

ΔΗΜΟΚΡΙΤΕΙΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΡΑΚΗΣ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΔΙΑΣΠΑΣΕΩΣ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ
ΜΟΝΩΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ: ΜΕΛΕΤΗ ΔΙΑΔΟΣΕΩΣ
ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΤΟΥ

ΓΕΩΡΓΙΟΥ ΕΜΜ. ΒΑΡΔΑΚΗ

*Αφιερώνεται στη σύζυγό μου
Μαρία και στο γιο μου Μανώλη*

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

| | |
|---|------------|
| ΠΡΟΛΟΓΟΣ | i |
| ΕΙΣΑΓΩΓΗ | iii |
| ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ | 1 |
| ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΜΟΝΩΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ | 1 |
| 1.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 1 |
| 1.2. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΔΙΑΣΠΑΣΕΩΣ ΑΕΡΙΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ..... | 1 |
| 1.2.1. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ TOWNSEND..... | 1 |
| 1.2.2. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ STREAMER..... | 3 |
| 1.2.3. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΚΟΡΟΝΑ..... | 3 |
| 1.3. ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΜΟΝΩΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ..... | 4 |
| 1.3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 4 |
| 1.3.2. ΕΓΓΕΝΗΣ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΤΕΡΕΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ..... | 4 |
| 1.3.3. ΗΛΕΚΤΡΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ..... | 5 |
| 1.3.4. ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΤΙΣ ΑΚΡΕΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ (EDGE BREAKDOWN)..... | 5 |
| 1.4. ΜΕΡΙΚΕΣ ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ..... | 6 |
| 1.4.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 6 |
| 1.4.2. ΜΟΝΤΕΛΑ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ..... | 7 |
| 1.4.2.1. ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΜΕΡΙΚΗΣ ΕΚΚΕΝΩΣΗΣ-ΜΟΝΤΕΛΟ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΩΝ..... | 7 |
| 1.4.2.2. ΜΟΝΤΕΛΟ PEDERSEN..... | 10 |
| 1.4.2.3. ΣΧΟΛΙΑ ΠΑΝΩ ΣΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ PEDERSEN..... | 11 |
| 1.4.3. ΤΡΟΠΟΙ ΑΝΑΛΥΣΗΣ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ..... | 13 |
| 1.5. ΣΧΕΣΗ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΔΕΝΔΡΙΤΗ..... | 14 |
| 1.5.1. ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΙ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ..... | 14 |
| 1.5.2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΣΥΝΔΕΣΗΣ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ-ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ..... | 16 |
| 1.5.3. ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΦΩΤΟΣ ΑΠΟ ΜΕΡΙΚΕΣ ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΕΝΔΡΙΤΗ..... | 20 |
| 1.5.4. ΘΕΩΡΙΑ ΔΙΚΤΥΟΥ ΚΟΙΛΟΤΗΤΩΝ..... | 26 |
| 1.6. ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ..... | 27 |
| 1.6.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 27 |
| 1.6.2. ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ-ΕΣΩΤΕΡΙΚΗ ΔΟΜΗ ΣΤΕΡΕΩΝ ΜΟΝΩΤΙΚΩΝ..... | 28 |
| 1.6.3. ΕΓΧΥΣΗ ΦΟΡΕΩΝ ΑΠΟ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΟ ΣΕ ΣΤΕΡΕΟ ΜΟΝΩΤΙΚΟ..... | 30 |
| 1.6.4. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ – ΚΡΟΥΣΕΙΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΣΤΕΡΕΟΥ ΜΟΝΩΤΙΚΟΥ..... | 31 |
| 1.6.5. ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΜΕΤΑΚΙΝΗΣΗΣ ΦΟΡΤΙΩΝ..... | 32 |
| 1.6.6. ΚΥΡΙΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ..... | 33 |
| 1.6.6.1. ΜΕΘΟΔΟΣ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΜΕΣΩ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΩΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ (PRESSURE WAVE PROPAGATION METHOD)..... | 34 |
| 1.6.6.2. ΠΙΕΖΟ-ΗΛΕΚΤΡΟ-ΑΚΟΥΣΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ (PULSE ELECTRO ACOUSTIC METHOD - PEA)..... | 34 |
| 1.6.6.3. ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΠΑΓΟΜΕΝΟΥ ΑΠΟ ΛΕΙΖΕΡ ΠΑΛΜΟΥ ΠΙΕΣΕΩΣ (LASER INDUCED PRESSURE PULSE -LIPP)..... | 35 |
| 1.6.7. ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΕΓΧΥΣΗ ΦΟΡΤΙΩΝ ΑΠΟ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΟ..... | 36 |
| 1.6.7.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 36 |

| | | |
|----------|---|----|
| 1.6.7.2. | ΣΧΕΣΗ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΚΑΙ ΚΑΤΑΝΟΜΩΝ ΡΕΥΜΑΤΟΣ | 36 |
| 1.6.7.3. | ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΑΠΟ ΤΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ | 36 |
| 1.7. | ΠΟΛΥΜΕΡΗ ΥΛΙΚΑ | 38 |
| 1.7.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 38 |
| 1.7.2. | ΧΡΗΣΗ ΠΟΛΥΜΕΡΩΝ ΣΤΑ ΚΑΛΩΔΙΑ ΥΨΗΛΗΣ ΤΑΣΗΣ | 40 |
| 1.8. | ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΝΑΠΤΥΞΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ | 41 |
| 1.8.1. | ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΑΤΑ NOSKOV | 41 |
| 1.8.2. | ΜΟΝΤΕΛΟ DAM ΚΑΤΑ DISSADO (DISCHARGE AVALANCHE MODEL) | 47 |
| 1.8.3. | ΜΟΝΤΕΛΟ FDTG ΚΑΤΑ CHAMPION-DODD (FIELD DRIVEN TREE GROWTH MODEL) | 50 |
| 1.8.4. | ΜΟΝΤΕΛΟ NPW (FRACTAL THEORY) | 52 |
| 1.8.5. | ΑΛΛΕΣ ΠΡΟΣΠΑΘΕΙΕΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ | 55 |
| 1.8.6. | ΜΟΝΤΕΛΟ ZELLER-ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ (FLSC) | 57 |
| 1.8.6.1. | ΣΧΟΛΙΑ ΠΑΝΩ ΣΤΙΣ ΕΡΓΑΣΙΕΣ ΤΟΥ ZELLER | 64 |
| 1.9. | ΥΔΑΤΙΝΟΙ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ (WATER TREES/TREEING) | 65 |
| 1.9.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 65 |
| 1.9.2. | ΣΧΕΣΗ ΠΕΔΙΟΥ-ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ-ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ | 69 |
| 1.9.3. | ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΥΔΑΤΙΝΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ ΣΕ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΑ ΚΑΛΩΔΙΑ | 73 |
| 1.10. | ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΠΡΩΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 76 |
| 1.11 | ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΠΡΩΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 79 |

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ.....81

ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΘΕΜΕΛΙΩΣΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ

ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ (D.I.M.E.T.).....81

| | | |
|----------|---|-----|
| 2.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 81 |
| 2.2. | ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΑΡΧΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ | 82 |
| 2.3. | ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ | 84 |
| 2.3.1. | ΕΠΙΛΟΓΗ ΟΡΙΑΚΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ | 84 |
| 2.3.2. | ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΕΔΙΑΚΩΝ ΕΝΤΑΣΕΩΝ | 87 |
| 2.3.2.1. | ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΤΥΠΟΥ ΓΙΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕ ΚΥΨΕΛΙΔΩΤΑ ΑΥΤΟΜΑΤΑ | 89 |
| 2.3.2.2. | ΕΠΙΤΟΠΙΟ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΠΕΔΙΟ E_{loc} ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ | 93 |
| 2.4. | ΤΡΟΠΟΠΟΙΗΣΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΑΡΧΙΚΟΥ ΚΑΙ ΠΑΡΟΝΤΟΣ ΜΟΝΤΕΛΟΥ | 95 |
| 2.5. | ΟΜΟΙΟΤΗΤΕΣ ΚΑΙ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΜΕ ΤΑ ΥΠΟΛΟΙΠΑ ΜΟΝΤΕΛΑ | 96 |
| 2.5.1. | ΟΜΟΙΟΤΗΤΕΣ | 96 |
| 2.5.2. | ΔΙΑΦΟΡΕΣ | 96 |
| 2.6. | ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΔΕΥΤΕΡΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 99 |
| 2.7. | ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΔΕΥΤΕΡΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 100 |

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ.....101

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ.....101

| | | |
|--------|----------------------------------|-----|
| 3.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 101 |
| 3.2. | ΚΥΨΕΛΙΔΩΤΑ ΑΥΤΟΜΑΤΑ | 101 |
| 3.2.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 101 |
| 3.2.2. | ΟΡΙΣΜΟΣ ΚΥΨΕΛΙΔΩΤΩΝ ΑΥΤΟΜΑΤΩΝ | 102 |
| 3.2.3. | ΤΟ ΠΑΙΧΝΙΔΙ ΤΗΣ ΖΩΗΣ | 102 |
| 3.2.4. | ΕΦΑΡΜΟΓΗ Κ.Α. ΣΤΑ ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ VLSI | 103 |

| | | |
|----------|---|-----|
| 3.2.5. | ΕΦΑΡΜΟΓΗ Κ.Α. ΣΤΗΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗ | 105 |
| 3.2.6. | ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΩΝ Κ.Α. ΣΤΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΑΕΡΟΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΜΕΤΑΒΑΣΗ ΑΠΟ STREAMER ΜΗΧΑΝΙΣΜΟ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΣΕ LEADER | 107 |
| 3.3. | ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ | 108 |
| 3.3.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 108 |
| 3.3.2. | ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΣΕ 20x50 ΚΕΛΙΑ | 109 |
| 3.3.2.1. | ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 109 |
| 3.3.2.2. | ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ | 111 |
| 3.3.3. | ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΣΕ 50x50 ΚΕΛΙΑ-ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ | 111 |
| 3.3.3.1. | ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 111 |
| 3.3.3.2. | ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ | 112 |
| 3.3.3.3. | ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ | 113 |
| 3.3.4. | ΣΧΙΣΜΗ ΑΕΡΟΣ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΓΙΑ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΤΙΜΕΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ | 114 |
| 3.3.4.1. | ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 114 |
| 3.3.4.2. | ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ | 116 |
| 3.3.4.3. | ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ | 119 |
| 3.3.5. | ΣΧΙΣΜΗ ΑΕΡΟΣ ΣΕ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΘΕΣΕΙΣ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΑΠΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ | 119 |
| 3.3.5.1. | ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 119 |
| 3.3.5.2. | ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ | 120 |
| 3.3.6. | ΕΠΙΠΕΔΑ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΑ-ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ | 121 |
| 3.3.6.1. | ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 121 |
| 3.3.6.2. | ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ | 122 |
| 3.3.6.3. | ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ | 124 |
| 3.3.7. | ΑΓΩΓΙΜΟ ΣΦΑΙΡΙΚΟ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ | 124 |
| 3.3.7.1. | ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ | 124 |
| 3.3.7.2. | ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ | 127 |
| 3.3.7.3. | ΕΠΙΛΥΣΗ ΕΞΙΣΩΣΗΣ LAPLACE-ΑΠΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ | 128 |
| 3.3.7.4. | ΕΠΙΛΥΣΗ POISSON - ΠΑΡΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ | 130 |
| 3.3.7.5. | ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ | 130 |
| 3.3.7.6. | ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΦΟΡΤΙΩΝ | 132 |
| 3.3.8. | ΜΟΝΩΤΙΚΟ ΣΦΑΙΡΙΚΟ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ | 133 |
| 3.3.8.1. | ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ | 133 |
| 3.3.8.2. | ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ | 135 |
| 3.3.8.3. | ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ | 138 |
| 3.4. | ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΤΡΙΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 139 |
| 3.5. | ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΤΡΙΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 141 |

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ.....143

ΠΟΙΟΤΙΚΗ ΚΑΙ ΠΟΣΟΤΙΚΗ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ

ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ.....143

| | | |
|--------|---|-----|
| 4.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 143 |
| 4.2. | ΟΡΙΣΜΟΙ ΜΕΓΕΘΩΝ- ΣΧΕΣΗ ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΗΣ ΚΑΙ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΤΑΣΗΣ | 143 |
| 4.2.1. | ΟΜΟΙΟΤΗΤΕΣ ΚΑΙ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΜΕΤΑΞΥ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ ΣΤΙΣ AC, DC ΚΑΙ ΣΤΙΣ ΚΡΟΥΣΤΙΚΕΣ ΤΑΣΕΙΣ- ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΠΟΛΙΚΟΤΗΤΑΣ | 144 |
| 4.2.2. | ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ | 147 |
| 4.2.3. | ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΑ ΠΕΔΙΑ | 147 |
| 4.2.4. | ΣΥΝΕΧΗ ΠΕΔΙΑ | 149 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4.3. | ΡΟΛΟΣ ΤΩΝ ΕΓΚΕΚΛΕΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ | 149 |
| 4.3.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 149 |
| 4.3.2. | ΔΙΑΒΡΩΣΗ ΜΕ ΥΠΟΛΕΙΜΜΑΤΑ ΑΝΘΡΑΚΟΣ (TRACKING) | 150 |
| 4.3.3. | ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΚΑΙ ΕΓΚΕΚΛΕΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ | 151 |
| 4.3.3.1. | ΠΡΟΣΘΗΚΗ ΥΛΙΚΩΝ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΣΤΕΡΕΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ | 155 |
| 4.4. | ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΚΑΙ ΑΕΡΙΩΝ ΚΟΙΛΟΤΗΤΩΝ | 155 |
| 4.5. | ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ FRACTALS | 161 |
| 4.5.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 161 |
| 4.5.2. | ΤΡΟΠΟΙ ΑΝΑΛΥΣΗΣ ΤΟΥ ΔΕΝΔΡΙΤΗ | 161 |
| 4.6. | ΚΑΤΑΓΡΑΦΗ, ΜΕΣΩ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ, ΧΡΗΣΙΜΩΝ ΜΕΓΕΘΩΝ ΣΧΕΤΙΚΩΝ ΜΕ ΤΟΥΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥΣ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ | 162 |
| 4.7. | ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΙ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ ΣΤΟ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ Σ.Η.Ε. ΤΟΥ Δ.Π.Θ. | 165 |
| 4.8. | ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ | 168 |
| 4.8.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 168 |
| 4.8.2. | ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ | 169 |
| 4.9. | ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΤΕΤΑΡΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 173 |
| 4.10. | ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΤΕΤΑΡΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 177 |
| | ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ | 179 |
| | ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ | 183 |
| | ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΤΟΥ ΒΑΡΔΑΚΗ ΓΕΩΡΓΙΟΥ | 211 |

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Όταν κάποιος βρίσκεται στην πλευρά του αναγνώστη κάποιου βιβλίου θεωρεί τον πρόλογο και το τμήμα των αφιερώσεων ως κάτι συνηθισμένο και άνευ ουσίας. Όταν βρεθεί ο ίδιος άνθρωπος στον ρόλο του συγγραφέα αντιλαμβάνεται ότι είναι πολύ σημαντικό να αναφερθεί στους ανθρώπους εκείνους που βοήθησαν στην προσπάθεια αυτή. Προσωπικά, πιστεύω ότι η συγγραφή και η υποβολή μιας διδακτορικής διατριβής είναι ίσως ο σημαντικότερος σταθμός στην πορεία ενός επιστήμονα. Σε όλη αυτήν την πορεία, τις δυσκολίες και τα προβλήματα καλείσαι να τα αντιμετωπίσεις με τον καλύτερο δυνατό τρόπο. Πρέπει να είσαι οπλισμένος με θάρρος και με υπομονή για να μπορέσεις να φτάσεις στο επιθυμητό αποτέλεσμα. Η διαδρομή αυτή μέσα στη γνώση ήταν για μένα στάση ζωής από μικρή ηλικία. Η τάση αυτή διατηρήθηκε όλα αυτά τα χρόνια και είναι η αιτία που η διαδικασία αυτή δεν αποτέλεσε ποτέ ρουτίνα.

Όλα τα παραπάνω δεν θα ήταν εφικτά αν δεν υπήρχαν κάποιοι άνθρωποι να βοηθήσουν, ο καθένας με τον τρόπο του, στην προσπάθειά μου αυτή. Θεωρώντας ότι η διδακτορική διατριβή είναι το τέλος μιας πορείας θα ήθελα να ευχαριστήσω κάποιους ανθρώπους οι οποίοι με βοήθησαν στα διάφορα στάδια των σπουδών μου. Έτσι, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κ. Λουκά Βλάχο και τον κ. Σπύρο Δεδούση, Αναπληρωτές Καθηγητές και οι δυο στο Τμήμα Φυσικής του Α.Π.Θ. Στην διάρκεια των προπτυχιακών μου σπουδών στάθηκαν συμπαραστάτες και με τον τρόπο τους με βοήθησαν να ολοκληρώσω τις προπτυχιακές μου σπουδές. Οι δυο αυτοί καθηγητές μου έδωσαν και τις συστατικές επιστολές για την εισαγωγή μου στο Τμήμα ΗΜ&ΜΥ του Δ.Π.Θ. ως μεταπτυχιακός φοιτητής.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω επίσης τον κ. Κων/νο Στασινόπουλο, Καθηγητή του Α.Π.Θ. και τον κ. Δημοσθένη Αγορή, Αναπληρωτή Καθηγητή του Πανεπιστημίου Πατρών, οι οποίοι ως μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής έδιναν τις συμβουλές τους και εξέταζαν την πορεία μου όλα αυτά τα χρόνια. Με τις παραινέσεις και τις προτροπές τους με βοήθησαν να καταλάβω καλύτερα τους στόχους του διδακτορικού ενώ φυσικά οι έπαινοί τους ήταν για μένα στοιχεία από τα οποία έπαιρνα θάρρος για την συνέχιση της προσπάθειας. Σε αυτό το σημείο να ευχαριστήσω ιδιαίτερα τον κύριο Στασινόπουλο ο οποίος έθεσε το Εργαστήριο Υ.Τ. στο Α.Π.Θ. στην διάθεσή μας. Οι πρώτες προσπάθειες εμφάνισης δενδριτών έγιναν στο Εργαστήριο του Α.Π.Θ. μετά από υπόδειξη του κ. Καθηγητή. Οι προσπάθειες αυτές μετέπειτα συνεχίστηκαν στο Δ.Π.Θ.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κ. Γιάννη Καραφυλλίδη, Αναπλ. Καθηγητή του Δ.Π.Θ., ο οποίος στάθηκε πολύτιμος σύμβουλος κατά την διάρκεια καθ' όλη την διάρκεια της διδακτορικής διατριβής. Ιδιαίτερα δε στο τμήμα συγγραφής του κώδικα, η συμβολή του ήταν καθοριστική. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κ. Αναγνωστόπουλο Γεώργιο, Αναπλ. Καθηγητή του Δ.Π.Θ. ο οποίος έδειξε τον κατάλληλο δρόμο στην επίλυση ενός κρίσιμου προβλήματος στα πλαίσια του διδακτορικού.

Ξεχωριστή θέση σε αυτούς που βοήθησαν στην ολοκλήρωση της διδακτορικής διατριβής κατέχει το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών (Ι.Κ.Υ.), το οποίο ενίσχυσε οικονομικά την προσπάθεια αυτή. Να σημειωθεί ότι είμαι υπότροφος του Ι.Κ.Υ. από το πρόγραμμα υποτροφιών του έτους 1999-2000 με ειδίκευση 33107 στις Ηλεκτρικές Εκκενώσεις. Η οικονομική συμπαράσταση του Ιδρύματος ήταν σημαντική αφού, εκτός των άλλων, μου επέτρεψε να συμμετάσχω σε διεθνή επιστημονικά συνέδρια στην Ελλάδα και στο εξωτερικό.

Επιπρόσθετα θα ήθελα να ευχαριστήσω το μεταπτυχιακό φοιτητή του Α.Π.Θ. Πέτρο Μαυροειδή, το χημικό Γλύπη Δημήτρη και τον τεχνικό Αντώνη Σέρτη για την πολύτιμη βοήθειά τους.

Φυσικά θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον Επιβλέποντα Καθηγητή κ. Μιχάλη Δανίκα, Αναπληρωτή Καθηγητή του Δ.Π.Θ., ο οποίος μου εμπιστεύτηκε το θέμα και με υπομονή, κατανόηση και συνεχή εργασία με βοήθησε να ολοκληρώσω την διατριβή. Η συμβολή του στην ολοκλήρωση της διδακτορικής διατριβής, στην δημοσίευση των εργασιών και στην διόρθωση του παρόντος συγγράμματος ήταν κάτι παραπάνω από καταλυτική. Τον ευχαριστώ συνολικά για την βοήθεια που μου παρείχε όλα αυτά τα χρόνια και του εύχομαι ολόψυχα να έχει κάθε προσωπική ευτυχία.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου, Μανώλη Βαρδάκη και Κυριακή Θωμαΐδου καθώς και την αδελφή μου, Σοφία Βαρδάκη για την πολύτιμη συμπαράσταση και βοήθειά τους. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τη σύζυγό μου, Μαρία Ρασιδάκη για την τεράστια υπομονή και κατανόηση που επέδειξε όλα αυτά τα χρόνια και να αφιερώσω σε αυτήν και στο γιο μου Μανώλη τη διδακτορική μου διατριβή.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μελέτη της συμπεριφοράς των ηλεκτρικών δενδριτών στο εσωτερικό των στερεών μονωτικών υλικών αποτελεί το αντικείμενο της διδακτορικής διατριβής. Οι ηλεκτρικοί δενδρίτες αποτελούν μια πολύ σημαντική αιτία υποβάθμισης της μονωτικής ικανότητας των διηλεκτρικών και από πολλούς ερευνητές θεωρούνται ως πρόδρομο φαινόμενο της ολικής (τελικής) διηλεκτρικής διασπάσεως. Επίσης οι μερικές εκκενώσεις στο εσωτερικό των καναλιών δημιουργούν τις κατάλληλες προϋποθέσεις για την ταυτόχρονη μελέτη των διαφόρων σταδίων διάδοσης του δενδρίτη με το πλήθος των παλμών αλλά και με τη φασική περιοχή που αυτές συμβαίνουν.

Επιπρόσθετα, ο ρόλος των διαφόρων σωματιδίων στο εσωτερικό των υλικών, αντιμετωπίζεται από τη διεθνή βιβλιογραφία ως παράγοντας υποβάθμισης της μόνωσης. Περιγράφονται και υπολογίζονται διάφορα μεγέθη, οι τιμές των οποίων τροποποιούνται λόγω της παρουσίας σωματιδίων και σχισμών αέρος. Η παρούσα εργασία προσπαθεί να ρίξει περισσότερο φως στις αιτίες αυτής της συμπεριφοράς.

Οι μερικές εκκενώσεις στο εσωτερικό των καναλιών διαχωρίστηκαν από τις μερικές εκκενώσεις στο εσωτερικό αερίων κοιλοτήτων. Έτσι, ενώ σε διάφορα προτεινόμενα μοντέλα μελετώνται και προσομοιώνονται οι μερικές εκκενώσεις (θεωρούνται δηλαδή το φαινόμενο που συνοδεύει την διάδοση του δενδρίτη), στο παρόν μοντέλο αποτελούν και αιτία διάδοσης. Από μια σχισμή στο εσωτερικό του υλικού, μπορούν να υπάρξουν οι κατάλληλες τιμές τάσης και πεδίου που να προκαλέσουν έναυση ηλεκτρικού δενδρίτη από τα άκρα της κοιλότητας κινούμενο προς τη διεύθυνση του πεδίου.

Τέλος, η χρησιμοποίηση της εργαλειοθήκης για την επίλυση των μερικών διαφορικών εξισώσεων του MATLAB 5.3 (Partial Differential Equation Toolbox), έδωσε στο συγγραφέα τη δυνατότητα να μελετηθούν τα φορτία χώρου στο φαινόμενο που εξετάζεται. Στη διεθνή βιβλιογραφία τα φορτία χώρου έχουν μελετηθεί από πολλές πλευρές της συμπεριφοράς τους, αλλά δεν είχε γίνει ποτέ πριν προσπάθεια προσομοίωσης με παράμετρο την πυκνότητα φορτίων χώρου. Η εργαλειοθήκη των μερικών διαφορικών εξισώσεων είναι κατασκευασμένη για να μπορεί να λύνει και την εξίσωση Poisson σε μια συγκεκριμένη περιοχή. Έτσι, σε όλες σχεδόν τις εργασίες και τις προσπάθειες προσομοίωσης που έχουν γίνει, υπήρχε η επιπλέον δυνατότητα να μελετάται το φαινόμενο της διάδοσης τοποθετώντας μια ακόμη σημαντική παράμετρο.

Κατά την διάρκεια της εκπόνησης μιας τέτοιου είδους εργασίας, το θεωρητικό υπόβαθρο του υποψηφίου διδάκτορα πρέπει να είναι όσο το δυνατόν ισχυρότερο. Στην πορεία της εργασίας, η απόκτηση εμπειριών, η συνεχής αναζήτηση και διερεύνηση ισχυροποιεί και τις γνώσεις αλλά και την κριτική σκέψη όλων των εμπλεκομένων σε ένα τέτοιο εγχείρημα. Ως εκ τούτου, η μελέτη και η κριτική ματιά σε εργασίες κορυφαίων επιστημόνων συμβάλλει στην όσο το δυνατόν πληρέστερη κάλυψη των προτεινόμενων θεωριών και στην αποσαφήνιση εννοιών που δεν είχαν αποσαφηνιστεί στο παρελθόν. Έτσι, η κριτική που ασκήθηκε στα μοντέλα των Pedersen και Zeller, ήταν αποτέλεσμα της εις βάθος μελέτης των εργασιών τους, ενώ είχε ως αποτέλεσμα την ανάδειξη κάποιων αδύναμων πλευρών της θεωρητικής τους προσέγγισης.

Η μελέτη της συμπεριφοράς των ηλεκτρικών δενδριτών δεν θα μπορούσε να είναι πλήρης αν δεν μελετούνταν και πειραματικά. Έτσι κατασκευάστηκε η αντίστοιχη διάταξη στο εργαστήριο του Δ.Π.Θ. όπου και έγινε κατορθωτό να εμφανιστούν ηλεκτρικοί δενδρίτες σε PMMA. Οι αρχικές προσπάθειες ωστόσο είχαν γίνει το φθινόπωρο του 2003 στο εργαστήριο του Α.Π.Θ. στην

Θεσσαλονίκη μετά την ευγενική παραχώρησή του για την διεξαγωγή πειραμάτων από τον καθηγητή κ. Στασινόπουλο.

Η διδακτορική διατριβή χωρίζεται σε τέσσερα κεφάλαια. Επίσης περιέχονται η ενότητα της εισαγωγής, η ενότητα των συμπερασμάτων και το παράρτημα Α Στο παράρτημα Α εμφανίζεται ο κώδικας που έχει γραφεί ως m.file για την επεξεργασία των τιμών του δυναμικού που εξάγονται από το περιβάλλον των μερικών διαφορικών εξισώσεων. Πέρα από τον κώδικα δίνονται και γενικότερες πληροφορίες για την μεθοδολογία που ακολουθήθηκε, ώστε να προσομοιωθεί βήμα προς βήμα ο ηλεκτρικός δενδρίτης.

Τα κεφάλαια και το περιεχόμενο τους γράφτηκαν ώστε να μπορεί να γίνει κατανοητό το φαινόμενο των ηλεκτρικών δενδριτών από το μηχανικό και από το θετικό επιστήμονα, του οποίου τα γνωστικά αντικείμενα δεν γειτνιάζουν με αυτά των ηλεκτρικών δενδριτών. Για την παραπάνω αντιμετώπιση υπάρχουν δυο λόγοι. Ο πρώτος είναι ότι μια διδακτορική διατριβή, κατά την γνώμη του συγγραφέα, πρέπει να καλύπτει το θέμα από όλες τις δυνατές πλευρές που επηρεάζουν το φαινόμενο. Αυτό θα δώσει το απαραίτητο υπόβαθρο στον οποιοδήποτε μελλοντικό ερευνητή να καλύψει πλευρές του φαινομένου που εκ των πραγμάτων δεν θα μπορούσαν να καλυφθούν από τον υποψήφιο διδάκτορα ή να συσχετίσει μεγέθη που δεν συσχετίστηκαν επαρκώς. Ο δεύτερος λόγος σχετίζεται έμμεσα με τον πρώτο λόγο. Το θέμα των ηλεκτρικών δενδριτών καλύπτει μικρό τμήμα των βιβλίων που υπάρχουν και στην Ελλάδα αλλά και στο εξωτερικό. Αποτελούν συνήθως κεφάλαια ή ενότητες και δεν αντιμετωπίζονται ως αυτόνομο ηλεκτρικό-χημικό φαινόμενο. Έτσι, μέσα στις επόμενες σελίδες συμπεριλαμβάνονται όλες οι απαραίτητες πληροφορίες που θα μπορούσαν να ομαδοποιηθούν ώστε να μπορέσει ο αναγνώστης να αντιληφθεί πλήρως το εν λόγω φαινόμενο.

Έτσι, στο πρώτο κεφάλαιο της διδακτορικής διατριβής αναφέρονται όλες οι παράμετροι και τα μεγέθη που επηρεάζουν τη διάδοση των ηλεκτρικών δενδριτών. Αναφέρονται η διάσπαση σε στερεά και σε αέρια διηλεκτρικά με επισήμανση των κυριότερων σημείων των φαινομένων. Στη συνέχεια καταγράφονται τα βασικότερα σημεία από την θεωρία των μερικών εκκενώσεων με ταυτόχρονη παρουσίαση των δυο πιο διαδεδομένων μοντέλων (χωρητικοτήτων και Pedersen). Ακολούθως, περιγράφεται η σχέση μεταξύ μερικών εκκενώσεων και των διαφόρων σταδίων διάδοσης του δενδρίτη, όπως αυτή έχει αποδειχτεί από ερευνητές στις αρχές της δεκαετίας του '80, αλλά και στα μέσα της δεκαετίας του '90. Τα φορτία χώρου ορίζονται και αναφέρονται σε συνδυασμό με τα πολυμερή υλικά αλλά και με αναλύσεις από την θεωρία της έγχυσης και της παγίδευσής τους στο εσωτερικό τους. Τα μοντέλα που κατά καιρούς έχουν προταθεί για προσομοίωση, αλλά και μοντελοποίηση της συμπεριφοράς των ηλεκτρικών δενδριτών καταλαμβάνουν την προτελευταία ενότητα του πρώτου κεφαλαίου. Η εξαγωγή σε αυτή την περίπτωση των κυριότερων στοιχείων της θεωρίας των μοντέλων αποτέλεσε και την βάση για τη σύγκρισή τους με το μοντέλο που περιγράφεται σε αυτήν την εργασία η οποία γίνεται σε επόμενο κεφάλαιο του διδακτορικού. Στο τελευταίο τμήμα του πρώτου κεφαλαίου οι υδάτινοι δενδρίτες με τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά τους, αποτελούν την ερευνητική περιοχή που προσφέρεται για περαιτέρω διερεύνηση, καθώς η άμεση σχέση τους με τους ηλεκτρικούς δενδρίτες δεν έχει ακόμα πλήρως αποσαφηνιστεί.

Στο δεύτερο κεφάλαιο της διδακτορικής διατριβής το προτεινόμενο μοντέλο θεμελιώνεται από φυσική και μαθηματική σκοπιά όσο το δυνατόν καλύτερα. Εισάγεται ο παράγοντας ανομοιογένειας g , ο οποίος συνδέεται με τις επιτόπιες διακυμάνσεις της διηλεκτρικής σταθεράς ενώ ταυτόχρονα ενισχύεται θεωρητικά και ηλεκτροστατικά ότι σε τόσο μικρές αποστάσεις (π.χ. της τάξης των nm), το τοπικό πεδίο έχει σαφώς διαφορετική τιμή από το εξωτερικό μέσο ηλεκτρικό πεδίο. Το προτεινόμενο μοντέλο το οποίο στο εξής θα αναφέρεται ως **D.I.M.E.T.** (Dielectric Inhomogeneity Model for Electrical Treeing) δηλαδή μοντέλο διηλεκτρικής ανομοιογένειας για διάδοση ηλεκτρικών

δενδριτών, έχει ως σημείο εκκίνησης τρεις εργασίες των ετών 1996-1998. Οι τροποποιήσεις μεταξύ της μεθοδολογίας που ακολουθήθηκε αρχικά σε σχέση με την μέθοδο της παρούσης διατριβής, καταγράφονται επίσης στη συνέχεια. Τέλος, η σύγκριση με άλλα μοντέλα και προσπάθειες προσομοιώσεων καλύπτουν το τελευταίο τμήμα αυτού του κεφαλαίου.

Στο τρίτο κεφάλαιο γίνεται μια πιο αναλυτική περιγραφή των κυψελιδωτών αυτομάτων ως τρόπος προσομοίωσης δυναμικών φαινομένων. Δίνονται τέσσερα παραδείγματα εφαρμογής των κυψελιδωτών αυτομάτων σε δυναμικά συστήματα εκ των οποίων τα τρία έχουν πραγματοποιηθεί σε Ελληνικά Πανεπιστήμια. Ακολούθως, παρατίθενται οι προσομοιώσεις που έχουν γίνει μέσω του MATLAB. Καλύπτονται θεωρητικά, αλλά και από πλευράς προσομοίωσης οι ακόλουθες περιπτώσεις διάδοσης ηλεκτρικού δενδρίτη:

- Παρουσία και απουσία φορτίων χώρου σε διάταξη 20x50 αρχικά και 50x50 στη συνέχεια.
- Στην περίπτωση σχισμής αέρος στο εσωτερικό του υλικού είτε απουσία είτε παρουσία των φορτίων χώρου. Η ανάλυση του φυσικού συστήματος είναι και σε αυτήν την περίπτωση 50x50.
- Για την περίπτωση σχισμής αέρος η οποία τοποθετείται σε διάφορα σημεία του υλικού. Η περίπτωση αυτή καλύφθηκε χωρίς την παρουσία φορτίων χώρου. Η ανάλυση εξακολουθεί να βρίσκεται σε 50x50 κελιά.
- Επίπεδα ηλεκτρόδια 100x100 με ασυνέχεια στην επιφάνεια του ενός ηλεκτροδίου.
- Αγωγίμο σφαιρικό σωματίδιο στο εσωτερικό στερεού μονωτικού υλικού με ανάλυση 500x500.
- Μονωτικό σφαιρικό σωματίδιο στο εσωτερικό στερεού μονωτικού υλικού με ανάλυση 500x500.

Στο τέταρτο και τελευταίο κεφάλαιο της εργασίας γίνεται προσπάθεια να συσχετιστούν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης με τα πειραματικά αποτελέσματα της διεθνούς βιβλιογραφίας. Έτσι, γίνεται διερεύνηση των διαφορών και των ομοιοτήτων της εναλλασσόμενης και της συνεχούς τάσης πάνω στο φαινόμενο των ηλεκτρικών δενδριτών, ενώ δίνονται πληροφορίες για ορισμένα από τα μεγέθη της θεωρίας των fractals που χρησιμοποιούνται συχνά στην βιβλιογραφία. Στη συνέχεια παρατίθενται παραδείγματα από την διεθνή βιβλιογραφία η επίδραση των :

- Αερίων κοιλοτήτων / σχισμών
- Εγκεκλεισμένων σωματιδίων
- Φορτίων χώρου

στη διάσπαση του στερεού μονωτικού υλικού. Τέλος αναφέρεται η μεθοδολογία, αναλύεται η πειραματική διάταξη και εμφανίζονται τα αποτελέσματα διάδοσης ηλεκτρικού δενδρίτη σε PMMA. Τα πειράματα αυτά πραγματοποιήθηκαν στο εργαστήριο Σ.Η.Ε. του Τμήματος ΗΜ&ΜΥ του Δημοκρίτειου Πανεπιστημίου Θράκης.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ

ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΜΟΝΩΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ

1.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Με τον όρο διάσπαση των στερεών μονωτικών υλικών εννοούμε την οποιαδήποτε ηλεκτρική, φυσική, μηχανική ή χημική διαδικασία η οποία μπορεί να οδηγήσει σε ολική ή μερική απώλεια των ηλεκτρικών, μηχανικών ή μονωτικών ιδιοτήτων του υλικού. Σε κάθε περίπτωση παρατηρείται διάσπαση δεσμών και ενδεχομένως απελευθέρωση ιόντων λόγω των ιονισμών που λαμβάνουν χώρα. Επειδή στα διάφορα στάδια διάσπασης υπάρχουν και αέρια μονωτικά υλικά (η πιο απλή περίπτωση είναι ο ατμοσφαιρικός αέρας σε ήδη υπάρχουσα ή σε νεοσχηματισμένη κοιλότητα αέρος), η μελέτη της διάσπασης των στερεών μονωτικών υλικών είναι άμεσα συνυφασμένη με τη μελέτη της διάσπασης των αερίων μονωτικών υλικών. Η ανακατανομή για παράδειγμα των φορτίων κατά τη διάρκεια μερικών εκκενώσεων είναι ένα φαινόμενο που συμβαίνει στο εσωτερικό κοιλοτήτων οπότε αφού η κοιλότητα αέρος βρίσκεται στο εσωτερικό στερεού μονωτικού, η ανακατανομή φορτίων επηρεάζει τοπικά τις ιδιότητες του μονωτικού υλικού. Η παραπάνω παράλληλη συμπεριφορά αερίων και στερεών διηλεκτρικών ενισχύεται από τον πολλαπλασιασμό των ηλεκτρονίων στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού. Ο τρόπος πολλαπλασιασμού είναι ίδιος στα στερεά και στα αέρια διηλεκτρικά.

Ο ρόλος των μερικών εκκενώσεων είναι συνοδευτικός-συμπληρωματικός των φαινομένων των ηλεκτρικών δενδριτών. Τα δυο φαινόμενα υπάρχουν αλληλοεξαρτώμενα σε τέτοιο βαθμό που θα μπορούσε να καταγραφεί ότι οποτεδήποτε παρατηρείται ηλεκτρικός δενδρίτης έχουν προηγηθεί εκκενώσεις. Το αντίθετο δεν συμβαίνει απαραίτητα.

Τέλος, σημαντικό μέρος του πρώτου κεφαλαίου καταλαμβάνουν τα διάφορα μοντέλα που έχουν κατά καιρούς αναπτυχθεί τόσο για τη μελέτη των μερικών εκκενώσεων όσο και για τη μελέτη της διάδοσης των ηλεκτρικών δενδριτών. Φυσικά από την παρουσίαση αυτού του κεφαλαίου δεν θα μπορούσαν να λείψουν και οι υδάτινοι δενδρίτες με τις ομοιότητες και τις διαφορές που παρουσιάζουν με τους ηλεκτρικούς δενδρίτες.

1.2. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΔΙΑΣΠΑΣΕΩΣ ΑΕΡΙΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

1.2.1. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ TOWNSEND

Οποιοδήποτε αέριο διηλεκτρικό είτε βρίσκεται στο εσωτερικό αέριας κοιλότητας είτε βρίσκεται μέσα σε αγωγία κανάλια υπόκειται σε διαδικασίες πολλαπλών ιονισμών ώστε συνεχώς να δημιουργούνται στοιβάδες ηλεκτρονίων. Όταν το αέριο βρίσκεται σε χαμηλή πίεση και σε κατάλληλης τιμής ηλεκτρικό πεδίο τα ηλεκτρόνια τα οποία επιταχύνονται στο εσωτερικό του αερίου, δεν έχουν την απαιτούμενη ενέργεια για να προκληθεί ιονισμός, οπότε αυτό που παρατηρείται είναι συνεχείς διεγέρσεις. Αν το ηλεκτρόνιο αποκτήσει τελικά μεγάλη ενέργεια, τότε μπορεί να προκαλέσει ιονισμό δηλαδή απελευθέρωση ηλεκτρονίου από το άτομο του αερίου και να μετατρέψει το άτομο σε κατιόν [1].

Μια εξίσωση που δίνει το συντελεστή ιονισμού (πρώτος συντελεστής ιονισμού Townsend) α δίνεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$a = A \cdot p \cdot e^{\frac{B \cdot p}{E}} \quad \text{Εξίσωση 1}$$

α : είναι ο πρώτος συντελεστής ιονισμού Townsend

A, B : σταθερές που εξαρτώνται από τον τύπο του αερίου και από τη θερμοκρασία

E : η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου

p : η πίεση του αερίου

Μετά από κατάλληλες προσεγγίσεις και πράξεις εισάγεται και ο δεύτερος συντελεστής ιονισμού Townsend γ ο οποίος μαζί με τον πρώτο συντελεστή ιονισμού α δίνουν το κριτήριο για την ύπαρξη απείρου αριθμού ηλεκτρονίων, το οποίο ονομάζεται και κριτήριο Townsend :

$$a \cdot d > \ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) \quad \text{Εξίσωση 2}$$

Το κριτήριο Townsend είναι και η συνθήκη για την αυτοδιατηρούμενη εκκένωση. Επειδή τώρα από την κάθοδο μπορούν να παραχθούν ηλεκτρόνια και λόγω φωτοηλεκτρικού φαινομένου η παραπάνω εξίσωση μπορεί να γραφτεί και όπως παρακάτω :

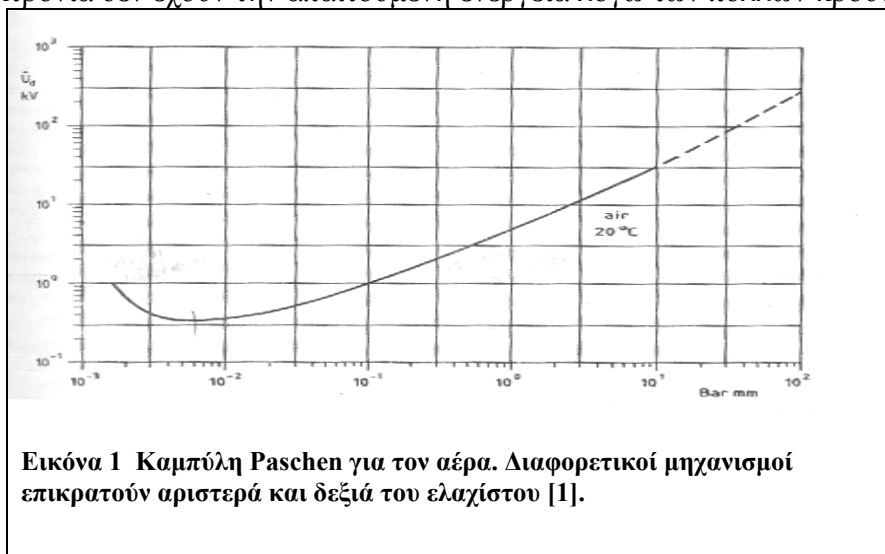
$$a \cdot d > \ln\left(1 + \frac{1}{\Gamma}\right) \quad \text{Εξίσωση 3}$$

Όπου Γ είναι ο δεύτερος συντελεστής ιονισμού που περιλαμβάνει τη δράση των θετικών ιόντων που ιονίζουν την κάθοδο και το μηχανισμό πρόσπτωσης φωτονίων που δημιουργούν τα δευτερεύοντα ηλεκτρόνια. Φυσικά εξαρτάται από τον τύπο του αερίου από το υλικό της καθόδου (έργο εξόδου), από την επιφάνεια καθόδου και από πίεση του αερίου. Συνολικά ο συντελεστής α εξαρτάται από πίεση και από ένταση ηλεκτρικού πεδίου.

