枝发展的影响。

(1) 发展概率函数中指数 η 的值越大，放电树枝的生长越依赖于局部电场强度，这时电场因素越占优势，即放电树枝更趋向于直线发展，分枝数少，分形维数小； η 的值越小，放电树枝的生长越不依赖于局部电场强度，这时随机因素占优势，分枝数多，分形维数大。

(2) 放电阈值电压越高，满足要求的待发展点越少，分枝数越少，分形维数越小；放电阈值电压越低，满足要求的待发展点越多，分枝数越多，分形维数越大。电场越不均匀，电场畸变越严重，分形维数越小，放电树枝越稀疏。

(3) 无论是 NPW 还是 WZ 模型，都较少涉及到空间电荷和局部放电对放电通道发展的影响，而实际放电中，空间电荷和局放对放电的影响是明显的，因此有必要引入空间电荷和局放到已有的模型中，进一步完善模型。

(4) 绝缘介质中树枝放电是由多种随机因素综合作用的结果，其随机放电模型

反映的也是在电场作用下各种微小而独立的随机因素综合作用的规律。但如果介
质微观结构、放电树枝生成环境存在着显著差异，或在放电过程中产生不可忽视
的附加因素（如空间电荷等），则会导致模型或模型参数的不同。

第三章 微堆层技术及其计算机仿真

微堆层绝缘是一种新型的绝缘形式，它是在绝缘层中规律的嵌入导电层而形成的高梯度绝缘结构，相对于传统的绝缘结构而言，微堆层绝缘结构具有更加优良的体击穿特性和沿面闪络特性。

本章是在前一章 WZ 模型仿真程序的基础上，根据微堆层的特殊结构，做出相应的修改，从而仿真出在微堆层结构下放电树枝的生长情况。另外，在 WZ 模型的基础上对另外一种嵌入新的绝缘层的绝缘结构也进行了仿真，从中可以看出一些电树发展的大体规律。

3.1 微堆层绝缘技术

3.1.1 微堆层绝缘技术的发展和应用

微堆层绝缘技术的概念可以追溯到 1980 年前后，Gray 和 Pillai 等人提出绝缘厚度的减小可以增加沿面闪络电场强度，绝缘支撑件中间夹入层状金属结构可以改善电场分布，提高绝缘子闪络特性。这个观点当时并没有引起重视，直到八十年代中后期，Elizondo 等人实验证明这种结构可以明显提高绝缘支撑件沿面特性。

采用微堆层绝缘结构将有利于解决直线感应加速器中的绝缘和束运问题，提高系统的性能。国外的研究结果表明，这种绝缘结构的绝缘子的沿面绝缘强度相对于常规的绝缘结构可以提高 1.5 到 4 倍，在加速器里的应用还可以减小横向阻抗，提高束流质量，具有显著的实际意义。预计基于微堆层绝缘结构的新概念电介质壁加速器 (Dielectric Wall Accelerator) 在同样传输能量的情况下，比常规加速器的尺寸小一个数量级。

微堆层绝缘结构不仅可以应用于新概念电介质壁加速器 (DWA)，而且可以应用于各种绝缘系统，如可以用于感应加速器腔中的绝缘环、用于注入器绝缘支撑以及用于 Z-pinch 装置和电力系统等，从而给脉冲功率系统和相关电磁产生和传输系统的小型化带来实质性的飞跃。

近几年来，随着技术的进步，微堆层绝缘结构的研究越来越趋向于实用化。

Caporaso 等人的研究表明，将 2cm 厚的微堆层绝缘子放置于二极管的阴阳极之间，施加电压为 440kV，半高宽为 20ns 的高压脉冲，在天鹅绒阴极发射束流为 1kA 的条件下连续工作而没有发生沿面击穿，即绝缘子表面的闪络阈值大于 220kV/cm。同样在 ETA-II 上的实验研究也显示了相似的结果：将厚仅 1cm 的微堆层绝缘子取代加速腔中 3.75cm 的传统绝缘材料，加速腔位于加速器的末端，工作电压提高一倍，在 2kA、6MeV、50ns 的束流条件下工作了 10000 次，没有沿面闪络现象，说明绝缘子表面闪络场强大于 175kV/cm。

我们知道，对于小间隙来讲，击穿电压 V 与距离 d 的根号成反比，即 $V = k / \sqrt{d}$ ，也就是说降低间隙距离可以提高击穿电场强度。微堆层绝缘结构可以认为是将大间隙改为小间隙的串联，对电场击穿强度应该有所裨益。

微堆层结构的研究目前潜在的优势和应用已经得到人们关注^[44-50]，目前有关微堆层绝缘结构的研究尚局限于实验室的小模型原理和机电特性研究、加工工艺复杂、造价不菲，需要研制能实际应用的绝缘支撑件，向更高的绝缘特性、更好的机加工性能、更大的尺寸、更经济的方向发展，以满足：1) 新概念加速器的需求；2) 加速器等相关脉冲功率元器件小型化的应用需求；3) 光刻技术、生物医学、油井勘探、炸药探测和 4) 电力系统等对高绝缘特性搞稳定性绝缘支撑等的需求。

3.1.2 微堆层绝缘技术的基本原理

要分析微堆层绝缘结构为什么能够提高闪络特性，首先要了解介质沿面闪络的发展过程。真空沿面闪络过程可以划分成三个阶段：闪络起始、闪络发展和击穿。目前国内学者们对闪络的起始及击穿环节形成了共识，普遍认为真空沿面闪络发生于绝缘体-真空-电极的三结合点附近，由场致发射或热-场致发射的电子引起；闪络的击穿是因为在绝缘体表面或其解吸附气体或绝缘材料热分解气体层内出现贯穿阴阳两极的放电通道而发生。闪络发展阶段实质是电子倍增的过程，人们对这一阶段的机理及相关细节却存在较多争议，基于不同假设和实验条件提出了多种解释。

根据电子倍增发生的位置，真空沿面闪络可分为两类：绝缘子表面上的沿面闪络和绝缘子表面下的沿面闪络。绝缘子表面上的沿面闪络机理最早由

V.H.Boersch 等人提出，经过很多人的完善，最后由 R.A.Anderson 等人提出较为完整的二次电子崩理论（Secondary Electron Emission Avalanche，SEEA）。绝缘子表面下的沿面闪络机理由 J.P.Vigouroux 等人提出，后经 C.Le Gressus、T. S. Sudarshan、R.V.Latham、G.Blaise 等人完善，形成基于载流子入陷、脱陷的电子触发极化弛豫理论（Electron Triggered Polarization Relaxation，ETPR）。这个理论受到越来越多学者的关注与接受。二者比较起来，绝缘子表面上的沿面闪络机理接受程度最大。

在真空沿面闪络特性理论研究中，二次电子崩过程是解释闪络过程的重要物理模型。利用二次电子崩可以定性的解释微堆层具有良好耐压性能的原因。在有外加电场时，真空、绝缘体和阴极电极相交的三结合点处成为高场强点。在电场的作用下，阴极发射电子，这些电子在电场和磁场的共同作用下碰撞绝缘体表面，在能量足够大时会产生二次电子的释放，从而导致绝缘体表面滞留正电荷，吸引更多的电子，使得这种效应逐步升级，最终导致表面击穿。在这个放电过程中，除了外加电场的作用之外，空间电荷的积累和分布起着非常重要的作用。表面放电形成的尺度为几百微米数量级，如果能够在这个范围内在放电路径上设置金属导电结构，影响空间电荷对放电过程的作用，就可以使绝缘体的耐压水平大大提高。

从介质沿面击穿过程的分析可以推断微堆层结构提高绝缘支撑件沿面击穿特性的原因。图 3.1 所示为微堆层绝缘结构抑制沿面闪络的示意图。由真空中二次电子发射模型可以知道，电场作用下的阴极发射使得电子在电场和磁场的共同作用下撞击绝缘介质表面产生二次电子发射，这样，在介质表面的局部区域会产生大量的正电荷，此时介质表面受到合成场的作用——外加电场、介质极化场和空间电荷场，这些空间电荷加强了介质表面的电场畸变，促进沿面击穿的进一步发展。如果采用了微堆层绝缘结构，分布在绝缘层间的导电层能够及时地将正电荷分散开来，这样就减少了空间电荷的局部聚集，降低了空间电场，并且当电子到达导电层时，也会分散开来而不是继续发展新的二次电子发射，这样就抑制了沿面击穿的发展。

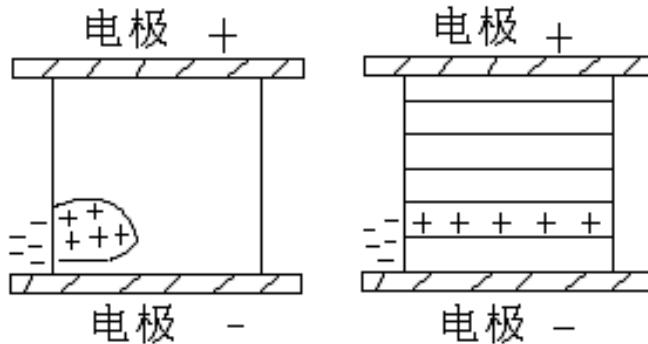


图 3.1 微堆层绝缘结构抑制闪络示意图

在微堆层绝缘结构中，金属导电层的加入可能会在两个方面对原有结构产生影响：(1) 金属导电层会影响到绝缘介质内部的电场分布，即当电树结构发展到金属导电层处时，金属导电层所在位置的电位全部被强制为同一个值；(2) 金属导电层可能会对空间电荷的分布造成影响，这一点可以通过静电场的知识加以考虑。电场和空间电荷分布的变化都可能会对微堆层的沿面闪络特性造成影响，而这两点又可以和仿真中要考虑的模型参数相对应。所以在仿真中，对电场和空间电荷这两个因素都是需要着重考虑的问题。另外，因为微堆层绝缘结构中两导电层间的厚度（如图 3.2 所示）选取不同的数值时，可能影响到电场和空间电荷的分布，所以要着重研究当导电层间厚度取不同值时对微堆层绝缘结构沿面闪络特性的影响。这些工作都是在第二章中 WZ 模型仿真程序的基础之上进行的，在具体实现的过程中，电场分布的变化就要通过对放电分形仿真模型中电场计算部分强制边界条件的修改来实现，而空间电荷的分布将在下一章着重进行研究。