Σε ομοιογενή πεδία $E=U/d$ οπότε και η τάση στην οποία διασπάται το υλικό U_d είναι συνάρτηση του γινομένου πίεσης επί την απόσταση

$$U_d = f(p \cdot d) \quad \text{Εξίσωση 4}$$

Η παραπάνω σχέση οδηγεί στην καμπύλη **Paschen** η οποία παρουσιάζει τη σχέση μεταξύ τάσης διάσπασης και γινομένου pd . Η γραφική παράσταση αυτής παρουσιάζει ένα ελάχιστο για την τάση δηλαδή το αέριο μπορεί να διασπαστεί σε αυτή τη συγκεκριμένη τιμή μόνο όταν το γινόμενο pd έχει μια ορισμένη τιμή. Για μικρότερες τιμές έχουμε λίγους ιονισμούς οπότε και απαιτείται μεγαλύτερη τάση διάσπασης, ενώ για μεγαλύτερες τιμές γινομένου πάλι απαιτούνται μεγαλύτερες τάσεις διότι τα ηλεκτρόνια δεν έχουν την απαιτούμενη ενέργεια λόγω των πολλών κρούσεων.



Η καμπύλη Paschen ισχύει για ομοιογενή πεδία και για γινόμενα $pd \leq 5 \text{ atm}\cdot\text{mm}$. Ισχύει όμως για την περίπτωση μικρών κοιλοτήτων εγκεκλεισμένων σε στερεά μόνωση.

1.2.2. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ STREAMER

Όταν το γινόμενο pd αυξάνει περισσότερο από 5 atm·mm, ο μηχανισμός Townsend παύει να ισχύει. Στην περίπτωση αυτή παρατηρούνται διασπάσεις σε πολύ μικρότερους χρόνους, οι ιονισμοί είναι τόσο ταχείς και ελευθερώνουν μέσω του ιονισμού τέτοιο αριθμό ηλεκτρονίων που δεν είναι απαραίτητη η παρουσία των δευτερογενώς παραγομένων ηλεκτρονίων από την κάθοδο. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να υποβαθμίζεται ο παράγοντας Γ δηλαδή το σύνολο των μηχανισμών ανάδρασης με την κάθοδο. Η κίνηση των ηλεκτρονίων από την κάθοδο προς την άνοδο δημιουργεί στο πέρασμά της θετικά φορτία τα οποία φυσικά δεν μπορούν να κινηθούν με μεγάλες ταχύτητες προς την κάθοδο. Κοντά στην περιοχή της ανόδου υπάρχει ισχυρό θετικό φορτίο χώρου που αν έχει την κατάλληλη τιμή μπορεί να αποδεσμεύσει ηλεκτρόνια μέσω φωτοηλεκτρικού φαινομένου τα οποία όμως δημιουργούν νέα θετικά φορτία χώρου. Τα θετικά φορτία που δημιουργούνται επιμηκύνουν την περιοχή των ήδη υπαρχόντων φορτίων χώρου οπότε και τελικά δημιουργείται ένας διάυλος (νημάτιο) προς την κάθοδο. Η μετατροπή των αρχικών ηλεκτρονικών στοιβάδων από διασκορπισμένες συστάδες φορτίου σε αγωγίμο, συγκεκριμένων διαστάσεων νημάτιο, πραγματοποιείται υπό την προϋπόθεση ότι η τιμή της έντασης του ακτινικού πεδίου στην κεφαλή της στοιβάδας θα γίνει ίση (ή ένα μη αμελητέο ποσοστό) με την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου που δημιουργείται από τα ηλεκτρόδια. Αυτό είναι σε ισχύ διότι αν υπάρχουν οι προϋποθέσεις για την αρχική δημιουργία στοιβάδας από το ηλεκτρόδιο, οι ίδιες προϋποθέσεις είναι ενεργές και για την περίπτωση της διάσπασης και της δημιουργίας βοηθητικών στοιβάδων σε οποιοδήποτε σημείο του ενδιάμεσου χώρου [2]. Η παραπάνω διαδικασία ονομάζεται μηχανισμός streamer.

1.2.3. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΚΟΡΟΝΑ

Είναι εκκενώσεις οι οποίες συμβαίνουν κάτω από το όριο διάσπασης (breakdown voltage) για όλη τη διάταξη και οφείλονται σε μικρές προεξοχές ή ασυνέχειες της επιφάνειας του ηλεκτροδίου. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία τοπικά ανομοιογενούς ηλεκτρικού πεδίου που στις εν λόγω περιοχές αποκτά μια πολύ μεγάλη τιμή. Η μεγάλη τιμή του πεδίου στα σημεία αυτά είναι μεγαλύτερη από το όριο διάσπασης. Έτσι, προκαλούνται εκκενώσεις οι οποίες με τη σειρά τους προκαλούν απώλειες ενέργειας. Η συνθήκη για τη δημιουργία εκκενώσεων τύπου κορόνα στην επιφάνεια ενός αγωγού δίνεται από την παρακάτω έκφραση :

$$E_c = 31,53 + \frac{9,63}{\sqrt{\delta \cdot r}} \quad \text{Εξίσωση 5}$$

Όπου E_c είναι η κρίσιμη τιμή του ηλεκτρικού πεδίου σε kV/cm, r είναι η ακτίνα του αγωγού επίσης σε cm, και τέλος δ είναι η σχετική πυκνότητα του αέρα όπως αυτή καθορίζεται από τη σχέση:

$$\delta = 0,386 \cdot \frac{P}{273 + t} \quad \text{Εξίσωση 6}$$

Στην παραπάνω εξίσωση p είναι η πίεση μετρημένη σε Torr και t είναι η θερμοκρασία μετρημένη σε βαθμούς Κελσίου.

Η συμπεριφορά των εκκενώσεων τύπου κορόνα διαφέρει ανάλογα με την πολικότητα. Επίσης η μορφή και τα χαρακτηριστικά των εκκενώσεων τύπου κορόνα ποικίλλουν και ανάλογα με τη χρονική διάρκεια εφαρμογής της τάσης [3].

Η έννοια της διάσπασης οποιασδήποτε φύσης υλικού (στερεού, υγρού ή αερίου), προερχόμενη από μικρές ανομοιομορφίες ή ασυνέχειες της επιφάνειας των ηλεκτροδίων αποτέλεσε και αποτελεί ένα ιδιαίτερης σημασίας πεδίο έρευνας. Έτσι, μέσα στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής

μελετήθηκε η διάδοση ηλεκτρικού δενδρίτη σε στερεό μονωτικό το οποίο βρίσκεται ανάμεσα σε δυο επίπεδα ηλεκτρόδια. Στο ένα από αυτά όμως έχει δημιουργηθεί μια μικρή προεξοχή απ' όπου πηγάζει η στοιβάδα των φορτίων που εγχύονται στο εσωτερικό του υλικού. Έτσι καθίσταται σαφές ότι η ενσωμάτωση στη διαδικασία υπολογισμού του ηλεκτρικού πεδίου και των διαφορών ασυνεχειών (είτε σε αέρια είτε σε στερεά διηλεκτρικά) δίνει πληρέστερη εικόνα για τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα γύρω από αυτές τις περιοχές. Εδώ βέβαια πρέπει να διευκρινιστεί ότι ο μηχανισμός κορόνα δεν εξαρτάται από το μέσο εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο αλλά μπορεί να παρατηρηθεί ακόμη και σε μικρές τιμές τάσης.

1.3. ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΜΟΝΩΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ

1.3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Σε αυτήν την ενότητα θα παρουσιαστούν οι βασικότερες περιπτώσεις διάσπασης στερεών μονωτικών υλικών. Πολλές από τις περιπτώσεις, όπως είναι φυσικό σχετίζονται μεταξύ τους, ενώ ενδιαφέρον παρουσιάζει ο τρόπος που ο κάθε συγγραφέας υπολογίζει το ηλεκτρικό πεδίο. Ο υπολογισμός αυτός εξαρτάται από τα υλικά που συμμετέχουν στην εν λόγω διάταξη, από τα εφαρμοζόμενα είδη πεδίων και από τις γενικότερες προσεγγίσεις που επιχειρούνται στον αριθμητικό τις περισσότερες φορές υπολογισμό των πεδίων. Παρουσιάζει ενδιαφέρον ότι με διαφορετικούς τρόπους μπορεί να επιτευχθεί το ίδιο αποτέλεσμα (αυτό της διάσπασης), κάτι που αναδεικνύει τη σύνθετη φύση του προβλήματος. Συνοπτικά, χωρίς να αναφερθούν θεωρίες διάσπασης λόγω δευτερογενών φαινομένων (π.χ. εξωτερικές διασπάσεις), θα μπορούσε να αναφερθεί ότι η διάσπαση των στερεών διηλεκτρικών, από πλευράς συμπεριφοράς των ηλεκτρονίων, μπορεί να ερμηνευθεί με τη βοήθεια τριών βασικών θεωριών.

- Θεωρία του Frohlich και των συνεργατών του (amorphous theory): Με τη σειρά της χωρίζεται σε δυο κατηγορίες, στη διάσπαση πάνω από την κρίσιμη θερμοκρασία και στη διάσπαση κάτω από την κρίσιμη θερμοκρασία. Σε χαμηλές θερμοκρασίες ένα ηλεκτρόνιο κερδίζει ενέργεια από το πεδίο και χάνει ενέργεια κατά τις συγκρούσεις με το πλέγμα. Αν κατά τη διάρκεια της ανταλλαγής ενέργειας το ηλεκτρόνιο κερδίσει αρκετή ενέργεια, τότε μπορεί να περάσει στη ζώνη αγωγιμότητας και να προκαλέσει, μαζί με άλλα ηλεκτρόνια που θα αποκτήσουν με τον ίδιο τρόπο ενέργεια, τη διάσπαση του υλικού. Με την αύξηση της θερμοκρασίας, πολύ περισσότερα ηλεκτρόνια αποκτούν αρκετή ενέργεια, ώστε να συμπεριφέρονται πλέον ως ηλεκτρονικό αέριο και τελικά να δημιουργούν τις κατάλληλες συνθήκες για διάσπαση του υλικού.

- Θεωρία Ηλεκτρονικής Στοιβάδας (electron avalanche theory), η οποία προτάθηκε από τον von Hippel και η οποία αναφέρει ως προϋπόθεση για τη διηλεκτρική διάσπαση την ύπαρξη πολλών ηλεκτρονίων τα οποία έχουν δημιουργηθεί με ιονισμό λόγω κρούσης. Ο αριθμός των ηλεκτρονίων και το μέγεθος της στοιβάδας πρέπει να ξεπεράσουν μια κρίσιμη τιμή ώστε να καταστραφεί το υλικό.

- Θεωρία για τη διηλεκτρική διάσπαση του Zener, ο οποίος πρότεινε ότι διάσπαση μπορεί να συμβεί όταν το ηλεκτροστατικό πεδίο μπορεί να γίνει αρκετά ισχυρό ώστε να προκαλέσει ιονισμό των ατόμων στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού.

1.3.2. ΕΓΓΕΝΗΣ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΤΕΡΕΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ

Ονομάζεται η διάσπαση δεσμών στο εσωτερικό του διηλεκτρικού με τη συνεπακόλουθη απώλεια της μονωτικής ικανότητας του συστήματος. Λαμβάνει χώρα μετά από μικρής χρονικής διάρκειας εφαρμογή τάσης (της τάξης των nsec) χωρίς σημαντική έκλυση θερμότητας και χωρίς απαραίτητα την εμφάνιση γεγονότων μερικών εκκενώσεων.

Σύμφωνα με ορισμένους συγγραφείς [3] αποτελεί εσωτερική ιδιότητα του υλικού και εξαρτάται μόνο από τη θερμοκρασία. Αυτή η τιμή φυσικά μπορεί να προσεγγιστεί για:

- σταθερές και ελεγχόμενες εξωτερικές συνθήκες θερμοκρασίας-υγρασίας,
- προσεκτική εφαρμογή τάσης χωρίς την ύπαρξη εξωτερικών εκκενώσεων
- ομοιογενή υλικά

Κατά άλλους τώρα συγγραφείς [4] η τιμή του εγγενούς πεδίου διάσπασης δεν μπορεί να θεωρηθεί φυσική σταθερά του υλικού αφού εξαρτάται από πλήθος αστάθμητων παραγόντων. Για να μπορέσει τώρα να μελετηθεί η εγγενής διάσπαση και να υπολογιστεί η τιμή της χρησιμοποιούνται στερεά υλικά με μεγάλη τιμή έντασης στο κέντρο τους και μικρότερες στα άκρα τους. Κάποιοι από τους τρόπους ερμηνείας σχετίζονται με τις δυνάμεις Coulomb που αναπτύσσονται στα ιόντα του πλέγματος [5].

Τα ηλεκτρικά πεδία που απαιτούνται είναι περίπου 100 kV/mm [3] και το κριτήριο για την ύπαρξη ή μη της εσωτερικής διάσπασης είναι αν τα ηλεκτρόνια έχουν ικανή ενέργεια να μεταβούν από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας. Φυσικά σε αυτή τη διαδικασία θα πρέπει να ληφθεί υπόψη και η διαδικασία απώλειας ενέργειας λόγω των κρούσεων με το πλέγμα. Η τελική κατάσταση του ηλεκτρονίου καθορίζεται από τη λήψη ενέργειας και την απώλεια ενέργειας του ηλεκτρονίου κατά τις διάφορες συγκρούσεις του (ισοζύγιο ενέργειας).

1.3.3. ΗΛΕΚΤΡΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ

Σε αυτή την περίπτωση η εφαρμοζόμενη τάση ασκεί ελκτικές δυνάμεις στα επιφανειακά φορτία που βρίσκονται στα άκρα του διηλεκτρικού. Η πίεση που ασκείται όταν εφαρμοστεί πεδίο 100 kV/mm μπορεί να φτάσει αρκετά kN/m² [3]. Η ηλεκτρική δύναμη συμπίεσης σε κάποιο βαθμό ισορροπεί με τη μηχανική δύναμη συμπίεσης βάσει του ακόλουθου τύπου (ισορροπία δυνάμεων):

$$V^2 = d^2 \cdot \frac{2 \cdot Y}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot \ln\left(\frac{d_0}{d}\right) \quad \text{Εξίσωση 7}$$

όπου d_0 το αρχικό πάχος του δοκιμίου, d το τελικό πάχος του δοκιμίου μετά την εφαρμογή της τάσης, ϵ_0 και ϵ_r οι σχετικές επιδεκτικότητες στο κενό και στο υλικό, Y το μέτρο του Young (ή μέτρο ελαστικότητας).

Παραγωγίζοντας ως προς d βρίσκουμε ότι η προηγούμενη σχέση έχει μέγιστο όταν $d/d_0 = \exp(-1/2) = 0,6$. Καμία πραγματική τιμή του V δεν είναι τόσο μεγάλη που να συμπίεσει τόσο πολύ το δοκίμιο σε τιμές μικρότερες από 0,6. Αν η εσωτερική διηλεκτρική αντοχή (intrinsic strength) δεν προσεγγιστεί σε αυτή την τιμή, μια περαιτέρω αύξηση στο V καθιστά το δοκίμιο ασταθές και τελικά καταλήγει σε διάσπαση του υλικού. Η υψηλότερη τιμή πεδίου δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

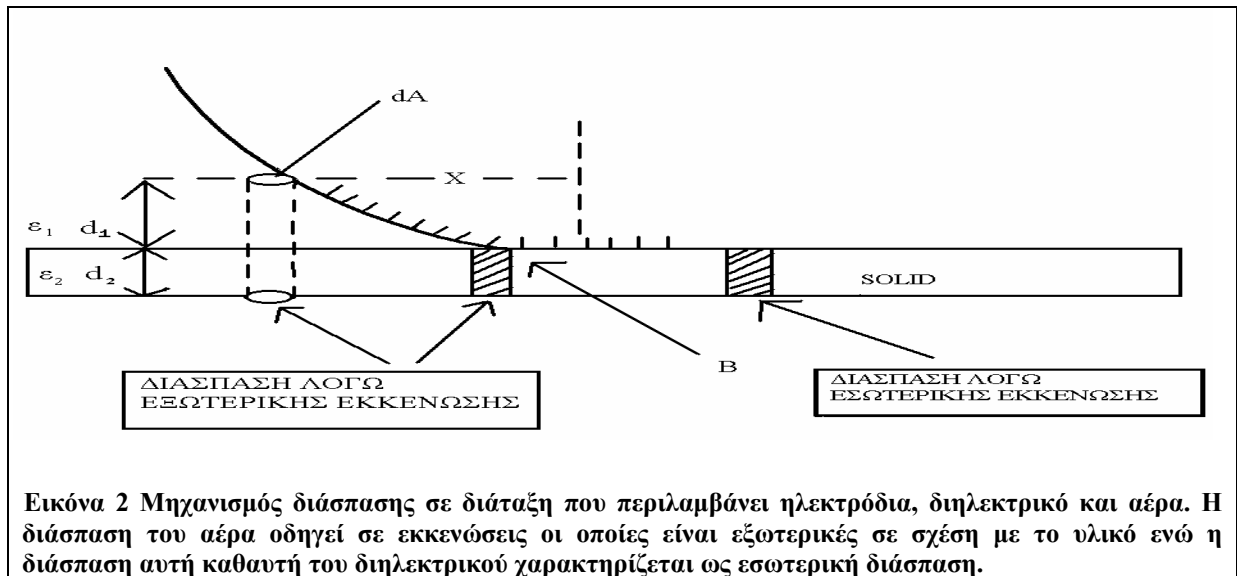
$$E_a = \frac{V}{d_0} = 0,6 \cdot \sqrt{\frac{Y}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}} \quad \text{Εξίσωση 8}$$

1.3.4. ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΤΙΣ ΑΚΡΕΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ (EDGE BREAKDOWN)

Σε περιπτώσεις σύνθετων μονώσεων όπως στην περίπτωση στερεού διηλεκτρικού με αέριο ή υγρό, η μετρούμενη τάση διάσπασης καθορίζεται από το πιο ασθενές διηλεκτρικό και όχι από το στερεό διηλεκτρικό [3]. Χρησιμοποιώντας τη διάταξη του σχήματος οι εντάσεις των πεδίων, και οι πτώσεις τάσεων υπολογίζονται για διάφορα πάχη d_1 και d_2 .

Η τάση στα άκρα του αερίου δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$V_1 = \frac{V \cdot d_1}{d_1 + \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right) \cdot d_2} \quad \text{Εξίσωση 9}$$



Η ένταση πεδίου στο εσωτερικό του δεύτερου διηλεκτρικού γίνεται πάρα πολύ μεγάλη όσο η απόσταση x γίνεται πάρα πολύ μικρή. Το αέριο διηλεκτρικό διασπάται, η ανακατανομή των φορτίων διαταράσσει περαιτέρω την ανομοιογένεια του πεδίου. Η συγκέντρωση φορέων στην άκρη της εκκένωσης (tip of the discharge) μπορεί και να οδηγήσει σε πεδιακές εντάσεις της τάξης του 1000 kV/mm [3] οι οποίες είναι πολύ μεγαλύτερες από την τοπική αντοχή του διηλεκτρικού. Μια νέα διάσπαση είναι πιθανόν να εμφανιστεί η οποία με τη σειρά της θα μας οδηγήσει σε νέες διακλαδώσεις και νέα αγωγή κανάλια. Η ολοκληρωτική κατάρρευση του υλικού θα προκύψει όταν πολλές τέτοιες διακλαδώσεις οδηγήσουν την ενέργεια του ηλεκτροδίου στο απέναντι ηλεκτρόδιο.

Από τις δυο κατηγορίες διασπάσεων αυτές που συνήθως εμφανίζονται είναι οι εξωτερικές επειδή οι εσωτερικές απαιτούν περισσότερο χρόνο και μικρότερες τιμές τάσεις.

1.4. ΜΕΡΙΚΕΣ ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ

1.4.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Μερικές Εκκενώσεις ονομάζονται κυρίως οι εκκενώσεις οι οποίες λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό σχισμής η οποία βρίσκεται εγκεκλεισμένη σε στερεό διηλεκτρικό. Είναι ατελείς διασπάσεις δηλαδή διασπάσεις αερίων οι οποίες από μόνες τους δεν μπορούν να οδηγήσουν σε ηλεκτρική διάσπαση του υλικού. Με αυτόν τον τρόπο κάποιοι συγγραφείς τις θεωρούν διασπάσεις αερίων διηλεκτρικών. Στις μερικές εκκενώσεις επίσης υπάγονται οι περιπτώσεις:

- I) εγκεκλεισμένης φυσαλίδας σε στερεό μονωτικό.
- II) οι ιονισμοί που μπορούν να λάβουν χώρα στην επιφάνεια του διηλεκτρικού.
- III) οι ιονισμοί στον αέρα λόγω της παρουσίας ηλεκτροδίου (κορόνα).
- IV) Οι ιονισμοί στον αέρα λόγω της ατελούς προσαρμογής του ηλεκτροδίου στο εσωτερικό του διηλεκτρικού.

Κάτω από ορισμένες προϋποθέσεις μπορούν να οδηγήσουν σε ολοκληρωτική διάσπαση του υλικού κυρίως με την εφαρμογή εναλλασσομένου πεδίου υψηλής εντάσεως. Τέλος, κοιλότητες αέρος μπορεί να σχηματιστούν στο εσωτερικό του υλικού λόγω υψηλών ηλεκτρικών πεδίων οι οποίες είναι και τα σημεία εκείνα στα οποία κατεξοχήν πραγματοποιείται το φαινόμενο των εκκενώσεων.

Ο λόγος που δεν μπορούν από μόνες τους να οδηγήσουν σε ηλεκτρική διάσπαση είναι ο περιορισμένος χώρος που συνήθως καταλαμβάνει η κοιλότητα αέρος και η μικρή τιμή για την ένταση του ρεύματος που αναπτύσσεται στο εσωτερικό της λόγω της μερικής εκκένωσης. Για μεγαλύτερες διαστάσεις της κοιλότητας, οι μερικές εκκενώσεις μπορούν να οδηγήσουν σε ηλεκτρική διάσπαση εξαιτίας της μεγαλύτερης διαδρομής που μπορούν να διανύσουν τα ιόντα στο εσωτερικό της κοιλότητας. Η μεγαλύτερη διαδρομή επιτρέπει περισσότερους ιονισμούς οπότε και έχει ως αποτέλεσμα περισσότερα ελεύθερα φορτία ικανά να διασπάσουν το σημείο του στερεού διηλεκτρικού στο οποίο και κατευθύνονται. Αυτό θα οδηγήσει σε διάσπαση του στερεού διηλεκτρικού με τη δημιουργία αγωγίμου διαύλου ο οποίος μπορεί να θεωρηθεί επέκταση της κοιλότητας προς το υπόλοιπο στερεό διηλεκτρικό. Γενικότερα, οι οποιοσδήποτε αέριες κοιλότητες αποτελούν τα αδύναμα σημεία της μονώσεως και πρέπει να αποφεύγονται. Σε περιπτώσεις μονωτικών υλικών, τα οποία συνίστανται από ταινίες (laminated) είναι αναπόφευκτες. Τα βασικά μεγέθη τα οποία και παίζουν ρόλο στο φαινόμενο των μερικών εκκενώσεων είναι:

- Η τάση έναρξης της εκκένωσης η οποία είναι η μικρότερη τάση στην οποία θα μπορεί να πραγματοποιηθεί εκκένωση συγκεκριμένου μεγέθους, όταν η εναλλασσόμενη τάση που εφαρμόζεται στο υλικό αυξάνεται με σταθερό ρυθμό,
- Η τάση εξαλείψεως της εκκένωσης η οποία ορίζεται ως η μικρότερη τάση κατά την οποία εκκένωση συγκεκριμένης ενέργειας θα επαναληφθεί όταν η εφαρμοζόμενη τάση στο υλικό μειώνεται με σταθερό ρυθμό, (ή επαναλαμβανόμενη εκκένωση κατά A. Kelen) [6].
- η ενέργεια μιας ηλεκτρικής εκκένωσης W , η οποία είναι και η ενέργεια που χάνεται λόγω της εκκένωσης,
- η συχνότητα f της εφαρμοζόμενης τάσεως
- Η τάση έναυσης εκκένωσης η οποία είναι και η μικρότερη τάση αγωγίμων ή διηλεκτρικών επιφανειών στην οποία μπορεί να συμβεί ηλεκτρική εκκένωση.
- Η απομένουσα τάση η οποία είναι η τάση που παραμένει στα άκρα της κοιλότητας μετά τον τερματισμό της εκκένωσης (100 Volt).
- Το μέγεθος της ηλεκτρικής εκκένωσης που είναι άμεσα σχετιζόμενο με το ηλεκτρικό φορτίο που χάνεται κατά τη διάρκεια μιας εκκένωσης.

1.4.2. ΜΟΝΤΕΛΑ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ

Το φαινόμενο των μερικών εκκενώσεων μπορεί να μελετηθεί με τη βοήθεια διαφόρων μοντέλων. Τα δυο σημαντικότερα από αυτά είναι:

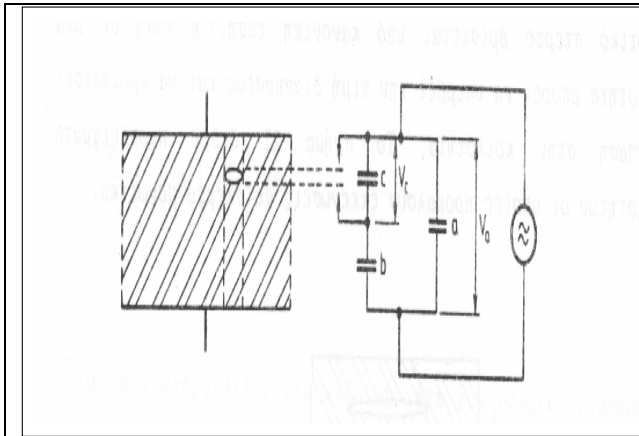
- Το μοντέλο των χωρητικοτήτων
- Το μοντέλο Pedersen.

1.4.2.1. ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΜΕΡΙΚΗΣ ΕΚΚΕΝΩΣΗΣ-ΜΟΝΤΕΛΟ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΩΝ

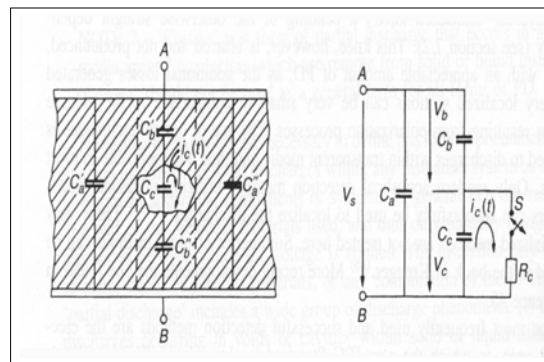
Για να μπορέσουμε να υπολογίσουμε την ενέργεια που χάνεται σε μια ηλεκτρική εκκένωση έχει χρησιμοποιηθεί το μοντέλο των χωρητικοτήτων. Η περίπτωση που λαμβάνονται υπόψη είναι η κοιλότητα αέρος που βρίσκεται εγκεκλεισμένη στο εσωτερικό στερεού διηλεκτρικού υλικού. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 3 η κοιλότητα αντιστοιχίζεται με χωρητικότητα C_c ενώ οι περιοχές του διηλεκτρικού που βρίσκονται δίπλα στην κοιλότητα αντιστοιχούν σε χωρητικότητα C_b . Αντίστοιχα όλα τα υπόλοιπα στοιχεία του διηλεκτρικού που δεν σχετίζονται άμεσα με την κοιλότητα δημιουργούν χωρητικότητα C_a .

Θεωρώντας ότι στο εσωτερικό της κοιλότητας το πεδίο είναι ομογενές, η τάση διασπάσεως και κατ' επέκταση και το πεδίο διασπάσεως (διηλεκτρική αντοχή) του αερίου που βρίσκεται στο εσωτερικό της κοιλότητας μπορεί να εκτιμηθεί με βάση την καμπύλη του Paschen. Όπως φαίνεται και από το σχήμα 4, η ολική χωρητικότητα δίνεται από τον παρακάτω τύπο που προέρχεται από τη μεθοδολογία πρόσθεσης (είτε σε σειρά είτε παράλληλα χωρητικοτήτων):

$$C_{ολ} = C_c + \frac{C_a \cdot C_b}{C_a + C_b} \quad \text{Εξίσωση 10}$$



Εικόνα 3 Εγκεκλεισμένη κοιλότητα αέρος στο εσωτερικό στερεού διηλεκτρικού υλικού. Στα δεξιά εικονίζεται το αντίστοιχο κύκλωμα σύμφωνα με το μοντέλο των χωρητικοτήτων [1].



Εικόνα 4 Παρόμοια με την εικόνα 3, το στερεό διηλεκτρικό με το αντίστοιχο κύκλωμα με πιο αναλυτική περιγραφή [3].

Στηριζόμενοι στο σχήμα 3, η περιοχή του δοκιμίου δίπλα στην κοιλότητα (αντιστοιχεί σε \$C_b\$), έχει μικρή χωρητικότητα σε σχέση με το υπόλοιπο δοκίμιο οπότε υπάρχει η προσέγγιση \$C_a \gg C_b\$. Αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η ολική χωρητικότητα μπορεί να δοθεί από τον παρακάτω τύπο:

$$C_{ολ} = C_c + C_b \quad \text{Εξίσωση 11}$$

Το σχήμα 5 είναι αρκετά κατατοπιστικό στις τάσεις διασπάσεως \$U^+\$ και στην απομένουσα τάση \$V^+\$, όπως αυτές έχουν οριστεί στην 1.4.1. Η διάσπαση της κοιλότητας πραγματοποιείται όταν η εξωτερική τάση γίνει ίση με την τάση διασπάσεως. Αμέσως μετά, λόγω της εκκενώσεως, παρατηρείται πτώση τάσης μεταξύ των τοιχωμάτων της κοιλότητας όπου και φτάνουμε μέχρι τη μικρή τιμή της απομένουσας τάσης (100 Volt).

Τελικά, με τη βοήθεια απλών συλλογισμών μπορούμε να καταλήξουμε στη σχέση που μας δίνει την ενέργεια μιας ηλεκτρικής μερικής εκκενώσεως. Στον παρακάτω τύπο μπορούμε να δείξουμε την τιμή της ενέργειας μιας εκκενώσεως \$W\$:

$$W = \frac{1}{2} \cdot C_c \cdot \Delta V_c \cdot U \quad \text{Εξίσωση 12}$$

όπου \$C\$ η χωρητικότητα της κοιλότητας, \$\Delta V_c = U - V\$ η διαφορά δυναμικού πάνω στην κοιλότητα και \$U\$ η τάση διασπάσεως [4].

Υποθέτοντας ότι οι εκκενώσεις ξεκινούν σε τάση κορυφής \$V_{peak}\$ τότε η τάση διασπάσεως \$U\$ δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$U = \frac{C_b}{C_c + C_b} \cdot V_{peak} \quad \text{Εξίσωση 13}$$

Ο συνδυασμός των δυο τύπων δίνει σαν αποτέλεσμα τον παρακάτω τύπο :

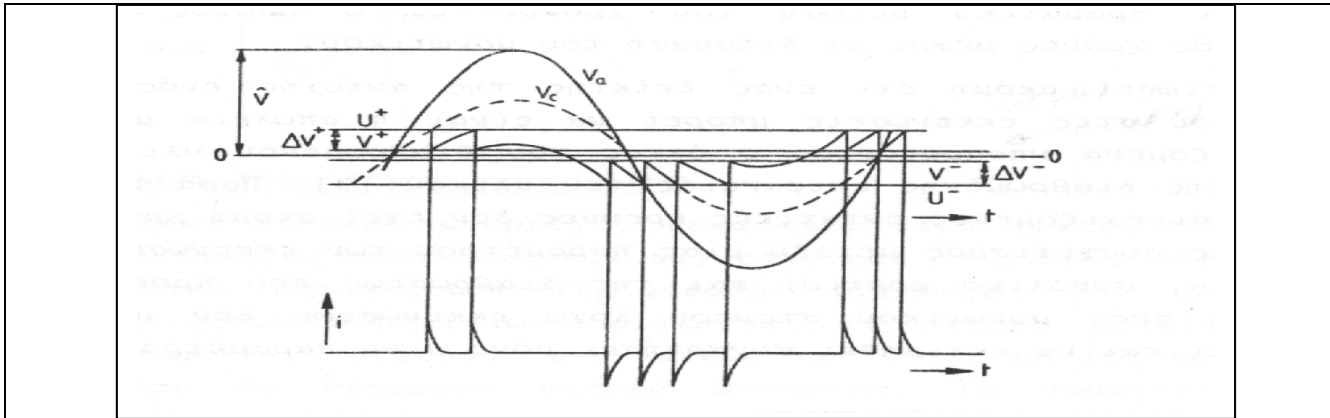
$$W = \frac{1}{2} \cdot C_c \cdot \Delta V_c \cdot \frac{C_b}{C_b + C_c} \cdot V_{peak} \quad \text{Εξίσωση 14}$$

Η επόμενη προσέγγιση που μπορεί να πραγματοποιηθεί είναι ότι η χωρητικότητα της κοιλότητας C_c είναι σαφώς μεγαλύτερη από τη χωρητικότητα που αντιστοιχεί στην C_b . Έτσι ο παραπάνω τύπος προσεγγίζεται από την ακόλουθη εξίσωση :

$$W = \frac{1}{2} \cdot \Delta V_c \cdot C_b \cdot V_{peak} \quad \text{Εξίσωση 15}$$

Όμως έχει αποδειχθεί ότι η πτώση τάσης σε όλο το δοκίμιο ΔV_a είναι ανάλογη της διαφοράς δυναμικού ΔV_c διότι όπως φαίνεται από τα σχήματα 3 και 4 οι χωρητικότητες C_a και C_b λειτουργούν ως διαιρέτες τάσης για τη ΔV_c .

$$\Delta V_a = \Delta V_c \cdot \frac{C_b}{C_a + C_b} \quad \text{Εξίσωση 16}$$



Εικόνα 5 Αλληλουχία διασπάσεων σε κοιλότητα όταν εφαρμόζεται εναλλασσόμενη τάση [1].

Με τον παρακάτω τύπο, με τη βοήθεια του παλμογράφου από όπου μπορούμε να υπολογίσουμε το επαγόμενο φορτίο σε μια ηλεκτρική εκκένωση με τη βοήθεια της τάσης που εμφανίζεται στην οθόνη παλμογράφου.

$$q_A = \Delta V_a \cdot C_{ολ}' \cong \Delta V_a \cdot C_a \cong C_b \cdot \Delta V_c \quad \text{Εξίσωση 17}$$

όπου C_b η χωρητικότητα του υλικού πλησίον της κοιλότητας και ΔV_c η πτώση τάσεως στην κοιλότητα.

1.4.2.2. ΜΟΝΤΕΛΟ PEDERSEN

Το μοντέλο του Pedersen [7] για τις μερικές εκκενώσεις, έχει αναπτυχθεί με στόχο τον τελικό υπολογισμό του επαγόμενου φορτίου στο εσωτερικό μιας κοιλότητας η οποία περιβάλλεται από διηλεκτρικό. Ολόκληρη η ανάπτυξη του μοντέλου στηρίζεται στην ηλεκτρομαγνητική θεωρία ενώ παράλληλα χρησιμοποιεί στοιχεία από τη θεωρία περί streamer.

Η διαδικασία υπολογισμού του επαγόμενου φορτίου, έχει ως αφετηρία δυο παραδοχές οι οποίες είναι συνεπείς με το ηλεκτροστατικό πρόβλημα αλλά δεν δικαιολογούνται πλήρως ως προς την ανάγκη εισαγωγής τους. Το επαγόμενο λοιπόν φορτίο θα υπολογιστεί με τη βοήθεια του παρακάτω επιφανειακού ολοκληρώματος. Ολόκληρη η ανάλυση από εδώ και πέρα έχει ως στόχο στο σωστό υπολογισμό (για τις συνθήκες που ενδιαφερόμαστε) του φορτίου q που επάγεται στο εσωτερικό κοιλότητας συγκεκριμένων διαστάσεων και σχήματος.

$$q = -\int_S \lambda \cdot \sigma \cdot dS \quad \text{Εξίσωση 18}$$

Σε αυτό ακριβώς το σημείο βρίσκεται η καινοτομία της μεθόδου. Η εισαγωγή δηλαδή της παραμέτρου λ η οποία είναι μια συνάρτηση για την οποία ο αριθμητικός της υπολογισμός είναι πολύ σημαντική παράμετρος του τελικού τύπου. Η πρωτοτυπία της βρίσκεται από τον ορισμό των οριακών συνθηκών της. Στο ηλεκτρόδιο όπου και το φορτίο κατανέμεται έχει την τιμή $\lambda=1$ ενώ σε όλα τα υπόλοιπα ηλεκτρόδια έχει την τιμή $\lambda=0$. Η ύπαρξη αυτής της συνάρτησης στο εσωτερικό του ολοκληρώματος δίνει τη μέγιστη τιμή του φορτίου όταν αυτό υπολογίζεται στο ηλεκτρόδιο ενώ δίνει την τιμή 0 για τα υπόλοιπα ηλεκτρόδια. Φυσικά, σε όλο τον υπόλοιπο χώρο του διηλεκτρικού η παράμετρος λ παίρνει ενδιάμεσες τιμές. Επιπλέον η συνάρτηση λ υπακούει την εξίσωση Laplace :

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \cdot \vec{\nabla} \cdot \lambda) = 0 \quad \text{Εξίσωση 19}$$

Όπου ϵ είναι η επιδεκτικότητα σε εκείνο το σημείο του υλικού. Προφανώς, το λ έχει για την περίπτωση των μερικών εκκενώσεων άμεση σχέση με ηλεκτρικά πεδία αλλά η εισαγωγή μιας τέτοιας παραμέτρου μπορεί να φανεί χρήσιμη σε οποιοδήποτε φαινόμενο υπακούει την εξίσωση Laplace. Για την περίπτωση των ηλεκτρικών πεδίων το λ ακολουθεί τη μοίρα του αριθμητικού υπολογισμού του δυναμικού. Δίνεται δηλαδή από τύπο :

$$\lambda = \frac{V}{U} \quad \text{Εξίσωση 20}$$

Όπου V είναι το δυναμικό σε εκείνο το σημείο και U είναι η εφαρμοζόμενη τάση στον υπολογισμό του πεδίου. Για τη συνέχιση των υπολογισμών, η συνάρτηση λ σε ένα σημείο \mathbf{p} της κοιλότητας δίνεται από το $\lambda(\mathbf{p})$ ενώ σε ένα άλλο σημείο της κοιλότητας δίνεται από τον τύπο $\lambda(\mathbf{p}+\mathbf{I})$, το οποίο υπολογίζεται με τη βοήθεια της σειράς Taylor.

Ένα πολύ σημαντικό σημείο της παραπάνω προσέγγισης είναι ότι το διάνυσμα \mathbf{p} ορίζεται σε ένα σταθερό σημείο στο εσωτερικό της κοιλότητας το οποίο μπορεί να είναι τυχαίο. Από εκεί και πέρα όμως το διάνυσμα \mathbf{I} ορίζεται με αφετηρία το πέρασ του διανύσματος \mathbf{p} δηλαδή πρόκειται για ένα μικρό διάνυσμα που η περιστροφή του μπορεί να καλύψει όλα τα σημεία. Με τον τρόπο αυτό το διάνυσμα \mathbf{I} καθίσταται το ακτινικό διάνυσμα στο εσωτερικό της κοιλότητας (οι ιδανικές συνθήκες για αυτήν τη μετάβαση είναι σφαιρική κοιλότητα με το πέρασ του διανύσματος \mathbf{p} να βρίσκεται ακριβώς στο κέντρο της κοιλότητας).

Οι όροι ανώτερης τάξης εξαιτίας των πολύ μικρών διαστάσεων της κοιλότητας μπορούν να παραλειφθούν, οπότε και η συνάρτηση λ μπορεί να πάρει την παρακάτω μορφή.

$$\lambda_i(\vec{\rho} + \vec{1}) = \lambda_i(\vec{\rho}) + \vec{1} \cdot \vec{\nabla} \cdot \lambda_i(\vec{\rho}) \quad \text{Εξίσωση 21}$$

Το φορτίο το οποίο επάγεται σε μια ηλεκτρική εκκένωση πάνω στο ηλεκτρόδιο δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$q_i = - \oiint \lambda_i \cdot \sigma \cdot dS \quad \text{Εξίσωση 22}$$

Αν συνδυάσουμε τις παραπάνω δυο εξισώσεις τότε προκύπτει ο παρακάτω τύπος :

$$q_i = - \oiint [\lambda_i(\vec{\rho}) \cdot \sigma + (\vec{l} \cdot \vec{\nabla} \lambda_i(\vec{\rho}) \cdot \sigma)] \cdot dS \quad \text{Εξίσωση 23}$$

Από τα παραπάνω είναι εμφανές ότι ο πρώτος όρος της εξίσωσης δίνει κλειστό ολοκλήρωμα το οποίο δίνει αποτέλεσμα μηδέν. Έτσι απομένει ο δεύτερος όρος ο οποίος δίνει αποτέλεσμα

$$q_i = - \vec{\nabla} \cdot \lambda_i(\vec{\rho}) \cdot \oiint \vec{l} \cdot \sigma \cdot dS \quad \text{Εξίσωση 24}$$

Επειδή όμως το άθροισμα όλων των φορτίων στο εσωτερικό της αέριας κοιλότητας παραμένει σταθερό, η κατανομή των φορτίων μπορεί να αντικατασταθεί από τον όρο της ηλεκτρικής διπολικής ροπής. Άρα

$$\vec{\mu} = - \oiint \vec{l} \cdot \sigma \cdot dS \quad \text{Εξίσωση 25}$$

Τελικά το επαγόμενο φορτίο στους ακροδέκτες δίνεται από τον παρακάτω τύπο :

$$q_i = - \vec{\mu} \cdot \vec{\nabla} \lambda_i(\vec{\rho}) \quad \text{Εξίσωση 26}$$

1.4.2.3. ΣΧΟΛΙΑ ΠΑΝΩ ΣΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ PEDERSEN

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να παρατηρηθεί το γεγονός ότι ο όρος της διπολικής ροπής για την περίπτωση της κοιλότητας αέρος χρησιμοποιείται με την επιφανειακή πυκνότητα φορτίου σ η οποία όμως δεν παραμένει σταθερή σε όλη την εσωτερική επιφάνεια της κοιλότητας. Όπως είναι ξεκάθαρο, τα φορτία στο εσωτερικό των κοιλοτήτων κατά τη διάρκεια των μερικών εκκενώσεων συνεχώς αναδιατάσσονται με αποτέλεσμα να μην υπάρχει συνεχής και σταθερή κατανομή φορτίων [8]. Το φαινόμενο δηλαδή των μερικών εκκενώσεων είναι ένα δυναμικό φαινόμενο ενώ ο τελικός στόχος ολοκλήρου του μοντέλου, όπως θα φανεί παρακάτω, είναι ο υπολογισμός του επαγόμενου φορτίου. Ο υπολογισμός αυτός πραγματοποιείται με τη βοήθεια του όρου της ηλεκτρικής διπολικής ροπής η οποία εκτός των άλλων περιέχει και πολύ χρήσιμες παραμέτρους για την γεωμετρία της κοιλότητας. Θεωρητικά όμως η συνεχής ανακατανομή των φορτίων δημιουργεί μικρά ρεύματα τα οποία δεν υπάρχει λόγος να δεχθούμε ότι αξιωματικά τα αρνητικά φορτία είναι πάντα ίσα σε αριθμό με τα θετικά. Η έννοια του ηλεκτρικού δίπολου μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τις περιπτώσεις που στατικά :

- Το ολικό φορτίο είναι συνεχώς μηδέν
- Τα φορτία είναι κατανεμημένα και σταθερά και όχι συνεχώς αναδιατασσόμενα.

Στα παραπάνω έρχονται να προστεθούν και τα αέρια παραπροϊόντα τα οποία και είναι συνεχώς παρόντα στην όλη διαδικασία αλλοιώνοντας την τελική τιμή του φορτίου. Το τελευταίο μάλιστα, σε συνδυασμό με την πίεση αναφέρεται επίσης στην [8], ως πιθανή αιτία για την απόκλιση μεταξύ πειραματικών και θεωρητικών τιμών σε μεγάλες διαστάσεις κοιλότητας.

Οι έννοιες της συνάρτησης λ και της ηλεκτρικής διπολικής ροπής, από μαθηματικής και φυσικής άποψης, είναι πρωτοποριακές και καινοτόμες στην πορεία των μερικών εκκενώσεων. Εκμεταλλεύονται στο έπακρο, τις δυνατότητες που παρέχει η ηλεκτρομαγνητική θεωρία πάνω σε κοιλότητες, ηλεκτρικά πεδία και φορτία. Οι όποιες σκέψεις παρατίθενται στο παρόν σύγγραμμα αποτελούν προσπάθειες αποσαφήνισης κάποιων ιδιαίτερα ευαίσθητων σημείων τα οποία δεν αποσαφηνίζονται επαρκώς με βάση τις πεπερασμένες γνώσεις του συγγραφέα πάνω σε αυτά.

Η τελική εξίσωση στην οποία καταλήγει ο Pedersen για το επαγόμενο φορτίο στους ακροδέκτες δίνεται παρακάτω:

$$q_i = -k \cdot \Omega \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot (E_i - E_l) \cdot \left| \vec{\nabla} \lambda_0 \right| \quad \text{Εξίσωση 27}$$

αφού πρώτα έχει υπολογιστεί η ηλεκτρική διπολική ροπή

$$\vec{\mu} = k \cdot \Omega \cdot \epsilon_r \cdot \epsilon_0 \cdot (E_i - E_l) \quad \text{Εξίσωση 28}$$

Όπως φαίνεται και από τα παραπάνω το αποτέλεσμα είναι πραγματικά πρωτότυπο. Το μοντέλο Pedersen δανείζεται τους απαραίτητους όρους της γεωμετρικής δομής της κοιλότητας από τη θεωρία του ηλεκτρικού διπόλου, καθώς και τη διαφορά των πεδίων έναυσης και σβέσης από το κριτήριο streamer για ηλεκτραρνητικά αέρια.

$$E_i - E_l = \frac{M \cdot E_l}{2 \cdot a \cdot p} \quad \text{Εξίσωση 29}$$

ή για μη ηλεκτραρνητικά αέρια.

$$E_i - E_l = \frac{B \cdot E_l}{\sqrt{2 \cdot a \cdot p}} \quad \text{Εξίσωση 30}$$

Η ηλεκτρική διπολική ροπή δηλαδή πρέπει να διαιρεθεί με την απόσταση η οποία ταυτόχρονα θα έπρεπε να σχετίζεται και με το ηλεκτρικό πεδίο. Έτσι εισήχθη η συνάρτηση λ (με τιμή αναφοράς λ_0) η οποία για επίπεδα ηλεκτρόδια ισούται με

$$\vec{\nabla} \lambda_0 = \frac{1}{d} \quad \text{Εξίσωση 31}$$

ενώ για κυλινδρικά ηλεκτρόδια ισούται με:

$$\vec{\nabla} \lambda_0 = \frac{1}{r \cdot \ln\left(\frac{R_0}{R_i}\right)} \quad \text{Εξίσωση 32}$$

Η συνάρτηση λ λοιπόν δεν είναι μια αυθαίρετα εισαγόμενη συνάρτηση στον υπολογισμό του φορτίου των ηλεκτροδίων. Αποτελεί το μέσον για τη συμφωνία μονάδων και μεγεθών μεταξύ της ηλεκτρικής διπολικής ροπής και του φορτίου. Ενδεχομένως η φυσική της σημασία (φυσικό ανάλογο) είναι το ποσοστό του δυναμικού σε μια ορισμένη θέση του υλικού (κοντά ή μακριά από τα ηλεκτρόδια). Σίγουρα υπάρχει η ανάγκη περαιτέρω διερεύνησης του φυσικού υποβάθρου που συνοδεύει αυτήν τη συνάρτηση σε συνδυασμό με άλλου είδους μελέτες σε παρόμοια προβλήματα. Η συμφωνία σε μεγάλο ποσοστό μεταξύ πειραματικών και θεωρητικών δεδομένων [9] αναδεικνύει τη σημασία και τη σπουδαιότητα του μοντέλου. Για τον παραπάνω λόγο θα μπορούσε να διατυπωθεί το ερώτημα αν το μοντέλο έχει εφαρμογή σε συνθήκες γήρανσης του υλικού ή είναι κατάλληλο μόνο για αρχικές συνθήκες. Σε αρχικές συνθήκες δηλαδή ο παράγοντας γ του μηχανισμού Townsend παίρνει αρκετά μικρές τιμές επειδή η κοιλότητα δεν έρχεται σε επαφή με οποιαδήποτε μεταλλική επιφάνεια. Έτσι σε δοκίμια τα οποία είτε φυσικά είτε τεχνητά έχουν υποστεί γήρανση, προεξάρχει ο μηχανισμός Townsend οπότε και η μεθοδολογία του μοντέλου Pedersen, το οποίο βασίζεται στο μηχανισμό streamer, παύει να ισχύει.

Τέλος, ο τύπος της ηλεκτρικής διπολικής ροπής :

$$\vec{\mu} = \iint \vec{r} \cdot \sigma \cdot dS \quad \text{Εξίσωση 33}$$

μπορεί να τροποποιηθεί στην παρακάτω εξίσωση :

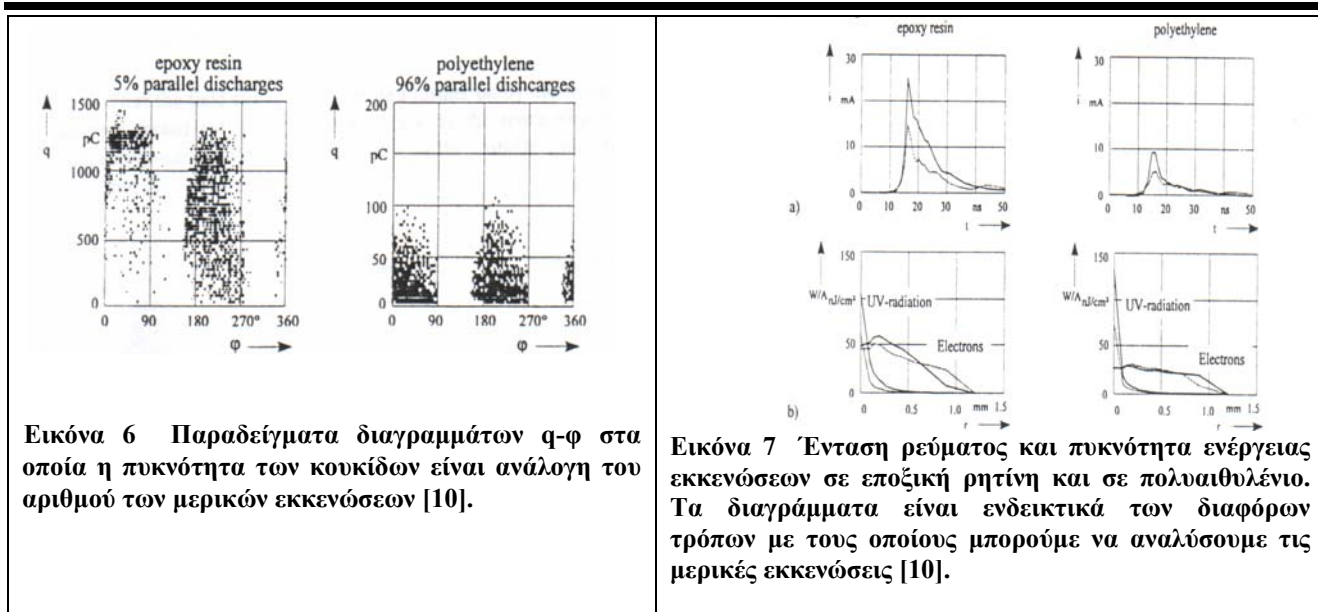
$$\vec{\mu} = \iint a(\vec{r}) \cdot \sigma(\vec{r}) dS \quad \text{Εξίσωση 34}$$

όπου το $a(r)$ είναι το πάχος του επαγόμενου στρώματος όπως αυτό προκύπτει είτε από τα αέρια παραπροϊόντα είτε από αλλοίωση και μεταβολή των διαστάσεων της κοιλότητας.

Επίσης, θα μπορούσε να καταγραφεί ότι το μοντέλο Pedersen δεν μπορεί να ερμηνεύσει τη συμπεριφορά εκκενώσεων τύπου Townsend ή των swarming micro-discharges. Η αιτία είναι ότι το μοντέλο βασίζεται, όπως έχει ήδη αναφερθεί, στο κριτήριο streamer (streamer criterion). Επιπρόσθετα, το μοντέλο Pedersen παρουσιάζει μικρές αποκλίσεις μεταξύ πειραματικών και θεωρητικών δεδομένων σε μη-γηρασμένα δοκίμια ενώ παρουσιάζει σημαντικές αποκλίσεις στην περίπτωση των γηρασμένων δοκιμίων. Απόκλιση παρατηρείται επίσης μεταξύ πειραματικών δεδομένων φορτίου και τιμών φορτίου όπως αυτό υπολογίζεται σύμφωνα με το μοντέλο Pedersen καθώς αυξάνεται η διάμετρος της κοιλότητας. Μια αιτία αυτής της απόκλισης είναι και η παρουσία διαφόρων παραπροϊόντων (byproducts) στο εσωτερικό της κοιλότητας. Τα αέρια αυτά παραπροϊόντα (χωρίς να μπορεί να αποκλειστεί και η περίπτωση στερεών ή υγρών παραπροϊόντων) έχουν μικρότερη τιμή για τη διηλεκτρική τους αντοχή οπότε με αυτόν τον τρόπο επηρεάζεται και η τιμή του επαγόμενου φορτίου αλλά και η πίεση στο εσωτερικό της κοιλότητας.

1.4.3. ΤΡΟΠΟΙ ΑΝΑΛΥΣΗΣ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ

Ο πιο συνηθισμένος τρόπος ανάλυσης μερικών εκκενώσεων είναι τα διαγράμματα φ-q-n τα οποία και συσχετίζουν το πλήθος των γεγονότων μερικών εκκενώσεων με το φορτίο το οποίο επάγουν και με τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή που συμβαίνουν ως προς την φάση της εφαρμοζόμενης τάσης.



Εικόνα 6 Παραδείγματα διαγραμμάτων q-φ στα οποία η πυκνότητα των κουκίδων είναι ανάλογη του αριθμού των μερικών εκκενώσεων [10].

Εικόνα 7 Ένταση ρεύματος και πυκνότητα ενέργειας εκκενώσεων σε εποξική ρητίνη και σε πολυαιθυλένιο. Τα διαγράμματα είναι ενδεικτικά των διαφόρων τρόπων με τους οποίους μπορούμε να αναλύσουμε τις μερικές εκκενώσεις [10].

Παραδείγματα τέτοιου είδους ανάλυσης εικονίζονται στο σχήμα 6 τα οποία και υπάρχουν στην [10]. Εικονίζονται γεγονότα μερικών εκκενώσεων τα οποία συμβαίνουν σε επίπεδες κοιλότητες στο εσωτερικό πολυαιθυλενίου και εποξικής ρητίνης. Παρατηρείται το φαινόμενο στο πολυαιθυλένιο να υπάρχει μεγάλο ποσοστό παραλλήλων εκκενώσεων ενώ στην εποξική πολύ μικρό ποσοστό παράλληλων εκκενώσεων. Είναι όμως χαρακτηριστικό ότι και στις δυο περιπτώσεις τα περισσότερα γεγονότα συμβαίνουν στο πρώτο (0-90) και στο τρίτο τεταρτημόριο (180-270) της εναλλασσόμενης τάσης. Επίσης από το ύψος των παλμών είναι φανερό ότι το φορτίο που εναποτίθεται στα τοιχώματα της κοιλότητας στην εποξική ρητίνη είναι μεγαλύτερο σε σχέση με το πολυαιθυλένιο. Με αυτό τον τρόπο η οποιαδήποτε μερική εκκένωση εξαρτάται και από τις συνθήκες πίεσης και πεδίου στο εσωτερικό της αλλά και από το περιβάλλον μονωτικό υλικό.

Άλλος τρόπος καταγραφής και ανάλυσης των μερικών εκκενώσεων είναι οι καμπύλες ρεύματος-χρόνου ή οι καμπύλες ισχύος-χρόνου. Παραδείγματα τέτοια υπάρχουν ενδεικτικά στην [10] όπως φαίνεται και στο σχήμα 7. Η ανίχνευση των γεγονότων μερικών εκκενώσεων στηρίζεται στην καταγραφή παλμών στο εξωτερικό κύκλωμα. Οι παλμοί αυτοί εμφανίζονται με την απότομη αλλαγή στο επαγόμενο φορτίο των ηλεκτροδίων του υλικού. Οι διαφορετικές συνθήκες που υπάρχουν σε κάθε μερική εκκένωση έχουν σαν αποτέλεσμα τα διαφορετικά χαρακτηριστικά του κάθε παλμού.

1.5. ΣΧΕΣΗ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΔΕΝΔΡΙΤΗ

1.5.1. ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΙ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ

Είναι πειραματικά αποδεδειγμένο ότι ηλεκτρικοί δενδρίτες μπορούν να ξεκινήσουν είτε από κοιλότητες αέρος που ήδη υπάρχουν στο εσωτερικό του υλικού είτε από τους αγωγίμους διαύλους που μπορούν να δημιουργηθούν από τη χημική διάβρωση και μονωτική υποβάθμιση του υλικού λόγω της παρουσίας φορτίων χώρου που έχουν εγχυθεί στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού. Επιτόπιες αυξήσεις ηλεκτρικού πεδίου μπορούν να προκληθούν και από συσσώρευση φορτίου, κυρίως χαμηλής κινητικότητας (θετικά ιόντα) στα εσωτερικά τοιχώματα του αγωγίμου διαύλου.

Από σχετικά παλαιότερες αναφορές στη διεθνή βιβλιογραφία [11], το θεωρητικό σχήμα που μπορεί να οδηγήσει σε ηλεκτρικό δενδρίτη μπορεί να συνοψιστεί στα παρακάτω βήματα:

1. Εισαγωγή ηλεκτροδίου στο εσωτερικό μονωτικού υλικού, με την προϋπόθεση της πλήρους και τέλει επαφής του ηλεκτροδίου με το μονωτικό υλικό. Η περίπτωση αυτή είναι

ουσιαστικά η μελέτη της διηλεκτρικής συμπεριφοράς του μονωτικού υλικού λόγω της παρουσίας αγώγιμου σωματιδίου (αγώγιμη πρόσμιξη).

2. Έγχυση φορέων από το ηλεκτρόδιο στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού. Οι φορείς (ηλεκτρόνια) κινούνται προς τη μια ή την άλλη κατεύθυνση ανάλογα με την πολικότητα της συνεχούς τάσης ή κινούνται και προς τις δυο κατευθύνσεις περιοδικά στην περίπτωση της εναλλασσόμενης τάσης.

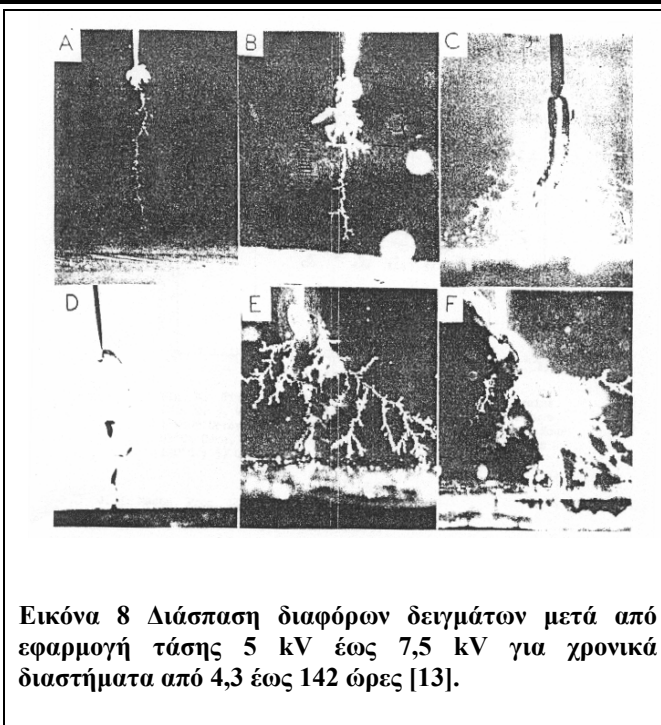
3. Διάσπαση των χημικών δεσμών στα μόρια του πολυμερούς υλικού και απελευθέρωση ελευθέρων ριζών και αερίων / στερεών παραπροϊόντων.

4. Στο βήμα αυτό υπάρχουν δυο τρόποι ερμηνείας και προσέγγισης του φαινομένου οι οποίοι είναι συμπληρωματικοί. Ο πρώτος ασχολείται με τα φορτία που ανακατανέμονται στο εσωτερικό των κοιλοτήτων που είναι τα φορτία των μερικών εκκενώσεων. Ο δεύτερος προσεγγίζει το φαινόμενο με τη βοήθεια των φορτίων που εγκλωβίζονται στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού που είναι τα φορτία χώρου. Έτσι, η συνεχής διάχυση αυτών προϊόντων δημιουργεί σταδιακά μια κοιλότητα αέρος όπου και μερικές εκκενώσεις συμβαίνουν στο εσωτερικό της. Φυσικά κοιλότητες αέρος προϋπάρχουν και λόγω κατασκευαστικών ατελειών. Αυτές που περιγράφονται είναι αυτές που επιπλέον δημιουργούνται. Η δημιουργία αυτής της κοιλότητας ή κατά άλλους μιας πληθώρας από μικροσκοπικές κοιλότητες, στενά συνδεδεμένες μεταξύ τους είναι το πρόδρομο φαινόμενο που οδηγεί στο σχηματισμό των ηλεκτρικών δενδριτών. Από την άλλη πλευρά η ανακατανομή των φορτίων στο υλικό, ορισμένες φορές παγιδεύει τα φορτία χώρου, τα οποία αλλοιώνουν το ηλεκτρικό πεδίο και έτσι υποβοηθούν στη δημιουργία ή μη των κοιλοτήτων αέρος.

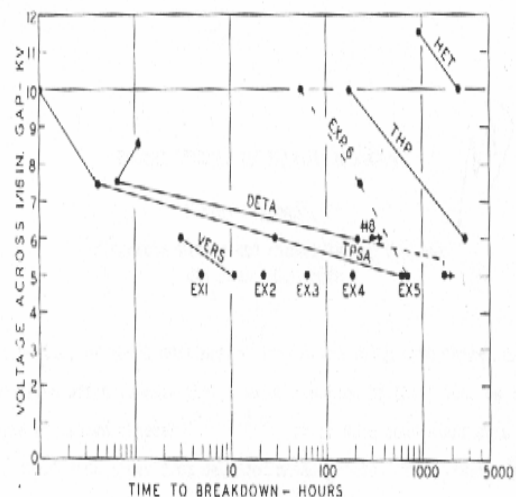
5. Το φαινόμενο του σχηματισμού των αγώγιμων καναλιών λόγω της σύνδεσης των μικρών κοιλοτήτων μεταξύ τους πρέπει να θεωρηθεί ότι είναι παρόν και στη διάρκεια διάδοσης του δενδρίτη (propagation stage) και όχι μόνο κατά την φάση έναυσης.

Πολλοί ερευνητές στο παρελθόν έχουν ασχοληθεί με το θέμα των ηλεκτρικών δενδριτών είτε αυτόνομα είτε ως μέρος μιας γενικότερης μελέτης πάνω στη διηλεκτρική διάσπαση. Οι διάφορες επιστημονικές όψεις του θέματος επέτρεψαν κατά καιρούς την ενασχόληση και την ανάλυση του φαινομένου μέσω διαφορετικών εργαλείων. Έτσι, το 1953 οι Kitchin και Pratt [12], αναφέρουν την εμφάνιση των ηλεκτρικών δενδριτών σε μονωτικά συστήματα οι οποίοι αναγνωρίζονται ως μικροσκοπικά κανάλια στο εσωτερικό του υλικού. Επιπρόσθετα στην ίδια εργασία οι δενδρίτες αναφέρεται ότι ξεκινούν είτε από τα ηλεκτρόδια είτε από στερεά σωματίδια (εννοείται αγώγιμα) είτε από μικροσκοπικές ίνες στο εσωτερικό της μόνωσης. Στην ίδια εργασία μελετώνται οι ηλεκτρικοί δενδρίτες παραγόμενοι από εναλλασσόμενη, συνεχή ή κρουστική τάση για διάφορες τιμές του χρόνου. Επίσης, μεταξύ άλλων, προτείνονται τρόποι για την κοπή των δειγμάτων και την καλύτερη μελέτη τους με τη βοήθεια μικροσκοπίου. Ως συμπέρασμα καταγράφεται και η ποικιλία χρονικών διαστημάτων από τη στιγμή εμφάνισης του δενδρίτη μέχρι την τελική διηλεκτρική κατάρρευση. Το εύρος τιμών είναι, κατά τους συγγραφείς τεράστιο αφού ξεκινάει από μερικά μικροδευτερόλεπτα και φτάνει τους μερικούς μήνες. Η συμπεριφορά φυσικά καθορίζεται από το εφαρμοζόμενο πεδίο. Όσο μεγαλύτερο το πεδίο τόσο γρηγορότερα το υλικό θα κορεστεί με αποτέλεσμα να μην μπορεί να επανακτήσει τις μονωτικές του ιδιότητες (fatigue) και τελικά να καταρρεύσει.

Στη συνέχεια το 1962, ο Murray Olyphant [13], εκτός από τη συσχέτιση μεταξύ της ηλεκτρικής κατάρρευσης και των ηλεκτρικών δενδριτών, αναγνώρισε τη σπουδαιότητα των μερικών εκκενώσεων στο εσωτερικό των καναλιών. Τα μεγέθη των εκκενώσεων εκτιμήθηκαν να κυμαίνονται από λιγότερο του ενός pC μέχρι μερικές εκατοντάδες pC. Τα δοκίμια που χρησιμοποιήθηκαν ήταν διαφόρων ειδών εποξικές ρητίνες ενώ έγινε προσπάθεια ανίχνευσης δενδριτών και στα όρια φυσικών αερίων κοιλοτήτων. Τέλος, ελήφθησαν φωτογραφίες για τους διάφορους ηλεκτρικούς δενδρίτες καθώς και διαγράμματα για την εκτίμηση της διάρκειας ζωής των υλικών (εικ. 8 και 9).



Εικόνα 8 Διάσπαση διαφόρων δειγμάτων μετά από εφαρμογή τάσης 5 kV έως 7,5 kV για χρονικά διαστήματα από 4,3 έως 142 ώρες [13].



Εικόνα 9 Απαιτούμενος χρόνος για διάσπαση σε διάφορες ρητίνες, για διάφορες τάσεις και θερμοκρασίες [13].

Λίγο αργότερα ο Work [14], αναδεικνύει τον ρόλο των φορτίων στη δημιουργία των ηλεκτρικών καναλιών αλλά και στη δημιουργία των διακλαδώσεων. Θεωρεί δε, ότι τα φορτία εναποτίθενται σε διάφορα σημεία των καναλιών δημιουργώντας περιοχές σωρευμένου θετικού φορτίου. Το φορτίο αυτό τροποποιεί το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του καναλιού δημιουργώντας ακτινικές και αξονικές συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου. Σε περίπτωση που η ακτινική γίνει μεγαλύτερη, τότε το κανάλι έχει την τάση να επεκταθεί προς την εν λόγω κατεύθυνση. Αν όμως οι εκκενώσεις κατευθύνονται σε διαφορετική περιοχή του καναλιού, τότε η συσσώρευση φορτίου και η μεγάλη τιμή της ακτινικής συνιστώσας του πεδίου δημιουργεί απλά διακλάδωση (branching).

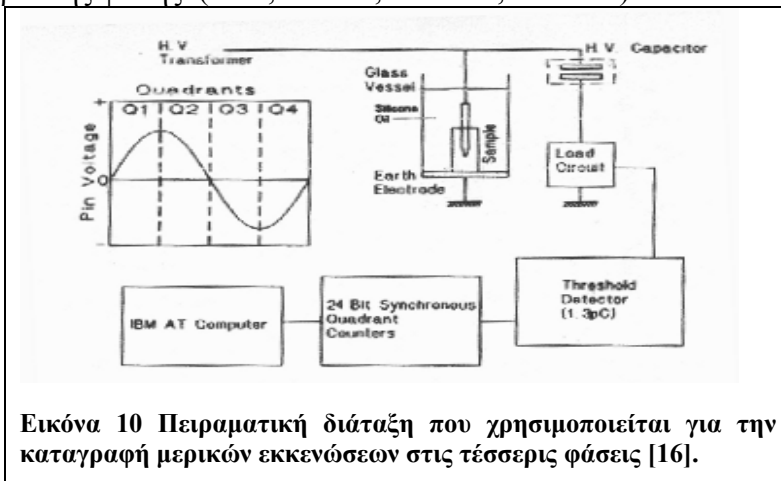
Σε άλλο άρθρο των αρχών της δεκαετίας του '80 [15], γίνεται ο διαχωρισμός σε τρεις περιόδους του φαινομένου των ηλεκτρικών δενδριτών. Η πρώτη περίοδος αναφέρεται στο πρώιμο στάδιο (incubation pre-stage) κατά το οποίο τα ηλεκτρόνια εξάγονται και εγχέονται στο εσωτερικό του υλικού δημιουργώντας χημική διάβρωση και τοπική διάρρηξη δεσμών. Κατά τη διάρκεια αυτού του σταδίου δημιουργείται ένα μικρό αγωγίμο κανάλι με μερικές εκκενώσεις στο εσωτερικό του (όχι απαραίτητα ανιχνεύσιμες). Η μηχανική καταπόνηση του υλικού προκύπτει ως αποτέλεσμα της δημιουργίας του καναλιού. Η δεύτερη περίοδος, είναι η περίοδος έναρξης διάδοσης του δενδρίτη όπου και δημιουργούνται μικρορωγμές και μικροκοιλότητες αέρος στο εσωτερικό του υλικού. Το τρίτο στάδιο είναι το στάδιο ανάπτυξης του δενδρίτη που περιλαμβάνει αυτήν την φορά ανιχνεύσιμες μερικές εκκενώσεις καθώς και διακλαδώσεις προς διάφορες κατευθύνσεις του υλικού.

1.5.2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΣΥΝΔΕΣΗΣ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ-ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ

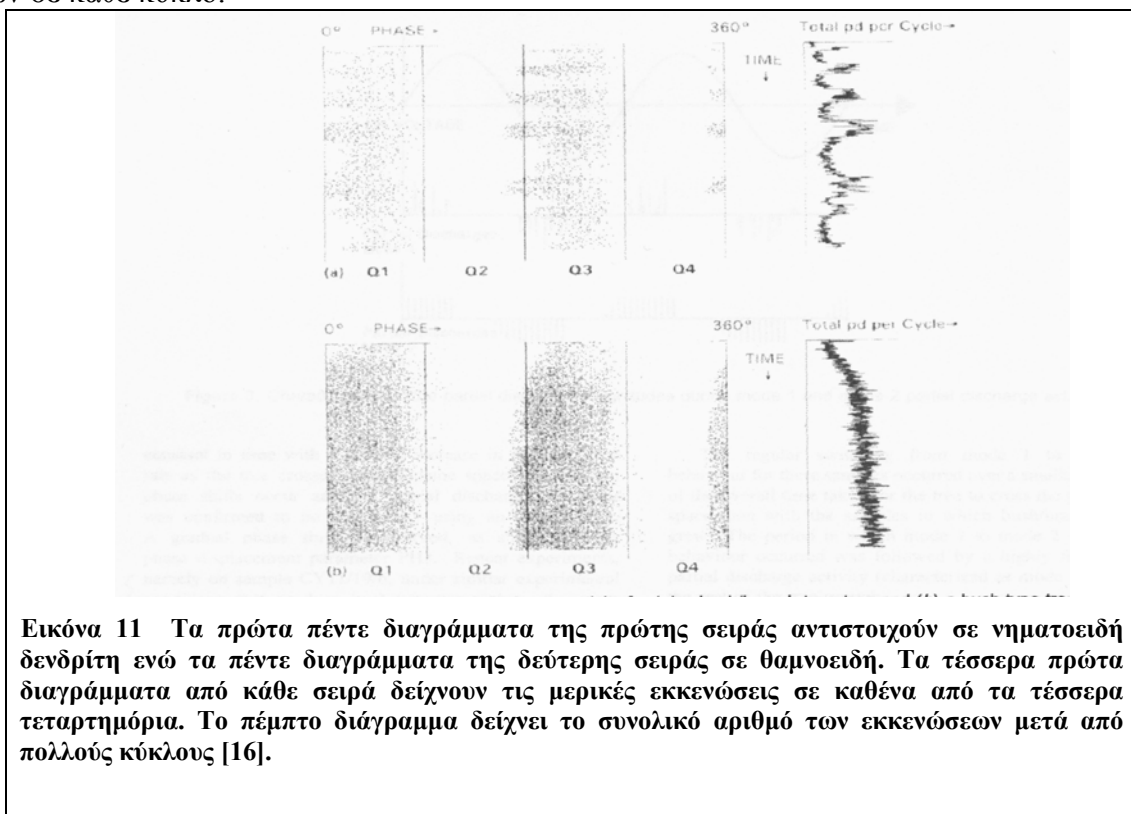
Η σύνδεση των μερικών εκκενώσεων με τους ηλεκτρικούς δενδρίτες είναι γεγονός που έχει επιβεβαιωθεί σε πολλές εργασίες. Η μελέτη των δυο φαινομένων ταυτόχρονα έχει να επιδείξει σημαντικά αποτελέσματα. Στη συνέχεια θα παρουσιαστούν μερικές από τις εργασίες που καταγράφουν ξεκάθαρα τις σχέσεις μεταξύ εκκενώσεων – δενδριτών. Οι εργασίες αυτές περιγράφονται με τις απαραίτητες μόνο λεπτομέρειες των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν διότι πρέπει να δοθεί μια σαφής εικόνα των μεθόδων που ακολουθήθηκαν.

Η σχέση μεταξύ μερικών εκκενώσεων και διάδοσης ηλεκτρικού δενδρίτη γίνεται περισσότερο ξεκάθαρη στο σχήμα 11 το οποίο και παρουσιάζει τα φασικά διαγράμματα για δυο περιπτώσεις [16].

Η πειραματική διάταξη που έχει χρησιμοποιηθεί είναι αυτή της εικόνας 10. Το κατώφλι φορτίου των μερικών εκκενώσεων για την εν λόγω διάταξη βρίσκεται στα 1,3 pCoulomb. Ο μετρητής είναι κατάλληλα σχεδιασμένος για να ανιχνεύει και να καταγράφει μερικές εκκενώσεις σε καθένα από τα τέσσερα τεταρτημόρια της φάσης. (0-90, 90-180, 180-270, 270-360)



Στην πρώτη περίπτωση αντιστοιχεί δενδρίτης θαμνοειδούς μορφής με δενδροειδείς προεκτάσεις (bush-branch) ενώ στη δεύτερη θαμνοειδής (bush-type). Κάθε σημείο απεικονίζει ένα γεγονός μερικής εκκένωσης καταγεγραμμένο από κατάλληλο κύκλωμα ανίχνευσης σε ένα από τα τέσσερα τεταρτημόρια της φάσης. Το πέμπτο διάγραμμα εικονίζει το συνολικό αριθμό μερικών εκκενώσεων σε κάθε κύκλο.



Μπορούμε να παρατηρήσουμε μετατοπίσεις φάσεως στην πρώτη περίπτωση (branch-bush) από το πρώτο τεταρτημόριο στο τέταρτο και από το τρίτο στο δεύτερο. Ιδιαίτερα στο τρίτο τεταρτημόριο παρατηρούμε και αύξηση της πυκνότητας και αύξηση του εύρους των παλμών. Το ενδιαφέρον στοιχείο είναι ότι σε οποιοδήποτε σημείο εμφανίζεται μετατόπιση φάσης έχουμε και ταυτόχρονη αύξηση του αριθμού των εκκενώσεων. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι και στα δυο είδη

διαγραμμάτων υπάρχει η παράμετρος του χρόνου καθώς αυτά αναγιγνώσκονται από πάνω προς τα κάτω.

Στη δεύτερη περίπτωση (bush-type) δεν παρουσιάζονται αξιόλογες μεταβολές του ρυθμού των εκκενώσεων. Παρατηρείται όμως μια σταδιακή διεύρυνση των περιοχών των μερικών εκκενώσεων και στο τρίτο αλλά και στο πρώτο τεταρτημόριο του φασικού διαγράμματος. Για την καλύτερη μελέτη του φαινομένου ορίζουμε το συντελεστή PH1 και PH3

$$PH\ 1 = \frac{Q\ 4}{Q\ 1 + Q\ 4}$$

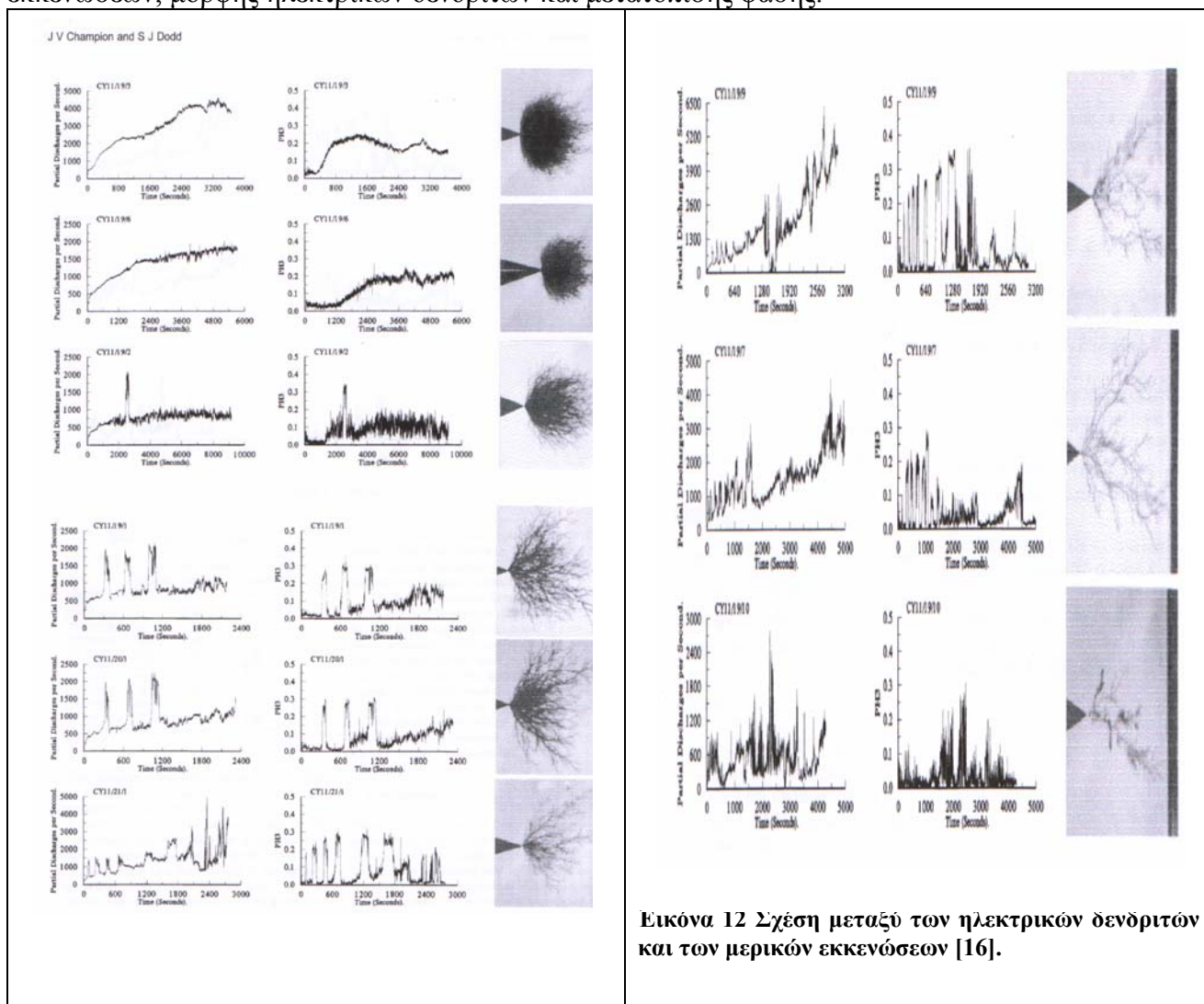
Εξίσωση 35

$$PH\ 3 = \frac{Q\ 2}{Q\ 2 + Q\ 3}$$

Εξίσωση 36

Ο παράγοντας αυτός ονομάζεται σαν κανονικοποιημένος παράγοντας μετατόπισης φάσης και είναι ένας δείκτης της συνολικής μετατόπισης φάσης μεταξύ του πρώτου και του τετάρτου τεταρτημορίου. Τα Q1 και Q4 είναι οι ρυθμοί των μερικών εκκενώσεων στα αντίστοιχα φασικά διαγράμματα.

Τα παρακάτω στοιχεία της εικόνας 12 είναι ενδεικτικά για τη σχέση μεταξύ μερικών εκκενώσεων, μορφής ηλεκτρικών δενδριτών και μετατόπισης φάσης.

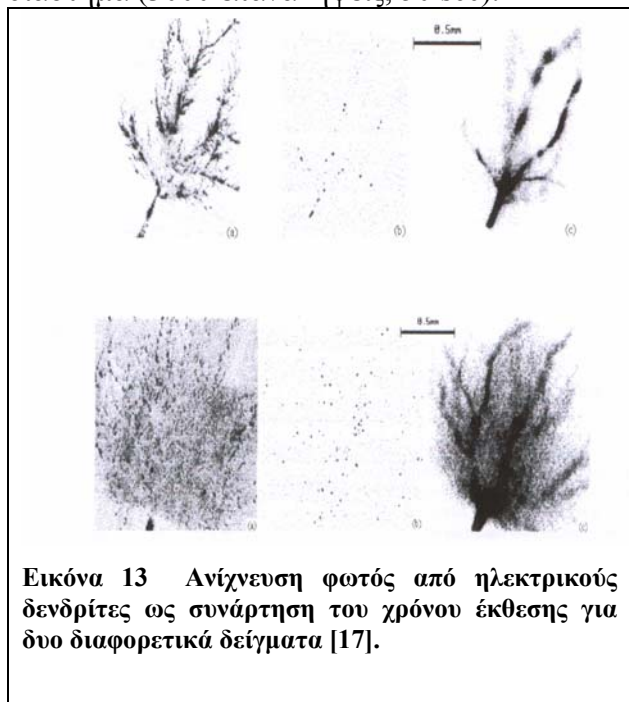


Εικόνα 12 Σχέση μεταξύ των ηλεκτρικών δενδριτών και των μερικών εκκενώσεων [16].

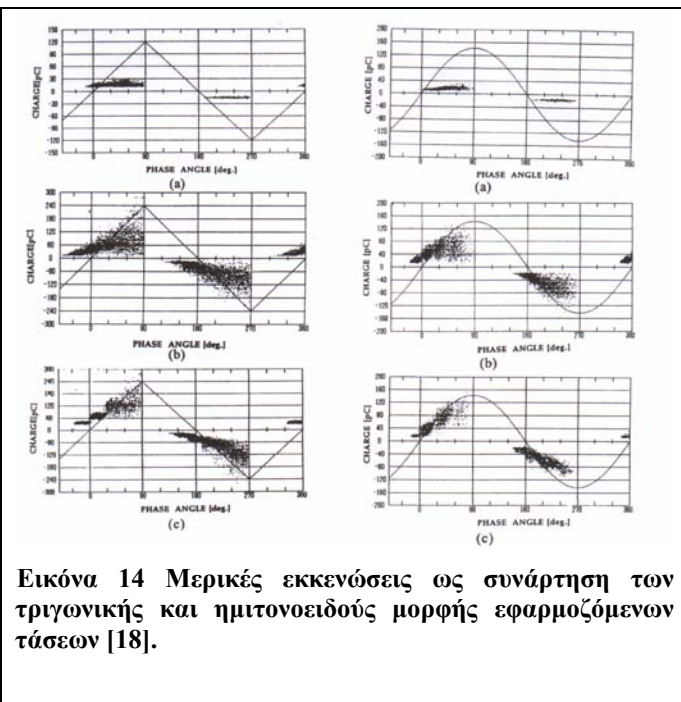
Στο τρίτο κατά σειρά δοκίμιο υπάρχει μια απότομη ταυτόχρονη αύξηση και του αριθμού των μερικών εκκενώσεων και του παράγοντα μετατόπισης φάσης. Παρατηρείται δηλαδή στις δυο πρώτες

περιπτώσεις μικρή μεταβολή με το πέρασμα του χρόνου και του αριθμού και του παράγοντα μετατόπισης που αποδίδονται σε θαμνοειδείς δενδρίτες. Από το έκτο δοκίμιο και πέρα οι δενδρίτες είναι νηματοειδούς μορφής με σαφείς απότομες μεταβολές και του αριθμού εκκενώσεων και του παράγοντα μετατόπισης φάσης. Στην τρίτη, τέταρτη και πέμπτη περίπτωση συναντάται το φαινόμενο της συνύπαρξης και των δυο ειδών δενδριτών με τις λίγες απότομες κορυφές που παρουσιάζονται.