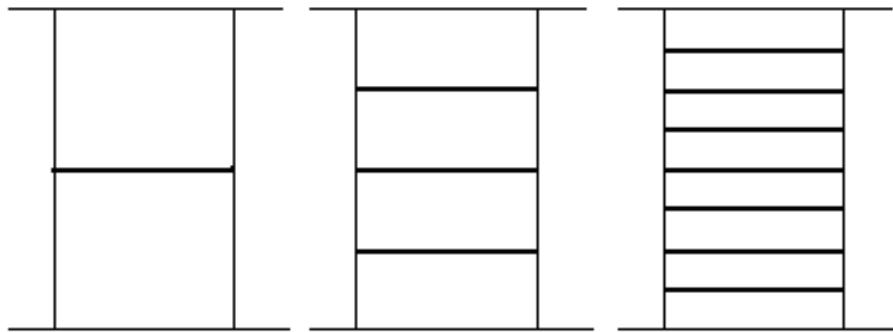


图 3.2 导电层层间厚度不同的微堆层绝缘结构

以下两节中对电树发展模型的仿真和分析均是基于第二章中 WZ 模型的程序。首先讨论了在绝缘介质中嵌入金属导电层（即微堆层绝缘结构）后电树的发

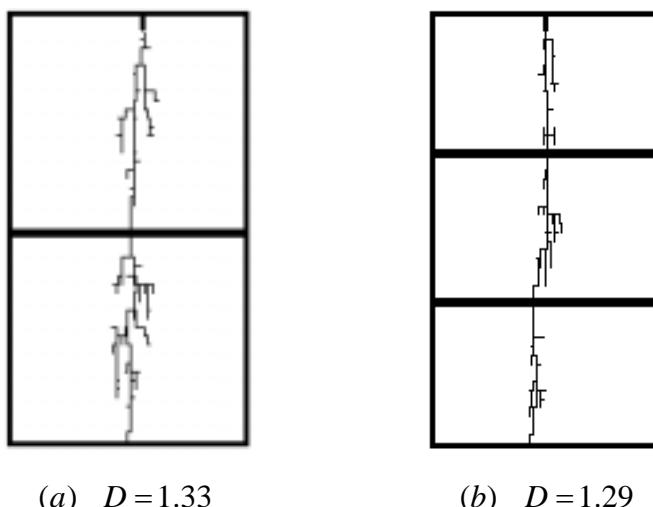
展变化，在这个新模型的启示下，进而讨论了在绝缘介质中嵌入绝缘屏障后的电树发展变化。对这些新模型的仿真都是通过改变原有 WZ 模型中的参数设置或是计算电场分布时的强制边界条件来完成的。

3.2 嵌入金属导电层的绝缘介质中电树发展模型

在绝缘介质中嵌入金属导电层的计算机仿真通过对电场分布中强制边界条件的修改来完成的。

WZ 模型的基本原理如第二章中所述。放电仿真在针板电极结构中进行，其中针极电势 $\varphi = 1$ ，板极电势 $\varphi = 0$ 。对微堆层的仿真，即在绝缘介质中嵌入若干层金属层，其基本的仿真步骤不变，只是在电树的生长过程中加入了对金属层的考虑。仿真的重点集中在绝缘介质中嵌入不同层数的金属层会对绝缘介质中的电树发展产生什么样的影响。当在绝缘介质中嵌入若干层金属层后，在电树还未发展的时候，绝缘介质就已经相应被分割成若干个部分，其中金属层所在区域的电势值都相同。当电树发展到金属层处，金属层所在处的电势值都被强制相同，且等于电树与金属层接触处的该点电势。

图 3.3 (a) (b) 所示为在绝缘介质中嵌入层数不同的金属层情况下得到的电树生长图形。图 3.4 所示为没有嵌入金属层时绝缘介质中的电树仿真结果。



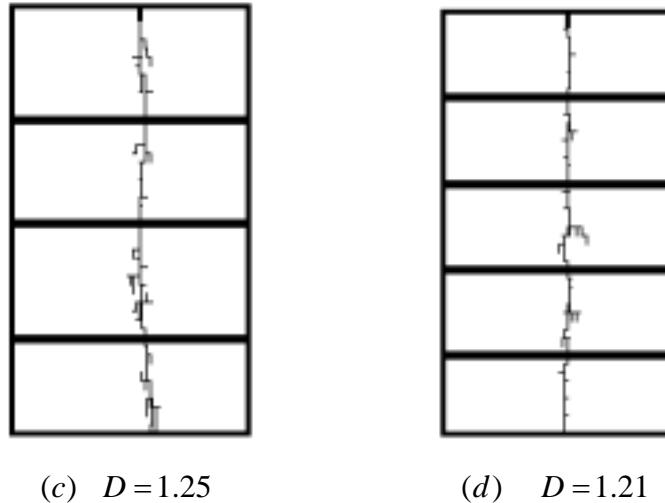


图 3.3 嵌入不同层数的金属层绝缘介质中电树仿真结果

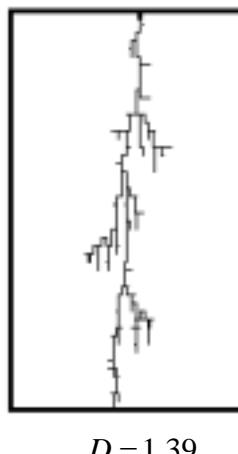


图 3.4 没有嵌入金属层时绝缘介质中电树仿真结果

图 3.5 所示为分形维数与嵌入金属层层数之间的关系，其中 n 表示嵌入的金属层的层数， D 表示电树的分形维数。没有嵌入金属层时，绝缘介质中电树的分形维数近似为 1.39。由图中可以很明显地看出，在绝缘材料中嵌入金属导电层后，与没有嵌入金属层时的情况相比，电树的分形维数减小。从图中还可以发现，随着嵌入的金属层层数的增加，绝缘介质中电树的分形维数逐渐减小。这主要是因为，当在绝缘介质中嵌入金属导电层后，金属导电层使得针板电极之间的电场变得更均匀，这在某种程度上减小了局部强电场存在的可能，从而满足发展条件的点变少，分形维数减小。图 3.6 所示为 WZ 模型中电树的分形维数与放电阈值之间的关系。从图中不难看出，随着放电阈值的增加，分形维数不断减小。所以，我们可以反推出，嵌入金属导电层等效于提高了绝缘材料的放电阈值，并且加入

的金属导电层数越多，相应的放电阈值提高得越多。

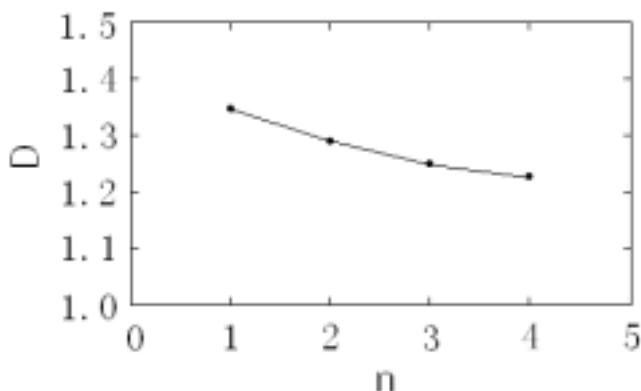


图 3.5 分形维数与嵌入金属层层数的关系

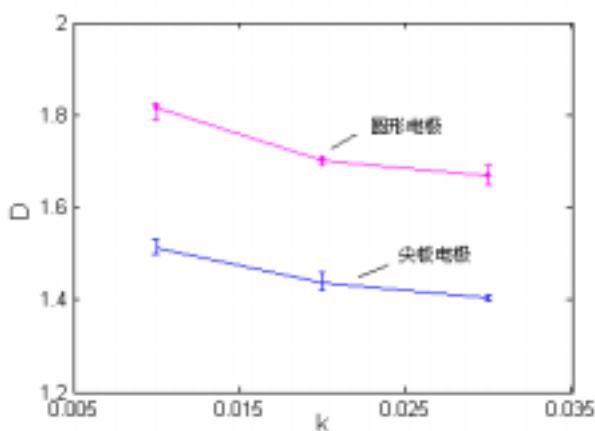


图 3.6 分形维数与放电阈值电压的关系

在微堆层绝缘结构中，金属导电层的嵌入使得两电极之间的电场趋于均匀，用 WZ 模型仿真得到的这些结果大体上体现了金属导电层的嵌入对绝缘介质中电场分布及相应的电树发展的影响。

3.3 嵌入高耐电强度的屏障薄层的绝缘介质中电树发展模型

绝缘介质中的击穿现象是一个复杂的过程，放电击穿具有一定的随机特性，其放电通道具有向树枝状发展的趋势。随着对绝缘介质中放电仿真模型的不断改进，对处于不同情况下的绝缘介质中的电树生长的研究也不断深入^[44-50]。本节主要是通过对电树生长模型的仿真，讨论在绝缘介质中嵌入屏障后，不同界面的屏障薄层会对其中的电树生长产生什么样的影响，以及怎样利用这种影响提高绝缘介质的绝缘强度。

3.3.1 电树生长模型

本节中所介绍的电树生长模型是在已有的 WZ 模型的基础上 ,通过引入新的模型参数 ,加以改进所得到的。

在本节中所介绍的新的绝缘介质中的击穿模型同 WZ 模型一样 ,假定为传导性离子体通道 ,其中没有空间电荷。因此电场是准静态的 ,可以通过用二维有限差分的方法求解拉普拉斯方程来计算电场分布。本模型对 WZ 模型的改进是引入了用来描述局部电气性质的参数 ,即耐电强度^[44]来描述不同的材料。在这个新模型中 ,耐电强度是一个时间的度量 ,它用来表示一种绝缘介质承受一个特定的电场直到它击穿为止所经过的时间。因此 ,单个绝缘单元 i 如果经过了一个时间 T ,而这个时间上对它的局部场强 $E(t)$ 的积分等于这个单元的耐电强度 $bs^{[44]}$,则这个绝缘单元被击穿。

$$\int_0^T (E_i(t) - E_c)^k dt = bs \quad (3.1)$$

在模型中 ,因为在每次的时间步长内认为各点的电势是不变的 ,因此

$$(E_i - E_c)^k \times T = bs \quad (3.2)$$

从而得到

$$E_i = E_c + \sqrt[k]{\frac{bs}{T}} \quad (3.3)$$

令 $E_c + \sqrt[k]{\frac{bs}{T}} = E'_c$ (3.4)

得到 $E_i = E'_c$ (3.5)

即当 $E_i = E'_c$ 时 ,这个绝缘单元被击穿。

这里 , E'_c 为考虑了耐电强度后的放电阈值。在 WZ 模型中 ,放电阈值 E_c 是用来定义起始放电电场的参数。同 WZ 模型一致的是 ,只有当局部场强 $E_i(t)$ 超过放电阈值时 ,对绝缘的破坏才能发生 ,不同的是在新模型中放电阈值由 WZ 模型中的 E_c 变为现在的 E'_c 。因为在仿真中采用等步长 ,所以可以通过计算各点电势来代替对场强的计算。为简单起见 ,这里把参数 k 的值设定为 1 并且忽略电

树通道内部的电压降。根据材料的不同电气性质，对屏障单元和绝缘材料单元的耐电强度赋予不同的值。这里，由式(3.4)可以看出，当考虑了耐电强度这个参数之后，不同单元的放电阈值随之发生了变化。对绝缘材料单元和屏障单元而言，它们具有不同的耐电强度 b_s ，因而与之对应的放电阈值也不相同。当屏障单元的耐电强度高于绝缘材料的耐电强度时，相应的，它的放电阈值也高于绝缘材料的放电阈值。

3.3.2 仿真结果及讨论

对模型的计算机仿真是利用 MATLAB 工具进行模拟的。

(1) 嵌入界面完整的屏障

在仿真中，嵌入的屏障的耐电强度远远高于周围绝缘材料的耐电强度。首先仿真的是在绝缘材料中嵌入一块界面完整的屏障薄层。

图 3.7 和图 3.8 所示分别为没有嵌入屏障和嵌入屏障时的电树生长情况。通过仿真结果可以看出，电树没有可能穿过屏障，因此它只能沿着屏障传播，并且没有嵌入屏障时的电树比嵌入屏障时的电树发展步数明显少很多，这就表明，当在绝缘介质中嵌入屏障后，电树发展时间延长了，从而击穿时间也相应延长。这种现象可以通过式(3.4)来进行解释。当在绝缘介质中嵌入屏障之后，由于屏障的耐电强度 b_s 比绝缘介质的耐电强度大很多，因此由式(3.4)可以看出，在相同的放电阈值 E_c 下，耐电强度 b_s 大的材料其真正的放电阈值 E'_c 也大。由于假定屏障的耐电强度远大于绝缘介质的耐电强度，所以屏障的放电阈值 E'_c 也相应的远大于绝缘介质的放电阈值，所以电树发展到屏障处之后没有办法穿过屏障，而只能沿屏障表面发展。这样，在嵌入屏障之后，电树还是只能在原来的绝缘介质中发展，不同的是嵌入了绝缘屏障之后，当电树发展到屏障处时，它没有办法穿过屏障，而只能绕过屏障发展，电树到达对面板极之前所经过的平均距离增加了，这就相当于增加了原来的绝缘介质的厚度，从而提高了整个介质的绝缘性能。图 3.9 所示为嵌入屏障前后的介质等效厚度的变化，由图中可以很明显地看出，屏障的嵌入使得介质的等效厚度大大增加，这就给绝缘性能的提高提供了可能。

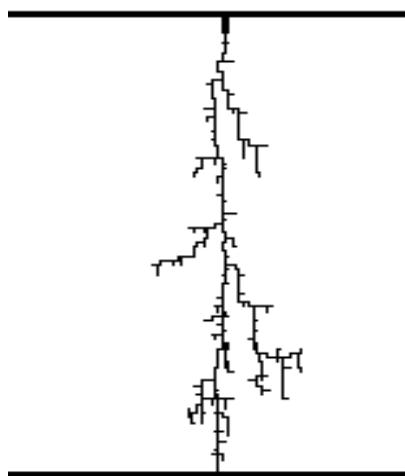


图 3.7 没有嵌入屏障时的电树

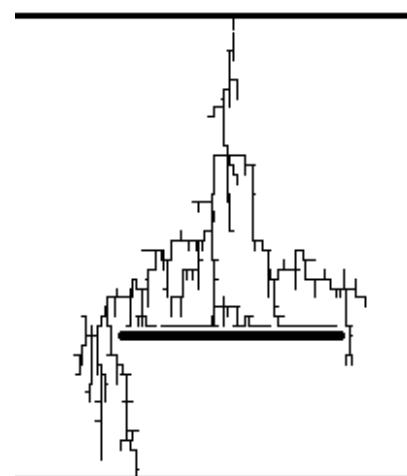


图 3.8 嵌入界面完整的屏障时的电树

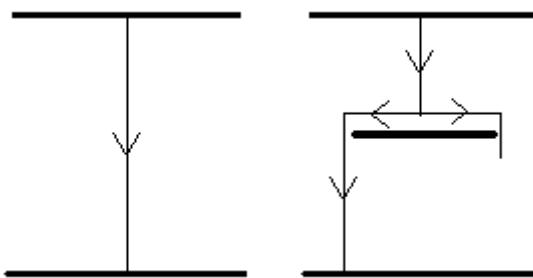


图 3.9 嵌入屏障前后的介质等效厚度的比较

(2) 嵌入界面不完整的屏障

当嵌入的屏障界面不完整时，得到的仿真结果如图 3.10 所示。在图 3.10 的情况下，在绝缘介质中嵌入了三层屏障薄层。

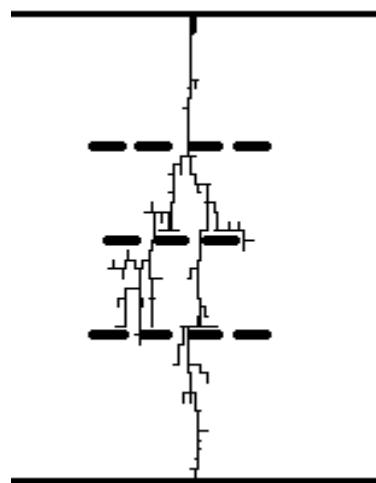


图 3.10 嵌入界面不完整的屏障的电树

将图 3.7、图 3.8 和图 3.10 进行对比可以发现，当嵌入的屏障界面不完整时，击穿所需要的时间小于嵌入完整屏障时的击穿时间，而大于没有嵌入屏障时的击穿时间。

对以上仿真结果进行分析可知，由于嵌入的屏障界面不完整，使得该界面中不同区域的耐电强度也不尽相同。当电树发展到屏障处时，虽然因为屏障的存在限制了电树的发展方向，但由于界面处存在耐电强度小的区域，使得电树能在这些区域进行发展，从而使得击穿所需的平均距离显著减少。

以上仿真中嵌入的绝缘层的耐电强度远大于原介质的耐电强度。另外，当嵌入的绝缘层的耐电强度只是比原介质稍微大一些时，也进行了一些仿真，如图 3.11、图 3.12 所示。为清楚看到屏障中的电树发展情况，图 3.12 中的屏障用透明显示。在两图中，绝缘介质都被击穿，并且在绝缘层内部也有电树生长。计算二者的分形维数并比较得到，嵌入绝缘层后的分形维数小于没有嵌入绝缘层时的分形维数。在 WZ 模型中有结论，电树的分形维数随放电阈值的增加而减小。嵌入绝缘层后电树的分形维数减小，因此可以推断，嵌入绝缘层等效于提高了整个绝缘介质的放电阈值。这可以解释为，电树在嵌入的绝缘层中也可以生长，而绝缘层内的放电阈值高于原介质，因此该部分较之于原介质是更限制电树的发展的，于是等效的放电阈值提高，所以电树的分形维数相应减小。

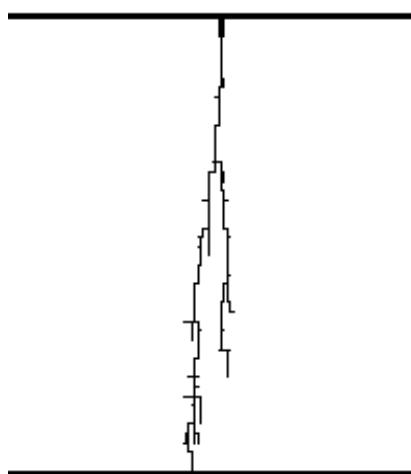


图 3.11 没有嵌入屏障时的电树

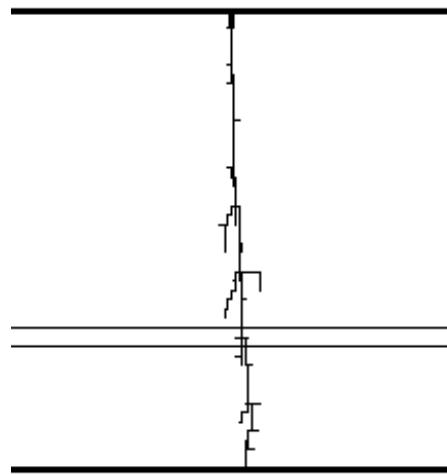


图 3.12 嵌入屏障时的电树

基于以上分析，猜想绝缘屏障的嵌入可能会对绝缘性能的提高有一定的作用。进一步改变模型参数，对没有嵌入绝缘屏障以及嵌入绝缘屏障的情况进行仿真。这里嵌入屏障的耐电强度远大于原介质的耐电强度，得到的仿真图像如图

3.13、图3.14所示。由图3.13和图3.14可以看到，没有嵌入屏障时介质被击穿，而同样的参数下，嵌入屏障后介质没有被击穿，而是在绕过屏障的过程中就停止发展了。这就验证了之前的猜想。

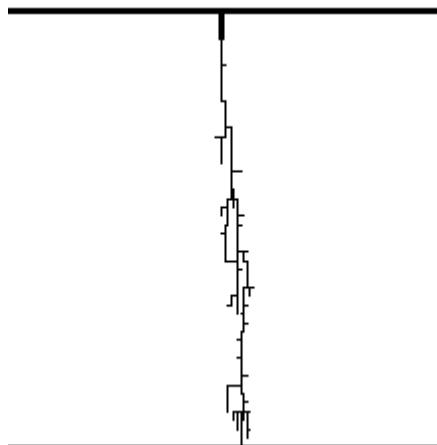


图3.13 没有嵌入屏障时的电树

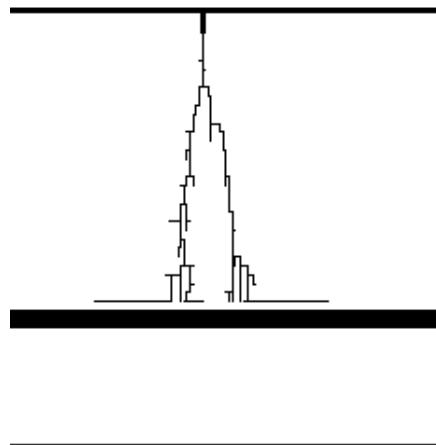


图3.14 嵌入绝缘层时的电树

图3.15所示为实际中嵌入绝缘屏障之后的电树发展图像^[47]。将图3.14和图3.15对比得到，在实际图像和仿真图像中，嵌入绝缘屏障后的电树发展趋势大体相同。

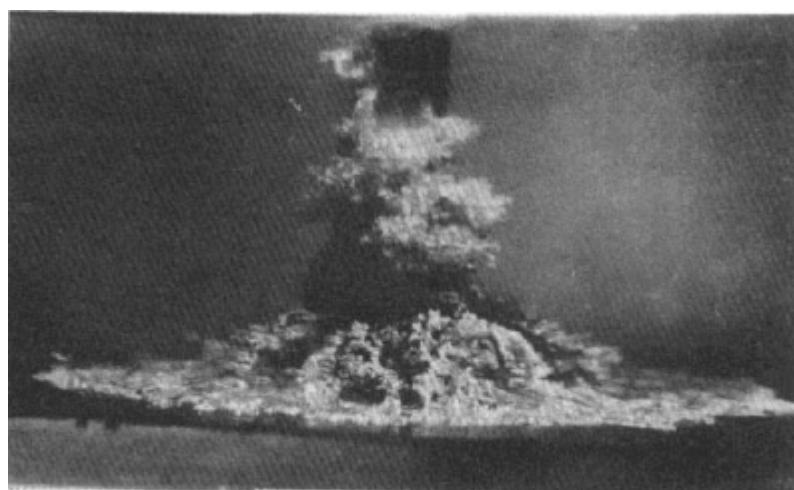


图3.15 实际中嵌入绝缘屏障后的电树发展图像

3.4 本章小结

本章在WZ模型的基础上通过改变一些参数设置，模拟了在绝缘材料中嵌入金属导电层和嵌入绝缘层两种不同情况下的电树发展。通过对分析，对嵌入金属导电层和嵌入绝缘层对电树发展的影响有了初步的认识。