Εκτός από τα διαγράμματα φ-q-n άλλος τρόπος για ανίχνευση μερικών εκκενώσεων είναι η ανίχνευση φωτονίων μετά από γεγονότα αυτής της μορφής [17]. Τα δείγματα είναι το συμπολυμερές αιθυλενίου – ακρυλικού οξέος (EEA, ethylene acrylic acid copolymer) με τάση 10-14 kV rms, 3 mm διαχωρισμός ηλεκτροδίων και ακτίνα needle-tip 3μm. Στα δείγματα έχει εφαρμοστεί τάση για 20 και 30 λεπτά. Ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα σχήματα της εικόνας 13, στην οποία εικονίζεται το φως για ένα γεγονός μερικής εκκένωσης από τα δυο δείγματα, καθώς και το φως μετά από μεγάλο χρονικό διάστημα (3000 επαναλήψεις, 50 sec).



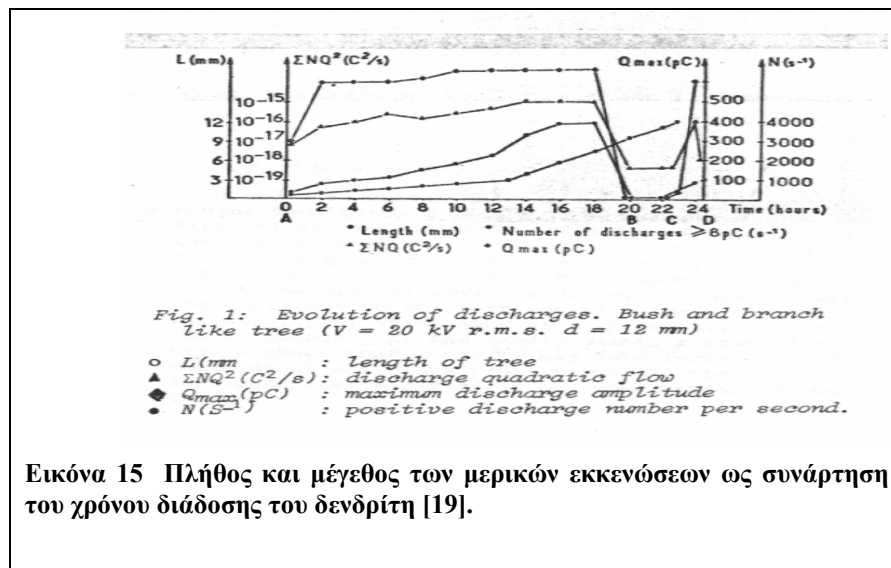
Εικόνα 13 Ανίχνευση φωτός από ηλεκτρικούς δενδρίτες ως συνάρτηση του χρόνου έκθεσης για δυο διαφορετικά δείγματα [17].



Εικόνα 14 Μερικές εκκενώσεις ως συνάρτηση των τριγωνικής και ημιτονοειδούς μορφής εφαρμοζόμενων τάσεων [18].

Η ύπαρξη σχέσης μεταξύ ηλεκτρικών δενδριτών και μερικών εκκενώσεων μέσω συγκεκριμένων πειραματικών αποτελεσμάτων έχει αναφερθεί και στο [18] όπου και τα φασικά διαγράμματα συσχετίζονται με τριγωνικής κυματομορφής εφαρμοζόμενη τάση. Η παραπάνω εικόνα 14 περιλαμβάνει δυο διαφορετικά υλικά (LDPE για τον τριγωνικό παλμό και το συμπολυμερές αιθυλενίου – οξικού βινυλεστέρα (Ethylene-vinyl acetate copolymer) για τον ημιτονοειδή παλμό και για διαφορετικές χρονικές στιγμές. Παρόλο που τελικά και στις δυο περιπτώσεις καταλήγουν τα πειραματικά αποτελέσματα σε θαμνοειδείς δενδρίτες για μικρά χρονικά διαστήματα θεωρείται ότι ο αναπτυσσόμενος δενδρίτης είναι νηματοειδούς μορφής. Διευκρινίζεται σε αυτό το σημείο ότι στην αριστερή στήλη εικονίζονται τριγωνικές ενώ στη δεξιά στήλη ημιτονοειδούς μορφής κυματομορφές σε δυο διαφορετικά υλικά.

Φυσικά, η μελέτη των μερικών εκκενώσεων μπορεί να πραγματοποιηθεί με πλήθος γραφικών παραστάσεων στις οποίες αναπαρίστανται σχετιζόμενα με το φαινόμενο φυσικά μεγέθη. Όπως φαίνεται και στην εικόνα 15 στο διάγραμμα του σχήματος το πλήθος των μερικών εκκενώσεων και η συσχέτισή τους με το διανυόμενο μήκος του δενδρίτη μπορούν να χωριστούν σε τρεις περιοχές. Το διάγραμμα αυτό είναι ιστορικής σημασίας, απ’ όσο γνωρίζουμε, στο πεδίο της συσχέτισης μερικών εκκενώσεων και διάδοσης του ηλεκτρικού δενδρίτη [19] [20]. Στα χρόνια που ακολούθησαν πολλοί αξιόλογοι ερευνητές αποτύπωσαν τα σχετιζόμενα φαινόμενα σε παρόμοια διαγράμματα.



Εικόνα 15 Πλήθος και μέγεθος των μερικών εκκενώσεων ως συνάρτηση του χρόνου διάδοσης του δενδρίτη [19].

ZΩNH AB: Με την πρώτη καταγραφή νηματοειδούς δενδρίτη παρατηρούμε και την εμφάνιση μερικών εκκενώσεων. Σχηματίζεται δενδρίτης θαμνοειδούς μορφής με κανάλια διαμέτρου 5μm. Όπως εικονίζεται και στο σχήμα το μέγιστο μέγεθος των εκκενώσεων είναι 600 pC. Το αντίστοιχο φάσμα του πλάτους των θετικών εκκενώσεων εμφανίζει δυο κορυφές με την πρώτη να βρίσκεται στα 50 pC και τη δεύτερη στα 500 pC. Μετά από συγκεκριμένο χρονικό διάστημα (20h) δεν παρατηρούμε πλέον εκκενώσεις στο θαμνοειδές τμήμα του δενδρίτη αλλά αυτές συμβαίνουν μόνο στις καινούργιες προεκτάσεις του, οι οποίες είναι νηματοειδούς μορφής.

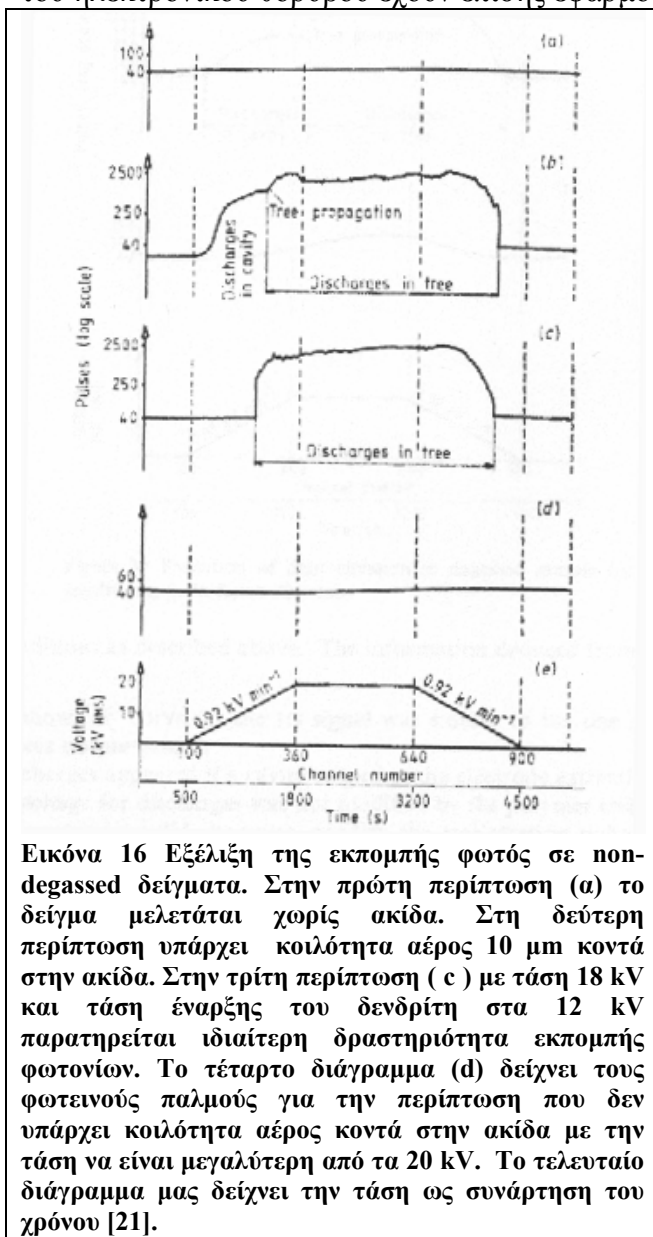
ZΩNH BC: Στη χρονική διάρκεια αυτής της περιόδου, σχηματίζονται νηματοειδούς μορφής δενδρίτες από τα άκρα του θαμνοειδούς. Το μέγεθός τους είναι μικρότερο από τους προηγούμενους οπότε και παρουσιάζουν διαμέτρους (2-3) μm. Το μέγιστο καταγεγραμμένο φορτίο εκκένωσης βρίσκεται σαφώς χαμηλότερα από τους προηγούμενους περίπου στα 20 pC. Κατά τη διάρκεια της προσέγγισης των καναλιών προς το απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο, παρατηρούνται ξανά γεγονότα μερικών εκκενώσεων με πολύ μεγάλο πλάτος, όσο περίπου και στην αρχή της διάδοσης του δενδρίτη. Επίσης οι ταχύτητες διάδοσης είναι μεγαλύτερες, ενώ δηλαδή για τον bush-δενδρίτη παρατηρούνται ταχύτητες περίπου στα 4μm/min στο εν λόγω στάδιο έχουμε ταχύτητες στα 25 μm/min στις διακλαδώσεις.

ZΩNH CD: Σε αυτό το στάδιο ανάπτυξης που είναι και το τελικό, παρατηρείται απότομη αύξηση του φορτίου αλλά και του αριθμού των μερικών εκκενώσεων. Το μέγεθος μπορεί να φτάσει στα 500 pC. Το άλλο ενδιαφέρον φαινόμενο που παρατηρείται είναι η αύξηση της διαμέτρου των διαφόρων καναλιών, που έχει σαν αποτέλεσμα στην περίπτωση που εξετάζουμε να φτάσει σε διαστάσεις τα 10 μm. Όταν αυτό το μεγάλο σχετικά με τα προηγούμενα κανάλι έρθει σε επαφή με το απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο αυτό που παρατηρείται είναι και το φαινόμενο της διάσπασης.

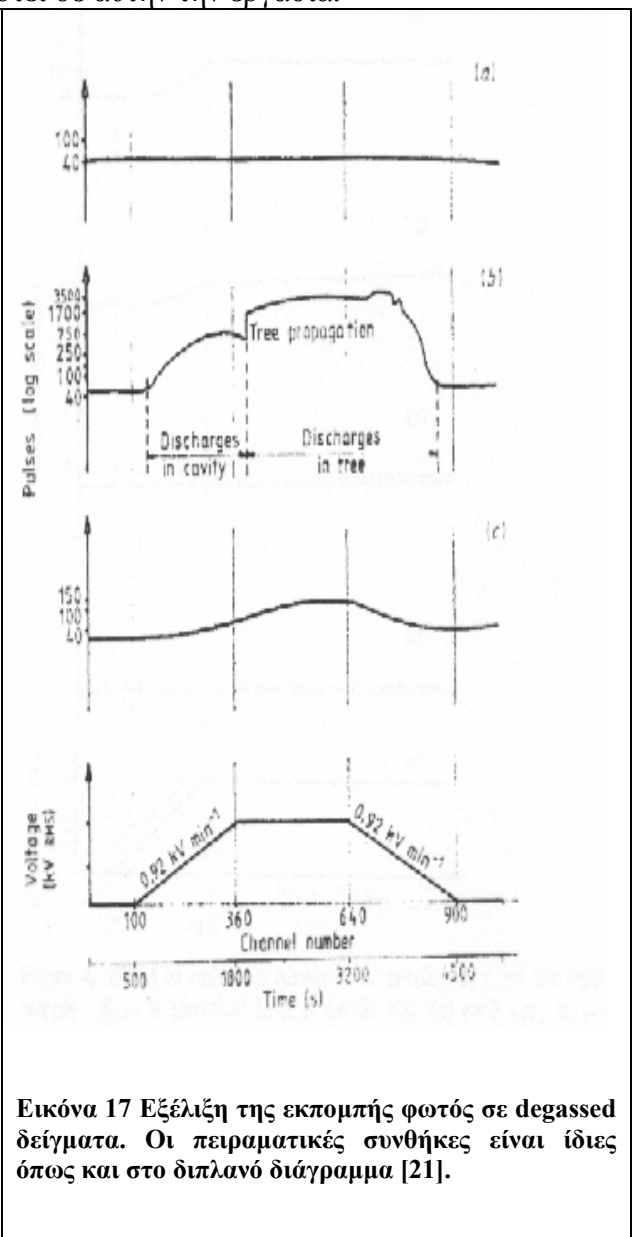
1.5.3. ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΦΩΤΟΣ ΑΠΟ ΜΕΡΙΚΕΣ ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΕΝΔΡΙΤΗ

Η έκλυση φωτός κατά τη διάρκεια διάδοσης του δενδρίτη αποτέλεσε στα παρελθόν αντικείμενο έρευνας. Στην [21], υπάρχει μια αναλυτική περιγραφή των διαφόρων σταδίων που ακολουθεί η εκπομπή φωτονίων σε συνδυασμό με τα απορροφούμενα αέρια και με τη δημιουργία ελευθέρων ριζών στο εσωτερικό των καναλιών σε θερμοκρασία δωματίου. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει ο διαχωρισμός που επιχειρείται ανάμεσα στα φωτόνια που εκπέμπονται από κοιλότητα που βρίσκεται στο εσωτερικό του υλικού και στα φωτόνια που εκπέμπονται στο εσωτερικό του ηλεκτρικού δενδρίτη. Ουσιαστικά οι κορυφές που εμφανίζονται στα παρακάτω διαγράμματα

αντιστοιχούν και σε διαφορετικούς μηχανισμούς γένεσης φωτονίων. Να σημειωθεί ότι έχει χρησιμοποιηθεί φωτοπολλαπλασιαστής για την ενίσχυση του φωτός αλλά και τεχνικές αποκλεισμού του ηλεκτρονικού θορύβου έχουν επίσης εφαρμοστεί σε αυτήν την εργασία.



Εικόνα 16 Εξέλιξη της εκπομπής φωτός σε non-degassed δείγματα. Στην πρώτη περίπτωση (α) το δείγμα μελετάται χωρίς ακίδα. Στη δεύτερη περίπτωση υπάρχει κοιλότητα αέρος 10 μm κοντά στην ακίδα. Στην τρίτη περίπτωση (c) με τάση 18 kV και τάση έναρξης του δένδριτη στα 12 kV παρατηρείται ιδιαίτερη δραστηριότητα εκπομπής φωτονίων. Το τέταρτο διάγραμμα (d) δείχνει τους φωτεινούς παλμούς για την περίπτωση που δεν υπάρχει κοιλότητα αέρος κοντά στην ακίδα με την τάση να είναι μεγαλύτερη από τα 20 kV. Το τελευταίο διάγραμμα μας δείχνει την τάση ως συνάρτηση του χρόνου [21].

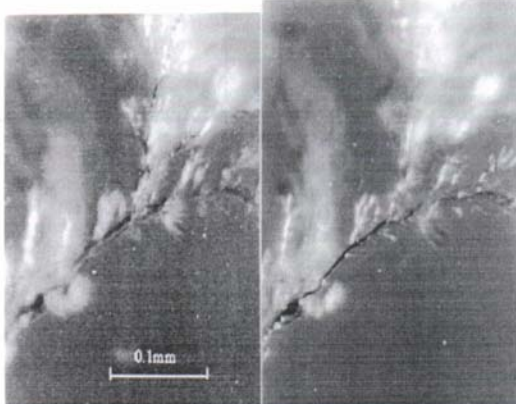


Εικόνα 17 Εξέλιξη της εκπομπής φωτός σε degassed δείγματα. Οι πειραματικές συνθήκες είναι ίδιες όπως και στο διπλανό διάγραμμα [21].

Στην ίδια εργασία γίνεται προσπάθεια να ερμηνευθεί ο ρόλος των προσροφούμενων αερίων (άζωτο και οξυγόνο κυρίως) στο εσωτερικό των μονωτικών υλικών. Το άζωτο ως αδρανές υλικό δεν παίζει κάποιο σημαντικό ρόλο, αλλά μικρές ποσότητες οξυγόνου διασκορπισμένες στο εσωτερικό του στερεού μονωτικού υλικού δείχνουν ότι μπορούν να απορροφήσουν μέρος της ενέργειας των εκπεμπόμενων φωτονίων.

Η έκλυση φωτονίων από αγωγή κανάλια είναι φαινόμενο που έχει μελετηθεί πιο αναλυτικά στην [22]. Στην εργασία αυτή γίνεται επίσης και διαχωρισμός μεταξύ αγωγίων και μη-αγωγίων καναλιών. Με τη λέξη αγωγή εννοούνται τα κανάλια των οποίων η σταθερά RC, είναι πολύ μικρότερη από την περίοδο της εναλλασσόμενης τάσης που εφαρμόζεται στο δοκίμιο. Έτσι σε έναν αγωγίμο δίαυλο, όλα τα σημεία του καναλιού έχουν το ίδιο δυναμικό, οπότε με τον τρόπο αυτό όλες οι ηλεκτρικές εκκενώσεις λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό του καναλιού και όχι στο εσωτερικό του κυρίως όγκου του δείγματος (σχήμα 18). Αντίθετα στα μη αγωγή κανάλια οι μερικές εκκενώσεις

γίνονται και στον κυρίως όγκο του δείγματος (σχήμα 19). Παρακάτω θα αναλυθούν περισσότερο αυτές οι κατηγορίες ανακλάσεων.



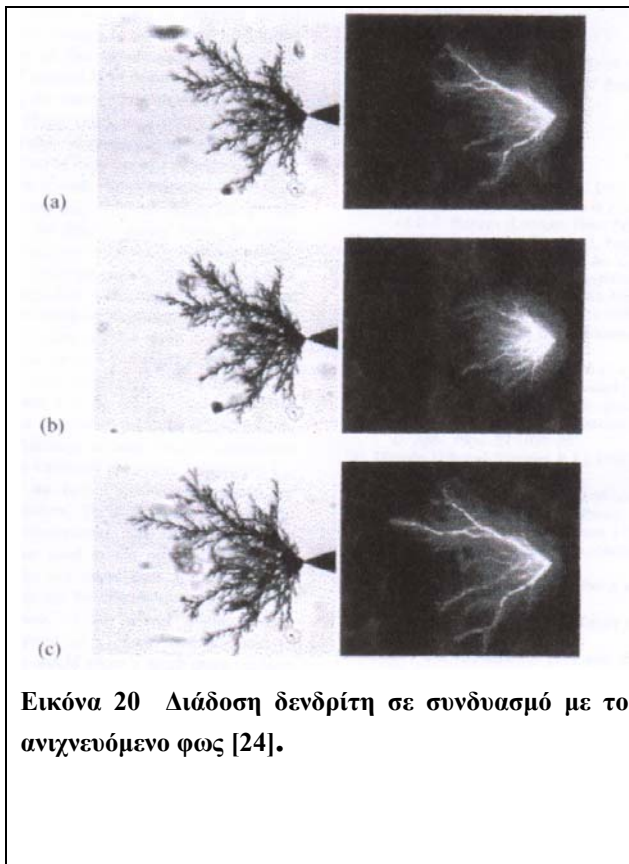
Εικόνα 18 Ανάκλαση φωτός από αγωγιμα τμήματα υαλώδους εποξικής ρητίνης [22].



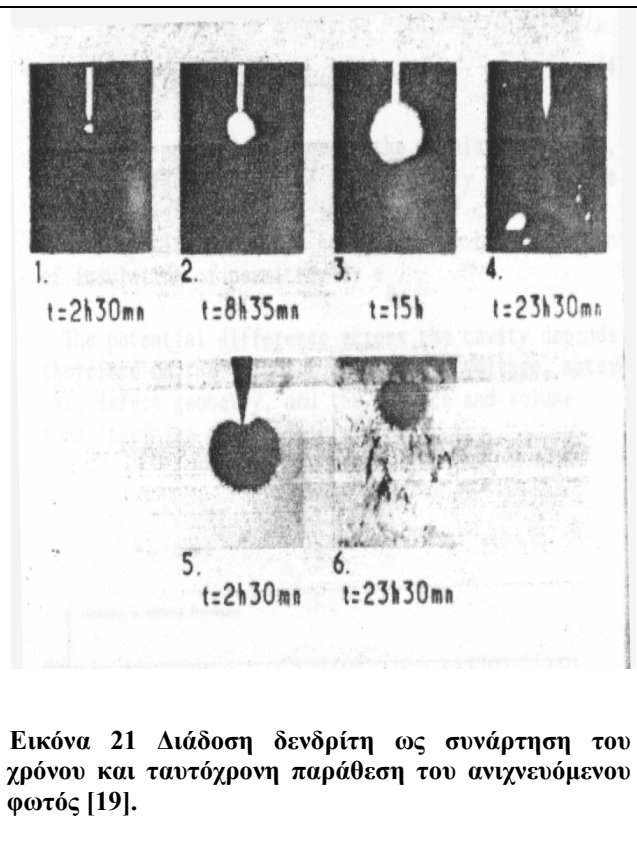
Εικόνα 19 Ανάκλαση φωτός από μη αγωγιμα τμήματα εποξικής ρητίνης [22].

Θα πρέπει να τονιστεί ότι οι αναφορές αυτής της ενότητας σχετίζονται με τις μερικές εκκενώσεις στο εσωτερικό των ηλεκτρικών καναλιών που αποτελούν ειδική περίπτωση της ανίχνευσης φωτός γενικότερα από μερικές εκκενώσεις. Με σκούρο χρώμα εικονίζονται τα αγωγιμα κανάλια ενώ με λευκό χρώμα εικονίζονται τα μη αγωγιμα κανάλια. Το σκούρο χρώμα των αγωγιμων καναλιών οφείλεται σε ανθρακούχα παραπροϊόντα υποβαθμίσεως (carbonized degradation products). Για την ανίχνευση του εκπεμπόμενου φωτός από τις εκκενώσεις, χρησιμοποιείται μια CCD camera (Charge Coupled Device). Όπως φαίνεται και από τις αντίστοιχες εικόνες, οι μερικές εκκενώσεις συμβαίνουν μέσα στον κυρίως όγκο του ηλεκτρικού δένδριτη δηλαδή στο εσωτερικό των βασικών αξόνων της εκκένωσης.

Μετρήσεις του ηλεκτρικού φορτίου που προέρχεται από μη αγωγιμα κανάλια έδειξαν ότι το μέγεθος του φορτίου για κάθε ξεχωριστή εκκένωση μεταβάλλεται μεταξύ των τιμών 1 pC σε 1 nC ενώ ο ρυθμός των εκκενώσεων δεν αυξάνεται με την πρόοδο του δένδριτη. Ενδιαφέρον χαρακτηριστικό είναι ότι οι μερικές εκκενώσεις στην περίπτωση των αγωγιμων καναλιών έχουν μέγεθος από 10 fC μέχρι 10 pC, δηλαδή μικρότερο αρκετές τάξεις μεγέθους σε σχέση με την περίπτωση των μη αγωγιμων καναλιών. Μια άλλη διαφορά σε σχέση με τα μη-αγωγιμα κανάλια είναι ότι ο ρυθμός των εκκενώσεων αυξάνεται με την πρόοδο του δένδριτη. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι εκκενώσεις μπορούν να εντοπισθούν σε περιοχές που έχουν τη μορφή κοιλότητας διαφόρων σχημάτων, όπου και έχουν τον χώρο να αναπτυχθούν. Με το σχηματισμό νέων καναλιών, αυξάνονται αυτού του είδους οι περιοχές οπότε και ο τελικός αριθμός των εκκενώσεων αυξάνεται επίσης.



Εικόνα 20 Διάδοση δενδρίτη σε συνδυασμό με το ανιχνεύσιμο φως [24].

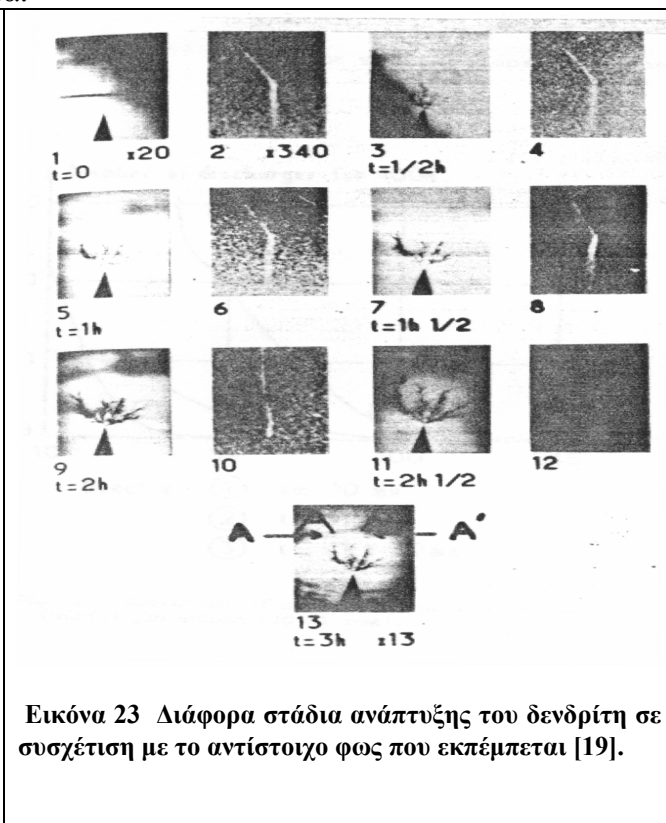
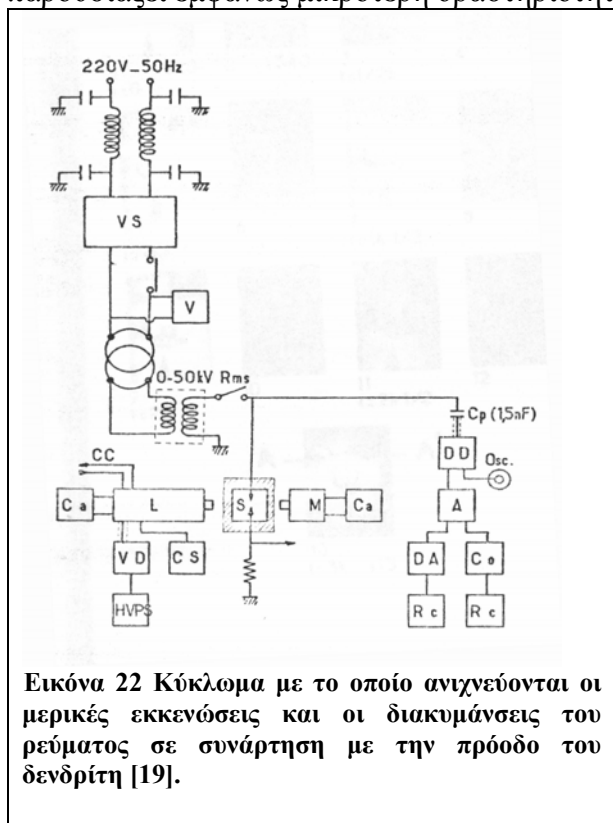


Εικόνα 21 Διάδοση δενδρίτη ως συνάρτηση του χρόνου και ταυτόχρονη παράθεση του ανιχνεύσιμου φωτός [19].

Άλλες ενδείξεις για την ύπαρξη των αγωγίων και μη αγωγίων καναλιών σχετίζονται με τις παρατηρήσεις του εκπεμπομένου φωτός σε σχέση με τη διάδοση του δενδρίτη [23] [24]. Αυτό δηλαδή που έχει παρατηρηθεί είναι ότι κατά την ανάπτυξη ενός μικτού (bush-branch) δενδρίτη, το φως από τις μερικές εκκενώσεις μπορεί να ανιχνευθεί από όλη τη δομή του μεικτού αυτού σχηματισμού. Με το πέρασμα του χρόνου το φως αυξάνεται διότι ο δενδρίτης σχηματίζει διακλαδώσεις και προεκτάσεις προς διάφορες διευθύνσεις αλλά κυριότερα προς την κατεύθυνση του εφαρμοζόμενου πεδίου. Μετά από μια κρίσιμη χρονική στιγμή, οι διαδικασίες ιονισμού σταματούν απότομα στο κυρίως σώμα του δενδρίτη και επικεντρώνονται σε ορισμένα μόνο σημεία στις άκρες του δενδρίτη. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία νηματοειδούς δενδρίτη (branched) όπως αυτός προκύπτει από την περιφέρεια του δενδρίτη συμπαγούς δομής (bush).

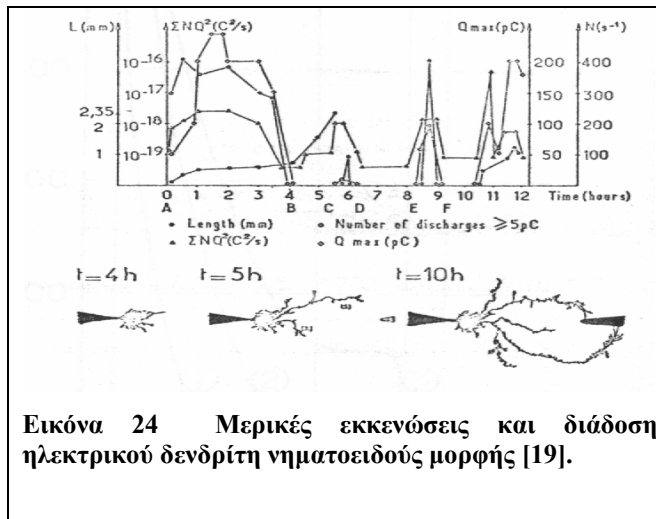
Επιπρόσθετες προσπάθειες έχουν επίσης γίνει και στην [19], όπου και έχουν μοντελοποιηθεί οι μερικές εκκενώσεις όχι για τα διάφορα στάδια διάδοσης του δενδρίτη αλλά σε κάποιο συγκεκριμένο σχήμα αυτού κάποια συγκεκριμένη χρονική στιγμή t . Πολύ χαρακτηριστική είναι και η εικόνα 21 στην οποία πρέπει να συσχετιστεί η εικόνα της εκπομπής του φωτός από συγκεκριμένες περιοχές του δενδρίτη με την ανάπτυξη του ίδιου του δενδρίτη. Αυτό που παρατηρείται είναι ότι δεν συμβαδίζουν απαραίτητα τα διάφορα στάδια προόδου και διάδοσης με την εκπομπή φωτός που είναι ένα κατεξοχήν γεγονός μερικών εκκενώσεων. Παρατηρώντας την εικόνα 1 με την εικόνα 5 (της εικ. 21) υπάρχει η ασυμφωνία μεταξύ διάδοσης και εκπεμπομένου φωτός. Ενώ δηλαδή ο δενδρίτης είναι σε σαφές προχωρημένο στάδιο ανάπτυξης (θαμνοειδούς μορφής) και θα περίμενε κανένας να εμφανίζονται μερικές εκκενώσεις περισσότερο στην περιφέρεια του δενδρίτη, εκείνο που παρατηρείται είναι εκπομπή φωτός στις άκρες του ηλεκτροδίου, δηλαδή μερικές εκκενώσεις ακριβώς στο σημείο έναρξης του δενδρίτη. Το πιο πιθανό είναι να οφείλεται σε αδυναμία καταγραφής ή ενίσχυσης του φωτός από αυτού του είδους τις περιοχές (περιφέρεια δενδρίτη) ή σε δημιουργία μη αγωγίων καναλιών.

Επίσης στην εικόνα 20 η (a) και η (c) παρουσιάζουν πιο έντονη δραστηριότητα φωτονίων διότι τη δεδομένη στιγμή συμβαίνει ταυτόχρονα γεγονός μερικής εκκένωσης. Αντίθετα η (b) παρουσιάζει εμφανώς μικρότερη δραστηριότητα.

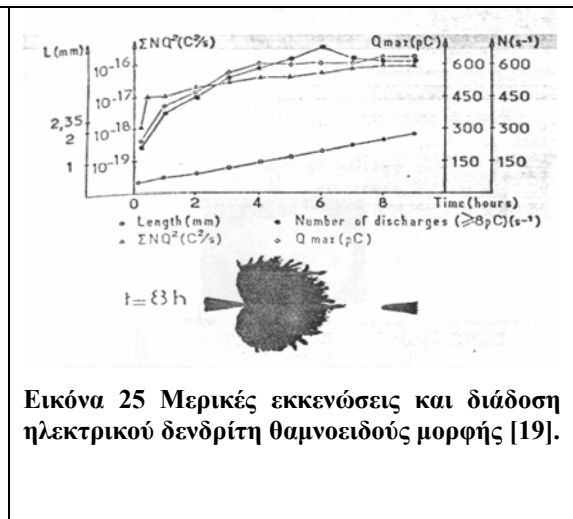


Το κύκλωμα που εικονίζεται στην εικόνα 22 είναι επίσης ενδεικτικό για την προσπάθεια συσχέτισης τριών φαινομένων [19]. Οι μερικές εκκενώσεις καταγράφονται και όσον αφορά τους παλμούς και όσον αφορά το φως που εκπέμπουν από τους ιονισμούς που προκαλούν στο πέρασμά τους. Αυτά τα δυο φαινόμενα συσχετίζονται με τη διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη. Το δείγμα είναι πάλι πολυαιθυλένιο, ενώ οι διατάξεις που χρησιμοποιούνται είναι ακίδα-ακίδα και ακίδα-πλάκα.

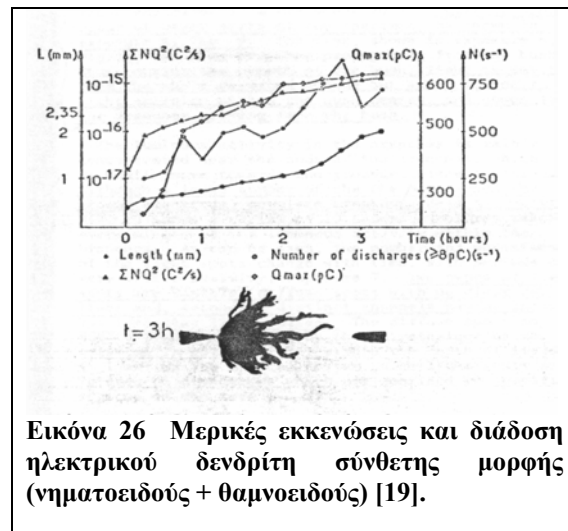
Όπως φαίνεται και στην εικόνα 23 τα διάφορα στάδια διάδοσης του δενδρίτη παρουσιάζονται με το φως που ανιχνεύεται την αντίστοιχη χρονική στιγμή. Είναι δε χαρακτηριστικό όπως και προηγουμένως ότι το φως δεν εκπέμπεται πάντα όταν ο δενδρίτης διαδίδεται σχηματίζοντας νηματοειδείς προεκτάσεις. Αυτό όπως και προηγουμένως μπορεί να οφείλεται είτε σε αδυναμία καταγραφής είτε σε σχηματισμό μη αγώγιμων καναλιών.



Εικόνα 24 Μερικές εκκενώσεις και διάδοση ηλεκτρικού δενδρίτη νηματοειδούς μορφής [19].



Εικόνα 25 Μερικές εκκενώσεις και διάδοση ηλεκτρικού δενδρίτη θαμνοειδούς μορφής [19].



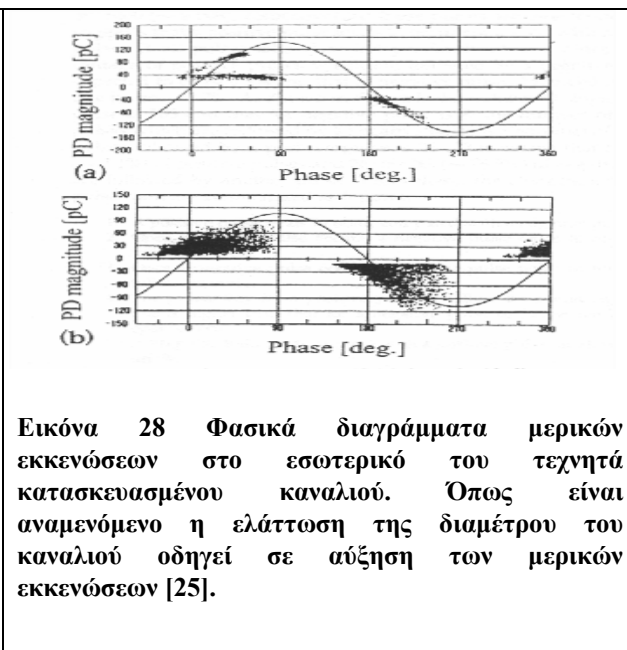
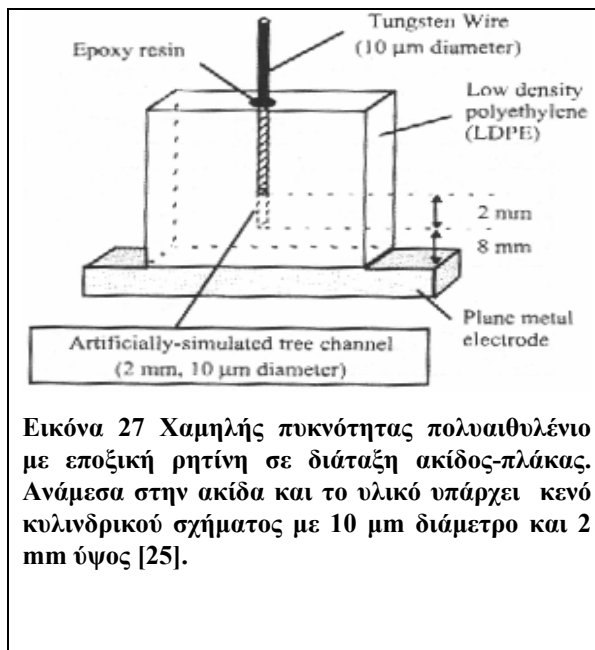
Εικόνα 26 Μερικές εκκενώσεις και διάδοση ηλεκτρικού δενδρίτη σύνθετης μορφής (νηματοειδούς + θαμνοειδούς) [19].

Τα αντίστοιχα γεγονότα μερικών εκκενώσεων και οι κατανομές των παλμών αυτών εικονίζονται στις εικόνες 24, 25 και 26 [19]. Το κατώφλι για τους ανιχνευόμενους παλμούς είναι στα 5 pC. Όπως φαίνεται και από το σχήμα καταγράφονται το μέγεθος του φορτίου της εκκένωσης, το μήκος του δενδρίτη, και το πλήθος των εκκενώσεων. Αυτά τα μεγέθη σε συνδυασμό με τα διάφορα στάδια διάδοσης που εικονίζεται στο κάτω μέρος της εικόνας.

Στην εικόνα 24 παρατηρούμε την εξέλιξη της διάδοσης του δενδρίτη για νηματοειδή δενδρίτη. Αντίθετα σε μικτούς δενδρίτες τα αντίστοιχα διαγράμματα είναι σαφώς διαφορετικά. Όπως εικονίζεται στην 26 και το πλήθος αλλά και το μέγεθος των μερικών εκκενώσεων είναι σαφώς διαφορετικό από τα αντίστοιχα μεγέθη του νηματοειδούς δενδρίτη. Επίσης στην εικόνα 25 φαίνονται αυτή τη φορά τα ίδια φυσικά μεγέθη αλλά για καθαρά θαμνοειδή δενδρίτη.

Πέρα από τα πειραματικά αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν σε αυτήν την παράγραφο υπάρχουν και προσπάθειες προσομοίωσης των μερικών εκκενώσεων στο εσωτερικό τεχνητά κατασκευασμένων αγωγίμων καναλιών [25]. Το κανάλι κατασκευάζεται τεχνητά, μέσω ενός διακένου που υπάρχει μεταξύ της άκρης της ακίδος και του υλικού. Η διάταξη εικονίζεται αριστερά όπου και εφαρμόζονται τάσεις 3 kV και 6 kV. Ένα από τα αποτελέσματα της εργασίας είναι η καταγραφή των φασικών διαγραμμάτων για διάφορες τιμές της διαμέτρου των καναλιών. Έτσι, η μείωση της διαμέτρου από 50 μm στα 40 μm οδηγεί στην αύξηση των μερικών εκκενώσεων όπως

φαίνεται και στα δυο διαγράμματα δεξιά. Η εργασία συνολικά ασχολείται και με την καταγραφή φωτονίων της περιοχής του ορατού από το εσωτερικό του καναλιού και ο τρόπος που μπορεί να συσχετιστεί η δημιουργία ηλεκτρικού δενδρίτη με τις μερικές εκκενώσεις και με την φωτεινή δραστηριότητα.



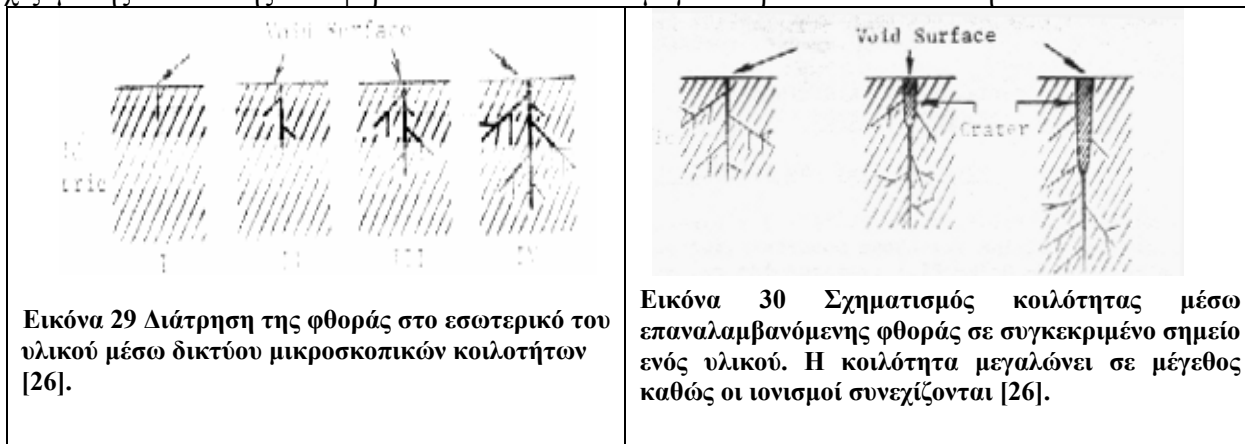
1.5.4. ΘΕΩΡΙΑ ΔΙΚΤΥΟΥ ΚΟΙΛΟΤΗΤΩΝ

Η παραπάνω θεωρία προσπάθησε να εξηγήσει την κίνηση των φορτίων στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού [26]. Η κίνηση αυτή, όπως αποτυπώνεται στην εικόνα 29 μοιάζει στη μορφή με ηλεκτρικό δενδρίτη αλλά ουσιαστικά αποτελεί τρόπο ερμηνείας της διεύθυνσης φορτίων στο εσωτερικό των καναλιών.

Παρατηρήσεις έχουν δείξει ότι τα στερεά πολυμερή υλικά συχνά εμποτίζονται από υγρά ή αέρια υλικά. Αυτό έχει οδηγήσει αρκετούς ερευνητές στο να διατυπώσουν την άποψη ότι το οποιοδήποτε στερεό μονωτικό υλικό αποτελείται από ένα πλέγμα κοιλοτήτων και διαύλων το οποίο διαχέεται σχεδόν ομοιόμορφα σε όλο σχεδόν τον όγκο του πολυμερούς. Όλο αυτό το πλέγμα των καναλιών αποτελείται από αγωγίμο αέριο με μικρότερη διηλεκτρική αντοχή σε σχέση με το υπόλοιπο πολυμερές στο εσωτερικό του οποίου μπορούν να δημιουργηθούν ιονισμοί και μερικές εκκενώσεις όταν υπάρχει κατάλληλη τιμή υψηλής τάσης.

Στην περίπτωση που η τάση σε ένα μονωτικό υλικό αυξηθεί πάνω από μια ορισμένη κρίσιμη τιμή, τα φορτία τα οποία σε χαμηλές τάσεις βομβαρδίζουν με την κίνηση τους τα τοιχώματα της κοιλότητας και εναποτίθενται στην επιφάνειά της, τώρα θα έχουν αρκετή ενέργεια για να περάσουν μέσα στο δίκτυο των κοιλοτήτων και να κινηθούν στο εσωτερικό του. Αυτή η κίνηση οδηγεί σε φορτία χώρου τα οποία συνεχίζουν να κινούνται στο εσωτερικό των κοιλοτήτων και καναλιών. Μικρές διαστάσεις των καναλιών οδηγούν σε πολύ λεπτές αγωγίμες δομές οι οποίες και λόγω των πολύ μικρών διαστάσεων καταλήγουν με τη σειρά τους σε μεγάλες αυξήσεις πεδίου στα άκρα τους. Οι μεγάλες αυτές τιμές πεδίου βοηθούν τα φορτία να βομβαρδίσουν τα νέα τοιχώματα των καναλιών και να προχωρήσουν ακόμα παραπέρα σε διάβρωση του ίδιου του υλικού πολύ κοντά στους

αγώγιμους διαύλους. Έτσι παρατηρείται μείωση της πυκνότητας φορτίων χώρου λόγω της συνεχιζόμενης επέκτασης των φορτίων σε ολοένα και μεγαλύτερο δίκτυο κοιλότητων.



Εικόνα 29 Διάτρηση της φθοράς στο εσωτερικό του υλικού μέσω δικτύου μικροσκοπικών κοιλότητων [26].

Εικόνα 30 Σχηματισμός κοιλότητας μέσω επαναλαμβανόμενης φθοράς σε συγκεκριμένο σημείο ενός υλικού. Η κοιλότητα μεγαλώνει σε μέγεθος καθώς οι ιονισμοί συνεχίζονται [26].

Στα παραπάνω σχήματα φαίνεται αυτή ακριβώς η διαδικασία. Το σχήμα όμως 30 προχωρά ακόμη περισσότερο. Η σχάση των δεσμών μεταξύ των μορίων του πολυμερούς απαιτεί ενέργειες της τάξης των 10 eV. Κατά τον βομβαρδισμό των επιφανειών της κοιλότητας με φορτία (είτε θετικά είτε αρνητικά), η ενέργεια που αποκτούν τα φορτία εξαρτάται από την τάση στην οποία υπόκεινται αλλά και στη μέση ελεύθερη διαδρομή που έχουν να διανύσουν. Η κίνηση αυτή των φορτίων και προς τη μια κατεύθυνση αλλά και προς την άλλη προκαλεί συνεχείς διασπάσεις δεσμών (ενδοατομικών αλλά και διαμοριακών) με αποτέλεσμα την αύξηση των διαστάσεων του καναλιού.

Στην περίπτωση που η διαστάσεις του καναλιού αυξηθούν αρκετά (τόσο όσο είναι δυνατόν να παρατηρηθεί η αύξηση και οπτικά) τότε δημιουργείται κρατήρας. Έτσι, με τη βοήθεια του πλέγματος μικροσκοπικών διαύλων που έχουν τη δυνατότητα να αυξάνονται οι διαστάσεις τους, αντιμετωπίζεται το φαινόμενο της διάχυσης του φορτίου στο εσωτερικό στερεού μονωτικού υλικού.

1.6. ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ

1.6.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ως φορτία χώρου ονομάζουμε τις εντοπισμένες καταστάσεις φορτίου σε ορισμένες περιοχές του στερεού διηλεκτρικού. Όπως έχει ειπωθεί και προηγουμένως, τα ηλεκτρόνια συνεχώς βομβαρδίζουν την εσωτερική επιφάνεια της κοιλότητας αέρος κινούμενα με την επίδραση του εξωτερικού πεδίου ή σε πολλές περιπτώσεις του τοπικού πεδίου. Κατά την κρούση τους με τα τοιχώματα της κοιλότητας λόγω πλαστικών κρούσεων με την υπάρχουσα δομή του στερεού μονωτικού δίνουν την κινητική τους ενέργεια στον περιβάλλοντα χώρο προξενώντας τοπικές τήξεις-διασπάσεις δεσμών, όμως στη συνέχεια καθίστανται θερμικά αφού έχουν χάσει την ενέργειά τους αλλά δεν έχουν χάσει το φορτίο τους. Η ύπαρξη μεγάλου αριθμού αρνητικών φορέων σε μια τόσο μικρή περιοχή του χώρου προκαλεί τοπικές διακυμάνσεις των διπόλων στην γειτονιά των φορέων.

Η παραπάνω διαδικασία θα φέρει το θετικό μέρος των διπόλων κοντά στα αρνητικά ηλεκτρόνια με το αρνητικό μέρος των διπόλων να προσανατολίζεται σε περιοχές όσο γίνεται πιο μακριά από τα αρνητικά θερμικά ηλεκτρόνια. Αυτή είναι η διαδικασία σχηματισμού κλωβού και έχει ως αποτέλεσμα τη σταθεροποίηση αυτής της δομής στην κυρίως ανθρακική αλυσίδα χωρίς τη δυνατότητα μετακίνησής της σε άλλο σημείο του χώρου. Αυτή η δυνατότητα υπάρχει για την περίπτωση των υγρών διηλεκτρικών όπου και οι δομές είναι πιο χαλαρές όσον αφορά τις ζεύξεις μεταξύ των μορίων του πλέγματος.

Συγκρούσεις με τα ιόντα κοντά σε αυτού του είδους τις περιοχές μπορούν να προκαλέσουν συγκέντρωση ενέργειας σε τέτοιο βαθμό που μπορεί ένα ηλεκτρόνιο να κινηθεί κατά τη διεύθυνση του πεδίου και να σχηματίσει νέες περιοχές εντοπισμένου φορτίου με την ίδια διαδικασία. Τα φορτία χώρου διακρίνονται σε δυο κατηγορίες ανάλογα με το φορτίο τους.

- Θετικά φορτία χώρου
- Αρνητικά φορτία χώρου

Ανάλογα τώρα με την περιοχή που αναπτύσσονται και τη σχέση τους με το πρόσημο της τάσης που εφαρμόζεται κοντά τους διακρίνονται σε:

- Φορτία όμοιου προσήμου
- Ετεροφορτία ή φορτία αντιθέτου προσήμου

Περιγράφοντας τον ρόλο των φορτίων στις διασπάσεις στερεών διηλεκτρικών πρέπει να γίνει ο διαχωρισμός μεταξύ των φορτίων που συμμετέχουν ή δημιουργούνται από τις στοιβάδες των ηλεκτρονίων και στα φορτία που υπάρχουν στη ζώνη σθένους ή αγωγιμότητας των στερεών μονωτικών υλικών. Τα πρώτα σχετίζονται με την κίνηση φορτίων στο εσωτερικό των καναλιών και με τις μερικές εκκενώσεις ενώ τα δεύτερου είδους φορτία σχετίζονται περισσότερο με τα πολύ ασθενή ρεύματα αγωγιμότητας κυρίως στην επιφάνεια των στερεών διηλεκτρικών.

1.6.2. ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ-ΕΣΩΤΕΡΙΚΗ ΔΟΜΗ ΣΤΕΡΕΩΝ ΜΟΝΩΤΙΚΩΝ

Τα ηλεκτρόνια στο εσωτερικό των διηλεκτρικών υλικών μπορεί να έχουν διάφορες τιμές ενέργειας, σίγουρα διαφέρουν από τις ενέργειες που έχουν τα απομονωμένα άτομα. Ακόμα και στο εσωτερικό των υλικών μπορούμε να έχουμε δυο κατηγορίες δεσμών. Τους κύριους δεσμούς οι οποίοι είναι και υπεύθυνοι για τις ενδοατομικές δυνάμεις και οφείλονται στα s και p τροχιακά. (~0,5eV). Μέτρα των δεσμών στην περίπτωση των ενδοατομικών δεσμών είναι τα παρακάτω :

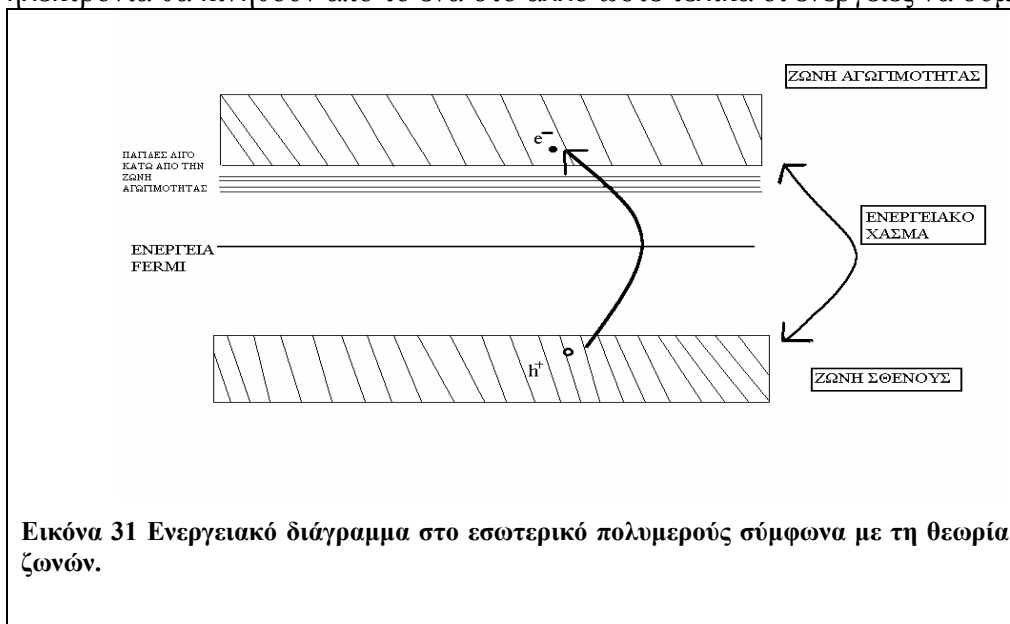
- C-C 3,8 eV
- C=C 7,0 eV
- C-H 4,5 eV
- C-F 4,7 eV
- C-Cl 3,5 eV
- C-O 3,7 eV

Τους δευτερογενείς δεσμούς οι οποίοι είναι υπεύθυνοι για τις δυνάμεις μεταξύ των μορίων (<0,5eV). Οι δεσμοί αυτοί είναι οι δυνάμεις Van der Waals οφείλονται στις ελκτικές δυνάμεις μεταξύ μονίμων πολικών διπόλων είτε σε στιγμιαία (παροδικά) δίπολα. Η ενεργειακή κατάσταση των πρώτων είναι περίπου 0,5eV ενώ των μη-μονίμων διπόλων είναι πολύ πιο χαμηλή στα 0,01 eV. Εκτός από αυτούς τους δεσμούς υπάρχει και ο δεσμός υδρογόνου λόγω της έλξης που μπορεί να παρουσιαστεί σε μόρια που έχουν υδρογόνο στο εσωτερικό τους αλλά ταυτόχρονα έχουν και κάποια από τα ηλεκτραρνητικά στοιχεία του φθορίου, του οξυγόνου και του αζώτου. Ονομάζεται επίσης και γέφυρα υδρογόνου διότι το υδρογόνο ενεργεί ως ενδιάμεσο μεταξύ των δυο ηλεκτραρνητικών ατόμων (0,05-0,5eV).

Σύμφωνα με την κβαντική θεωρία το ηλεκτρόνιο κινείται στον χώρο και θεωρείται περισσότερο ως κύμα παρά σαν σωματίδιο οπότε και περιγράφεται από την κυματοσυνάρτησή του. Η απαγορευτική αρχή του Pauli καθορίζει ότι δυο ηλεκτρόνια του ίδιου ατόμου που θα τύχει να βρεθούν στο ίδιο τροχιακό δεν έχουν ακριβώς την ίδια ενέργεια αλλά παραπλήσια η οποία και περιγράφεται από το διαφορετικό spin. Στην γενική περίπτωση που πολλά ηλεκτρόνια από πολλά άτομα βρεθούν πολύ κοντά ώστε να αλληλεπιδρούν, αποκτούν πολύ κοντινές αλλά σίγουρα διαφορετικές ενέργειες οπότε σχηματίζεται και αυτό που ονομάζουμε ενεργειακή ζώνη. Ονομάζεται δε ζώνη διότι τα ηλεκτρόνια μπορούν να μετακινούνται εύκολα από τη μια διακριτή στάθμη ενέργειας στην άλλη χωρίς ιδιαίτερη ενεργειακή διαφοροποίηση αφού οι στάθμες αυτές είναι πολύ κοντά η μια με την άλλη. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι το θεωρητικό εύρος της απαγορευμένης ζώνης στο XLPE είναι 10 eV [27].

Σε περιπτώσεις ανόδου της θερμοκρασίας, η κατανομή Fermi-Dirac μας καθορίζει την πιθανότητα για ένα ηλεκτρόνιο να καταλάβει την ενεργειακή στάθμη ενέργειας E σε θερμοκρασία T.

Η ενέργεια E_f είναι η αποκαλούμενη ενέργεια Fermi. Η ενέργεια Fermi αντιστοιχεί στην έννοια του χημικού δυναμικού με την έννοια ότι όταν δυο υλικά έρθουν σε επαφή με διαφορετικές ενέργειες Fermi τότε ηλεκτρόνια θα κινηθούν από το ένα στο άλλο ώστε τελικά οι ενέργειες να συμπέσουν.



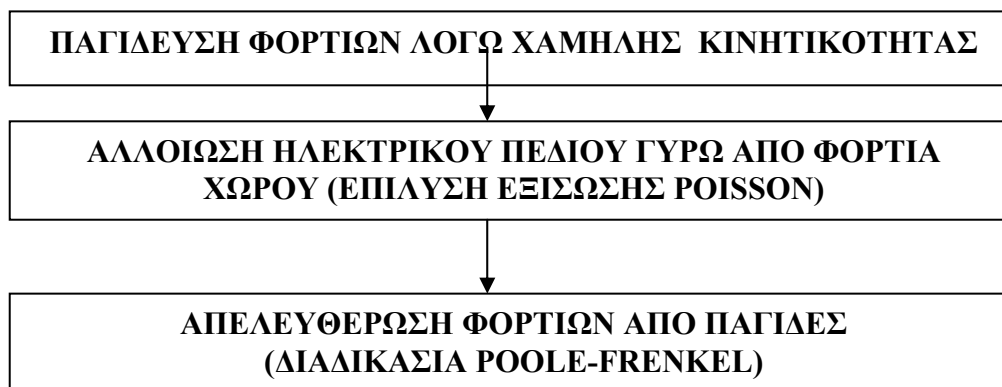
Εικόνα 31 Ενεργειακό διάγραμμα στο εσωτερικό πολυμερούς σύμφωνα με τη θεωρία ζωνών.

$$P(E, T) = \left[1 + e^{\frac{E - E_f}{k_B \cdot T}} \right]^{-1} \quad \text{Εξίσωση 37}$$

Στην παραπάνω σχέση $P(E,T)$ είναι η πιθανότητα για ένα ηλεκτρόνιο συγκεκριμένης ενέργειας E και θερμοκρασίας T να μεταβεί από την κατάσταση που βρίσκεται στην κατάσταση αγωγιμότητας, k_B είναι η σταθερά του Boltzmann, E_f είναι η ενέργεια Fermi.

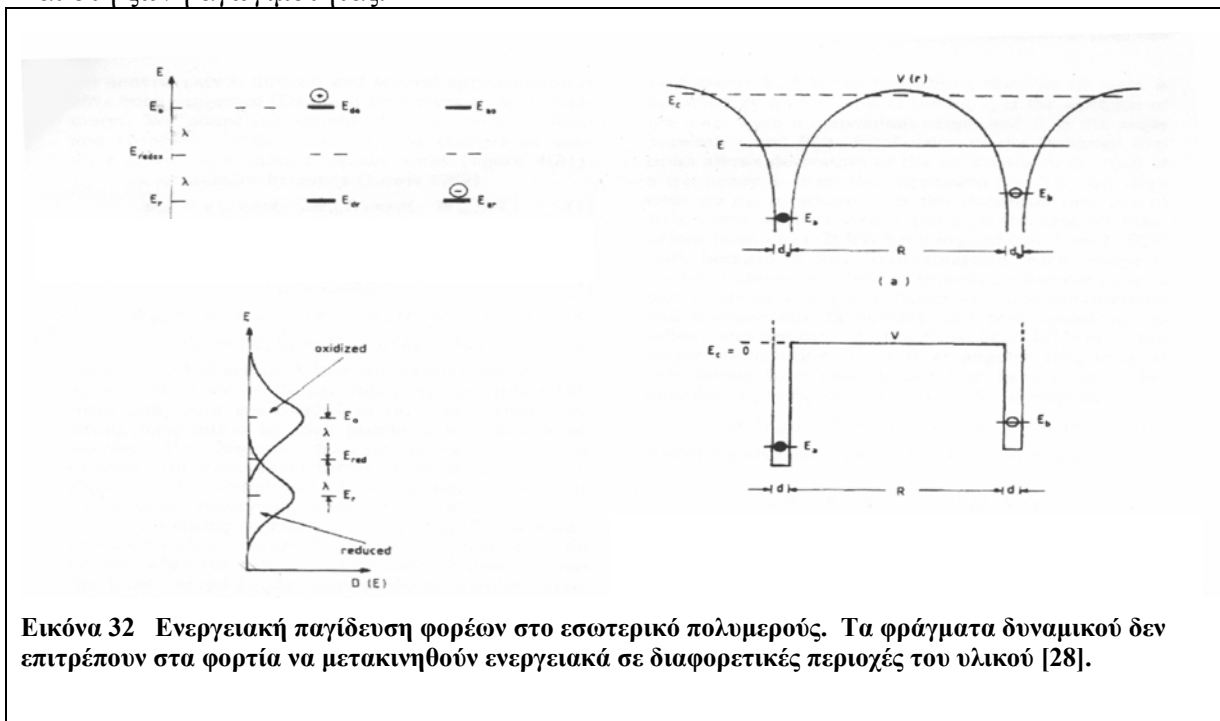
Με τον παραπάνω τρόπο δημιουργούνται οι ζώνες σθένους και οι ζώνες αγωγιμότητας οι οποίες και εικονίζονται στο παρακάτω ενεργειακό διάγραμμα. Σε θερμοκρασία του απολύτου μηδενός η ζώνη που είναι πλήρης από ηλεκτρόνια ονομάζεται ζώνη σθένους ενώ αυτή που είναι τελείως κενή ζώνη αγωγιμότητας. Ανάμεσα στις δυο ζώνες υπάρχει το απαγορευμένο ενεργειακό χάσμα (απαγορευμένη ζώνη) την οποία τα ηλεκτρόνια δεν μπορούν να διασχίσουν στις συνηθισμένες θερμοκρασίες.

Η πολύ ασθενής τιμή για την αγωγιμότητα σ οφείλεται στην πολύ μικρή ενεργό ευκινησία μ_{eff} λόγω του μεγάλου αριθμού φορτίων που παγιδεύονται (θερμοποιούνται) στο εσωτερικό των υλικών. Παρακάτω μπορούμε να συνοψίσουμε τα φαινόμενα με τις αντίστοιχες εξισώσεις για την πληρέστερη κατανόησή τους [28].



Να σημειωθεί ότι το κβαντικό φαινόμενο της σήραγγος επηρεάζει άμεσα τον αριθμό των ηλεκτρονίων ή των οπών που θα βρεθούν σε κατάσταση αγωγιμότητας σε περιοχές χαμηλού πεδίου (μηχανισμός Fowler-Nordheim). Για υψηλά πεδία, όταν το eV μπορεί να συγκριθεί με το φράγμα δυναμικού φ, τότε ο μηχανισμός που προεξάρχει για την μετάβαση ηλεκτρονίων σε κατάσταση αγωγιμότητας είναι ο μηχανισμός Schottky.

Η περιοδικότητα στη μορφή των ενεργειακών ζωνών διαταράσσεται από τις άκρες των ανθρακικών αλυσίδων, από την παρουσία ξένων ατόμων ή από τις περιελίξεις της ανθρακικής αλυσίδας. Γενικότερα η παρουσία ξένων σωματιδίων στο εσωτερικό της δομής αλλά και οποιαδήποτε ατέλεια δομής διαταράσσει τη δεδομένη διαίρεση των ενεργειακών σταθμών σε απλά ζώνη σθένους και ζώνη αγωγιμότητας. Προσθέτει στην ήδη υπάρχουσα δομή παγίδες ενδιάμεσα στη ζώνη σθένους και στη ζώνη αγωγιμότητας.



Εικόνα 32 Ενεργειακή παγίδευση φορέων στο εσωτερικό πολυμερούς. Τα φράγματα δυναμικού δεν επιτρέπουν στα φορτία να μετακινηθούν ενεργειακά σε διαφορετικές περιοχές του υλικού [28].

1.6.3. ΕΓΧΥΣΗ ΦΟΡΕΩΝ ΑΠΟ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΟ ΣΕ ΣΤΕΡΕΟ ΜΟΝΩΤΙΚΟ

Όταν η ακίδα είναι αρνητική, ηλεκτρόνια κινούνται προς το εσωτερικό του στερεού διηλεκτρικού, προσκολλώνται σε παγίδες και δημιουργούν μια περιοχή αρνητικών φορτίων χώρου. Όταν το ηλεκτρόδιο είναι θετικό, τότε ηλεκτρόνια επιστρέφουν πίσω στη θετική ακίδα είτε προερχόμενα από τη ζώνη σθένους είτε από ενεργειακές περιοχές που είναι πιο χαλαρά συνδεδεμένα (παγίδες). Η διαδικασία αυτή ισοδυναμεί με την έγχυση οπών στο εσωτερικό του διηλεκτρικού οι οποίες ξεπερνούν το ενεργειακό φράγμα. Η διαδικασία ολοκληρώνεται σε μερικά nsec. Σε γενικές γραμμές η κίνηση ηλεκτρονίων από το ηλεκτρόδιο προς το στερεό διηλεκτρικό έχει ως αποτέλεσμα ορισμένες περιοχές να εμφανίζουν μεγάλη αύξηση του πεδίου. Ο παράγοντας αύξησης πεδίου (field enhancement factor) ορίζεται ως ο λόγος του τοπικού πεδίου σε μια περιοχή προς το μέσο πεδίο σε όλο τον όγκο του διηλεκτρικού.

$$\Phi = \frac{E_{loc}}{E_{ave}} \quad \text{Εξίσωση 38}$$

Το έργο εξόδου του ηλεκτρονίου από το ηλεκτρόδιο (workfunction) είναι της τάξης του eV, το οποίο είναι πολύ μικρότερο από το έργο εξόδου μετάλλου όπως αυτό έχει υπολογιστεί σε μακροσκοπικά πειράματα. Η παραπάνω ασυμφωνία οφείλεται στο γεγονός ότι το ηλεκτρόνιο έχει την τάση να εξέρχεται του μετάλλου από περιοχές του ηλεκτροδίου με :

- τοπικές μικρές ασυνέχειες,
- μικρές μη ανιχνεύσιμες αέριες κοιλότητες ή
- από μικρά αγώγιμα σωματίδια τα οποία έχουν υπεισέλθει στη δομή του πολυμερούς κυρίως κατά τη διαδικασία παρασκευής του.

Η διαδικασία η οποία προεξάρχει σε τέτοιες περιπτώσεις είναι ο μηχανισμός tunneling, ο οποίος γίνεται πιο έντονη καθώς η τάση μεγαλώνει. Τα ηλεκτρόνια κινούμενα από το ηλεκτρόδιο (κάθοδο) προς το διηλεκτρικό μπορούν και κινούνται με σχετική ευκολία στην περίπτωση που το υλικό είναι αέριο ή υγρό. Αν όμως το υλικό στο οποίο εγγέονται είναι στερεό, η μέση ελεύθερη διαδρομή τους (mean free path), είναι σχετικά μικρή λόγω των συνεχών κρούσεων των ηλεκτρονίων με τα ακίνητα θετικά ιόντα του στερεού. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη συνεχή απώλεια ενέργειας του ηλεκτρονίου οπότε από ένα σημείο και μετά καθίστανται θερμικά.

Η ενέργεια η οποία δίδεται στα ταλαντούμενα άτομα του στερεού προκαλεί ταλαντώσεις οι οποίες με τη σειρά τους μπορούν να προκαλέσουν τοπική διάσπαση δεσμών, λόγω της μεγάλης συσσώρευσης ενέργειας στα σημεία που τα ηλεκτρόνια έχουν προσφέρει την περισσότερη ενέργειά τους. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, σύμφωνα με μια θεωρία, τη δημιουργία μικρών κοιλοτήτων αέρος οι οποίες βοηθούν στα εκ νέου εγχυόμενα ηλεκτρόνια στην απόκτηση μεγαλύτερης μέσης ελεύθερης διαδρομής. Στο τέλος της μέσης διαδρομής τους θα συναντήσουν το διηλεκτρικό με ενέργειες που κυμαίνονται μεταξύ 3-5 eV οι οποίες είναι ικανές στο να διασπάσουν με τη βοήθεια του προηγούμενου μηχανισμού τους δεσμούς C-C ή τους δεσμούς C-H, όπως δείχτηκε προηγουμένως.

Η διάσπαση αυτού του είδους των δεσμών προκαλεί νέα απελευθέρωση ενέργειας η οποία έχει σαν αποτέλεσμα στην επιτόπια διαδικασία τήξης (local melting process). Η κοιλότητα αέρος θα διευρυνθεί ακολουθώντας διάφορα σχήματα προς την κατεύθυνση όμως της μικρότερης αντίστασης δηλαδή στην ουσία της μικρότερης πυκνότητας. Οι περιοχές που έχουν μικρές κοιλότητες αέρος ήδη κατά τη διαδικασία κατασκευής του μονωτικού είναι επίσης περιοχές προς τις οποίες μπορεί να διευρυνθεί η κοιλότητα αέρος δημιουργώντας τοπικές συζεύξεις και συνενώσεις μεταξύ των υπαρχόντων και των νέων κοιλοτήτων (θεωρία δικτύου κοιλοτήτων).

1.6.4. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ – ΚΡΟΥΣΕΙΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΣΤΕΡΕΟΥ ΜΟΝΩΤΙΚΟΥ

Στο εσωτερικό ενός στερεού μονωτικού υλικού μπορεί να παρατηρηθεί μεγάλη τιμή για την ηλεκτρική αγωγιμότητα η οποία και προφανώς οφείλεται στο μεγάλο αριθμό ηλεκτρονίων τα οποία βρίσκονται ή θα βρεθούν στη ζώνη αγωγιμότητας. Ο μηχανισμός δημιουργίας στοιβάδας ηλεκτρονίων περιέχει τις κρούσεις των ηλεκτρονίων με άλλα μόρια τα οποία και μπορεί να ιονίσει αλλά και με τα ταλαντούμενα ιόντα του πλέγματος. Η δημιουργία στοιβάδας εμποδίζεται από την αύξηση της θερμοκρασίας λόγω της ταλάντωσης με μεγαλύτερο εύρος των ακινήτων ιόντων του πλέγματος η οποία γενικά εμποδίζει την ελεύθερη μετακίνηση των ηλεκτρονίων με συνέπεια την επιβράδυνσή τους.

Επιπρόσθετα, η κρούση των ηλεκτρονίων με τα ιόντα του πλέγματος δημιουργεί από μόνη της θέρμανση του υλικού, συγκεντρώνοντας μεγάλες τιμές ενέργειας σε ορισμένες περιοχές του υλικού. Τοπική διάσπαση του υλικού μπορεί να προκληθεί με τιμές πυκνότητας ισχύος 10^{-5} W/mm³.

1.6.5. ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΜΕΤΑΚΙΝΗΣΗΣ ΦΟΡΤΙΩΝ

Η κατανομή των ηλεκτρικών φορτίων στο εσωτερικό των πολυμερών οδηγεί σε μεταβολές του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του. Το επιτόπιο πεδίο λόγω των διαφόρων κατανομών του φορτίου είναι σε αυτήν την περίπτωση πολύ διαφορετικό από το συνολικό εξωτερικό πεδίο.

Τα εγχυόμενα ηλεκτρόνια θεωρούνται ότι κινούνται από την κάθοδο προς το εσωτερικό του πολυμερούς ενώ τα θετικά φορτία δεν εγχέονται από την άνοδο στο πολυμερές. Ο λόγος για αυτού του είδους τη διαφοροποίηση είναι η χαμηλή τιμή για την κινητικότητα που παρουσιάζουν οι θετικοί φορείς σε σχέση με τους αρνητικούς.

Σύμφωνα με τη θεωρία Space Charge Limiting Current - SCLC (Φορτία Χώρου Περιορίζοντα το Ρεύμα), η πυκνότητα ρεύματος θα δίνεται από την παρακάτω έκφραση :

$$J = q \cdot n_0 \cdot u \cdot \left(\frac{V}{d} \right) \quad \text{Εξίσωση 39}$$

όπου n_0 είναι ο αριθμός των ελευθέρων φορέων, u είναι η ευκινησία τους (θεωρείται ότι είναι ανεξάρτητη του πεδίου), V η εφαρμοζόμενη τάση και d το πάχος του υλικού. Για περιπτώσεις που έχουμε υψηλές τάσεις η παραπάνω εξίσωση μπορεί να τροποποιηθεί και να μετασχηματιστεί στην παρακάτω :

$$J = \frac{9}{8} \cdot \varepsilon \cdot a \cdot u \cdot \left(\frac{V}{d} \right) \quad \text{Εξίσωση 40}$$

όπου ε είναι η σχετική επιδεκτικότητα του υλικού, a είναι ο λόγος των ελευθέρων φορέων προς τους παγιδευμένους φορείς, u είναι η ευκινησία των φορέων V είναι η εφαρμοζόμενη τάση και d είναι το πάχος του υλικού. Το μοντέλο αυτό παρουσιάζει κάποιες εγγενείς αδυναμίες στον υπολογισμό της πυκνότητας ρεύματος.

Άλλο μοντέλο προβλέπει ότι οι παγίδες δεν είναι ομοιόμορφα κατανεμημένες σε οποιοδήποτε βάθος αλλά ακολουθούν ένα εκθετικό νόμο της μορφής :

$$N_t(E) = \frac{N_t}{K \cdot T_c} \cdot e^{\frac{-(E_c - E_t)}{K \cdot T}} \quad \text{Εξίσωση 41}$$

όπου N_t είναι η συνολική συγκέντρωση σε παγίδες, E_c είναι η ενέργεια στα όρια της ζώνης αγωγιμότητας και E_t είναι η ενέργεια στο τέλος της ζώνης των παγίδων και T_c ονομάζεται παράμετρος θερμοκρασίας κατανομής (distribution parameter: είναι κρίσιμη θερμοκρασία κάτω από την οποία καμία ενεργειακή παγίδα δεν είναι κατειλημμένη). Στη συνέχεια η πυκνότητα ρεύματος υπολογίζεται από τον παρακάτω τύπο:

$$J = \frac{V \cdot e^{l+1}}{d \cdot e^{2 \cdot l+1}} \quad \text{Εξίσωση 42}$$

όπου ο λόγος $l = T_c / T$. Κάποια στιγμή το ρεύμα θα γίνει ανάλογο του τετραγώνου της τάσεως. Για οποιαδήποτε κατανομή το ρεύμα θα είναι ανάλογο της n -ιοστής δύναμης της τάσης όπου η δύναμη n είναι μεγαλύτερη από το 2 και χαρακτηριστική της κατανομής [29].

Θα πρέπει να τονιστεί ότι από τον ορισμό των φορτίων χώρου δεν πρέπει να εξαιρέσουμε απόλυτα τα ρεύματα (πυκνότητα φορτίων). Απλώς η διαδικασία παγίδευσης είναι ένα

δυναμικό φαινόμενο. Έτσι θα πρέπει να διευκρινιστεί ότι η πυκνότητα φορτίων στο εσωτερικό του πολυμερούς είναι πολύ μικρή, δηλαδή πολύ λίγα συγκριτικά φορτία μπορούν να κινούνται ελεύθερα στη ζώνη αγωγιμότητας. Υπό κατάλληλες ενεργειακές ή τοπικές συνθήκες τα φορτία παγιδεύονται ενεργειακά (και όχι απαραίτητα χωρικά) σε ορισμένες ενεργειακές καταστάσεις με έναν συγκεκριμένο ρυθμό παγίδευσης.

$$R_{\text{trap}} \propto J(\vec{r}, t) \cdot \sigma_p \quad \text{Εξίσωση 43}$$

Όπου $J(r,t)$ είναι η πυκνότητα ρεύματος και σ_p είναι η ενεργός διατομή παγίδευσης φορτίων. Ο ρυθμός παγίδευσης φυσικά ανταγωνίζεται τον ρυθμό αποπαγίδευσης (detrapping), ο οποίος ισούται με :

$$R_{\text{det}} = \frac{1}{\tau_d} \quad \text{Εξίσωση 44}$$

Εδώ θα πρέπει επίσης να τονιστεί ακριβώς το δυναμικό φαινόμενο της έγχυσης των φορτίων κατά τη διάρκεια του εναλλασσόμενου ρεύματος. Κατά την αρνητική τάση, τα ηλεκτρόνια και οι αρνητικοί φορείς γενικότερα, διέρχονται το φράγμα δυναμικού μεταξύ ηλεκτροδίου και μονωτικού υλικού και τείνουν να απομακρυνθούν ολοένα και περισσότερο από το θετικό ηλεκτρόδιο. Η κίνηση αυτή των αρνητικών φορέων ισοδυναμεί με την ύπαρξη ενός αρνητικού νέφους μπροστά από την περιοχή της ακίδας. Κατά την αλλαγή της πολικότητας από αρνητική σε θετική το πεδίο που προκύπτει είναι τώρα πολύ μεγάλο οπότε και συμβαίνουν δύο ταυτόχρονα γεγονότα:

- Λόγω του μεγάλου πεδίου συμβαίνει έγχυση οπών από το ηλεκτρόδιο στο υλικό
- Υπάρχει επανασύνδεση φορέων στα ζεύγη ηλεκτρονίου-θετικού ιόντος, οπής-αρνητικού ιόντος και ηλεκτρονίου-οπής.

Η ενέργεια που ελευθερώνεται από τις επανασυνδέσεις, διασπά δεσμούς του μονωτικού υλικού και έτσι δημιουργεί ηλεκτρικά κανάλια μικρής πυκνότητας, τα οποία με τη βοήθεια του ιονισμού λόγω κρούσης (impact ionization) θα τα μετατρέψει σε ηλεκτρικά κανάλια δηλαδή δενδρίτες.

1.6.6. ΚΥΡΙΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ

Υπάρχουν διάφοροι τρόποι για τη μέτρηση των παγιδευμένων φορτίων στο εσωτερικό του υλικού. Διακρίνονται σε δυο μεγάλες κατηγορίες οι οποίες είναι οι ακόλουθες :

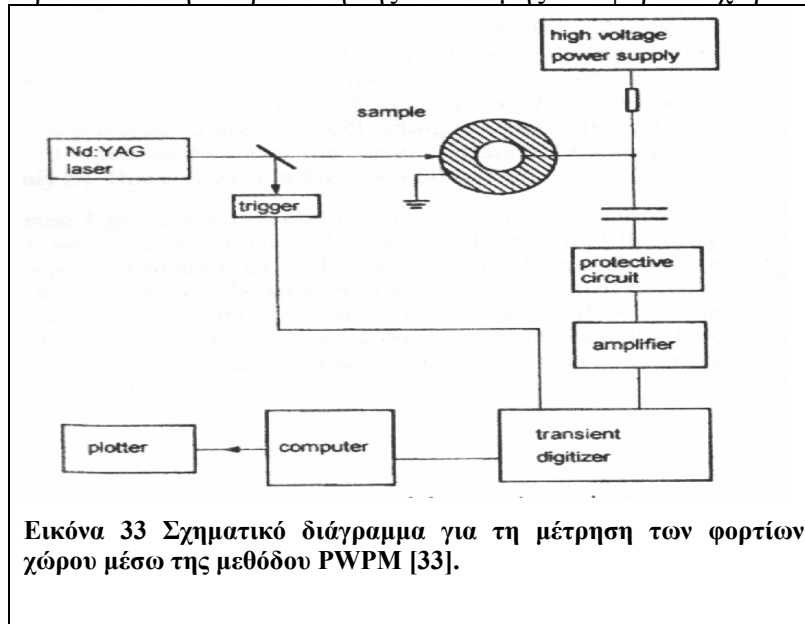
- Υπάρχουν οι τεχνικές στις οποίες γίνεται προσπάθεια υπολογισμού του φορτίου μετά την εφαρμογή της τάσης (post-stressing). Τέτοιες τεχνικές είναι οι :
 - Θερμικά διεγερμένες μετρήσεις ρεύματος εκκενώσεων (Thermally stimulated discharge current measurements)
 - Μετρήσεις επαγόμενου ρεύματος λόγω ακουστικού παλμού (Acoustic pulse induced current)
 - Μετρήσεις επαγόμενου ρεύματος λόγω θερμικού παλμού (Thermal pulse induced current)
 - Μετρήσεις επαγόμενου ρεύματος λόγω ακτινοβολίας ρεύματος ηλεκτρονίων (Electron beam irradiation induced current)
- Η δεύτερη κατηγορία περιλαμβάνει τεχνικές που καταμετρούν το φορτίο κατά τη διάρκεια της διαδικασίας πόλωσης.

Οι κυριότερα χρησιμοποιούμενες είναι της πρώτης κατηγορίας παρόλο που οι τεχνικές της δεύτερης κατηγορίας περιγράφουν λεπτομερέστερα το δυναμικό φαινόμενο, αλλά υστερούν σε ακρίβεια στους υπολογισμούς [30].

Παρακάτω περιγράφονται οι τρεις κυριότερες μέθοδοι της πρώτης κατηγορίας [31].

1.6.6.1. ΜΕΘΟΔΟΣ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΜΕΣΩ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΩΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ (PRESSURE WAVE PROPAGATION METHOD)

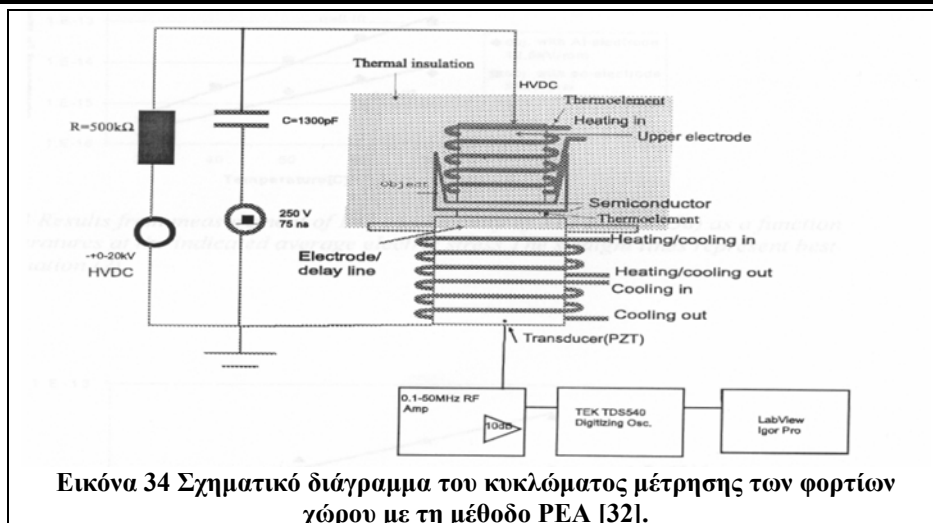
Σε αυτή την περίπτωση μια λεπτή δέσμη λέιζερ η οποία προσπίπτει πάνω στο στόχο ο οποίος είναι για την περίπτωση που εξετάζουμε στερεό διηλεκτρικό. Η κρούση της δέσμης λέιζερ με την ορμή που διαθέτει δίνει σαν αποτέλεσμα ρεύμα στο εξωτερικό κύκλωμα το οποίο και είναι ανάλογο του πεδίου στο εσωτερικό του διηλεκτρικού ή της κατανομής του φορτίου χώρου.



Παράδειγμα τέτοιου είδους κυκλώματος εικονίζεται στην εικόνα 33. Η διάρκεια των παλμών ποικίλλει ανάλογα με τα επιθυμητά αποτελέσματα. Για παράδειγμα μικρής διάρκειας παλμός της τάξης του 1 ns μπορεί να δώσει απ' ευθείας τις χωρικές (spatial) κατανομές των φορτίων χώρου. Επίσης αυτού του είδους η τεχνική μπορεί να δώσει και τις κατανομές πόλωσης στο εσωτερικό του διηλεκτρικού όπως και να μελετήσει τις μεταβολές στην παρατηρούμενη κατανομή φορτίου χώρου με την εναλλαγή της πολικότητας της εφαρμοζόμενης τάσης.