(1) 对微堆层的仿真，在绝缘材料中嵌入金属导电层后，与没有嵌入金属层相比，电树的分形维数变小，并且随着嵌入的金属层层数的增加，分形维数逐渐减小。这主要是因为，嵌入的金属导电层使得针板电极之间的电场变得更均匀，这在某种程度上消除了局部强场，从而满足发展条件的点变少，分形维数减小。通过 WZ 模型的仿真结果可知，随着放电阈值的增加，分形维数不断减小。所以，我们可以反推出，加入金属导电层等效于提高了绝缘材料的放电阈值，并且加入的金属导电层层数越多，相应的放电阈值提高得越多。

(2) 在绝缘材料中嵌入耐电强度更大的绝缘层后，电树沿着绝缘层周围进行发展，平均击穿距离增大。这主要是因为，当嵌入绝缘层后，在绝缘材料的不同位置，相应的放电阈值是不同的。因为嵌入的绝缘层的耐电强度与原来的绝缘材料相比很大，所以它的放电阈值也远大于原来的绝缘材料，因此当电树发展到绝缘层后，它无法穿过绝缘层，而只能沿着绝缘层周围发展。嵌入绝缘层和没嵌入绝缘层相比，电树的发展都是在原来的绝缘材料中进行的，只是因为嵌入了绝缘层，电树就需要在到达绝缘层位置后，绕开绝缘层进行发展，这就相当于增加了原来绝缘材料的厚度。

(3) 微堆层可以提高绝缘材料的击穿性能，一方面是因为金属导电层的嵌入使得电极之间的电场分布更加均匀，另一方面也是因为金属层分散了积聚的电荷，从而减弱了电荷的影响。因为在 WZ 模型中尚未考虑到空间电荷和局部放电对电树发展的影响，所以在本章中的仿真只是着重考虑了前一方面的作用。当在模型中加入对空间电荷和局部放电的考虑之后，对微堆层的仿真研究将更加接近实际的情况。

第四章 引入空间电荷的三维放电仿真模型

当作为绝缘材料的电介质所承受的电场强度超过一定限值时就会失去绝缘能力而损坏。若强场区域局限于较小范围时，则电介质可能只是局部损坏，发生局部放电。若强场区域范围很大，则电介质将全部失去绝缘性能，造成电极间短路，即电介质被击穿。电介质耐受电场的限度称为临界电场强度，它除了与材料、工艺有关之外，还与电极形状、极间距离、电场不均匀程度、散热条件等因素有关。分析绝缘介质内电场的主要目的是，在规定的电压和一定的绝缘条件下，使最大电场强度不超过允许值。

局部放电，顾名思义，是一种发生在电位差不同的两电极之间的绝缘介质局部区域的电击穿现象。放电局域化是由于限制在某一个比导体间间隙或空间尺度小得多的区域内电场集中的结果。电场集中于绝缘介质内，例如，由于固体电介质中的气泡，或者在电介质—导体，或电介质—电介质界面间的气隙等引起的宏观性质突变有关。

局部放电本身会自熄，这一特征产生的根源是，离开该处一定区域之外的电场强度太低，以致不能维持放电继续增长，或者是放电期间产生的表面或空间电荷的积累将局部电场强度降低到不足以维持放电的水平，这可视为一种负反馈。由于其自熄性，局部放电过程呈脉冲特征，在外电路会引起电流脉冲。

Bahder 等依据高聚物中由于链堆积的缺陷而形成自由体积的理论认为，在高聚物内存在着连接气泡与微气泡并贯穿它的微小通道网络，电离气体分子形成的空间电荷将从放电流柱注入到这种微通道内。同时，这些电荷将穿过分枝的微通道网络呈树枝分形结构向前发展。在电荷分枝的顶端，电场极大地增加，从而使电荷继续向前运动。随着电荷不断分开成分支，它的密度下降，分枝顶端的电场变弱。他假设作为击穿的判据是，在外加电场超过局部放电的起始电场，但低于击穿场强的时候，分枝顶端的局部电场最终会降低至低于树枝进一步扩展的电场。对于密集分枝结构，随着树枝结构的延长和进一步分枝，电荷将更加迅速地减少。最大多数电荷是穿过树干运动，因此假设在树干区内破坏最严重，只要放电继续进行，此区域的直径将不断增大。

可以预计，快速电压上升（即脉冲条件）这一非稳态条件将导致较低的击穿

场强。此时电荷将更快地穿过自由体积形成的网络中的有较大直径或相对于外加电场更利的形状或取向。由于电荷运动很少转到侧向分枝及它们之间的屏蔽效应下降等作用，电荷顶端的电场将加强。

绝缘介质中电树通道的传播以及后来电极间隙的贯通是固体绝缘破坏的主要原因之一。放电通道起始于由于一些缺陷（如电极粗糙、断裂和真空间隙）引起的局部高场强区。开始之后，放电树枝就是通过局部放电和已经存在的充气电树通道穿过电极间隙进行生长的。局部放电引起了局部场强的增加和对介质材料中通道周围的破坏，这些也最终导致新的电树通道的形成。局放的参数取决于电树的形式和生长的方式。因此，局放现象和电树的生长是同时发生的过程，它们共同引起了绝缘等级的降低。电树的生长和局放现象，除此以外，也决定于绝缘材料的物理性质、电极的几何结构、外施电压的频率和幅值等。

在不同绝缘介质中的放电树枝有很多共同的特征。电树通道的生长是随机的，并且形成了分枝状或灌木状的结构。而且，在电树发展的初期，电树生长速度随时间减慢，而在最后的阶段则加速生长。另外，外施电压幅值和频率的变化会对电树和相应的局放产生相似的影响。

确定性模型和随机模型都能用于描述电树的生长，但电树的不规则分形结构只能通过应用随机规则来产生。从 NPW 模型及 WZ 模型以来，人们对绝缘介质中的放电仿真研究不断深入，仿真图像也越来越接近于实际中得到的放电图形。

本章中的模型^[12]描述了通过分枝通道的传播所进行的电树生长。新通道的形成由两个主要方面控制：在绝缘材料中已有通道周围的破坏积聚和局部电场的分布。破坏是由通道中的局放现象产生的。假定破坏增量正比于由于局放在通道中释放出的能量。两种情况下会发生新通道的形成。首先，局部破坏的值（即每单位长度通道的能量）达到一个特定的临界值 W_c 。第二，邻近这个破坏通道的电场超过一个临界值 $E_c d$ 。当这两种条件满足时，电树继续向前发展形成新的通道。新通道的发展方向随机决定于局部电场的分布。这个对电树发展方向的随机选择的应用反映了绝缘介质的不均一性和实际电树生长过程的波动。

4.1 模型简介

4.1.1 NPW 模型和 WZ 模型的局限性

在传统的 NPW 模型和 WZ 模型中，电树通道的生长是由局部电场随机决定的。电树的生长概率与局部场强的幂成正比，电场分布由 Laplace 方程给出，通过有限差分法迭代计算得到。通过 NPW 模型和 WZ 模型可以很好描述电树通道发展的分形方面，但是在局部放电和由局部空间电荷产生的真实电场分布方面还有其局限性。本章中所介绍的这种模型同时考虑了电树的生长以及电树通道中的局放现象。

在 NPW 和 WZ 模型中，仿真是在网格中进行的。介于两电极之间的绝缘介质离散为一系列的网格点，其中每个网格点都用电场强度这个参数来描述。受规则的网格点所限，所以电树中的每个点可能的发展只有上下左右四个方向，并且电树通道的直径就认为等同于网格。这使得仿真得到的图形只能大致得反映电树通道发展的趋势。

为了解决这个问题，在本文的模型中，仿真是在三维空间进行的，使用库仑定律和电场叠加原理来计算电场的分布情况。电树结构和针电极用一系列点电荷来进行模拟，针电极用椭圆抛物面来模拟，它由一系列点电荷构成。电势为零的板电极对电场分布的影响使用镜像的方法来实现，即在板电极下方相应位置处放置相反极性的等量的镜像电荷，这样就可以保证在仿真的过程中板电极电势始终为零。没有电树通道时的初始电场分布就是一个针板电极结构，可以用一系列椭圆抛物面上的点电荷来模拟针极。每个针极点的电荷值通过迭代来调整，从而使针极电势维持外施电压的给定瞬时值 $\varphi(t)$ 。电树通道由很多等间距的点电荷的序列来模拟。所以可以看到，电树通道是由相邻的球体连接而成的结构，如图 4.1 所示^[12]。其中球体的半径 $r = d / 2$ 。在这个仿真模型中球体半径是一个非常重要的参数，因为它决定了仿真的最小空间尺度。

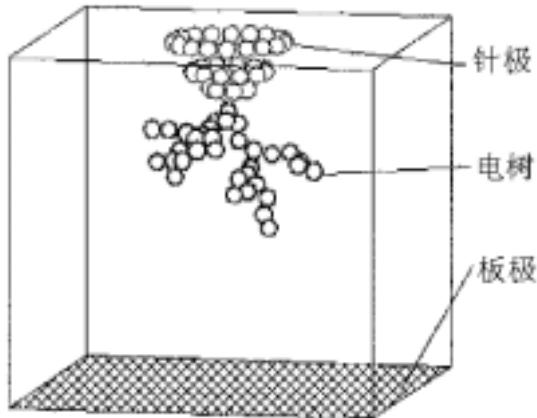


图 4.1 电极结构

4.1.2 三维仿真模型的电树生长机理

为了仿真电树发展的时变情况，在模型中引入了等间隔 Δt 的离散时间步长。其中间隔 Δt 必须足够小，以区分各次的局放现象。每个时间步长 n 对应于各个时刻 $t_n = n\Delta t$ ，每个球体的状态由特定破坏能量 W_i^n 和电荷 q_i^n 这两个参数来描述，其中 i 是球体编号。第 i 个球体的电势 φ_i^n 通过计算由其自身电荷 q_i^n 和所有其他电荷 q_j 产生的电势之和得到。

$$\varphi_i^n = \frac{q_i^n}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} + \sum_{j \neq i} \frac{q_j^n}{4\pi\epsilon\epsilon_0 |\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad (4.1)$$

这里， \vec{r}_j 表示实际电荷或镜像电荷 q_j 的位置， ϵ 和 ϵ_0 分别为相对介电常数和绝对介电常数。等式(4.1)中后一项的求和部分考虑了包括电树结构、针极和镜像电荷在内的所有电荷(不包括实际中第 i 个电荷)。在每次时间步长中，都遵循以下操作：

- 1、根据施加到针极的电压和电树中各点电荷对针极电荷进行调整，以确保针极电压等于外施电压；
- 2、电树结构中局部放电现象的仿真，局部放电过程中的树中各球体的特定破坏能量和电荷的变化；
- 3、通过把新的球体添加到已经存在的结构或者是针极尖端来模拟电树生长。

用于模拟针极的所有球体的电势都等于外施电压的瞬时值。假设一共有 x 个球体来模拟针极，则这些球体的电势值就是 x 个未知数。当认为树中各球体的电

荷值为常数时，将针极各球体的电势值以及电树中各球体的电荷值代入式(4.1)，就可以得到 x 个关于针极各球体的电荷值的线性方程。 x 个未知数 x 个方程，则可以用迭代的方法求解得到针极各球体的电荷值。

模拟是以时间步长为单位进行的。在每个时间步长中模拟一个局放。电树通道被分为以相邻两个球体之间为一个单元的很多部分，每个单元可能处于传导和非传导两种状态。传导状态对应于相邻两个球体之间有放电发生，非传导状态则对应于这两个球体之间没有放电发生。在每个时间步长内，最初各单元均处于非传导状态，并且在这个时间步长内的每一步循环过程中都要计算各单元的状态、树中各球体的电荷值以及电势值。在时间步长 n 起始时，所有单元的状态都处于非传导状态，所有球体的电荷值和电势值都等于在前一次时间步长 $n-1$ 中得到的电荷值和电势值。

$$q_i^n(0) = q_i^{n-1} \quad \varphi_i^n(0) = \varphi_i^{n-1} \quad (4.2)$$

在每个迭代步骤中，所有单元的状态都由下述规则控制和改变。两个球体 i 和 j 之间的电势差为

$$\Delta\varphi_{i,j}^n(k-1) = \varphi_i^n(k-1) - \varphi_j^n(k-1) \quad (4.3)$$

当这两个球体之间的电势差大于阈值电压时，就转变为或保持传导状态，如式(4.4)所示：

$$\Delta\varphi_{i,j}^n(k-1) > E_r d \quad (4.4)$$

当这两个球体之间的电势差小于阈值电压时，就转变为或保持非传导状态，如式(4.5)所示：

$$\Delta\varphi_{i,j}^n(k-1) < E_r d \quad (4.5)$$

在传导状态下会有电荷沿球体之间的单元移动，移动的电荷量正比于两球体之间的电势差 $\Delta\varphi_{i,j}^n(k-1)$ ：

$$\Delta q_{i,j}^n(k) = \theta \Delta\varphi_{i,j}^n(k-1) \quad (4.6)$$

这里 θ 是迭代系数。为 θ 选取合适的数值以达到迭代过程最快的速度并保持稳定性。在电荷移动的过程中，属于传导部分的球体的电荷值发生了变化

$$q_i^n(k) = q_i^n(k-1) - \sum \Delta q_{i,j}^n(k) \quad (4.7)$$

式(4.7)中的求和包括了所有通过传导部分与 i 球体相连的球体。按照以上步骤计算完树中各球体的电荷值的变化以后,再调整针极各球体的电荷值从而保持给定的针极电势。电树中各球体的新的电势值由针极和电树中各球体的新的电荷分布按照式(4.1)计算得到。在每一步迭代中,都要计算与属于传导单元的球体相关的破坏能量的增加。所谓破坏能量反映的是绝缘介质击穿过程中的累积效应。在多次施加同样同幅值电压时,若每次都产生一定程度的绝缘损伤,则绝缘的损伤可逐步累积。破坏能量是指(单位通道长度)在局放过程中释放出来的可能形成一个新的通道的能量。特定破坏能量的阈值设为 W_c 。特定破坏能量的增量等于单位通道长度由于所考虑的点及其相继点之间的电荷移动所释放出的能量,如式(4.8)所示:

$$\Delta W_i^n(k) = \Delta q_{i,j}^n(k) \Delta \varphi_{i,j}^n(k-1) / d \quad (4.8)$$

迭代一直进行到没有一个单元处于传导状态时为止。第 n 次时间步长之后的树中各球体的电荷值以及电势值由这个时间步长内最后一次迭代时的值决定,如式(4.9)所示:

$$q_i^n = q_i^n(k_l) \quad \varphi_i^n = \varphi_i^n(k_l) \quad (4.9)$$

局放的轨迹包括了在迭代过程中至少有一次处于传导状态的所有单元。当局放在时间步长内完成后,就可以通过在原来的结构中添加新的球体来模拟电树的生长。如果特定破坏能量值达到或超过其阈值 W_c ,则新的球体就可能被加在原来树中的球体上,如式(4.10)所示:

$$W_i^n \geq W_c \quad (4.10)$$

对树中的每一个球体都要判断是否满足式(4.10)。如满足条件,则这个球体就有各个位置可能与之连接,如图4.2所示。这使用了上下左右前后六个可能位置。新的球体与树中球体的连接是随机的,但是要保证新的球体不能跟已经存在的球体相交。在电树中各球体的周围所有待发展的球体组成一个集合,已知针极和电树中各球体的电荷值,由式(4.1)就可以求得这些球体所在处的电势值。在下面选择新的球体时,就是通过比较求得的这些球体和电树中球体之间的电势差,利用发展概率函数来进行随机选择。图4.2所示为针极及已经发展了一部分的电树结构^[12],其中黑色的球体用来表示针极和已经存在的电树结构,而虚线

绘制的球体则用来表示电树球体周围待发展的球体。

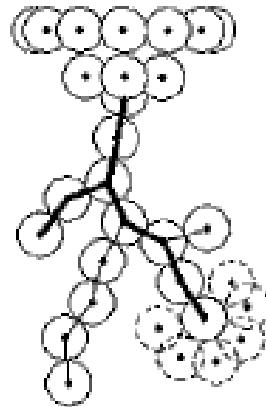


图 4.2 电树及其可能发展位置

选择好电树中各球体周围的待发展球体并计算它们的电势值之后 ,就要利用电树发展规则对这些待发展球体进行选择。在这个模型中 ,电树的发展可能会出现以下三种情况 :

- (1) 当电树周围有满足 $\Delta\varphi > E_b d$ 的球体时 ,这些满足条件的球体都进行发展 ,而其他点则不予考虑 ;
- (2) 当电树周围没有球体满足 $\Delta\varphi > E_b d$ 但有满足 $\Delta\varphi > E_c d$ 的球体时 ,新球体的位置选择随机决定于一个正比于所考虑的电树球体和新球体之间电势差平方的概率 ; $\Delta\varphi$ 小于 $E_c d$ 的球体概率为零 ,如式 (4.11) 所示 :

$$P = \begin{cases} \Delta\varphi^2 / Z & \Delta\varphi > E_c d \\ 0 & \Delta\varphi \leq E_c d \end{cases} \quad (4.11)$$

其中 Z 是归一系数

$$Z = \sum (\Delta\varphi)^2 \quad (4.12)$$

这里的求和考虑了在所有满足 $\Delta\varphi > E_c d$ 条件的所有待发展的球体。

- (3) 当电树周围没有球体满足 $\Delta\varphi > E_c d$ 时 ,电树停止发展。

当电树的生长发生时 ,就要从特定破坏能量中减去破坏能量阈值 ,新连接的球体的特定破坏能量和电荷值认为等于零。当电树发展完成之后 ,进行下一个时间步长的仿真。当电树结构达到对面板电极时 ,仿真结束。在仿真的最初阶段 ,

还没有电树结构时，新的球体可能只能跟针极相连。因为电树的初始过程在这个模型中没有考虑，所以在计算之前，预先指定最初状况是针极尖端的初始破坏能量高于临界值，以使电树得以发展。