1.6.6.2. ΠΙΕΖΟ-ΗΛΕΚΤΡΟ-ΑΚΟΥΣΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ (PULSE ELECTRO ACOUSTIC METHOD - PEA)

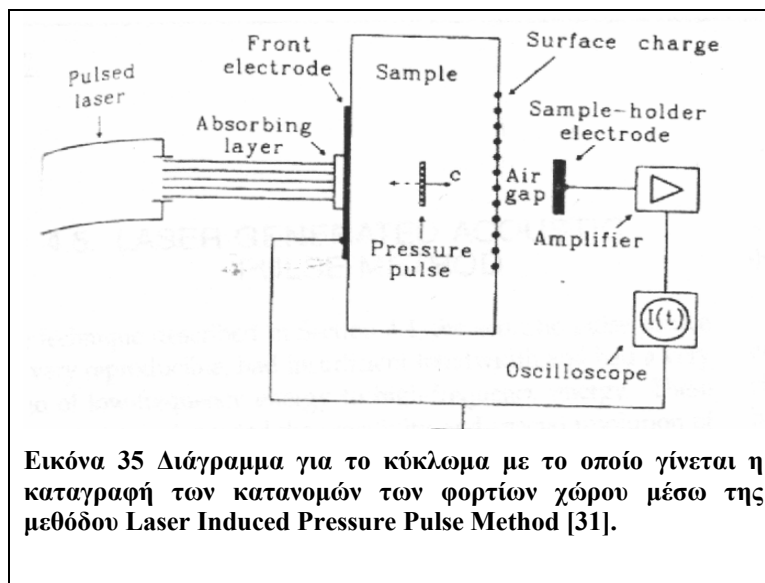
Αποτελεί την πιο διαδεδομένη μέθοδο ανάλυσης και καταγραφής των φορτίων χώρου στο εσωτερικό διηλεκτρικών. Στηρίζει τη λειτουργία της στον νόμο του Coulomb όπου ένα εξωτερικό σήμα εφαρμόζεται στο διηλεκτρικό το οποίο με τη σειρά του δημιουργεί διακυμάνσεις στη δύναμη Coulomb που αναπτύσσεται στα φορτία που υπάρχουν στο εσωτερικό του υλικού (φορτία χώρου).



Αυτή η διαταραχή δημιουργεί ακουστικά κύματα τα οποία μπορούν να ανιχνευθούν από πιεζοηλεκτρική ακίδα (piezoelectric transducer) η οποία είναι συνδεδεμένη με ένα από τα ηλεκτρόδια. Οι κατανομές των φορτίων χώρου καταγράφονται και επεξεργάζονται από κατάλληλο κύκλωμα. Παράδειγμα τέτοιου κυκλώματος φαίνεται στην εικόνα 34, όπου οι περιελίξεις χαλκού, νερό και λάδι χρησιμοποιούνται για την επίτευξη της επιθυμητής θερμοκρασίας.

1.6.6.3. ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΠΑΓΟΜΕΝΟΥ ΑΠΟ ΛΕΙΖΕΡ ΠΑΛΜΟΥ ΠΙΕΣΣΕΩΣ (LASER INDUCED PRESSURE PULSE -LIPP)

Αποτελεί μέθοδο που επίσης χρησιμοποιεί το φως από LASER για τη δημιουργία παλμού ο οποίος επάγει ρεύμα στο εξωτερικό κύκλωμα και για μικρές χρονικές διάρκειες του παλμού, το εύρος του και τα χαρακτηριστικά του είναι ενδεικτικά των κατανομών φορτίου χώρου. Οι διακυμάνσεις δημιουργούνται από τις ανομοιογένειες που οφείλονται στην επιδεκτικότητα και στις κατανομές των φορτίων χώρου. Η διαφορά με την PWP μέθοδο είναι ότι στην παρούσα μέθοδο η ανάκλαση του παλμού συμβαίνει στο ηλεκτρόδιο ενώ στην PWP μέθοδο η ανάκλαση συμβαίνει σε μεταλλικό στόχο ο οποίος βρίσκεται κοντά στο ηλεκτρόδιο. Παράδειγμα τέτοιας πειραματικής διάταξης φαίνεται στην εικόνα 35.



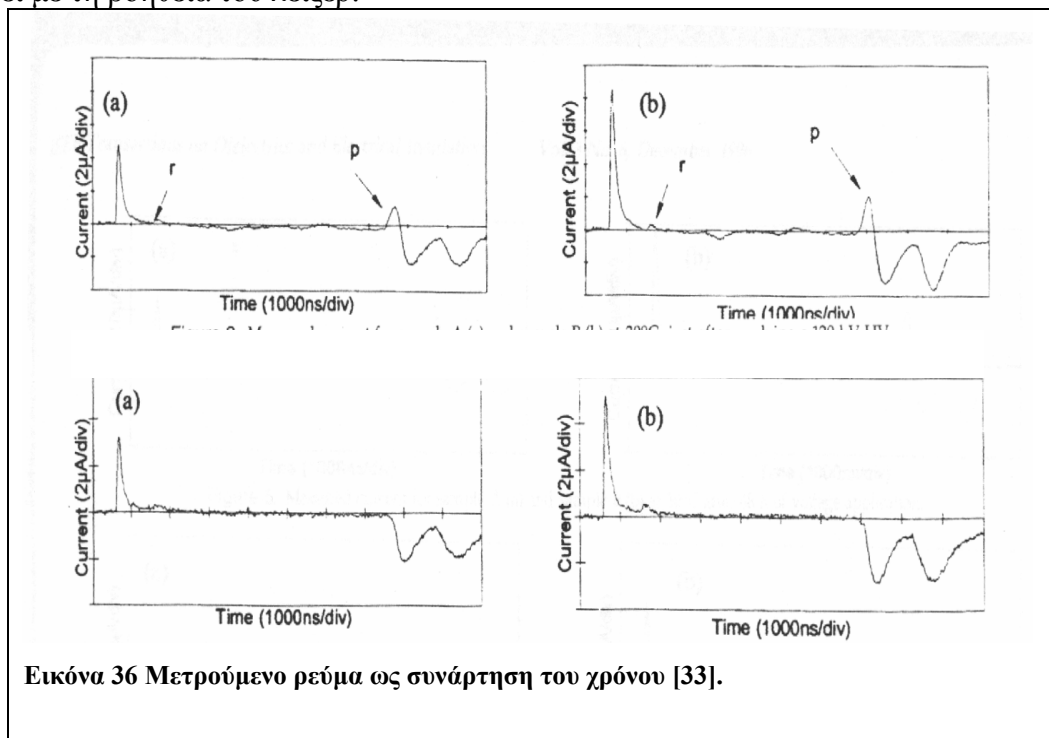
1.6.7. ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΕΓΧΥΣΗ ΦΟΡΤΙΩΝ ΑΠΟ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΟ

1.6.7.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Με τον όρο μέτρηση φορτίων χώρου εννοείται ότι καταγράφονται οι κατανομές των φορτίων χώρου σε συνάρτηση με την απόσταση αλλά η καταγραφή του επαγόμενου ρεύματος στο εξωτερικό ανιχνευτικό κύκλωμα. Και στις δυο περιπτώσεις, τα μεγέθη που ανιχνεύονται έχουν μονάδες μέτρησης τα Coulomb/m^3 και τα A/m^2 αν αναφερόμαστε στο φορτίο χώρου και στην πυκνότητα ρεύματος αντίστοιχα.

1.6.7.2. ΣΧΕΣΗ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΚΑΙ ΚΑΤΑΝΟΜΩΝ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Αυτό που παρατηρείται σε τέτοιου είδους περιπτώσεις είναι οι κατανομές φορτίου ή ρεύματος που εξαρτώνται από τη μέθοδο που χρησιμοποιείται. Έτσι για παράδειγμα στην [33] η χρησιμοποιούμενη μέθοδος είναι η pressure wave propagation (pwp) όπου και πολύ σημαντική παράμετρος μέτρησης είναι το ρεύμα στο εξωτερικό κύκλωμα σαν συνάρτηση του χρόνου, όπως αυτό έχει καταγραφεί με τη βοήθεια του λείζερ.



Εικόνα 36 Μετρούμενο ρεύμα ως συνάρτηση του χρόνου [33].

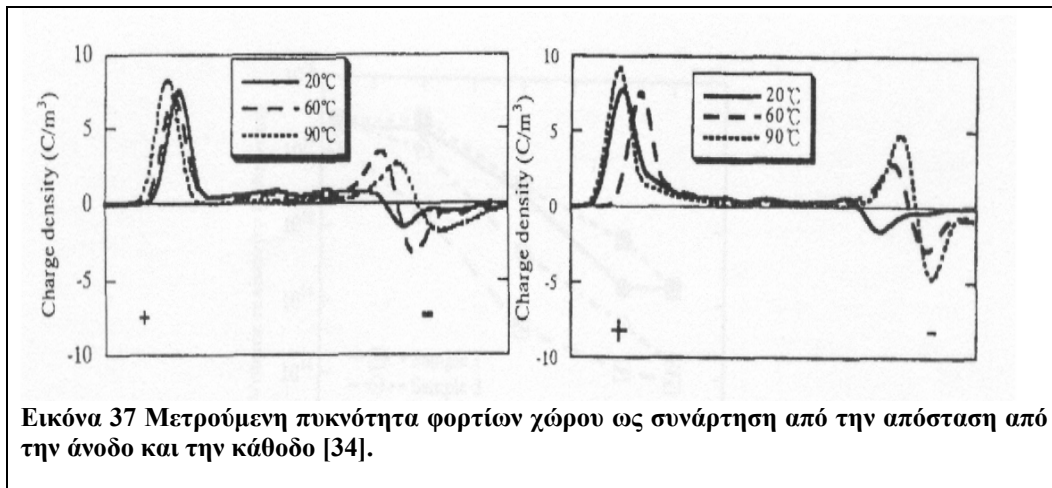
Στην εικόνα 36 παρατηρείται η κατανομή ρεύματος με τον χρόνο. Όπως φαίνεται στα διαγράμματα παρατηρούμε μια μικρή θετική κορυφή στην έναρξη του φαινομένου. Η θετική αυτή κορυφή σημειώνεται με το r και δεν αντιστοιχεί σε μετρούμενο φορτίο χώρου αλλά αντιστοιχεί σε ανάκλαση του παλμού στη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ ηλεκτροδίου και μονωτικού.

Και στα δυο δείγματα παρατηρούμε μια επίσης θετική κορυφή κοντά στην κάθοδο η οποία πάνω στο σχήμα σημειώνεται σαν p. Αυτή τη φορά, η κορυφή αυτή αντιστοιχεί σε φορτίο χώρου το οποίο αναπτύσσεται κοντά στην κάθοδο. Σε χρόνο μικρότερο από 30 sec, φορτία αντίθετης πολικότητας (heterocharges) αναπτύσσονται κοντά στην κάθοδο, επηρεάζοντας το τοπικό πεδίο.

1.6.7.3. ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΑΠΟ ΤΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ

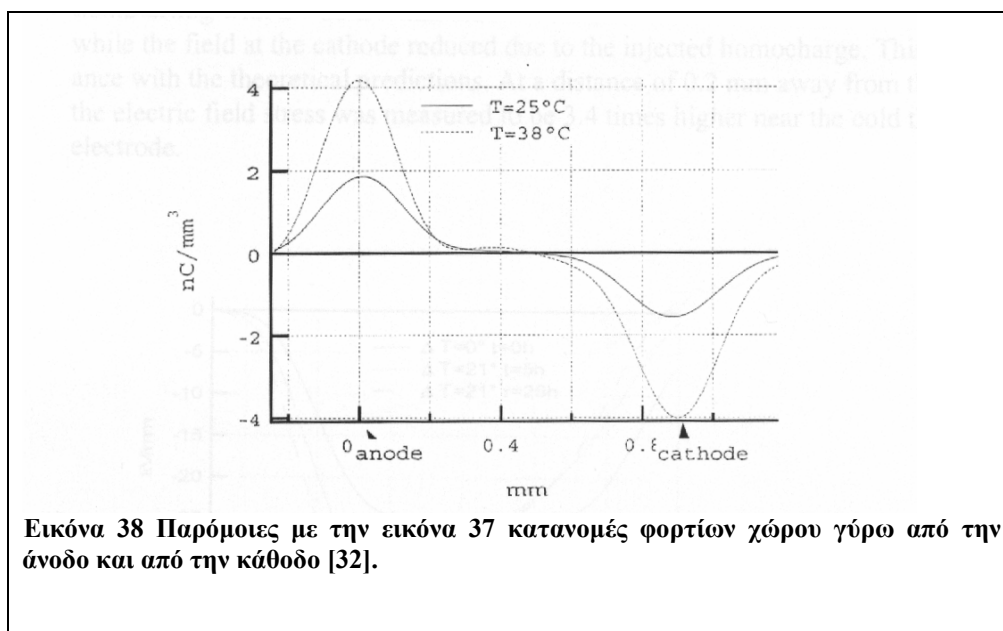
Σημαντικές πληροφορίες φυσικά προέρχονται από κατανομές φορτίων χώρου μετρημένες σε Coulomb/m^3 ή σε υποπολλαπλάσια αυτών. Είναι δε χρήσιμες τέτοιου είδους κατανομές για την

περίπτωση που ο οριζόντιος άξονας καθορίζει την ακριβή θέση των κατανομών σε σχέση με την άνοδο και την κάθοδο.



Εικόνα 37 Μετρούμενη πυκνότητα φορτίων χώρου ως συνάρτηση από την απόσταση από την άνοδο και την κάθοδο [34].

Παραδείγματα τέτοιων κατανομών εικονίζονται στην εικόνα 37 [34], όπου και φαίνεται και η αύξηση της πυκνότητας των θετικών και των αρνητικών φορτίων με την αύξηση της θερμοκρασίας. Άλλου είδους εξάρτηση από τη θερμοκρασία μπορεί να παρατηρηθεί και στην εικόνα 38 όπου οι κατανομές της πυκνότητας φορτίων χώρου είναι παρόμοιας μορφής με αυτές της εικόνας 37. Σε αυτή την περίπτωση όμως υπάρχει η δυνατότητα για μείωση της πυκνότητας των φορτίων αντίθετης πολικότητας (heterocharges) με την προσθήκη ειδικής ανόργανης ουσίας η οποία εμποδίζει την ανάπτυξη των ετερόνυμων φορτίων χώρου (heterocharge absorber).

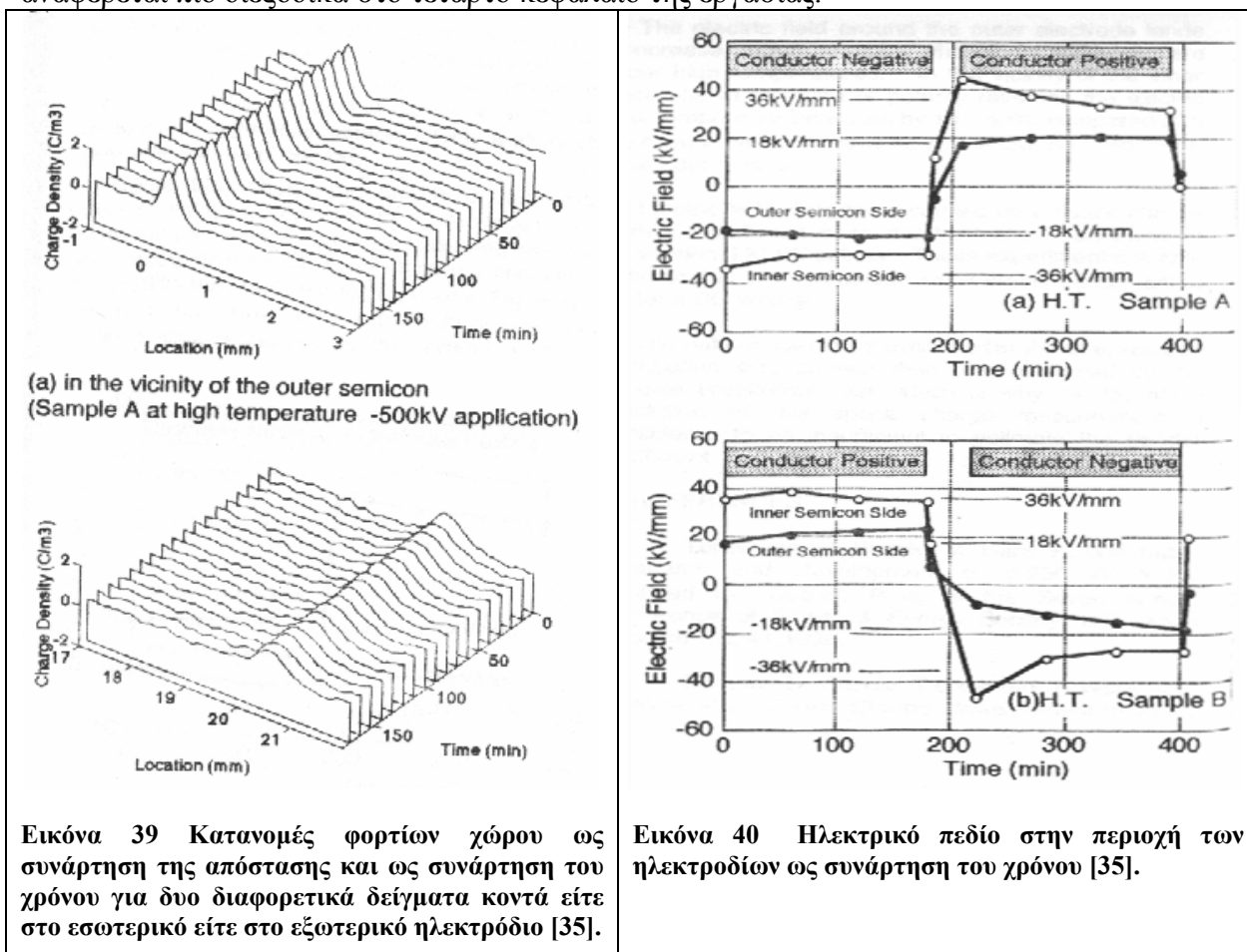


Εικόνα 38 Παρόμοιες με την εικόνα 37 κατανομές φορτίων χώρου γύρω από την άνοδο και από την κάθοδο [32].

Όλες οι εργασίες πάνω στις κατανομές των φορτίων χώρου ως συνάρτηση της απόστασης δείχνουν κατανομές της ίδιας μορφής. Παρακάτω, στο αριστερό διάγραμμα, εικονίζονται σε τριδιάστατα γραφήματα οι κατανομές φορτίων χώρου ως συνάρτηση της απόστασης από τα ηλεκτρόδια (εσωτερικά και εξωτερικά) αλλά και ως συνάρτηση του χρόνου, από την [35]. Ταυτόχρονα δε, το ηλεκτρικό πεδίο είτε για θετική είτε για αρνητικά εφαρμοζόμενη τάση εικονίζεται στο αριστερό διάγραμμα. Το καθένα από τα παραπάνω μεγέθη, έχουν καταγραφεί για δυο διαφορετικά δείγματα καλωδίων XLPE τα οποία προηγουμένα χρησιμοποιούνται σε γραμμές μεταφοράς των 250 kV. Η μέθοδος που ακολουθήθηκε για τη μέτρηση των κατανομών ήταν η Pulse

ElectroAcoustic method ενώ οι κατανομές έχουν ληφθεί για διάφορες θερμοκρασίες (δωματίου και 85 βαθμών Κελσίου).

Η απότομη αντιστροφή της πολικότητας και η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου εικονίζεται στο διάγραμμα της εικόνας 40. Σε καθένα από τα παρακάτω καλώδια το ηλεκτρικό πεδίο έχει την τιμή των 36 kV/mm στο εσωτερικό ηλεκτρόδιο και 18 kV/mm στο εξωτερικό ηλεκτρόδιο. Όταν το εσωτερικό ηλεκτρόδιο βρίσκεται κάτω από αρνητική πολικότητα, το ηλεκτρικό του πεδίο έχει μια σταθερή τιμή. Με την απότομη εναλλαγή πολικότητας και την εφαρμογή θετικού δυναμικού το πεδίο αυξάνεται πάνω από τα 40 kV/mm λόγω της μικρής πυκνότητας φορτίων χώρου που παρέμειναν μπροστά από το εσωτερικό ηλεκτρόδιο. Το πεδίο αυτό μειώνεται με την πάροδο του χρόνου λόγω φαινομένων επανασύνδεσης. Αντίστοιχα φαινόμενα συμβαίνουν και στην γειτονιά του εξωτερικού ηλεκτροδίου. Το φαινόμενο παρουσιάζει ενδιαφέρον αφού εξαιτίας αυτής της ουσιαστικά «παγίδευσης» των φορτίων αντίθετης πολικότητας και της συνεπαγόμενης απότομης αύξησης του πεδίου, παρατηρείται το φαινόμενο της εμφάνισης του δενδρίτη αναστροφής πολικότητας που αναφέρεται πιο διεξοδικά στο τέταρτο κεφάλαιο της εργασίας.



Εικόνα 39 Κατανομές φορτίων χώρου ως συνάρτηση της απόστασης και ως συνάρτηση του χρόνου για δυο διαφορετικά δείγματα κοντά είτε στο εσωτερικό είτε στο εξωτερικό ηλεκτρόδιο [35].

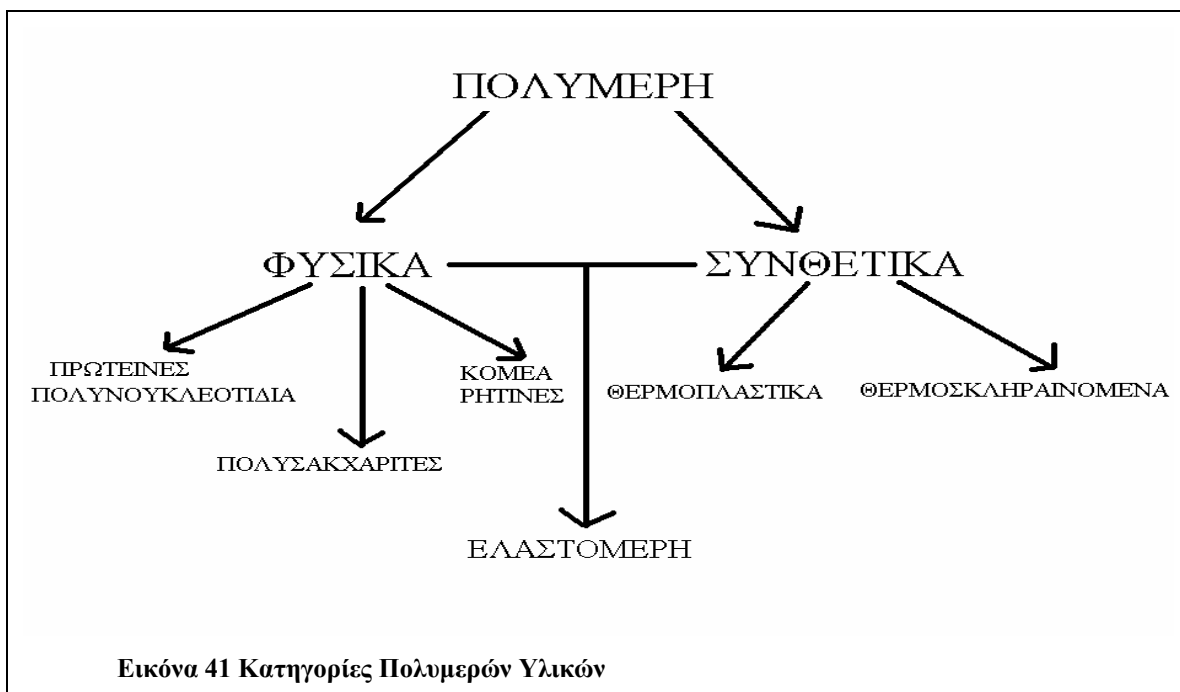
Εικόνα 40 Ηλεκτρικό πεδίο στην περιοχή των ηλεκτροδίων ως συνάρτηση του χρόνου [35].

1.7. ΠΟΛΥΜΕΡΗ ΥΛΙΚΑ

1.7.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ονομάζοντας **Πολυμερή Υλικά** εννοούμε τα υλικά που προέρχονται από την ύπαρξη πολλών μονομερών υλικών. Το πιο γνωστό από όλα τα πολυμερή υλικά είναι το αιθυλένιο ή αιθίνιο, ο πολυμερισμός του οποίου μας οδηγεί στο σχηματισμό του πολυαιθυλενίου (PE). Ο βαθμός πολυμερισμού ονομάζεται ο αριθμός των μονομερών που συγκροτούν την κύρια αλυσίδα. Στα εμπορικά πολυμερή κυμαίνεται 10^3 έως 10^5 .

Τα πολυμερή μπορούν να καταταγούν σε διάφορες κατηγορίες. Η παρακάτω διαγραμματική αναπαράσταση είναι ενδεικτική του τρόπου κατάταξης αυτών.



Τα φυσικά πολυμερή είναι πιο πολύπλοκα σε σχέση με τα συνθετικά πολυμερή. Κάποια από τα φυσικά πολυμερή είναι το ξύλο, το μαλλί, το μετάξι, το βαμβάκι, οι πρωτεΐνες κ.ο.κ. Τα θερμοπλαστικά γίνονται μαλακά και ευκατέργαστα όταν θερμανθούν πάνω από μια χαρακτηριστική θερμοκρασία, ενώ ψυχόμενα γίνονται σκληρά και δύσκαμπτα. Αντίθετα ένα θερμοσκληραινόμενο γίνεται σκληρό και δύσκαμπτο πάνω από μια ορισμένη θερμοκρασία ενώ ψυχόμενο δεν μαλακώνει. Τα θερμοπλαστικά συνήθως αποτελούνται από γραμμικές αλυσίδες ή με μικρές διακλαδώσεις και είναι δυνατόν να παρουσιάζουν ένα βαθμό κρυστάλλωσης. Αντίθετα, τα θερμοσκληραινόμενα είναι άμορφα τριδιάστατα συμπλέγματα με μεγάλο αριθμό σημείων διασταύρωσης. Αν ο βαθμός αυτός είναι περιορισμένος τότε ονομάζονται ελαστομερή. Τα ελαστομερή μπορεί να είναι είτε φυσικά είτε τεχνητά οπότε και κατατάσσονται σε κοινή υποομάδα.

- Ανάλογα με τον βαθμό κρυστάλλωσης τα πολυμερή διακρίνονται σε κρυσταλλικά και σε άμορφα πολυμερή. Αν σε ένα πολυμερές υπάρχουν και κρυσταλλικές και άμορφες περιοχές ονομάζεται ημικρυσταλλικό.
- Ανάλογα τώρα με τα στοιχεία που αποτελούν την κύρια ανθρακική αλυσίδα διακρίνονται σε ομοπολυμερή (πολυαιθυλένιο, πολυπροπυλένιο κ.ο.κ.) και σε ετεροπολυμερή (πολυεστέρας, πολυαιθέρας κ.ο.κ).
- Επίσης η θέση των δεσμών -X και η τοποθέτησή τους τον χώρο για τα ομοπολυμερή διακρίνονται σε ισοτακτικά, σε συνδιοτακτικά και σε άτακτα.
- Τέλος, η ύπαρξη αλυσίδας (branching) οδηγεί σε διαφορετικές μορφές στην κύρια αλυσίδα του πολυμερούς. Αναφερόμαστε κύρια στο πολυαιθυλένιο το οποίο όταν έχει αρκετές διακλαδώσεις οδηγείται σε πολυαιθυλένιο χαμηλής πυκνότητας (Low Density Poly Ethylene) ενώ αν δεν αναφερόμαστε σε ύπαρξη διακλαδώσεων τότε το πολυαιθυλένιο είναι υψηλής πυκνότητας (High Density Poly Ethylene). Το χαμηλής πυκνότητας (LDPE) είναι μηχανικά κατώτερο αλλά διηλεκτρικά ανώτερο σε σχέση με το υψηλής πυκνότητας ομόλογό του (HDPE).
- Στην περίπτωση που τα πολυμερή στο εσωτερικό τους, έχουν διασταυρούμενες αλυσίδες, τα πολυμερή ονομάζονται διασταυρούμενης μορφής (crosslinked). Επειδή κατ' ουσίαν

είναι γιγαντιαία μόρια πάνω από το σημείο τήξεως ή το σημείο μετάβασης υάλου (glass transition) μετατρέπονται σε ελαστομερή ή ελαστικοειδή υλικά (rubber like) παρά σε υγρά. Η διαδικασία της διασταύρωσης (crosslinked) μπορεί να επιτευχθεί με τρεις τρόπους:

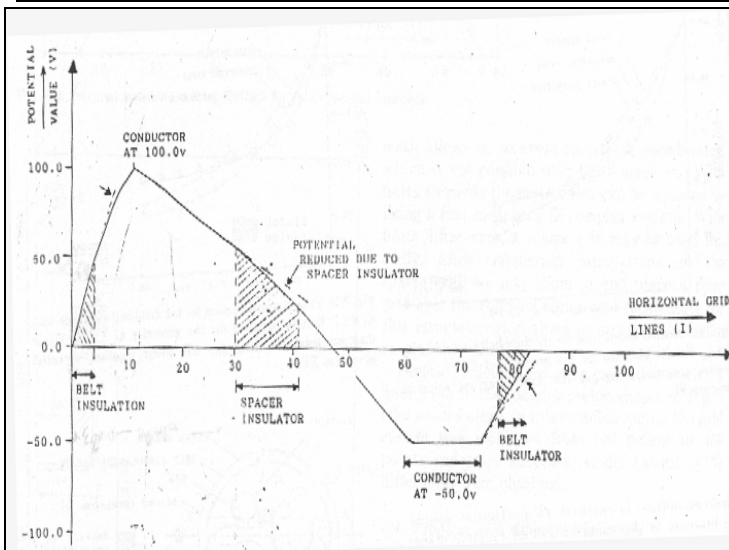
- Με τη βοήθεια καταλύτη, ο οποίος και μπορεί να προκαλέσει έναυση και να βοηθήσει στην αντίδραση διασταύρωσης (crosslinking).
- Με ακτινοβολία η οποία όμως μπορεί να δημιουργήσει και υποβάθμιση του πολυμερούς.
- Με τη βοήθεια ενός χημικού σκληρυντή (chemical hardener).
- Η ύπαρξη περισσότερων της μιας δομικών μονάδων επεκτείνει το μονομερές σε συμπολυμερές (copolymer) ή τριπολυμερές (terpolymer) ανάλογα με το αν υπάρχουν δυο ή περισσότερα μονομερή στον βασικό ιστό του πολυμερούς. Τα συμπολυμερή διακρίνονται σε :
 - Εναλλασσόμενα συμπολυμερή όταν εναλλάσσονται οι δομικές μονάδες
 - Τυχαία συμπολυμερή όταν η εναλλαγή πραγματοποιείται με τυχαίο τρόπο.
 - Αδρομερή συμπολυμερή (Block copolymers) στα οποία η βασική αλυσίδα μπορεί να αποτελείται από μια δομική μονάδα για μεγάλη έκταση ενώ η άλλη δομική μονάδα υπάρχει συγκεντρωμένη στη συνέχεια.
 - Εμβολιασμένα συμπολυμερή (Graft copolymers), στα οποία η μια αλυσίδα ενώνεται με την άλλη σε κάποιο σημείο.

1.7.2. ΧΡΗΣΗ ΠΟΛΥΜΕΡΩΝ ΣΤΑ ΚΑΛΩΔΙΑ ΥΨΗΛΗΣ ΤΑΣΗΣ

Ενδεικτικά αναφέρονται τρία είδη πολυμερών που χρησιμοποιούνται ως μονωτικά υλικά στην κατασκευή καλωδίων υψηλής τάσεως.

- Το ελαστομερές αιθυλενίου προπυλενίου (ERP, Ethylene Propylene Rubber) είναι πιο διαδεδομένο σε σχέση με το πολυαιθυλένιο λόγω της καλύτερης αντοχής του σε σχέση με τους υδατινούς δένδριτες. Παρουσιάζουν κλάσματα μάζας (40-60)% σε αιθυλένιο οπότε πρόκειται κατ' ουσία για άμορφο υλικό με θερμοκρασία μετάβασης -50 ως -58 βαθμών Κέλσιου.
- Το τριπολυμερές αιθυλενίου προπυλενίου διενίου (EPDM, Ethylene Propylene Diene Terpolymer)
- Το γραμμικό πολυαιθυλένιο χαμηλής πυκνότητας (LLDPE, Linear Low-Density Polyethylene).

Τα καλώδια πρέπει να θεωρηθούν σύνθετα συστήματα αφού περιέχουν και μονωτικές και αγώγιμες περιοχές ενώ τα μονωτικά υλικά που περιέχουν δεν είναι ούτε ίδια, ούτε της ίδιας φάσης. Η μελέτη γενικότερα των σύνθετων μονωτικών συστημάτων είναι χρήσιμη και αποσκοπεί στη βελτίωση των υπαρχόντων μονωτικών μέσω της έρευνας για τα σημεία στα οποία μπορεί να εμφανιστεί υποβάθμιση της μονωτικής ικανότητας. Διάφορες εργασίες έχουν γίνει και προς αυτήν την κατεύθυνση. Στην [36], το δυναμικό υπολογίζεται σε διάφορα σημεία τέτοιων σύνθετων συστημάτων ή σε υλικά που αποτελούνται από διάφορα διηλεκτρικά ή πολλαπλά διηλεκτρικά (εικόνα 43). Με κατάλληλες μεθόδους επιλύεται η εξίσωση Laplace ενώ η κατανομή του δυναμικού κατά μήκος ενός καλωδίου δίνεται στο παρακάτω σχήμα (εικόνα 42).



Εικόνα 42 Κατανομή του δυναμικού κατά μήκος μιας διατομής του καλωδίου. Διακρίνονται οι μονωτικές και οι αγώγιμες περιοχές [36].

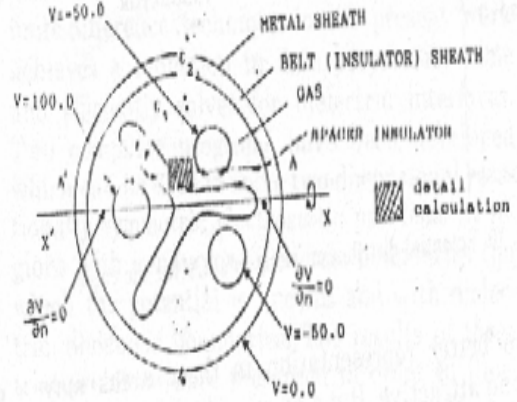


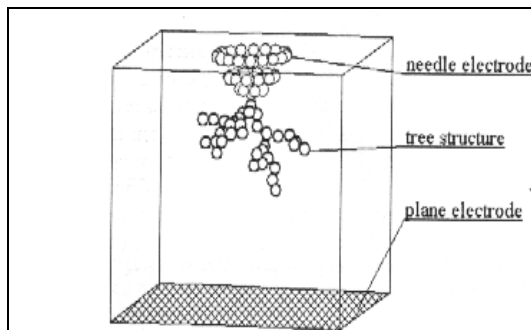
Fig. 8. High voltage cable.

Εικόνα 43 Τομή του καλωδίου όπου οι διάφορες περιοχές εικονίζονται σε δυο διαστάσεις [36].

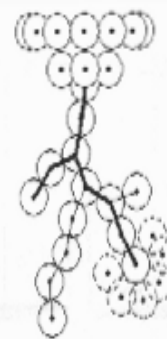
1.8. ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΝΑΠΤΥΞΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ

1.8.1. ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΑΤΑ ΝΟΣΚΟΒ

Η έναρξη του ηλεκτρικού δενδρίτη μπορεί να πραγματοποιηθεί σε περιοχές υψηλού ηλεκτρικού πεδίου όπως είναι σχισμές, κοιλότητες αέρος, ατέλειες στη λεία επιφάνεια των ηλεκτρονίων ή ατέλειες δομής [37]. Η διάταξη του μοντέλου έτσι όπως κατασκευάστηκε εικονίζεται στην 44 ενώ προτιμήθηκε ο χωρισμός του τριδιάστατου χώρου σε σφαίρες και όχι σε κελιά. Έτσι στην 45, σε μια μεγέθυνση ενός σημείου διάδοσης, φαίνονται ότι γύρω από οποιαδήποτε σφαίρα υπάρχει ένα πλήθος από άλλες οι οποίες μπορούν να οδηγήσουν σε φαινομενικά πιο περίπλοκες δενδριτικές δομές.



Εικόνα 44 Η περιοχή της προσομοίωσης όπου και εικονίζονται η περιοχή της ακίδας και τα διάφορα στάδια του δενδρίτη [37].



Εικόνα 45 Μεγέθυνση της περιοχής της ακίδας με τις διάφορες διαδοχικές σφαίρες να προσομοιώνουν τα διαδοχικά στάδια διάδοσης του δενδρίτη [37].

Μετά τη δημιουργία του αγώγιμου καναλιού (διαύλου), οι μερικές εκκενώσεις δημιουργούν επιτόπια υψηλή τιμή ηλεκτρικού πεδίου που συμβάλλει στη δημιουργία νέων διαύλων. Το προτεινόμενο μοντέλο λαμβάνει υπ' όψιν του και τον παράγοντα συσσώρευσης φθοράς (damage

accumulation) των Dissado-Sweeny [38] και [39] αλλά και την κατανομή του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου. Εισάγεται μια στοχαστική κατανομή στο ηλεκτρικό πεδίο το οποίο και οφείλεται στην ανομοιογένεια του διηλεκτρικού υλικού. Η διάδοση του ηλεκτρικού δένδριτη μπορεί να πραγματοποιηθεί εάν οι δυο παρακάτω συνθήκες ικανοποιούνται:

- Η τοπική τιμή για την κρίσιμη τιμή φθοράς (damage value: ενέργεια /μονάδα μήκους καναλιού) να είναι μεγαλύτερη από μια κρίσιμη τιμή W_c . Οι μερικές εκκενώσεις ξεκινούν στο εσωτερικό του καναλιού όταν το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο $E > E_i$ και σταματούν όταν η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου μετά την ανακατανομή των φορτίων πέσει κάτω από μια κρίσιμη τιμή E_r .

- Η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου κοντά σε αυτή τη διαβρωθείσα περιοχή του διαύλου είναι μεγαλύτερη από μια κρίσιμη τιμή πεδίου. Η τιμή αυτή του ηλεκτρικού πεδίου αναφέρεται στο διηλεκτρικό υλικό. Η πιθανότητα διάδοσης προς μια κατεύθυνση εξαρτάται από το τετράγωνο της προβολής του ηλεκτρικού πεδίου προς αυτήν την κατεύθυνση. Αυτό συμβαίνει γιατί η πυκνότητα ενέργειας του ηλεκτρικού πεδίου εξαρτάται από το τετράγωνο του διανύσματος της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου δηλαδή από το τετράγωνο του μέτρου του αντιστοιχού διανύσματος E .

Η καινοτομία του μοντέλου είναι ότι δεν χρησιμοποιεί ορθογώνιο πλέγμα, όπως σε όλες τις άλλες περιπτώσεις, κυρίως για τον λόγο ότι οι διαστάσεις του καναλιού με αυτόν τον τρόπο δεν περιορίζονται στις διαστάσεις που καθορίζονται από την ελάχιστη απόσταση μεταξύ των δεσμών του πλέγματος. Ουσιαστικά πάλι υπάρχει ο περιορισμός στις διαστάσεις απλά δεν έχει υποτεθεί ένα τριδιάστατο πλέγμα το οποίο θα προσέθετε ένα ακόμη δεσμό δένδριτη σε απόσταση κάθετη προς τον υπάρχοντα δεσμό δένδριτη. Τα διαδοχικά βήματα της διάδοσης του δένδριτη μπορούν να προσομοιωθούν με την προσθήκη διαδοχικά σφαιρών. Επίσης χρησιμοποιούνται οι παρακάτω αρχές / νόμοι για το σωστό υπολογισμό του δυναμικού.

- Νόμος του Coulomb
- Αρχή της υπέρθεσης
- Μέθοδος των εικόνων για τα φορτία. (δηλ. αν υπάρχει ένα φορτίο συγκεκριμένου πρόσημου σε απόσταση d , αυτό ισοδυναμεί με φορτίο αντίθετου πρόσημου σε απόσταση $-d$).

Σε όλη την επιφάνεια των ηλεκτροδίων έχουν θεωρηθεί ότι υπάρχουν φορτία. Η βασική εξίσωση για τον υπολογισμό του δυναμικού κάθε σφαίρας είναι η παρακάτω:

$$\Phi_i^n = \frac{q_i^n}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot r} + \sum_{i \neq j} \frac{q_j^n}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon \cdot |\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad \text{Εξίσωση 45}$$

Το δυναμικό Φ σε κάθε σφαίρα, δηλαδή σε κάθε σημείο της περιοχής μας εξαρτάται από το δυναμικό που δημιουργεί το φορτίο της εν λόγω σφαίρας η οποία θεωρείται φυσικά ότι έχει ακτίνα r (πρώτος όρος) συν το άθροισμα των δυναμικών που προκύπτουν από τα φορτία όλων των υπολοίπων σφαιρών τα οποία με τη σειρά τους βρίσκονται σε απόσταση $|\vec{r}_i - \vec{r}_j|$ (δεύτερος όρος)

Σε κάθε διακριτό χρονικό βήμα η κατάσταση κάθε σφαίρας χαρακτηρίζεται από μια συγκεκριμένη τιμή ενέργεια φθοράς (damage energy) W και από μια τιμή φορτίου. Την επόμενη χρονική στιγμή έχουν αλλάξει οι ακόλουθες παράμετροι.:

- Η τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης στο ηλεκτρόδιο
- Μετά από προσομοίωση της δραστηριότητας των Μερικών Εκκενώσεων μέσα στο κανάλι, αλλάζει το W και το φορτίο.

Μετά από αυτή την αλλαγή των παραμέτρων, ανάλογα με τα κριτήρια που θέτει ο ίδιος ο χειριστής προστίθεται μια καινούργια σφαίρα στο κατάλληλο σημείο.

Για την προσομοίωση της δραστηριότητας των Μερικών Εκκενώσεων τα αγωγίμα κανάλια χωρίζονται σε τμήματα με δυο διακριτές καταστάσεις: αγωγή που αντιστοιχεί σε παρουσία μερικών εκκενώσεων και στη μη-αγωγή που αντιστοιχεί σε απουσία τους. Αρχικά θεωρούμε ότι βρισκόμαστε στη μη αγωγή κατάσταση των τμημάτων. Σε κάθε χρονικό βήμα τα φορτία και τα

δυναμικά αλλάζουν κάτω από συγκεκριμένες συνθήκες. Έτσι, ένα τμήμα παραμένει σε αγωγή κατάσταση εάν :

$$\Delta \phi_{i,j}^n (k - 1) > E_i \cdot d \quad \text{Εξίσωση 46}$$

ενώ παραμένει ή μεταβαίνει σε μη αγωγή κατάσταση όταν

$$\Delta \phi_{i,j}^n (k - 1) < E_i \cdot d \quad \text{Εξίσωση 47}$$

Σε αυτήν την περίπτωση το φορτίο μεταφέρεται σε όλες τις σφαίρες που βρίσκονται στην αγωγή κατάσταση. Η τιμή του φορτίου είναι ανάλογη της διαφοράς δυναμικού.

$$\Delta q_{i,j}^n (k - 1) = \theta \cdot \Delta \phi_{i,j}^n (k - 1) \quad \text{Εξίσωση 48}$$

Η παράμετρος θ αποτελεί μια αριθμητική παράμετρο της προσομοίωσης ικανή να διατηρήσει μια σταθερή, σχετικά ταχύτητα στην προσομοίωση. Κατά τη διάρκεια της μεταφοράς φορτίων, τα φορτία των σημείων που ανήκουν σε τουλάχιστον ένα αγωγή τμήμα αλλάζει σύμφωνα με τον παρακάτω τύπο:

$$q_i^n (k) = q_i^n (k - 1) - \sum \Delta q_{i,j}^n (k) \quad \text{Εξίσωση 49}$$

Σε κάθε βήμα ολοκλήρωσης υπολογίζεται η ενέργεια φθοράς η οποία ουσιαστικά πρέπει να ξεπεράσει την κρίσιμη τιμή για να μπορέσει να δημιουργηθεί καινούργιος δεσμός. Η διαδικασία συνεχίζεται μέχρις ότου κανένα τμήμα να μην έχει μείνει σε αγωγή κατάσταση. Η τροχιά της δραστηριότητας των μερικών εκκενώσεων αποτελείται από όλα τα τμήματα τα οποία τουλάχιστον μια φορά ήταν σε αγωγή κατάσταση. Η νέα σφαίρα θα προστεθεί μέσω δύο βημάτων:

- Θα βρεθούν εκείνες οι σφαίρες που η ενέργεια φθοράς (damage energy) είναι μεγαλύτερη από μια συγκεκριμένη τιμή. Γύρω από αυτές τις σφαίρες θα δημιουργηθούν δέκα πιθανές σφαίρες που δεν τέμνονται με τις ήδη υπάρχουσες. Οι δέκα σφαίρες προκύπτουν από το γεγονός ότι γύρω από τη σφαίρα που ανήκει στο δενδρίτη μπορούν να κατασκευαστούν δέκα θέσεις υποψήφια για το επόμενο βήμα του δενδρίτη.