4.1.3 流程图

这个模型的计算机仿真流程图如图 4.3 所示。

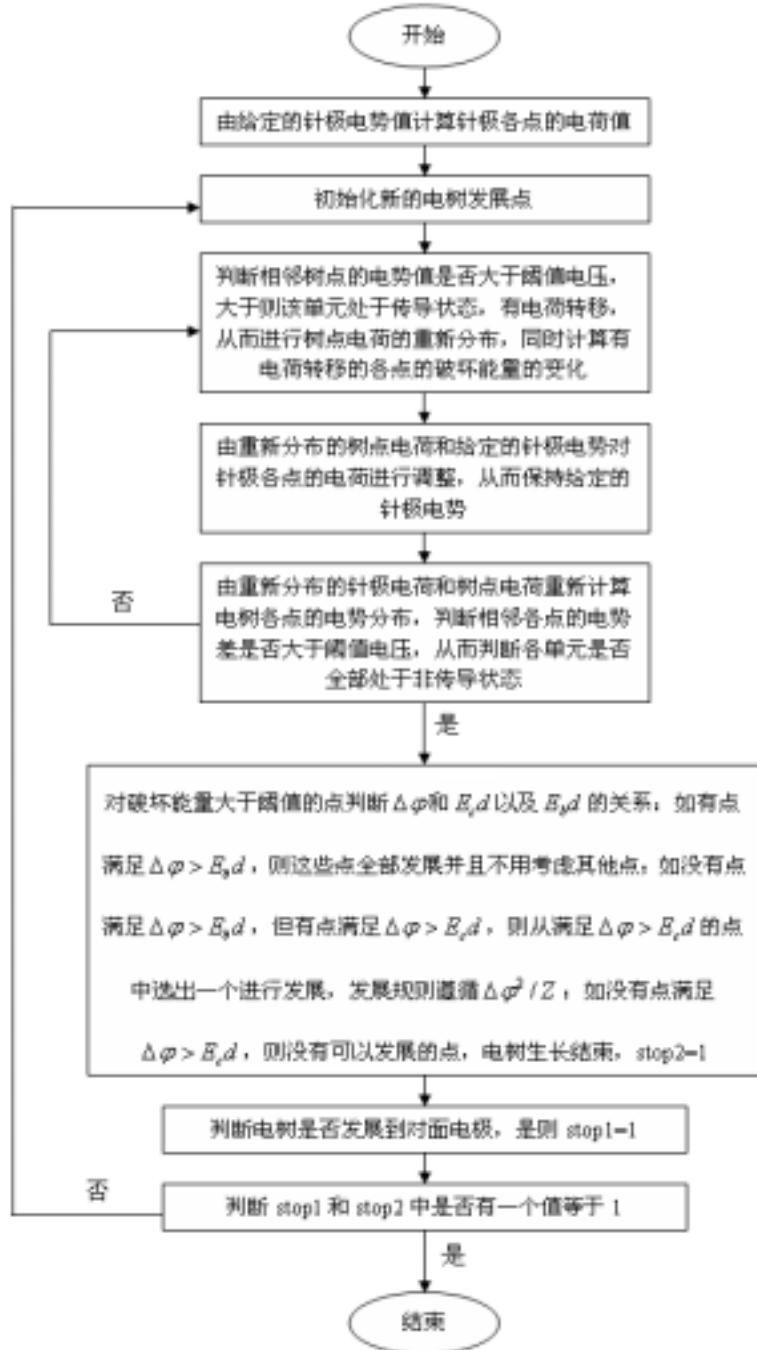


图 4.3 计算机仿真流程图

4.2 仿真结果及讨论

图 4.4 (a) (d) 所示为不同时刻的电树发展情况。从图中可以大体反映出电树发展的基本特征。

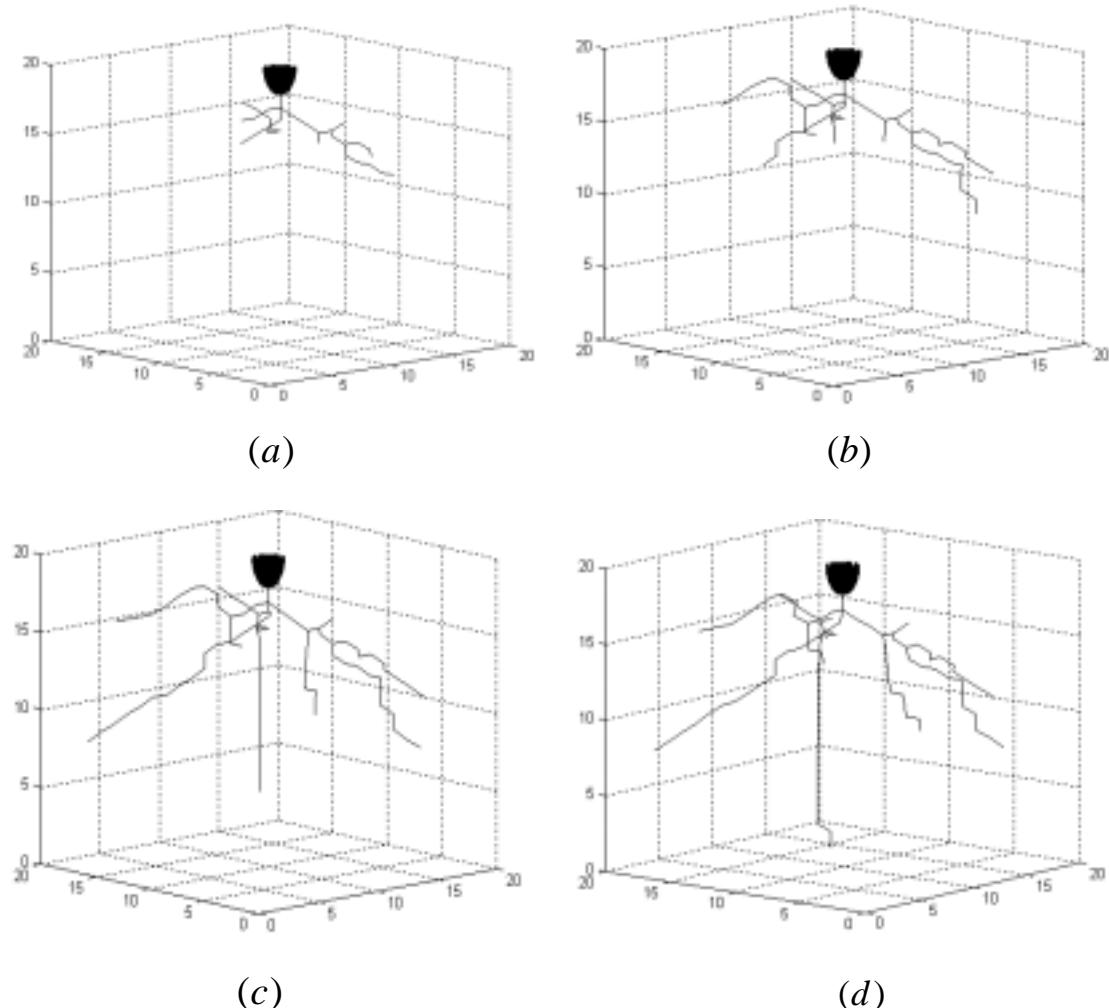


图 4.4 不同时刻的电树发展情况

以下对模型中各参数对放电发展的影响进行讨论。

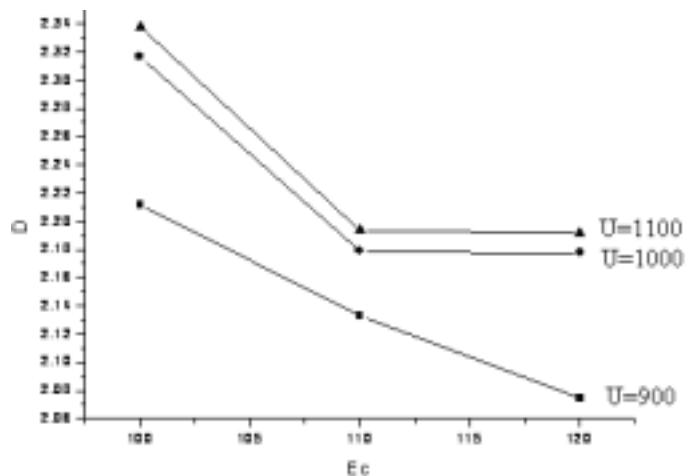


图 4.5 不同的针极电势下电树的分形维数与放电阈值的关系

图 4.5 所示为在不同的针极电势下，电树的分形维数与放电阈值的关系。其中三条曲线由上到下分别是在针极电势取不同值时电树的分形维数随放电阈值的变化情况。由图 4.5 可以看出，随着放电阈值的增加，电树的分形维数相应减小。这主要是因为，随着放电阈值的增加，电树更趋向于向电场强度大的方向发展，满足发展条件的球体数目减少，因而分形维数减小。这与 WZ 模型中电树的分形维数随放电阈值增大而减小的放电规律是一致的。另外，对比这三条曲线可以看出，当针极电势增加时，电树结构的分形维数相应增加。这可以解释为，当针极电势增加时，在已经存在的电树通道周围的局部场强就增加了，所以在各个方向上就更有机会发展新的电树通道，因而电树结构的密度增加，电树的分形维数增加。

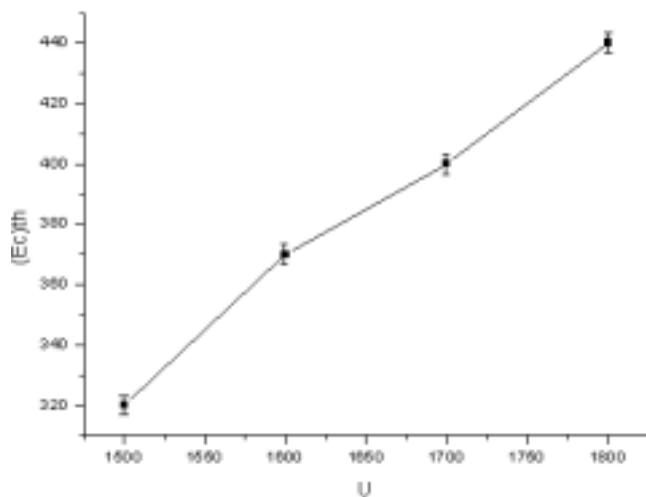


图 4.6 放电阈值的击穿临界值与针极电势的关系

图 4.6 所示为本模型中放电阈值的击穿临界值与针极电势的关系。所谓放电阈值的击穿临界值是指当所取的放电阈值小于该值时绝缘介质没有击穿，而放电阈值大于该值时绝缘介质发生击穿。从图 4.6 中可以看出，当针极电势增加时，放电阈值的临界值也相应增加。这是因为，当针极电势增加，很显然绝缘介质就更容易击穿，所以只有提高放电阈值，让电树更难以发展，才有可能不让绝缘介质击穿。

图 4.7(a) □ (b) 所示分别为实际电树图像^[36]与三维仿真图像的对比。由两图可以看出，通过引入空间电荷和局放现象的三维模型可以较好的模拟出介质中电树发展的状况。

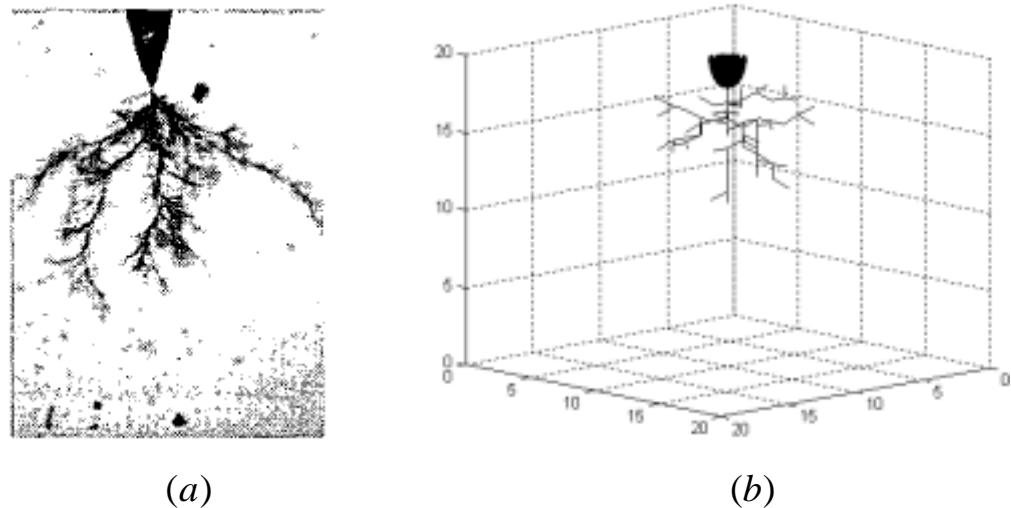


图 4.7 实际电树图像与三维仿真图像的对比

4.3 本章小结

在绝缘介质中的电树发展与很多因素有关，如介质中的电场分布、空间电荷的分布以及局部放电现象的出现。一个放电模型能否很好的体现出电树发展的特征很大程度上取决于该模型是否考虑电树发展过程中的主要因素。本章中所描述的模型将空间电荷的分布以及局部放电引入对电树发展的仿真中，与 NPW 模型和 WZ 模型相比，仿真结果更加符合实际的情况。由仿真结果，可以得出以下结论：

- (1) 放电阈值增加，满足发展条件的球体减少，则电树的分形维数减小；
- (2) 针极电势增加，电树通道周围局部场强增大，更有可能在各个方向发展新的通道，因而电树的分形维数增加。

(3) 针极电势增加，放电阈值的击穿临界值相应增加。

当在放电模型中引入了空间电荷的分布以及对局部放电现象的考虑之后，仿真所得到的电树通道更加符合实际的情况。在 WZ 模型中，因为只考虑了电场分布和随机因素对放电发展的影响，所以要想让电树在两电极之间发展一段时间就停下来很困难，因为电树的停止发展是很多因素共同作用的结果。而在本章所描述的三维放电模型中，因为考虑了空间电荷和局部放电对放电发展的影响，所以很容易得到电树在两电极间停止发展的图像，这就体现了此三维模型的进步所在。当然，这个三维模型还有其不完善之处，要达到仿真结果与实验结果的一致还需要进一步的研究和改进。

第五章 总结与展望

本论文以 MATLAB7.0 为工具对绝缘介质中的电树发展进行了仿真。通过对不同模型的仿真，得到了与实际情况相同的电树发展规律。

NPW 和 WZ 模型在放电树枝发展的过程中都考虑到了电场因素和随机因素的影响。除此之外，WZ 模型还引入了放电阈值这个新的模型参数。众所周知，在实际的放电中，绝缘介质都有一起始放电电压，只有所施加的电压超过起始放电电压时绝缘介质内部才出现放电，并且放电树枝在很多情况下也会出现停止发展的现象。所以，放电阈值的引入使得仿真结果更加符合实际的情况。

由仿真结果很清楚地体现出 NPW 模型和 WZ 模型中各参数对放电树枝发展的影响。其中发展概率函数中的电势值（包括放电阈值）和指数 η 分别反映的是电场因素和随机因素在电树生长过程中的作用。 η 的值越大，放电树枝的生长越依赖于局部电场强度，这时电场因素越占优势，即放电树枝更趋向于直线发展，分枝数少，分形维数小； η 的值越小，放电树枝的生长越不依赖于局部电场强度，这时随机因素占优势，分枝数多，分形维数大。在 WZ 模型中，放电阈值的引入体现了对电树发展的进一步要求。放电阈值越高，满足要求的待发展点越少，电树越不容易发展，分形维数越小；放电阈值越低，满足要求的待发展点越多，电树越容易发展，分形维数越大。

绝缘介质中树枝放电是由于多种随机因素综合作用的结果，其随机放电模型反映的也是在电场作用下各种微小而独立的随机因素综合作用的规律。但如果介质微观结构、放电树枝生成环境存在着显著差异，或在放电过程中产生不可忽视的附加因素（如空间电荷等），则会导致模型或模型参数的不同。

另外，在 WZ 模型的基础上通过改变一些参数设置，就可以模拟在绝缘材料中嵌入金属导电层和嵌入绝缘层两种不同情况下的电树发展。通过对分析，对嵌入金属导电层和嵌入绝缘层对电树发展的影响有了初步的认识。

对微堆层的仿真，主要是考虑嵌入的金属层对整个材料中电场分布的影响从而分析其中电树的生长变化。在绝缘材料中嵌入金属导电层后，与嵌入前相比，因为嵌入的金属导电层使得针板电极之间的电场变得更均匀，这在某种程度上消

除了局部强场，从而满足发展条件的点变少，分形维数减小。我们通过 WZ 模型的仿真结果可知，电树的分形维数随着放电阈值的增加而减小。所以，我们可以反推出，加入金属导电层等效于提高了绝缘材料的放电阈值，并且加入的金属导电层数越多，相应的放电阈值提高得越多。

在绝缘材料中嵌入耐电强度更大的绝缘层后，电树的生长轨迹也相应地发生变化。这主要是因为，当嵌入绝缘层后，在绝缘材料的不同位置，相应的放电阈值是不同的。因为嵌入的绝缘层的耐电强度与原来的绝缘材料相比很大，所以它的放电阈值也远大于原来的绝缘材料，因此当电树发展到绝缘层后，它无法穿过绝缘层，而只能沿着绝缘层周围发展。嵌入绝缘层和没嵌入绝缘层相比，电树的发展都是在原来的绝缘材料中进行的，只是因为嵌入了绝缘层，电树就需要在到达绝缘层位置后，绕开绝缘层进行发展，这就相当于增加了原来绝缘材料的厚度，从而可能对整个材料的绝缘性能有一定的改善。

在之前工作的基础上，在本文的仿真中引入了空间电荷和局部放电的影响，并将仿真空间由二维拓展到三维。从仿真结果可以很清楚地看到，利用该三维模型仿真得到的图形所反映出的电树发展变化更加符合实际情况，在 NPW 和 WZ 模型中很难仿真的电树停止发展的情况在此三维模型中可以很好的进行模拟。在仿真过程中还可以看到，随着放电阈值的增加，电树的分形维数减小。这点和 WZ 模型中反映出的放电规律是一致的。随着针极电势的增加，电树的分形维数也相应增加。这主要是因为电树通道周围局部场强的增大使得电树更有可能在各个方向发展新的通道。另外，放电阈值的击穿临界值随着针极电势的增加而相应增加。

目前，虽然电介质放电图形的分形模型能给出放电图形的几何结构和维度性，并且在计算机上仿真得到的结果与实际情况相比，在宏观上有相同的规律，这都验证了放电分形仿真模型的适用性，但仍然存在着不少需要进一步深入研究的问题，如分形模型完整性问题、分形模型唯一性及计算机仿真图形与实际观察图形作定量对比问题等。这些问题概括起来就是放电生长图形的微观机理到底是什么。

存在的不足以及可以在以后继续进行的工作：

(1) 无论是 NPW 还是 WZ 模型，都较少涉及到空间电荷和局部放电对放电通道

发展的影响 ,而实际放电中 ,空间电荷和局放对放电的影响是明显的 ,因此由 NPW 和 WZ 模型仿真得到的结果与实际情况还是有一定距离的 ,仿真结果有其局限性。

(2) 微堆层可以提高绝缘材料的击穿性能 ,一方面是因为金属导电层的嵌入使得电极之间的电场分布更加均匀 ,另一方面也是因为金属层分散了积聚的电荷 ,从而减弱了电荷的影响。因为在 WZ 模型中尚未考虑到空间电荷和局部放电对电树发展的影响 ,所以在本章中的仿真只是着重考虑了前一方面的作用。当在模型中加入对空间电荷和局部放电的考虑之后 ,对微堆层的仿真研究将更加接近实际的情况。

(3) 对引入空间电荷的三维放电模型而言 ,将空间电荷和局部放电引入对放电分形的仿真当中 ,使得仿真结果更加符合实际情况。之后的工作可以集中在将此三维模型应用于对微堆层等新型绝缘结构的理论计算和仿真研究。

(4) 随着分形放电仿真理论的发展 ,电树模型在不断完善。在国外 ,已有人利用细胞自动机的概念来仿真电树发展 ,也有人在放电发展过程中考虑机械应力等因素的影响。在放电过程中考虑的放电因素越多 ,引入模型的参数越多 ,仿真的结果与实际图形也会更加相似 ,仿真对实际的指导作用才会发挥出来。另一方面 ,模型参数越多 ,模型的复杂程度越高 ,仿真难度越大。所以在之后的分形放电仿真方面 ,要综合考虑各方面的影响。

参考文献

- [1] Niemeyer L , Pietronero L , Wiesmann H J. Fractal dimension of dielectric breakdown [J]. Phys.Rev.Lett. 1984, 52(12): 1033-1036.
- [2] Wiesmann H J and Zeller H R. A fractal model of dielectric breakdown and prebreakdown in solid dielectrics [J]. J. Appl. Phys.1986, 60(5): 1770-1773.
- [3] A L Barclay, P J Sweeney, L A Dissado and G C Stevens. Stochastic modeling of electrical treeing: fractal and statistical characteristics [J]. J.Phys.D:Appl.Phys.1990 , 23: 1536-1545.
- [4] K.Kudo and S Maruyama. Fractals of computer simulated tree[C]. Annual Report, Electrical Insulation and Dielectric Phenomena Conference, 1990 : 502-507.
- [5] K.Kudo and S Maruyama. Studies on the fractal properties of electrical trees [C]. Proceedings of the 3rd International Conference on Properties and Application of Dielectric Materials, Tokyo Japan, 1991 : 135-138.
- [6] K.Kudo. Fractal analysis of electrical trees[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation , 1998, 5(5): 713-727.
- [7] 雷清泉. 工程电介质的最新进展[M]. 北京: 科学出版社 , 1999.
- [8] Noskov M D,Kuktha V R and Lopatin V V. Simulation of the electrical discharge development in inhomogeneous insulators[J]. J.Phys.D:Appl.Phys.1995 , 28: 1187-1194.
- [9] Noskov M D, Malinovski A S. Computer investigation of voltage effect on electrical treeing[C]. High voltage engineering symposium1999.
- [10] Noskov M D, Sack M, Malinovski A S, Schwab A J. Measurement and simulation of electrical tree growth and partial discharge activity in epoxy resin [J]. J.Phys.D:Appl.Phys.2001 , 34(9): 1389-1398.
- [11] Noskov M D, Sack M, Malinovski A S et al. Self-consistent modeling of electrical tree propagation and PD activity [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation , 2000, 7(6): 725-733.