- Η τελική θέση της νέας σφαίρας επιλέγεται στοχαστικά με έναν παράγοντα πιθανότητας ανάλογο του τετραγώνου της διαφοράς δυναμικού. Στην περίπτωση που η νέα σφαίρα προστεθεί, η κρίσιμη τιμή ενέργειας W , αφαιρείται από την ενέργεια φθοράς.

Η μέθοδος για τον υπολογισμό της ενέργειας φθοράς επίσης παρουσιάζει ενδιαφέρον. Ως ποσότητα φθοράς ονομάζεται η ελάχιστη ενέργεια ανά κανάλι και ανά μονάδα μήκους που είναι ικανή να δημιουργήσει ένα πιθανό δεσμό. Η αύξηση της ενέργειας κατά την προαναφερθείσα ανακατανομή-μετακίνηση φορτίων δίνεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$\Delta W_i^n (k) = \frac{\Delta q_{i,j}^n (k) * \Delta \phi_{i,j}^n (k - 1)}{d} \quad \text{Εξίσωση 50}$$

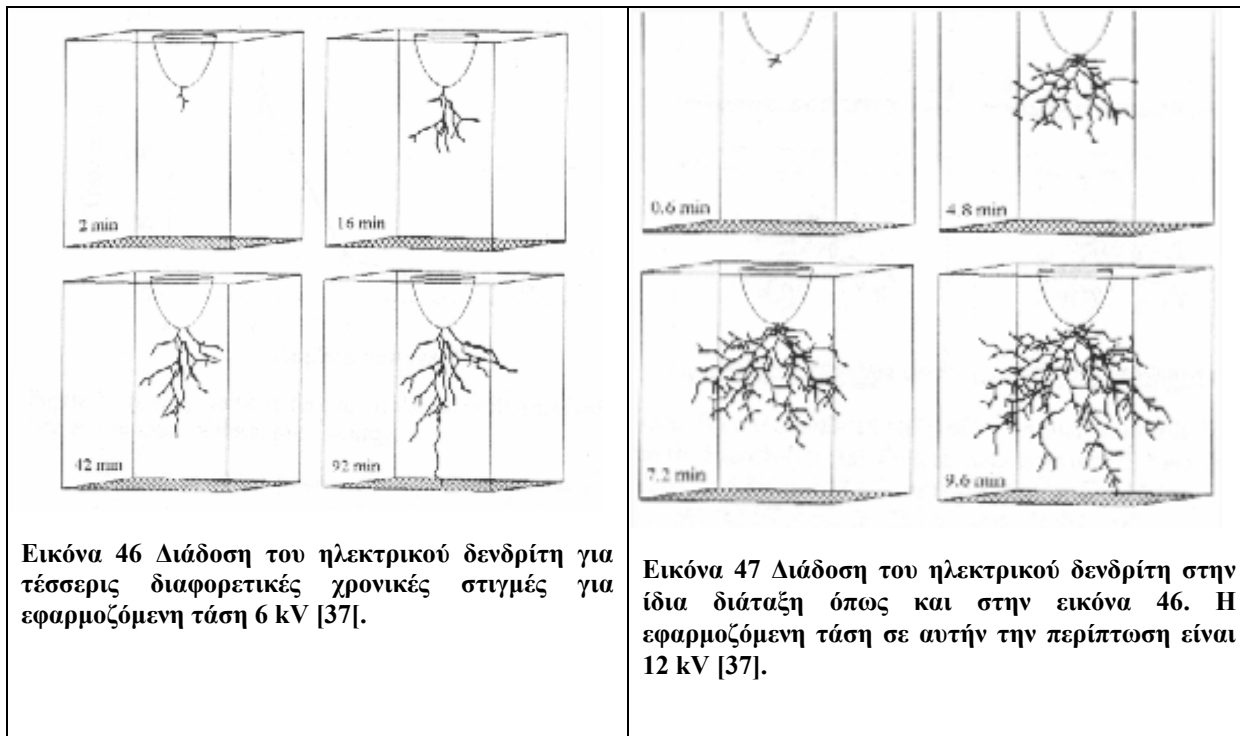
Το συνολικό φορτίο της εκκένωσης κατά το n-στάδιο δίνεται από τον παρακάτω τύπο :

$$Q^n = \sum (q_i^n - q_i^{n-1}) \quad \text{Εξίσωση 51}$$

Η μέθοδος παρουσιάζει το μειονέκτημα ότι δεν εκτελεί οποιονδήποτε υπολογισμό στην έναρξη της διάδοσης του δενδρίτη από το ηλεκτρόδιο αλλά τοποθετεί μια αυθαίρετη τιμή W στην

ακίδα για την έναρξη της διαδικασίας διάδοσης. Δεν τίθεται δηλαδή οποιοδήποτε κριτήριο για την έναυση του δενδρίτη. Με αυτό τον τρόπο δεν μπορούν να γίνουν σαφείς και ξεκάθαρες εκτιμήσεις του αριθμού των σφαιρών που μπορούν να διασπαστούν κυρίως στην αρχή της διαδικασίας υπολογισμού, αφού η έναρξη θεωρείται ένα γεγονός τετελεσμένο. Δεν διερευνώνται δηλαδή οι αρχικές συνθήκες για τη διάσπαση.

Παρακάτω εικονίζονται δυο παραδείγματα διάδοσης για δυο διαφορετικές τάσεις διάσπασης. Οι εφαρμοζόμενες τάσεις έχουν τιμές 6 kV και 12 kV αντίστοιχα με απόσταση ακίδας-πλάκας 1,5 mm. Η σχετική επιδεκτικότητα του υλικού είναι 3, ενώ η συχνότητα του εναλλασσομένου ρεύματος που χρησιμοποιήθηκε ήταν στα 50 Hz. Με την αύξηση της τάσης είχαμε περισσότερες διακλαδώσεις. Σύμφωνα με τη θεωρία των fractals, η fractal διάσταση d ξεκινάει από 1,6 στα 6 kV και φτάνει στα 2,2 στα 12 kV.



Εικόνα 46 Διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη για τέσσερις διαφορετικές χρονικές στιγμές για εφαρμοζόμενη τάση 6 kV [37].

Εικόνα 47 Διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη στην ίδια διάταξη όπως και στην εικόνα 46. Η εφαρμοζόμενη τάση σε αυτήν την περίπτωση είναι 12 kV [37].

Οι παράμετροι της προσομοίωσης από τους επιστήμονες που εισήγαγαν το μοντέλο δίνονται στον παρακάτω πίνακα :

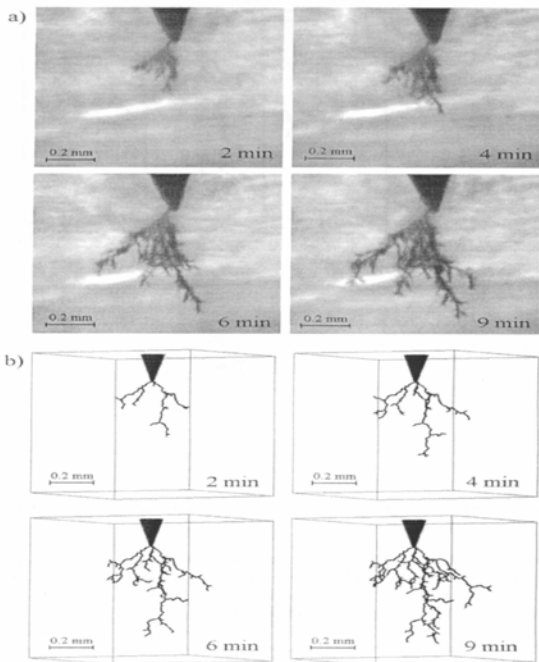
| | |
|--------------------------------|--|
| Ακτίνα σφαίρας d | 50 μ m |
| Κρίσιμη τιμή της έντασης E_c | $1,2 \cdot 10^7$ V/m= 12 kV/mm |
| Κατώφλι ποσότητας φθοράς W | 2 J/m |
| Πεδίο έναυσης E_i | 10^7 V/m= $10 \cdot 10^6$ V/m=10 kV/mm |
| Εναπομένον πεδίο E_r | $3 \cdot 10^6$ V/m= 3 kV/mm |

Πίνακας 1

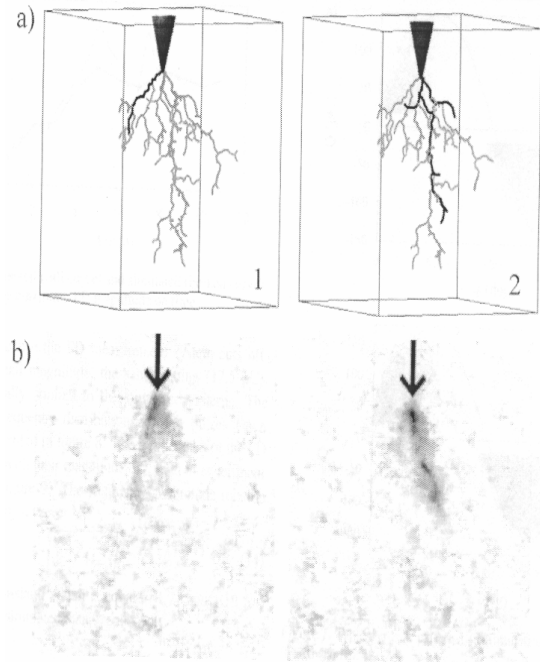
Σε άλλη εργασία [40] έχει γίνει τροποποίηση των τιμών και χρησιμοποίηση λίγο διαφορετικών παραμέτρων

| | |
|--------------------------------|--|
| Ακτίνα σφαίρας d | 20 μ m |
| Κρίσιμη τιμή της έντασης E_c | $10 \cdot 10^7$ V/m= 100 kV/mm |
| Κατώφλι ποσότητας φθοράς W | 0,07 J/m |
| Πεδίο έναυσης E_i | $8 \cdot 10^7$ V/m= $80 \cdot 10^6$ V/m=80 kV/mm |
| Εναπομένον πεδίο E_r | $15 \cdot 10^6$ V/m= 15 kV/mm |

Πίνακας 2



Εικόνα 48 Διάδοση του ηλεκτρικού δένδριτη σε πειραματικό επίπεδο και σε επίπεδο προσομοίωσης [40].



Εικόνα 49 Μερικές εκκενώσεις όπως αυτές έχουν καταγραφεί πειραματικά αλλά και στην προσομοίωση [40].

Στα παραπάνω σχήματα 48 και 49 εικονίζονται οι διάφορες φάσεις, σε διαφορετικές χρονικές στιγμές, της διάδοσης του δένδριτη μέσω πειραματικών εικόνων και εικόνων προσομοίωσης. Η μελέτη των αποτελεσμάτων δείχνει μέσω της τεχνικής της εύρεσης της διάστασης fractal (κλίση σε διάγραμμα $\log N(L) - \log L$) διάσταση fractal $d = 1,5 \pm 0,05$. Η εύρεση του αριθμού $N(L)$ βρίσκεται μέσω της μεθόδου καταμέτρησης τετραγώνων (box counting method) που αναλύεται στο τέταρτο κεφάλαιο.

Στην εικόνα 48 εικονίζονται θεωρητικά και πειραματικά τα γεγονότα των μερικών εκκενώσεων. Στην προσομοίωση-μοντέλο η μερική εκκένωση ξεκινάει από το άκρο του ηλεκτροδίου και κινείται μέχρι το άκρο του δένδριτη. Μερικές εκκενώσεις μπορούν να δημιουργηθούν κατά μήκος διαφόρων διαδρομών όπως φαίνονται με συμπαγείς γραμμές (εικόνα 49).

Επίσης στο μοντέλο μελετάται η εξάρτηση της απόστασης L και του μήκους S από τους δείκτες a_1 και a_s που με τη σειρά τους εξαρτώνται από την εφαρμοζόμενη τάση οι οποίοι είναι εκθέτες στους τύπους της εκθετικής εξάρτησης των μεγεθών από τον χρόνο ανάπτυξης του δένδριτη.

$$L \propto t^{a_1}$$

Εξίσωση 52

Και για το S αντίστοιχα :

$$S \propto t^{a_s}$$

Εξίσωση 53

Ως απόσταση L καθορίζουμε τη μέγιστη απόσταση της άκρης του ηλεκτροδίου από το πιο απομακρυσμένο κανάλι του δένδριτη, ενώ με S συμβολίζουμε το συνολικό μήκος του δένδριτη. Ο ρυθμός ανάπτυξης του ηλεκτρικού δένδριτη επίσης μελετάται με την παρατήρηση της επιβράδυνσης

ανάπτυξης για μικρές τάσεις ενώ έχουμε επιτάχυνση ανάπτυξης για μεγάλες τάσεις. Το D σε σχέση με το a_s και το a_l θα πρέπει να ικανοποιεί πάντα την παρακάτω σχέση:

$$D = \frac{a_s}{a_l}$$

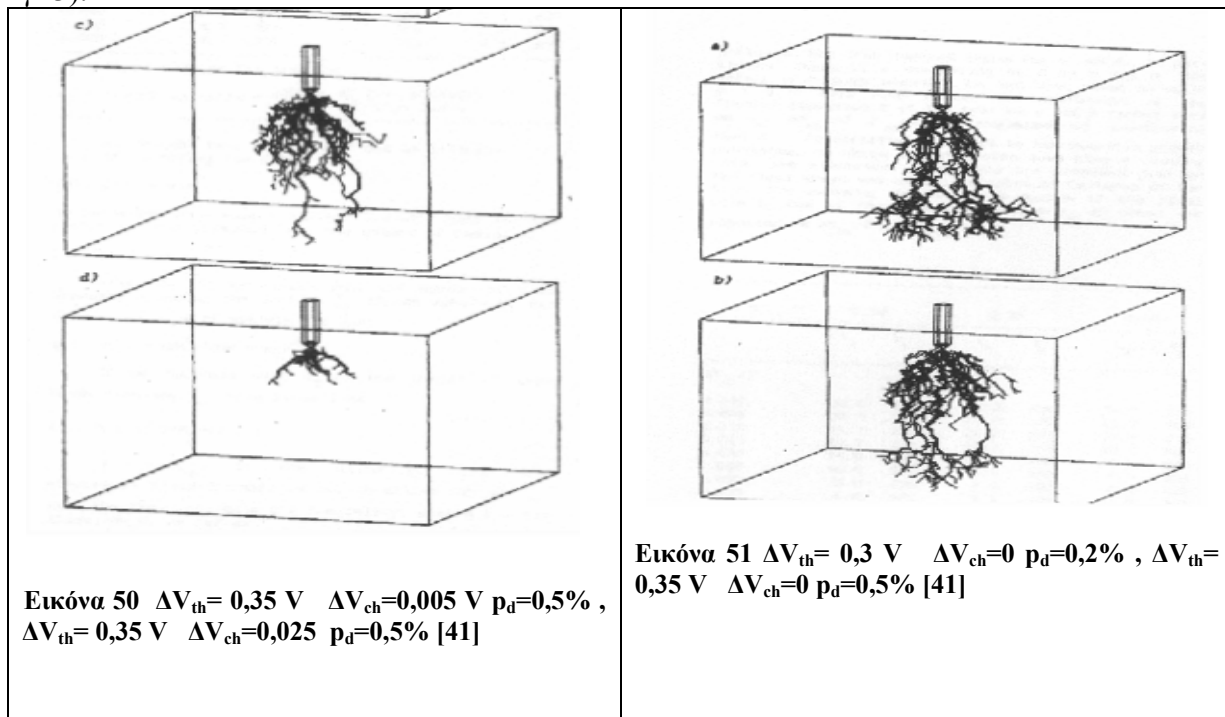
Εξίσωση 54

Η ένταση των μερικών εκκενώσεων αυξάνει με την ανάπτυξη του δενδρίτη και σχετίζεται άμεσα με την τιμή του L . Το συνολικό φορτίο όλων των εκκενώσεων και ο συνολικός αριθμός τους εξαρτάται και από το μήκος S . Οι τιμές των a_l και a_s σε σχέση με την εφαρμοζόμενη τάση και με τη διάσταση των fractals δίνονται στον παρακάτω πίνακα 3. Οι τιμές αυτού του πίνακα πέρα από τα 6 και τα 12 kV που έχουν χρησιμοποιηθεί, περιλαμβάνουν και τα 8 με 10 kV.

| V (kV) | a_s | a_l | a_s/a_l | D |
|--------|-------|-------|-----------|------|
| 6 | 0,68 | 0,4 | 1,7 | 1,67 |
| 8 | 1,11 | 0,55 | 2,02 | 1,99 |
| 10 | 1,34 | 0,62 | 2,16 | 2,15 |
| 12 | 1,48 | 0,66 | 2,24 | 2,19 |

Πίνακας 3

Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να τονιστεί ότι η διάδοση του δενδρίτη σε τρεις διαστάσεις έχει γίνει και στο παρελθόν με πολύ αξιόλογα αποτελέσματα. Στην [41], έχει επίσης προσομοιωθεί η διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη σε διάταξη ακίδας-πλάκας. Οι παράμετροι της προσομοίωσης είναι η τάση κατωφλίου (Threshold Voltage), το βάθος διείσδυσης του δενδρίτη p_d (penetration depth), την πτώση τάσης κατά μήκος του δενδρίτη καθώς και δυο παραμέτρους β και γ οι οποίες σχετίζονται με την πιθανότητα είτε της έναρξης είτε της διάδοσης του δενδρίτη προς συγκεκριμένες κατευθύνσεις (weights of electrical stress on probabilities). Για διάφορες τιμές αυτών των παραμέτρων λαμβάνονται οι παρακάτω εικόνες 50 και 51. Οι τιμές των β και γ ισούνται με 3 ($\beta=\gamma=3$).



1.8.2. ΜΟΝΤΕΛΟ DAM ΚΑΤΑ DISSADO (DISCHARGE AVALANCHE MODEL)

Το DAM [38], [39], και [42-43] αποτελεί ένα σημαντικό μοντέλο στον χώρο των προσομοιώσεων διάδοσης ηλεκτρικών δενδριτών. Οι προτεινόμενοι μηχανισμοί για τη δημιουργία ηλεκτρικού δενδρίτη είναι :

- Μηχανική διάσπαση ή θραύση (mechanical fracture) σε ηλεκτροστατικό πεδίο,
- ρήξη δεσμών κατά τη διάρκεια των εκκενώσεων,
- ρήξη δεσμών από την ενέργεια που ελευθερώνεται κατά τη διάρκεια της επανασύνδεσης ηλεκτρονίων με τα θετικά ιόντα.

Επίσης διαχωρίζονται οι τρόποι δημιουργίας της ηλεκτρικής διάσπασης από τη δημιουργία ηλεκτρικού δενδρίτη. Και στις δυο περιπτώσεις ενεργειακοί λόγοι καθορίζουν τη συμπεριφορά φορτίων θετικών και αρνητικών ώστε να προκύψουν οι εν λόγω σχηματισμοί. Σύμφωνα με τους συγγραφείς, η θετική ανάδραση επηρεάζει τη δημιουργία της ηλεκτρικής διάσπασης ενώ από την άλλη πλευρά αρνητική ανάδραση επηρεάζει τη δημιουργία των ηλεκτρικών δενδριτών. Τέλος, η δημιουργία ηλεκτρικών δενδριτών θεωρείται ότι είναι αποτέλεσμα των τοπικών διακυμάνσεων του ηλεκτρικού πεδίου το οποίο με τη σειρά του οφείλεται στο μηχανισμό διάδοσης και όχι σε άλλους εξωγενείς παράγοντες.

Χρησιμοποιώντας τη θεωρία των fractals, ένα σημαντικό κομμάτι της ανάλυσης περιέχει τα παρακάτω μεγέθη:

$$S(L) \propto L^{d_f} \quad \text{Εξίσωση 55}$$

Όπου $S(L)$ είναι το ποσοστό της μάζας που έχει καταστραφεί σε κύβο διαστάσεων L . Η παράμετρος d_f αποτελεί κριτήριο σύμφωνα με τα fractals διότι καθορίζει τις διαστάσεις τους. Γίνεται ο διαχωρισμός σε γεωμετρικά και σε στατιστικά fractals:

- Γεωμετρικά fractals Στην περίπτωση αυτή οποιαδήποτε υπο-περιοχή της δομής αν τοποθετηθεί πολλές φορές η μια δίπλα στην άλλη θα δημιουργήσει τη δομή ολόκληρη.
- Στατιστικά fractals Δεν περιέχουν ακριβή ομοιομορφία σε σχέση με όλη τη δομή. Η σχέση που υπάρχει μεταξύ S και L περιέχει και την παράμετρο b της μορφής

$$S(L) \propto (bL)^{d_f} \quad \text{Εξίσωση 56}$$

Όταν $1 < d_f < 2$ αναφερόμαστε σε νηματοειδείς δομές ενώ όταν $2 < d_f < 3$ αναφερόμαστε σε θαμνοειδείς ή σφαιροειδείς. Οι ηλεκτρικοί δενδρίτες αποτελούν φυσικά στατιστικά fractals.

Οι ερευνητές όμως προχωρούν ένα βήμα παραπέρα αφού σε αντιστοιχία με τις προηγούμενες δυο εξισώσεις, θεωρούν τη μάζα του ομογενούς υλικού του διηλεκτρικού που έχει υποστεί φθορά να εξαρτάται επίσης εκθετικά από τη διάσταση των fractals [39].

$$M \propto L^{d_f} \quad \text{Εξίσωση 57}$$

Επίσης, γίνεται διαχωρισμός στο μηχανισμό των μερικών εκκενώσεων που προεξάρχει σε αυτά τα δύο είδη δενδριτών. Στους νηματοειδούς μορφής δενδρίτες υπάρχουν λίγες εκκενώσεις σε όλο το μήκος και την έκταση του καναλιού, ενώ στους θαμνοειδείς παρατηρούνται πολλές μικρές μερικές εκκενώσεις σε τοπικό επίπεδο (κυρίως στα σημεία διάδοσης του δενδρίτη). Θα πρέπει επίσης να προστεθεί ότι η πιθανότητα για επέκταση διακλάδωσης (tubular extension) αυξάνεται με

την αύξηση της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου E^n . Ο τρόπος και η περιοχή στην οποία θα πραγματοποιηθεί η επέκταση επιλέγεται με τυχαίο τρόπο. Σε περιοχές με μεγάλη τιμή ηλεκτρικού πεδίου, φυσικά θα συμβαίνουν περισσότερες μερικές εκκενώσεις που μπορεί να είναι αρκετές για να επεκταθεί ο δενδρίτης προς την εν λόγω κατεύθυνση σε αντίθεση με την περίπτωση των μικρών ηλεκτρικών πεδίων, τα οποία δημιουργούν λίγες μερικές εκκενώσεις οι οποίες και δεν θεωρούνται ότι μπορούν να προκαλέσουν σημαντική διάβρωση στην περιοχή που συμβαίνουν.

Σύμφωνα πάλι με το μοντέλο DAM, υπάρχει η συσχέτιση του παράγοντα πιθανότητας n , ο οποίος είναι ο εκθέτης στον τύπο της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου, με την παράμετρο d_f από τη θεωρία των fractals. Αυτό που παρατηρείται είναι ότι αύξηση του n οδηγεί σε ελαφριά μείωση του d_f . Το φαινόμενο αυτό δεν είναι αναμενόμενο διότι αύξηση του πεδίου, δημιουργεί περισσότερες πιθανότητες για την επέκταση προς διάφορες περιοχές οπότε και κανονικά θα έπρεπε να οδηγείται ο δενδρίτης σε θαμνοειδείς μορφές και όχι σε νηματοειδείς μορφές.

Τέλος, με βάση το μοντέλο, οι μερικές εκκενώσεις παίζουν τον πρωταγωνιστικό ρόλο και στη δημιουργία των διακλαδώσεων αλλά και στην τοπική αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου από την πλευρά του πολυμερούς υλικού, αγνοώντας όλους τους υπόλοιπους μηχανισμούς. Οι εξισώσεις του μοντέλου που χρησιμοποιούνται είναι οι παρακάτω για το κλάσμα f_n και την παράμετρο ιονισμού κρούσεων (impact ionization $a(E)$) :

$$f_n = 2 \cdot f \cdot \Delta t_n \cdot \frac{N_b}{N_c} \{ e^{a(E) \cdot L_b} - 1 \} \quad \text{Εξίσωση 58}$$

$$a(E) = \frac{1}{\lambda} \cdot e^{-\frac{I}{e \cdot \lambda \cdot E}} \quad \text{Εξίσωση 59}$$

N_c : κρίσιμος αριθμός ιονισμών για περαιτέρω επέκταση (tubule extension),

Δt : ο χρόνος πραγματοποίησης αυτών των ιονισμών,

N_b : Ο αριθμός των στοιβάδων ενός ηλεκτρονίου που είναι ίσες με το αποτέλεσμα του αριθμού ιονισμών ανά στοιβάδα και αριθμού στοιβάδων ανά μισό κύκλο.

I : ενέργεια ιονισμού.

λ : παράμετρος υλικού και

f : η συχνότητα της εναλλασσόμενης τάσης.

Το επιτόπιο ηλεκτρικό πεδίο δεν είναι μόνο το πεδίο που προκύπτει από την επίλυση της εξίσωσης Laplace, σύμφωνα με τους δημιουργούς του μοντέλου. Το επιτόπιο ηλεκτρικό πεδίο στην περιφέρεια του δενδρίτη δίνεται από την παρακάτω σχέση :

$$E_{loc} = g \cdot E_{lap} \quad \text{Εξίσωση 60}$$

Όπως είναι φανερό το επιτόπιο ηλεκτρικό πεδίο εξαρτάται από το πεδίο Laplace αλλά είναι ενισχυμένο κατά τον παράγοντα g που είναι στην ουσία και η επίδραση των φορτίων χώρου στην τιμή του πεδίου. Ο παράγοντας g έχει διακυμάνσεις μεταξύ ελάχιστης και μέγιστης τιμής g_{min} και g_{max} . Επιπροσθέτως, αναγνωρίζονται ως διαδικασίες στο εσωτερικό του καναλιού οι παρακάτω :

- Διάχυση φορτίου
- Τοπική ενίσχυση πεδίου (local field buildup)
- Εναπόθεση φορτίου (Discharge deposition)
- Επαναδιευθέτηση των στοιβάδων (Avalanche rearrangement)

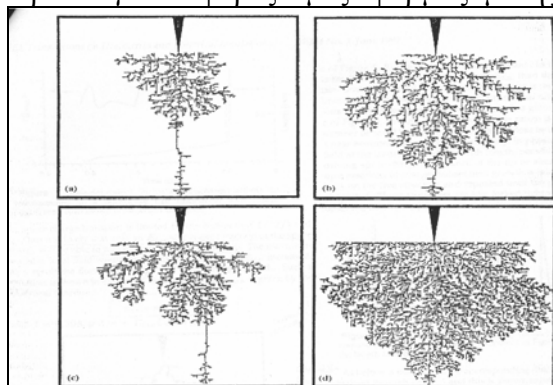
Οι παράγοντες τώρα που επηρεάζουν τις διάφορες τιμές των φορτίων χώρου (και μάλιστα περιορίζουν την πυκνότητα φορτίων χώρου) είναι η κινητικότητα λόγω υψηλών πεδίων (high field mobility) και ο κορεσμός στον ρυθμό της παγίδευσης φορτίων (trap saturation). Επίσης, υπάρχει και μια τρίτη κατηγορία ηλεκτρικών δενδριτών εκτός από τους θαμνοειδείς (bush) και τους νηματοειδείς (branch). Όπως αναφέρονται και στην προσομοίωση είναι οι bush-spike δενδρίτες οι οποίοι συναντώνται σε πολυεστέρα και πολυαιθυλένιο. Η εξήγηση που δίνεται είναι ότι υπάρχει μια σημαντική μείωση της δραστηριότητας των μερικών εκκενώσεων οπότε και δεν υπάρχουν οι προϋποθέσεις για πολλαπλές διακλαδώσεις από ένα σημείο της ανάπτυξης του δενδρίτη και πέρα.

Επιχειρείται η ερμηνεία μέρους του φαινομένου των ηλεκτρικών δενδριτών με μεγέθη δανεισμένα από την Χημεία. Έτσι, περιγράφεται ο μηχανισμός γήρανσης των μονωτικών υλικών εισάγοντας την έννοια “moieties”, στις οποίες διαχωρίζεται το μονωτικό υλικό. Η μονωτική ικανότητα του υλικού υποβαθμίζεται όταν μια συγκεκριμένη συγκέντρωση προϊόντων διάσπασης έχουν καταλήξει σε κατάσταση προϊόντος μετά από πολλαπλές χημικές αντιδράσεις υποβάθμισης (product state). Γενικά αντιμετωπίζεται κάθε τομέας του υλικού ως υπογήφιος τομέας ευρισκόμενος σε κατάσταση αντιδρώντος (reactant state) και μετά από ορισμένες συνθήκες μπορεί να μεταβεί σε κατάσταση προϊόντος μέσω όρων και εργαλείων, δανεισμένων από τη χημική θερμοδυναμική.

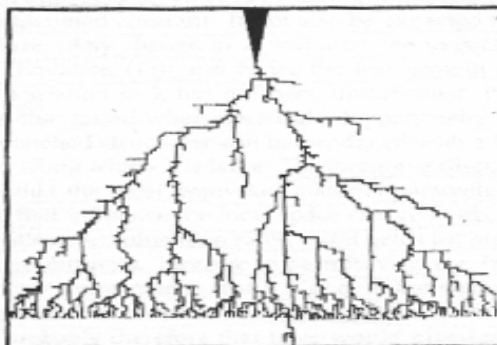
Τέλος, τα φορτία χώρου καθ’ όλη τη διάρκεια ζωής του υλικό μπορούν να εμφανιστούν (να παγιδευτούν) λόγω :

- Μερικών εκκενώσεων,
- Έγχυσης φορέων (space charge injection),
- Ιονισμού λόγω πεδίου.

Στις εικόνες 52 και 53 τώρα φαίνονται οι διάφορες προσομοιώσεις διάδοσης ηλεκτρικών δενδριτών για διάφορες τιμές εφαρμοζόμενης τάσης.



Εικόνα 52 Παραδείγματα bush-spike δενδριτών για διάφορες τιμές εφαρμοζόμενης τάσης. Οι εικόνες είναι προσομοιώσεις της διάδοσης του συγκεκριμένου τύπου δενδριτών [42].



Εικόνα 53 Προσομοίωση διάδοσης ηλεκτρικού δενδρίτη με την παραγόμενη δενδριτική μορφή να ανήκει στην κατηγορία των cascade trees [42].

Ενδιαφέρον παρουσιάζει και η εισαγωγή των επονομαζόμενων διαδοχικών δενδριτών (cascade trees) τα οποία παρήχθησαν με το εν λόγω μοντέλο όπως αυτό φαίνεται στην εικόνα 53.

Το μοντέλο, με τις αντίστοιχες δημοσιεύσεις των συγγραφέων, περιέχει αναλυτικά πληροφορίες για τον τρόπο διάδοσης και τις συνθήκες έναυσης των ηλεκτρικών δενδριτών. Ωστόσο υπάρχουν όψεις του μοντέλου αλλά και του συνόλου των εργασιών που επιδέχονται περαιτέρω διερευνήσεως. Έτσι θα μπορούσε κάποιος να σχολιάσει τα παρακάτω σημεία:

- Στην εργασία [39], αναφερόμενοι στην ποσότητα φθοράς οι συγγραφείς δεν συσχετίζουν άμεσα την εκλύομενη ενέργεια με τον αριθμό των μερικών εκκενώσεων. Στην εργασία αναφέρεται ότι ο σχηματισμός καναλιού (branching ή extension) απαιτεί συσσώρευση φθοράς $>10^3$ μερικές εκκενώσεις. Επειδή όμως κάθε εκκένωση δεν έχει το ίδιο φορτίο ούτε φυσικά προκαλεί το

επαγόμενο φορτίο την ίδια φθορά, η προαναφερθείσα κρίσιμη τιμή εκκενώσεων θα έπρεπε να διευκρινίζεται περισσότερο ότι είναι εκτίμηση ή παράμετρος και όχι ακριβής τιμή.

- Επίσης το μοντέλο δεν περιλαμβάνει προσπάθειες προσομοίωσης των ηλεκτρικών δενδριτών εκτός από ορισμένες περιπτώσεις (εικόνες 52 και 53). Δεν έχει κατασκευαστεί δηλαδή κατάλληλο πρόγραμμα για την προσομοίωση των όσων καταγράφονται ως παράμετροι του μοντέλου.

- Επίσης η μελέτη της συμπεριφοράς της διάσπασης του υλικού με παράμετρο και την πυκνότητα φορτίων χώρου γίνεται μέσω παραμέτρου για την τροποποίηση του πεδίου και όχι με τη βοήθεια της εξίσωσης Poisson.

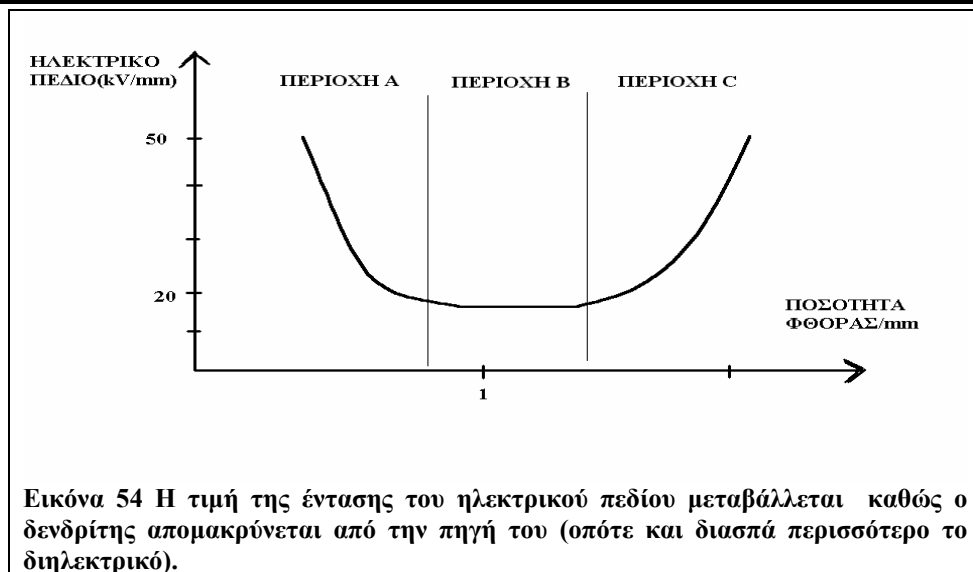
1.8.3. ΜΟΝΤΕΛΟ FDTG ΚΑΤΑ CHAMPION-DODD (FIELD DRIVEN TREE GROWTH MODEL)

Το μοντέλο αυτό έχει να επιδείξει σημαντικά αποτελέσματα στο πεδίο των μερικών εκκενώσεων και των ηλεκτρικών δενδριτών. Οι ερευνητές έχουν πετύχει να συσχετίσουν (όπως παλιότερα οι Laurent – Mayoux) τη διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη στα διάφορα στάδια ανάπτυξής του με τη δραστηριότητα των μερικών εκκενώσεων που λαμβάνουν χώρα στο εσωτερικό. Οι εργασίες του καλύπτουν ένα ευρύ πεδίο γύρω από τους ηλεκτρικούς δενδρίτες καλύπτοντας περιπτώσεις όπως η απορρόφηση υγρασίας από το υλικό και η εφαρμογή μηχανικών τάσεων πάνω σε αυτό ή η επίδραση της γήρανσης του υλικού πάνω στον τρόπο διάδοσης των δενδριτών [16, 22, 24, 44-46]. Εκτός από τα διαγράμματα τα περισσότερα και τα πιο σημαντικά εκ των οποίων υπάρχουν στα διάφορα σημεία της εισαγωγής μπορούν να αναφερθούν τα παρακάτω σχετικά με τα κύρια σημεία του μοντέλου:

- Έχουν πραγματοποιηθεί πειράματα για να βρεθεί κάποια σχέση ανάμεσα στα διαγράμματα φ-q-n και στη μορφή του δενδρίτη. Τα πειραματικά αποτελέσματα δεν έδειξαν αξιοσημείωτες μεταβολές ούτε ιδιαίτερες μετατοπίσεις στα διαγράμματα φάσεως. Στα διαγράμματα όμως που περιγράφουν τον αριθμό των μερικών εκκενώσεων ανά sec σαφώς υπάρχουν μεγαλύτερος αριθμός γεγονότων στους θαμνοειδείς παρά στους νηματοειδείς δενδρίτες.

- Υπολογίζεται το ηλεκτρικό πεδίο στην άκρη της ακίδας (σε γεωμετρία pin-plane) με βάση τον τύπο του Mason. Τα διαγράμματα που προκύπτουν δίνουν μια μορφή σχήματος U η οποία δικαιολογείται από τις μεταβολές του ηλεκτρικού πεδίου κατά τη διάδοση του δενδρίτη. Στην περιοχή A υπάρχει υψηλό ηλεκτρικό πεδίο, στην κεντρική περιοχή (καθώς ο δενδρίτης προχωράει) το ηλεκτρικό πεδίο παίρνει μια μικρότερη τιμή ενώ πλησιάζοντας ο δενδρίτης προς το επίπεδο ηλεκτρόδιο το ηλεκτρικό πεδίο αυξάνεται και πάλι.

- Χωρική ανάπτυξη δενδρίτη: Αναγνωρίζονται τρεις περιοχές κατά τη διάδοση του δενδρίτη. Η πρώτη (A περιοχή) αναφέρεται στην ανάπτυξη από την άκρη της ακίδας η οποία πραγματοποιείται με την εμφάνιση πολλών νηματοειδούς φύσεως καναλιών. Η δεύτερη περιοχή (B περιοχή) έχει περίπου ομοιόμορφο ρυθμό ανάπτυξης (το διάγραμμα οδηγείται σε ένα πλατό) ενώ η τρίτη (C περιοχή) είναι το runaway στάδιο στο οποίο και συμβαίνει μεγάλη δραστηριότητα δημιουργίας δενδριτών:



Επίσης, το μοντέλο συγκρίνει πειραματικές και θεωρητικές τιμές όχι με βάση τη μορφή του δενδρίτη αλλά με βάση τη χωρική ανάπτυξη η οποία και εκτιμάται ότι μετρείται σε μονάδες ποσότητας ή μήκος φθοράς ανά χιλιοστό (damage distance / mm). Για πολύ μεγάλες τιμές πεδίου, δεν υπάρχει η ενδιάμεση περιοχή Β αλλά υπάρχει μια μετάβαση από την περιοχή Α κατευθείαν στην C (δεν εμφανίζεται δηλαδή αυτό το πλατό).

- Χρονική ανάπτυξη δενδρίτη: Στην ανάλυση αυτή δεν περιέχεται η παράμετρος του χρόνου και έτσι τα διαγράμματα που υπάρχουν αναφέρονται σε πειραματικές τιμές .

Αποφεύγοντας τα ενδιάμεσα βήματα παρατίθενται παρακάτω τέσσερις βασικές εξισώσεις του μοντέλου. Ως ΔV ορίζεται η στοιχειώδης αύξηση της κατεστραμμένης περιοχής του υλικού (αυτή που κατέχεται πλέον από fractal) ενώ Δr_e είναι η διάδοση του δενδρίτη κατά μια στοιχειώδη περιοχή.

$$\Delta V = A \cdot (E_L - E_C)$$

Εξίσωση 61

$$\frac{V}{V_0} = C \cdot \left(\frac{l}{l_0} \right)^{d_f}$$

Εξίσωση 62

$$dl = \frac{D \cdot dV}{d_f^{[d_f-1]} \cdot l_0^{3-d_f}}$$

Εξίσωση 63

$$\Delta r_e = \frac{k \cdot (E_L - E_C)}{d_f \cdot r_e^{(d_f-1)} \cdot l_0^{3-d_f}}$$

Εξίσωση 64

όπου E_L είναι το τοπικό πεδίο Laplace, E_c η κρίσιμη τιμή της έντασης, V ο όγκος που κατέχεται από τη δομή του fractal, V_0 είναι η μονάδα του όγκου, d_f είναι η διάσταση του fractal l_0 το μοναδιαίο μήκος, k, A, C, D σταθερές εξαρτώμενες από το υλικό και dl μια μικρή αύξηση του μήκους του fractal.

- Η κρίσιμη τιμή της τάσης E_c εξαρτάται από τη θερμοκρασία και η μείωση της θερμοκρασίας οδηγεί σε αύξηση του E_c . Από πειραματικές μετρήσεις [47], η αύξηση της εφαρμοζόμενης τάσης οδηγεί σε μείωση του ρυθμού ανάπτυξης (μετάβαση από branch σε bush).

• Κατά τους διάφορους υπολογισμούς, υπολογίζεται η παράμετρος fractal dimension d_f και στις τρεις περιοχές της πορείας του δενδρίτη. Όπως ήταν αναμενόμενο οι μεγαλύτερες τιμές υπήρχαν στις περιοχές A και C. Πάντα όμως η παράμετρος ήταν λίγο μεγαλύτερη στην περιοχή A.