- [12] Noskov M D, Malinovski A S. Modelling of partial discharge development in electrical tree channels [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation , 2003, 10(3): 425-434.
- [13] Charles I.Richman. Fractal geometry of lighting stokes[J]. IEEE, 1990, 1085-1090.
- [14] K.Tavernier, B.R.Varlow and D.W.Auckland. Electrical tree modeling in non-linear insulation[J]. IEEE, 1998 661-664.
- [15] L.A.Dissado, S.J.Dodd, J.V.Champion, P.I.Williams and J.M.Alison. Propagation of electrical tree structures in solid polymeric insulation[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation , 1997, 4(3): 259-279.
- [16] Lin Jiaqi, Lei Qingquan. Computer simulation of fractal dimension in dielectric breakdown[C]. 12thInternational conference on conduction and breakdown in dielectric liquids. 1996 346-349.
- [17] 贾志东, 乐波, 蒋雄伟. 分形几何在电介质科学中的应用[J]. 高电压技术 , 1999 , 25(3): 1-3.
- [18] 任顺平、迟建平、庄洪春等. 分形学描述平面气体放电的改进方法 [J]. 电网技术 , 1999 , 23(5): 31-34.
- [19] 陈庆国 , 张乔根 , 邱毓昌等. SF₆ 气体放电通道的分形特征及计算机模拟[J]. 西安交通大学学报 , 2000 , 34(4): 1-4.
- [20] 甘正宁 , 粟时平 , 穆大庆 , 雷应风. 分形理论在气体放电研究中的应用[J]. 长沙电力学院学报 (自然科学版) , 2000 , 15(3): 37-38.
- [21] 林家齐 , 雷宇 , 雷清泉. 电介质中放电图形的计算机模拟[J]. 电工技术学报 , 1997 , 12(2): 53-56.
- [22] 朱鹤孙 , 丁洪志. 绝缘固体电介质击穿理论研究进展[J]. 自然科学进展 , 1998 , 8(3): 262-269.
- [23] A L Kupershokh, V Charalambakos, D Agoris and D I Karpov. Simulation of breakdown in air using cellular automata with streamer to leader transition [J]. J.Phys.D:Appl.Phys.2001 , 34: 936-946.
- [24] George E, Vardakis and Michael G.Danikas. Simulation of Electrical tree propagation in solid insulating material containing spherical insulating particle of a

- different permittivity with the aid of cellular automata [J]. SER.ELEC.ENERG.2004,17: 377-389.
- [25] M.G.Danikas, I.Karafyllidis, A.Thanailakis and A.M.Bruning. A model for electrical tree growth in solid insulating materials using cellular automata [C]. Conference Record of the 1996 IEEE International Symposium on Electrical Insulation: 887-890.
- [26] George E, Vardakis, M G.Danikas, I.Karafyllidis. Simulation of space-charge effects in electrical tree propagation using cellular automata [J]. Materials letters.2002, 56: 404-409.
- [27] H.Z.Ding and B.R.Varlow. Thermodynamic model for electrical tree propagation kinetics in combined electrical and mechanical stresses[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation , 2005, 12(1): 81-89.
- [28] 尹泽明，丁春利. 精通 Matlab6[M]. 北京: 清华大学出版社 , 2002.
- [29] 严璋，朱德恒. 高电压绝缘技术[M]. 北京: 中国电力出版社 , 2001.
- [30] 梁曦东，关志成，陈昌渔 . 高电压工程[M]. 北京: 清华大学电机工程与应用电子技术系 , 2000.
- [31] 刘耀南，邱昌容 . 电气绝缘测试技术[M] . 北京: 机械工业出版社 , 1994 .
- [32] 郑晓泉 , G Chen , A E Davies. 交联聚乙烯中的滞长型丛林状电树枝特性研究[J]. 绝缘材料 , 2003(3): 25-27.
- [33] 郑晓泉 , G Chen , A E Davies. 机械应力与电压频率与对 XLPE 电缆电树的影响[J]. 高电压技术 , 2003 , 29(4): 6-8.
- [34] 郑晓泉 , G Chen , A E Davies. XLPE 电缆绝缘中的电树枝种类及其影响因素[J]. 电工电能新技术 , 2003 , 22(4): 21-24.
- [35] 郑晓泉 , G Chen , A E Davies. XLPE 电缆绝缘中的电树枝生长的阶段性特性实验研究[J]. 电工电能新技术 , 2003 , 22(3): 24-27.
- [36] M.Fujii, S.Ohmori, J.Maeda and H.Ihori. Development of electrical trees in two-and three-dimensional silicon rubbers. Proceedings of 2005 International Symposium on Electrical Insulating Materials, 2005.
- [37] J.Y.Koo ,J.S.Lee and J.T.Kim. A study on the correlation between the PD pattern and the aspect of electrical trees propagation in the XLPE insulation of the

underground power transmission cable. Proceedings of the 6th international conference on properties and applications of dielectric materials , 2000 , 161-164.

[38] D.S.Kang , J.H.Sun and H.S.Lee. The relationship between electrical characteristics and electrical tree degradation in XLPE insulation. Proceedings of the 6th international conference on properties and applications of dielectric materials , 2000 546-549.

[39] M .Fujii ,M.Watanabe ,I. Kitani ,K. Arii and K. Yoshino. Fractal character of dc trees in Polymethylmethacrylate[J]. IEEE Transactions On Electrical Insulation , 1992 , 28(8) 1159-1162.

[40] Ginzo Katsuta ,Takao Itaya ,Thoru Nakatsuka ,Hiroyuki Miyata ,Tohru Takahashi and Toshio Niwa. DC and Impulse treeing characteristics in Insulating material for HVDC cable[C]. Proceedings of the 5th International Conference on Properties and Applications of Dielectric Materials , 1997 422-425.

[41]Masahito Nawata , Hideaki Kawamura and Masayuki Ieda. Effect of additives on dc treeing breakdown in Polyethylene under divergent fields[J]. IEEE Transactions on Electrical Insulation, 1990, 25(3) 527-534.

[42]Yasuo Sekii , Kenichi Maruta and Toshio Okada. The effect of inclusions in XLPE insulations on electrical trees generated by ac and grounded dc voltage[C]. IEEE International Conference on Conduction and Breakdown in solid dielectrics, 1998 317-320.

[43] L. A. Dissado. Understanding electrical trees in solids: from experiment to theory[J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation , 2002 , 9(4) 483-497.

[44] T.Farr.R.Vogelsang and K.Frohlich. A new deterministic model for tree growth in polymer with barriers. [C]. CEIDP2001.

[45] S.E.Sampayan, G J Caporaso, D.M.Sanders et al. High-performance insulator structures for accelerator applications [J]. IEEE1998: 1308-1310.

[46] S.E. Sampayan, P.A.Vitello, M.L.Krogh and J.M.Elizondo. Multilayer high gradient insulator technology [J]. IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical

- Insulation , 2000, 7(3): 334-339.
- [47] P J Sweeney, L A Dissado and J M Cooper. Simulation of effect of barriers upon electrical tree propagation [J]. J.Phys.D:Appl.Phys.1992 , 25: 113-119.
- [48] D.W.Auckland, S.M.F.Kabir, B.R.Varlow. Effect of barriers on the growth of trees in solid insulation[C]. IEE Proceedings-A, 1992, 139(1): 14-20.
- [49] D.W.Auckland, A.Rashid, B.R.Varlow. Effect of barriers on tree growth in solid insulation[C]. IEE Proc-Sci.Meas.Techol, 1995, 142(4): 283-287.
- [50] J.M.Cooper. The effect of barriers on electrical treeing. Fifth International Conference on Dielectric Materials, Measurements and Applications. 1988 238-241.

攻读硕士学位期间研究结果及发表的学术论文

- 1、谷琛、严萍、张适昌、邵涛 基于分形理论的电介质放电仿真计算 高电压技术（核心期刊，已录用）
- 2、谷琛、严萍、张适昌 嵌入屏障的绝缘介质中电树生长模型 高电压技术（核心期刊，已录用）
- 3、Gu Chen、Yan Ping、Zhang Shichang、Shao Tao Fractal Stochastic Modeling of Breakdown in Dielectric （国际会议 ISH2005，2005.8，北京）
- 4、谷琛、严萍、张适昌、邵涛 绝缘介质击穿的分形仿真研究（第十届全国工程电介质学术会议，2005.10，成都）
- 5、高巍、孙广生、严萍、谷琛 纳秒脉冲下真空绝缘闪络特性实验研究 高电压技术（核心期刊，已录用）

致 谢

本文工作是在导师严萍研究员的悉心指导下完成的。两年多来，严老师在工作上对我严格要求、耐心指导，使我在课题的进行阶段能始终有一个具体的前进目标并顺利地完成；在生活中，严老师也给予了我很多的关心、支持和帮助，这使我在进行课题工作的同时更学会了如何做人。严老师的渊博学识、严谨作风以及对科研事业的执着追求，都深深的感染了我。值此论文完成之际，谨向尊敬的严老师致以由衷的感谢和诚挚的敬意！祝愿严老师工作顺利，家庭幸福！

在研究组的这段日子里，研究组的张适昌老师、王永荣老师、赵滨老师、孙鶴鸿老师、王珏老师以及袁伟群老师无论是在工作学习还是生活中都给与了我无私的帮助和热心的关怀，在这里谨向他们表示深深的感谢！祝愿各位老师身体健康、合家欢乐，一生平安！谢谢！

在两年多的研究生生活中，我很庆幸自己能够在这样一个融洽的氛围中生活和学习。在课题的进行过程中，我也得到了全组各位学友的支持和帮助，感谢高巍、邵涛、黄文力和邵建设博士，刘强、李光杰等诸位学友！祝福每一位帮助过我的学友！祝愿你们能实现你们心中的理想！

真诚地感谢人事处的王岳华老师对我学习和生活上所给予的关心和支持！谢谢！

最后，我要感谢我的父母，是他们的鼓励和支持使我能坚强的面对生活中所遇到的困难和挑战。衷心地祝愿他们身体健康，一生平安幸福。

基于分形理论的绝缘介质中放电仿真研究

作者:

谷琛

学位授予单位:

中国科学院电工研究所

本文读者也读过(10条)

1. 谷琛, 严萍, 张适昌, 邵涛 绝缘介质中击穿现象的分形仿真研究进展[会议论文]-2005
2. 谷琛, 严萍, 张适昌, GU Chen, YAN Ping, ZHANG Shichang 嵌入屏障的绝缘介质中电树生长模型[期刊论文]-高电压技术2006, 32(7)
3. 谷琛, 严萍, 邵涛, 张适昌, GU Chen, YAN Ping, SHAO Tao, ZHANG Shichang 基于分形理论的电介质放电仿真计算[期刊论文]-高电压技术2006, 32(1)
4. 郑楠, 赵文彬, 田杰, 张冠军 表面腐蚀对半导体真空闪络特性的影响[会议论文]-2009
5. 于开坤, 张冠军, 刘国清, 马新沛, 李光新 表面处理与陷阱参数对可加工陶瓷在真空中沿面闪络特性影响的研究[会议论文]-2007
6. 郑楠, 张冠军, 赵文彬, 马奎 真空中冲击电压下半导体沿面闪络特性[会议论文]-2006
7. 常亮, 马奎, 王金忠, CHANG Liang, MA Kui, WANG Jin-zhong 真空中固体电介质沿面闪络现象研究现状[期刊论文]-宁夏电力2009(3)
8. 郑飞虎, 张治文, 肖春 应力对诱发空间电荷击穿的作用[会议论文]-2005
9. 高巍, 孙广生, 严萍 气压变化对真空绝缘闪络电压的影响[会议论文]-2004
10. 李剑, 孙才新, 唐炬, 杜林, 杨雯, 张捷 基于分形理论的局部放电模式参数提取方法的研究[会议论文]-2000

本文链接: http://d.wanfangdata.com.cn/Thesis_D027702.aspx