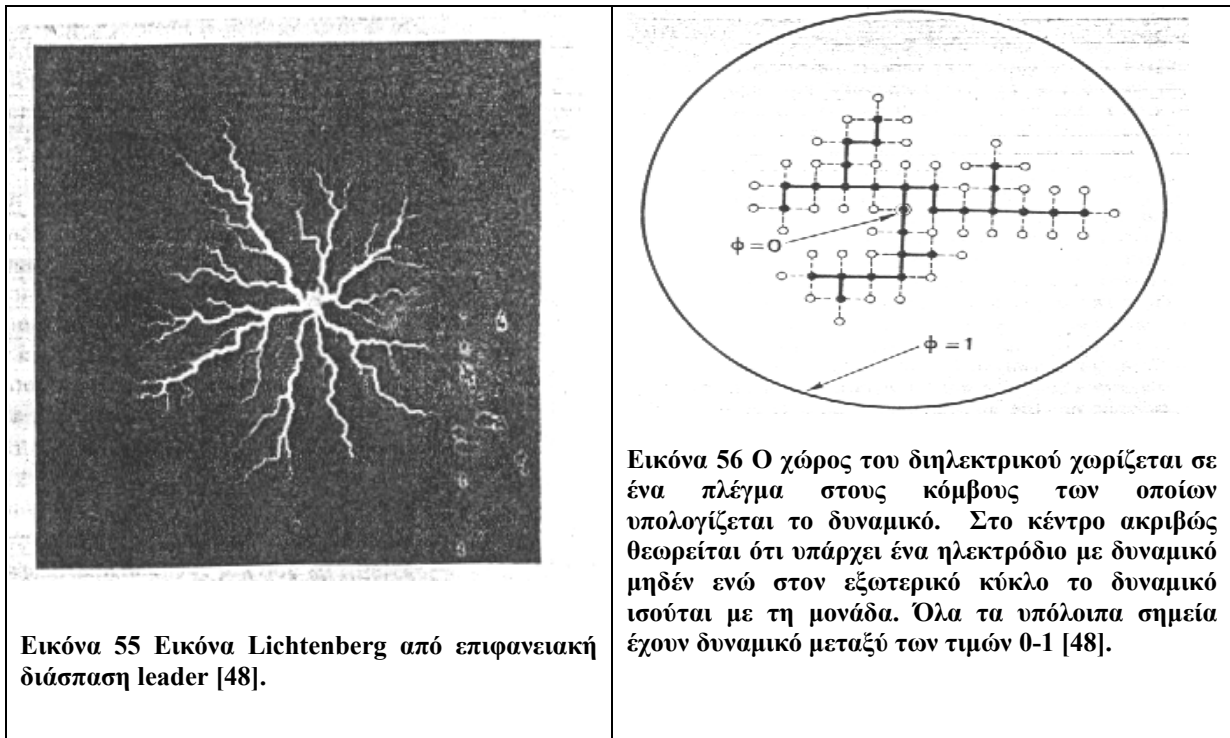
1.8.4. MONTELO NPW (FRACTAL THEORY)

Αποτελεί το πρώτο ιστορικά μοντέλο για τη διάδοση δενδρίτη χωρίς όμως να περιορίζεται σε αυτήν μόνο την φυσική διαδικασία. Γενικά μέσω του σημαντικού άρθρου [48] έγινε προσπάθεια να οργανωθούν οι διάφορες μορφές που προκύπτουν από διασπάσεις υλικών, από ανάπτυξη εκκενώσεων leader σε επιφανειακές διασπάσεις (Lichtenberg figures). Στην παρακάτω εικόνα 55 φαίνεται μια τέτοια επιφανειακή εκκένωση τύπου leader. Σκοπός του μοντέλου είναι να αναλυθούν οι οποιεσδήποτε τέτοιες μορφές με τη βοήθεια των εργαλείων των fractals. Πρώτα από όλα το συνολικό μήκος των διακλαδώσεων $N(r)$ που υπάρχουν σε οποιοδήποτε κύκλο με ακτίνα r θα πρέπει να συνδέονται με μια σχέση της παρακάτω μορφής.

$$N(r) \sim r^D \quad \text{Εξίσωση 65}$$

Για τον ίδιο λόγο και αριθμός των διακλαδώσεων $n(r)$ θα πρέπει να δίνεται από τον παρακάτω τύπο

$$n(r) \sim \frac{dN(r)}{dr} \sim r^{D-1} \quad \text{Εξίσωση 66}$$



Εικόνα 55 Εικόνα Lichtenberg από επιφανειακή διάσπαση leader [48].

Εικόνα 56 Ο χώρος του διηλεκτρικού χωρίζεται σε ένα πλέγμα στους κόμβους των οποίων υπολογίζεται το δυναμικό. Στο κέντρο ακριβώς θεωρείται ότι υπάρχει ένα ηλεκτρόδιο με δυναμικό μηδέν ενώ στον εξωτερικό κύκλο το δυναμικό ισούται με τη μονάδα. Όλα τα υπόλοιπα σημεία έχουν δυναμικό μεταξύ των τιμών 0-1 [48].

Μια προσεκτική μελέτη και καταμέτρηση των διακλαδώσεων αλλά και του μήκους των δενδριτών μπορεί να δώσει μια εκτίμηση του εκθέτη D . Για την καλύτερη μελέτη του φαινομένου έχει εισαχθεί πλέγμα δυο διαστάσεων εκ των οποίων το κεντρικό σημείο αντιπροσωπεύει το ένα ηλεκτρόδιο ενώ το άλλο ηλεκτρόδιο προσομοιώνεται με κύκλο σε αρκετά μεγάλη απόσταση. Οι κανόνες για τη διάδοση του δενδρίτη σε τέτοια κατάσταση είναι οι παρακάτω:

- Το σχέδιο διάσπασης (ιχνογράφημα) που αντιπροσωπεύει οποιασδήποτε μορφής δραστηριότητα (δενδρίτης ή leader) όπως φαίνεται και στην εικόνα 56 αποτελείται από τη συνεχή γραμμή που δείχνει το κυρίως σώμα του δενδρίτη ή του leader και στη συνέχεια με λευκές κουκίδες και διακεκομμένες γραμμές αναπαριστώνται τα πιθανά σημεία στα οποία μπορεί να μετακινηθεί η διαταραχή.

- Οι οριακές συνθήκες για την επίλυση της εξίσωσης Laplace είναι $\varphi=1$ στον εξωτερικό κύκλο και $\varphi=0$ στο εσωτερικό σημείο-ηλεκτρόδιο. Να σημειώσουμε για την ιστορία ότι παρόμοιο καθορισμό των οριακών συνθηκών χρησιμοποίησε και ο Pedersen στο μοντέλο του για τον υπολογισμό του επαγόμενου φορτίου στο εσωτερικό κοιλότητας.

- Για καθένα από τα προαναφερόμενα σημεία υπολογίζεται μια πιθανότητα ρ η οποία είναι συνάρτηση της διαφοράς δυναμικού φ μεταξύ των μαύρων και των λευκών κουκίδων.

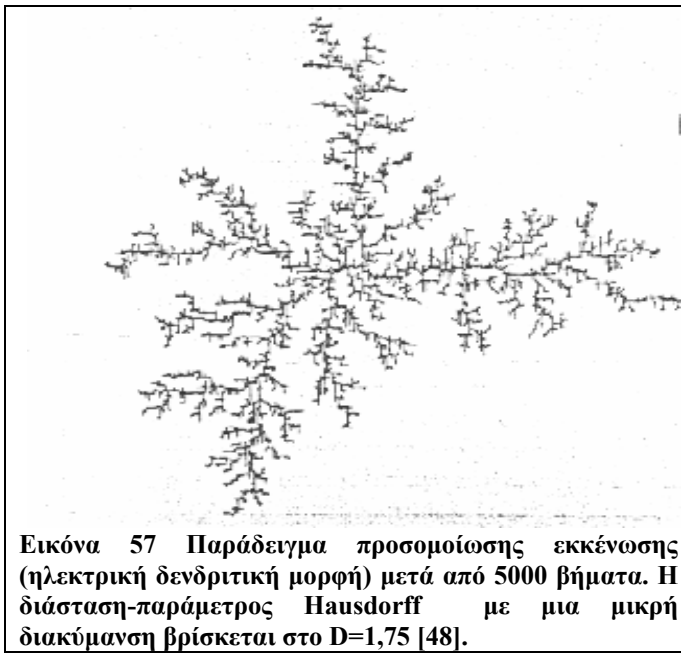
$$\rho(i, k \rightarrow i', k') = \frac{(\phi_{i, k'})^n}{\sum (\phi_{i, k})} \quad \text{Εξίσωση 67}$$

Ο εκθέτης στην παραπάνω εξίσωση αντιπροσωπεύει τη σχέση μεταξύ τοπικού πεδίου και πιθανότητας.

- Σε κάθε βήμα καθορίζονται οι οριακές συνθήκες και στη συνέχεια υπολογίζεται το ηλεκτρικό πεδίο με τη βοήθεια της εξίσωσης Laplace. Η ίδια εξίσωση σε διακριτή μορφή μπορεί να δοθεί παρακάτω:

$$\phi_{i,k} = \frac{1}{4} \cdot (\phi_{i+1,k} + \phi_{i-1,k} + \phi_{i,k+1} + \phi_{i,k-1}) \quad \text{Εξίσωση 68}$$

Για την περίπτωση που ο εκθέτης δίνεται από τη δύναμη $n=1$ τότε μετά από έναν αριθμό βημάτων καταλήγουμε στην παρακάτω εικόνα 57 για τη μορφή του δενδρίτη.



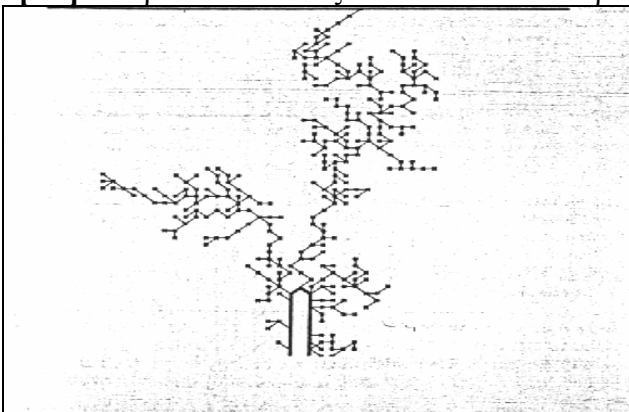
Εικόνα 57 Παράδειγμα προσομοίωσης εκκένωσης (ηλεκτρική δενδριτική μορφή) μετά από 5000 βήματα. Η διάσταση-παράμετρος Hausdorff με μια μικρή διακύμανση βρίσκεται στο $D=1,75$ [48].

Είναι πολύ ενδεικτική η σχέση μεταξύ των δυο εκθετών n και D . Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι κάθε τιμή του εκθέτη n θα έπρεπε αντιπροσωπεύει και μια φυσική παράμετρο. Έτσι για παράδειγμα $n=0$ σημαίνει διάδοση ανεξάρτητη του τοπικού πεδίου. Μαθηματικά και στατιστικά κάτι τέτοιο είναι εφικτό αλλά αν περιοριστούμε στους δενδρίτες δεν υπάρχει ποτέ τέτοια περίπτωση.

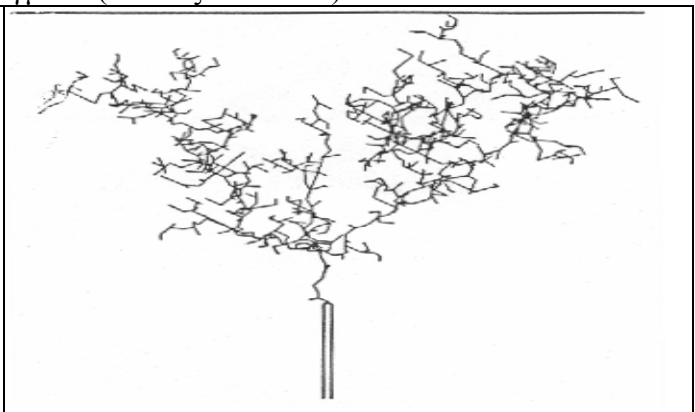
| n | D |
|-----|-----------------|
| 0 | 2 |
| 0,5 | $1,89 \pm 0,01$ |
| 1 | $1,75 \pm 0,02$ |
| 2 | 1,6 |

Πίνακας 4 Σχέση μεταξύ διάστασης του fractal και του εκθέτη n στην ένταση του ηλεκτρικού πεδίου.

Άλλα παραδείγματα με τα οποία επιχειρήθηκε προσομοίωση δενδριτών με την ίδια μέθοδο παρουσιάστηκαν και σε δυο εργασίες του Zeller η μια μάλιστα έγινε σε συνεργασία με τον Wiesmann [52]. Παρακάτω εικονίζονται δυο τέτοια παραδείγματα (εικόνες 58 και 59).



Εικόνα 58 Διάσπαση με τη μορφή δενδριτικής μορφής. Το σημείο που πρέπει να επισημανθεί είναι ότι οι διασπάσεις ξεκινούν από διάφορα σημεία του ηλεκτροδίου διότι η ηλεκτρική διάσπαση αντιμετωπίζεται ως στατιστικό φαινόμενο που απλά εφαρμόζεται σε μια ηλεκτροδιακή διάταξη [52].



Εικόνα 59 Διάσπαση πάλι σύμφωνα με τη θεωρία των fractals σε τρεις διαστάσεις. Σε αυτό το σχήμα σε αντίθεση με το προηγούμενο ο δενδρίτης μπορεί να ξεκινήσει μόνο από την άκρη της ακίδας [52].

1.8.5. ΑΛΛΕΣ ΠΡΟΣΠΑΘΕΙΕΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ

Εκτός από τα προαναφερθέντα μοντέλα που έχουν αναπτυχθεί πάνω στους ηλεκτρικούς δενδρίτες, αξιόλογες προσεγγίσεις έχουν επιτευχθεί από διάφορους ερευνητές πάνω στο φαινόμενο. Έτσι στην [49], το μοντέλο για τη διηλεκτρική κατάρρευση όπως έχει προταθεί από τον Niemeyer NPW ή DBM (Dielectric Breakdown Model), έχει επεκταθεί ώστε να περιλαμβάνει και τους μη αλληλοκαλυπτόμενους διαγώνιους δεσμούς (NDB ή non-overlapping diagonal bonds). Το μοντέλο δανείζεται όρους από τη στατιστική μηχανική ενώ έχει χρησιμοποιηθεί ως βάση το μοντέλο NPW. Ο χώρος δηλαδή χωρίζεται σε ένα πλέγμα δυο διαστάσεων, ενώ για τον υπολογισμό του δυναμικού χρησιμοποιείται η εξίσωση Laplace σε διακριτή μορφή (εξίσωση 68). Εκτός των υπολοίπων κοινών στοιχείων, μετά από μια σειρά υπολογισμών προκύπτει η παρακάτω εξίσωση :

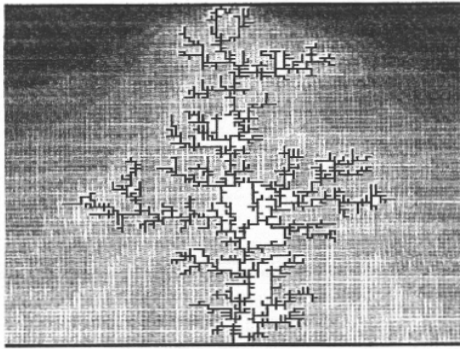
$$\ln[p(C_M, n)] = S(C_M) + A(C_M) \cdot \beta(n) + a(n, M)$$

Εξίσωση 69

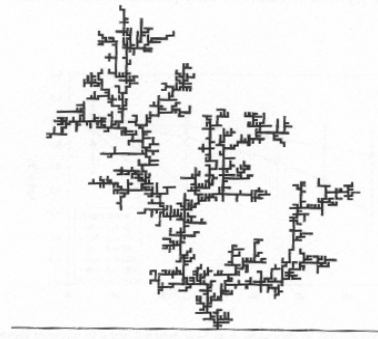
Όπου $p(C_M, n)$ είναι η πιθανότητα για μια δομή ηλεκτρικών δενδριτών C_M (μάζας M δηλαδή αριθμού δεσμών), $\beta(n)$ καθολική μεταβλητή εξαρτώμενη από τη θερμοκρασία, $a(n, M)$ επίσης καθολική μεταβλητή που σχετίζεται με την ελεύθερη ενέργεια, $S(C_M)$ παράγοντας εκφυλισμού ενώ $A(C_M)$ είναι μια μεταβλητή που εξαρτάται από την ενέργεια των ηλεκτρικών δενδριτών. Στο υπόλοιπο μέρος της εργασίας γίνεται ανάλυση με εργαλεία όπως κανονικοποιημένη πιθανότητα, πυκνότητα πιθανότητας, κ.α. δανεισμένα από τη στατιστική μηχανική και από τη θερμοδυναμική.

Στη συνέχεια σε άλλη εργασία των ίδιων ερευνητών [50], γίνεται ποιοτική σύγκριση δυο μοντέλων πάνω στη διηλεκτρική διάσπαση. Το ένα είναι το DBM ενώ το δεύτερο είναι το DLA (Diffusion Limited Aggregation Model) το οποίο έχει παρουσιαστεί παλαιότερα [51]. Στο μοντέλο DLA ο αλγόριθμος που χρησιμοποιείται περιλαμβάνει κανόνες με τη συμπεριφορά του ηλεκτρικού δενδρίτη όταν αυτός πλησιάζει το ηλεκτρόδιο ή όταν αυτός πλησιάζει τα όρια του πλέγματος. Η κίνηση του δενδρίτη γίνεται πάλι φυσικά στο εσωτερικό ενός πλέγματος $n \times m$ διαστάσεων ενώ η πιθανότητα για διάδοση είναι κυρίαρχη παράμετρος στην κίνηση του δενδρίτη. Για να μελετηθούν καλύτερα η επίδραση των οριακών συνθηκών στις ιδιότητες της διάδοσης του ηλεκτρικού δενδρίτη, η διάδοση προσομοιώνεται για διάφορες τιμές του ύψους ($n=h, 1,5h, 2h, \dots$) και του μήκους του πλέγματος ($m=h, 2h, 3h, \dots$). Επίσης πολύ σημαντική συνιστώσα της μεθοδολογίας προσομοίωσης είναι η ανάλυση του πλέγματος που θα επιλεγεί. Από τη θεωρία των ηλεκτρικών δενδριτών είναι γνωστό ότι το κάθε αγώγιμο κανάλι έχει διάμετρο 5-10 μm . Στις προσομοιώσεις που επιχειρούνται η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων είναι 2 mm οπότε και ένα πλέγμα με 100 δομές-κελιά ανάμεσα στα ηλεκτρόδια μπορεί να θεωρηθεί ότι περιγράφει επαρκώς το φαινόμενο χωρίς φυσικά όπως έχει αναφερθεί να μελετάται μόνο αυτή η διάσταση. Απλά γίνεται η εκτίμηση του αριθμού των κελιών που συγκρινόμενα με τις διαστάσεις του δενδρίτη μπορούν να πλησιάσουν περισσότερο τις διαστάσεις του καναλιού αλλά και τις διαστάσεις του χώρου. Άλλωστε η αυξομείωση των διαστάσεων εντός κάποιων ορίων είναι πολύ σημαντική στο μοντέλο DLA διότι ειδικοί κανόνες έχουν υιοθετηθεί για την περίπτωση του ο δενδρίτης πλησιάζει κάποια από τις επιφάνειες.

Σε σύγκριση των δυο μοντέλων που επιχειρείται στην [50], λαμβάνονται οι δυο παρακάτω εικόνες προσομοίωσης ενώ στη συνέχεια αναλύονται οι παράμετροι των δυο προσομοιώσεων. Το σημείο εκκίνησης για τη σύγκριση των δυο μοντέλων είναι η εύρεση της διάστασης των fractals D .



Εικόνα 60 Προσομοίωση ηλεκτρικού δενδρίτη όπως έχει παραχθεί με τη βοήθεια του DBM. Ο εκθέτης στην εξίσωση υπολογισμού του πεδίου ισούται με τη μονάδα $n=1$. Επίσης εικονίζονται οι ισοδυναμικές γραμμές [50].



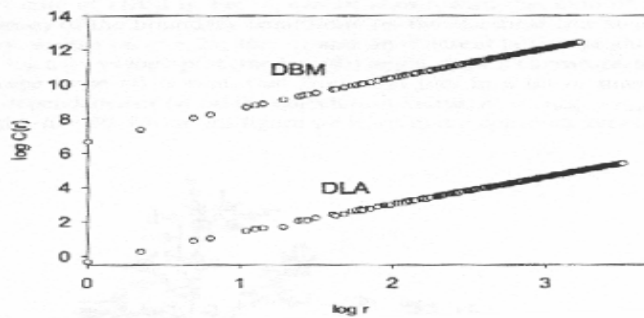
Εικόνα 61 Προσομοίωση ηλεκτρικού δενδρίτη με τη βοήθεια του DLA μοντέλου. Το ύψος του δενδρίτη, που ουσιαστικά είναι η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων είναι 100 κελιά πλέγματος (lattice units) [50].

Η μέθοδος για την εύρεση της διάστασης είναι η ακόλουθη. Πάνω σε κάθε δεσμό που ανήκει στον ηλεκτρικό δενδρίτη σχηματίζεται ένας κύκλος ακτίνας r οπότε και υπολογίζεται κάθε φορά η μάζα του δενδρίτη, η οποία όπως έχει οριστεί και προηγούμενα είναι ο αριθμός των σημείων στο εσωτερικό του κύκλου που ανήκουν στο δενδρίτη. Τα δεδομένα τοποθετούνται στην εξίσωση

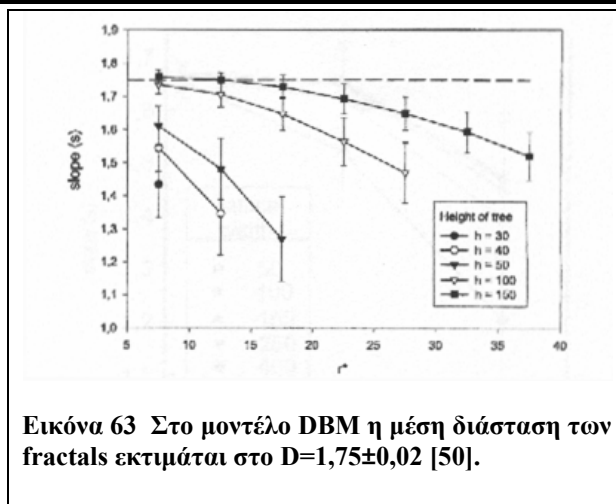
$$C(r) = C_0 \cdot r^D$$

Εξίσωση 70

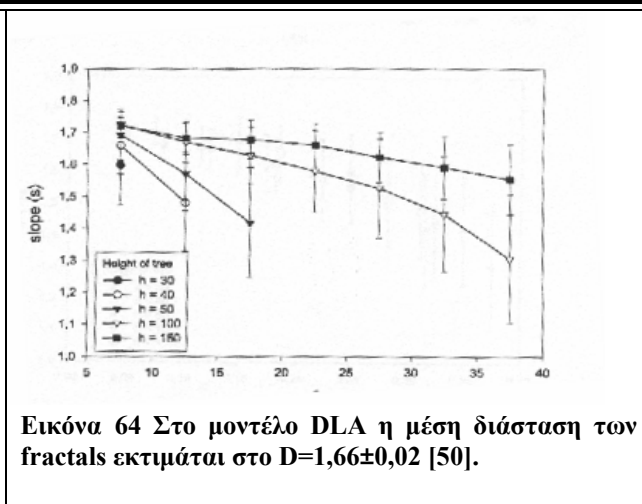
και επεξεργάζονται για μεγάλο αριθμό σημείων και ακτίνων. Η διάσταση των fractals υπολογίζεται όταν η κλίση s σε log-log διάγραμμα προσεγγίσει μια σταθερή τιμή. Από τη σύγκριση των δυο μοντέλων μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι στο DBM μοντέλο υπάρχουν περισσότερα σημεία που ανήκουν στη δενδριτική δομή σε σχέση με το DLA μοντέλο για σταθερή τιμή ακτίνας r .



Εικόνα 62 Για την ίδια τιμή της ακτίνας r το μοντέλο DBM παράγει περισσότερα σημεία που ανήκουν σε δομή ηλεκτρικού δενδρίτη σε σχέση με το μοντέλο DLA [50].



Εικόνα 63 Στο μοντέλο DBM η μέση διάσταση των fractals εκτιμάται στο $D=1,75\pm 0,02$ [50].



Εικόνα 64 Στο μοντέλο DLA η μέση διάσταση των fractals εκτιμάται στο $D=1,66\pm 0,02$ [50].

Τέλος, συγκρίνοντας τη διάσταση των fractals και στις δυο περιπτώσεις παρατηρείται ότι υπάρχει μια μικρή απόκλιση, η οποία σχετίζεται με το μεγαλύτερο πλήθος κελιών ηλεκτρικού δενδρίτη που παράγει το DBM έναντι του DLA. Έτσι η διάσταση στην πρώτη περίπτωση ισούται με $D=1,75\pm 0,02$ (DBM), ενώ στη δεύτερη $D=1,66\pm 0,02$ (DLA).

1.8.6. ΜΟΝΤΕΛΟ ZELLER-ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ (FLSC)

Στον χώρο της μελέτης της ηλεκτρικής διάσπασης των μονωτικών υλικών, της διάδοσης των δενδριτών και όλων των σημαντικών μεγεθών που συνοδεύουν και επηρεάζουν τους δενδρίτες βρίσκονται οι εργασίες του [52-55]. Στις εργασίες αυτές γίνεται αντιμετώπιση του θέματος της έναυσης των ηλεκτρικών δενδριτών από την πλευρά του κλάδου της ηλεκτρομηχανικής διασπάσεως (Electrofracture mechanics).

Μεταξύ άλλων, η πρώτη προϋπόθεση για την έναυση του δενδρίτη είναι η σύγκριση μεταξύ της ηλεκτροστατικής ενέργειας (electrostatic energy) του δενδρίτη και της ενέργειας σχηματισμού (formation energy). Θα πρέπει δηλαδή

$$\frac{\partial W_f}{\partial x} \leq \frac{\partial W_{es}}{\partial x}$$

Εξίσωση 71

Όπου W_f είναι η ενέργεια σχηματισμού και W_{es} είναι η ηλεκτροστατική ενέργεια. Η ενέργεια σχηματισμού αποτελείται τώρα από δυο όρους. Ο πρώτος όρος περιέχει την ενέργεια σχηματισμού νέας επιφάνειας (surface energy) ενώ ο δεύτερος όρος είναι η ενέργεια πλαστικής παραμόρφωσης του υλικού (plastic deformation energy). Οι δυο αυτοί όροι δίνονται από τους παρακάτω τύπους :

$$W_f^s = 2 \cdot \pi \cdot r \cdot l \cdot \gamma$$

Εξίσωση 72

$$W_f^p = \pi \cdot r^2 \cdot l \cdot a \cdot \sigma_y$$

Εξίσωση 73

Στους παραπάνω τύπους r είναι η ακτίνα του ηλεκτρικού δενδρίτη, l είναι το μήκος του δενδρίτη, γ είναι η επιφανειακή τάση ενώ το γινόμενο $a \cdot \sigma_y$ έχει διαστάσεις πίεσης (σ_y είναι η τάση διαρροής (yield stress) ενώ a είναι ένας γεωμετρικός παράγοντας διόρθωσης). Σύμφωνα με την εν

λόγω θεωρία ο όρος της ενέργειας σχηματισμού επιφάνειας μπορεί να αγνοηθεί αφού ο δεύτερος όρος, αυτός της πλαστικής παραμόρφωσης προεξάρχει έναντι του πρώτου. Στην ενότητα του σχολιασμού της θεωρίας θα τεθεί το θέμα εκ νέου ώστε να διερευνηθούν όλοι οι παράμετροι της προσέγγισης.

Στις εργασίες επίσης οι Zeller και οι συνεργάτες του θεώρησαν ότι η διάδοση του δενδρίτη επηρεάζεται από τις εν δυνάμει μηχανικές τάσεις που αναπτύσσονται στο υλικό. Έτσι, για παράδειγμα, η υδροστατική πίεση αυξάνει τον όρο σ_y όπως επίσης και μια ομοαξονική δύναμη έχει ως αποτέλεσμα μια ανισότροπη αύξηση του ίδιου όρου σ_y . Έχει αποδειχτεί ότι ο ηλεκτρικός δενδρίτης, κάτω από την πίεση μηχανικών τάσεων, διαδίδεται με μεγαλύτερη πιθανότητα προς κατευθύνσεις που ευνοούνται από τη μηχανική καταπόνηση [54]. Ένα επίσης πολύ ενδιαφέρον σημείο της εργασίας είναι η θεώρηση ότι το κρίσιμο σημείο για την έναυση ή τη διάδοση του δενδρίτη δεν είναι η συνολική απελευθέρωση ενέργειας κατανεμημένη σε όλο το μήκος του καναλιού $U \cdot \Delta Q$, αλλά η πυκνότητα ηλεκτροστατικής ενέργειας στην άκρη του καναλιού.

$$U = \frac{\partial Q}{\partial x} \quad \text{Εξίσωση 74}$$

Πολύ σημαντική παράμετρος στον υπολογισμό του κρίσιμου πεδίου είναι η πυκνότητα ηλεκτροστατικής ενέργειας η οποία δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$\frac{\partial W}{\partial x} = \frac{\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot F^2 \cdot A}{2} \quad \text{Εξίσωση 75}$$

Όπου F είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στην άκρη της ακίδας και A είναι η ενεργός διατομή της άκρης της ακίδας. Επειδή έχει εξαιρεθεί στον τύπο της ενέργειας σχηματισμού, ο όρος της ενέργειας επιφανείας η παραπάνω πυκνότητα συγκρίνεται άμεσα με τον όρο της ενέργειας της πλαστικής παραμόρφωσης.

$$\frac{\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot F^2}{2} \geq \alpha \cdot \sigma_y \quad \text{Εξίσωση 76}$$

Τοποθετώντας συνηθισμένες τιμές ($\epsilon=3$, $\sigma_y=10^8$ N/m²) βρίσκουμε κρίσιμη τιμή πεδίου $F=2700$ kV/mm η οποία είναι μια τεράστια τιμή πεδίου. Η παραπάνω ασυμφωνία επιτάσσει την εισδοχή των φορτίων χώρου στον υπολογισμό των παραμέτρων. Έτσι μεταβαίνει η εργασία στο διάγραμμα των ενεργειακών σταθμών όπου και παρατηρείται περιορισμένη κινητικότητα στα π-τροχιακά ($\leq 10^{-6}$ cm²/Vsec) αλλά σημαντική κινητικότητα στα σ-τροχιακά. ($\mu > 1$ cm²/V sec). Όπως είναι φυσικό, σίγουρα θα υπάρχει μια κρίσιμη τιμή πεδίου πάνω από την οποία τα φορτία έχουν ικανή κινητική ενέργεια ώστε να μπορούν να κινούνται πάνω από το όριο κινητικότητας. Για την περίπτωση $|F| > F_c$ τότε η κινητικότητα λαμβάνεται ίση με $\mu = \mu_\infty$ ενώ όταν $|F| \leq F_c$, $\mu_0 = 0$. Χρησιμοποιώντας την παρακάτω εξίσωση για την πυκνότητα ρεύματος μπορούμε να πούμε τα εξής:

$$\vec{j}(\vec{x}) = \vec{F}(\vec{x}) \cdot \rho(\vec{x}) \cdot \mu(\vec{F}) \quad \text{Εξίσωση 77}$$

Τη χρονική στιγμή $t=0$ η πυκνότητα των φορτίων χώρου είναι $\rho(x)=0$. Έτσι το πεδίο $|F|=F_c$ στην περιοχή των φορτίων χώρου και $|F| < F_c$ έξω από αυτήν την περιοχή. Το συμπέρασμα είναι ότι αν ένα αρκετά ισχυρό πεδίο εφαρμοστεί σε ένα υλικό, ένα νέφος φορτίων χώρου σχηματίζεται άμεσα γύρω από την εν λόγω περιοχή, με μόνο εργαλείο στους υπολογισμούς μας την $|F|=F_c$. Το συγκεκριμένο πεδίο αποκαλείται Ηλεκτρικό Πεδίο Περιορίζον τα Φορτία Χώρου (Field Limiting Space Charge - FLSC).

Για παράδειγμα, θα υπολογιστεί αυτό το κρίσιμο πεδίο, με την προσέγγιση για λόγους απλότητας, ότι το ηλεκτρικό πεδίο στην άκρη της ακίδας είναι ίσο με το ηλεκτρικό πεδίο σφαίρας ίσης ακτίνας. Κανένα νέφος φορτίων χώρου δεν θα σχηματιστεί αν το δυναμικό της σφαίρας είναι μικρότερο από το γινόμενο $V < F_c \cdot r_0$ όπου r_0 είναι η ακτίνα της σφαίρας και F_c είναι το κρίσιμο πεδίο. Σε μεγάλες τιμές πεδίου, η πυκνότητα των φορτίων χώρου δίνεται από τον παρακάτω τύπο :

$$\rho(r) = \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot F_c}{r} \quad \text{Εξίσωση 78}$$

Η παραπάνω εξίσωση ισχύει φυσικά για ακτίνες r μεγαλύτερες από την ακτίνα της σφαίρας ($r > r_0$) αλλά ταυτόχρονα μικρότερες από την ακτίνα του νέφους των φορτίων χώρου ($r < r_{sc}$). Η ακτίνα του νέφους των φορτίων χώρου δίνεται από την παρακάτω εξίσωση :

$$r_{sc} = \frac{1}{2} \cdot \left(r_0 + \frac{V}{F_c} \right) \quad \text{Εξίσωση 79}$$

Ένα δεύτερο παράδειγμα που θα μπορούσε να δοθεί είναι η προσέγγιση της άκρης της ακίδας με υπερβολή. Με τη βοήθεια προσεγγίσεων καταλήγουμε στις αντίστοιχες εξισώσεις για την πυκνότητα των φορτίων χώρου αλλά και για την ακτίνα του νέφους των φορτίων χώρου:

$$\rho(x) = \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot F_c}{x + r_0} \quad \text{Εξίσωση 80} \quad r_{sc} = r_0 + \frac{2 \cdot V}{F_c} \quad \text{Εξίσωση 81}$$

Αριθμητικό παράδειγμα αυτής της κατηγορίας περιέχει $r_0 = 5 \mu\text{m}$, $d = 5 \text{mm}$ που είναι και η απόσταση μεταξύ ακίδας-πλάκας και κρίσιμο πεδίο $F_c = 1000 \text{ kV/mm}$, έχουμε το σχηματισμό του κρίσιμου πεδίου στα $V = 21 \text{ kV}$.

Παρακάτω γίνεται μια εκτίμηση του πεδίου πιέσεων απουσία και παρουσία φορτίων χώρου. Η αλλαγή του ηλεκτρικού πεδίου δηλαδή με την παρουσία των φορτίων χώρου σε συγκεκριμένες θέσεις και αποστάσεις. Παραλείποντας τα ενδιάμεσα βήματα και τους αναλυτικούς υπολογισμούς, όπως αυτοί έχουν παρουσιαστεί στην αντίστοιχη εργασία καταλήγουμε στους τέσσερις παρακάτω τύπους:

$$\sigma = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot F_c^2}{2} \quad \sigma(r_0) = 2 \cdot \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot F_c^2 \cdot \log \left(\frac{V}{2 \cdot F_c \cdot r_0} + \frac{1}{2} \right)$$

Εξίσωση 82 Εξίσωση τάσεων (πιέσεων) απουσία φορτίων χώρου.

Εξίσωση 83 Εξίσωση πιέσεων παρουσία φορτίων χώρου πάνω σε μεταλλική σφαίρα στο εσωτερικό διηλεκτρικού.

$$\sigma'(r_0) = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot F_c^2}{2} \quad \sigma = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot F_c^2 \cdot \left(\frac{r_{sc}}{r_0} - 1 \right)$$

Εξίσωση 84 Εξίσωση πιέσεων λόγω επιφανειακών φορτίων πάνω στη μεταλλική σφαίρα

Εξίσωση 85 Εξίσωση πιέσεων για την περίπτωση της υπερβολής στην γεωμετρία ακίδα-πλάκα.

Άλλη κατηγορία φαινομένων στα οποία υπάρχει ελεύθερο πεδίο για την εφαρμογή του FLSC είναι τα θερμικά και τα χημικά φαινόμενα που συνοδεύουν τη δημιουργία καναλιών. Η μεταβολή της θερμοκρασίας σε συνάρτηση με τη μεταβολή του παράγοντα της τάσης δίνεται από την παρακάτω εξίσωση :

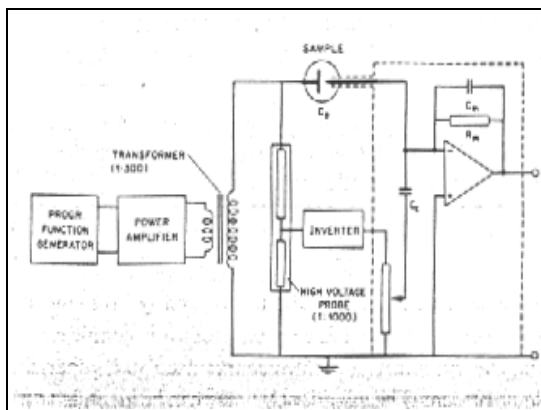
$$\Delta T_{\max} = \frac{a \cdot \sigma_y}{C_p} \quad \text{Εξίσωση 86}$$

Όπου C_p είναι η ειδική θερμοχωρητικότητα ενώ για τις εποξικές ρητίνες η μέγιστη μεταβολή της θερμοκρασίας αγγίζει τους 50 βαθμούς Κελσίου. Στο υψηλής πυκνότητας πολυαιθυλένιο (HDPE) η ίδια μεταβολή είναι στους 10 βαθμούς ενώ στο χαμηλής πυκνότητας πολυαιθυλένιο (LDPE) βρίσκεται στους 3 βαθμούς Κελσίου. Καταλαβαίνουμε ότι στα σκληρά διηλεκτρικά η μεταβολή της θερμοκρασίας είναι ιδιαίτερα σημαντική και πρέπει να λαμβάνεται υπ' όψιν ενώ στα μαλακά διηλεκτρικά η μεταβολή της θερμοκρασίας είναι ασήμαντη.

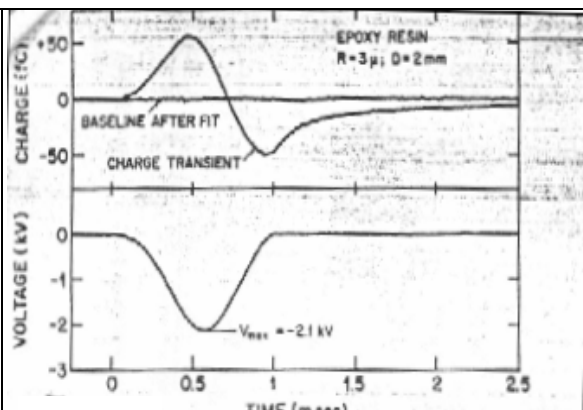
Πολύ κατατοπιστική είναι η ανάλυση των χημικών διεργασιών που συμβαίνουν στο εσωτερικό του υλικού. Έτσι έχει παρατηρηθεί, αναλύοντας το φαινόμενο με όρους Φυσικής Στερεάς Κατάστασης, ότι για τιμές πεδίου κοντά στο πεδίο διάσπασης ένα πολύ μικρό κλάσμα των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας έχει κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από 1 eV. Το συμπέρασμα είναι ότι τα θερμικά ηλεκτρόνια (3 με 4 eV) είναι πολύ στενά περιορισμένα αλλά και άμεσα συνδεδεμένα με την περιοχή φορτίων χώρου (FLSC). Για ακτίνα της άκρης της ακίδας μερικά μικρόμετρα και για ακτίνα του νέφους των φορτίων περίπου 10 μικρόμετρα υπολογίζεται πυκνότητα φορτίων χώρου 10^{22} ηλεκτρόνια/m³. Για τιμές πεδίου κοντά στην κρίσιμη τιμή διάσπασης ο ρυθμός ιονισμών (στο εσωτερικό του νέφους) είναι $\beta=10^{10}$ ιονισμοί ανά δευτερόλεπτο ενώ ο χρόνος διέλευσης των ηλεκτρονίων από το νέφος φορτίων χώρου είναι $\tau=10^{-10}$ sec. Επειδή το κρίσιμο πεδίο είναι μικρότερο από το πεδίο διάσπασης αναμένεται ο αριθμός των συγκρούσεων των ηλεκτρονίων να είναι ανά εγχυόμενο ηλεκτρόνιο (per injected electron) μικρότερος από $\beta \cdot \tau \approx 1$. Επειδή τώρα τα θερμικά ηλεκτρόνια χάνουν ενέργεια κυρίως μέσω απώλειας ενέργειας σε κρούσεις με το πλέγμα και λιγότερο λόγω ηλεκτρονικών διαδικασιών, ο ρυθμός των διασπώμενων δεσμών, ή αντίστοιχα ο ρυθμός παραγωγής αερίων παραπροϊόντων αναμένεται να είναι μικρότερος από 10^{22} διασπάσεις ανά κυβικό μέτρο και ανά παλμό. Να σημειωθεί ότι η συνολική πυκνότητα δεσμών είναι 10^{28} δεσμοί ανά κυβικό μέτρο.

Σχετικά με τις εκκενώσεις στο εσωτερικό των καναλιών στο εν λόγω μοντέλο γίνεται η παραδοχή ότι κατά τη διάρκεια της εκκένωσης όλο το κανάλι αποκτά το δυναμικό του ηλεκτροδίου με παρατηρήσιμη μεγάλη αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου στην άκρη του καναλιού. Για δεδομένη γεωμετρία, το πεδίο έναρξης της εκκένωσης αποτελεί πεδίο κατωφλίου το οποίο εξαρτάται από τη σύνθεση του αερίου (gas composition), την πίεση και την ακτίνα του καναλιού. Αυτό το πεδίο έναυσης αυξάνεται με τη μείωση της ακτίνας του καναλιού (δηλαδή μειώνοντας την ακτίνα του καναλιού απαιτείται μεγαλύτερη τιμή πεδίου για να ξεκινήσει μια εκκένωση). Από την άλλη μεριά η μικρότερη τάση (τάση κατωφλίου) για την ανάπτυξη του δενδρίτη μειώνεται με τη μείωση της ακτίνας του καναλιού.

Σε επόμενη εργασία του [53], χρησιμοποίησε διάφορες τεχνικές για να μετρήσει το εγχυόμενο φορτίο από το ηλεκτρόδιο στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού. Για να το πετύχει αυτό έπρεπε να μειώσει όσο το δυνατόν περισσότερο το χωρητικό φορτίο των ηλεκτροδίων (το φορτίο που ήδη υπάρχει πάνω στα ηλεκτρόδια) κατά αρκετές τάξεις μεγέθους. Στην αριστερή εικόνα του παρακάτω σχήματος παρουσιάζεται το κύκλωμα που χρησιμοποίησε για τη μέτρηση του εγχυόμενου φορτίου αλλά και ταυτόχρονα τη μεθοδολογία για την αφαίρεση του χωρητικού φορτίου. Στη δεξιά εικόνα φαίνονται τα σήματα από την τάση και από το μετρούμενο φορτίο καθώς και η προσέγγιση που γίνεται στο μετρούμενο φορτίο.



Εικόνα 65 Κύκλωμα για τη μέτρηση των φορτίων χώρου. Το σήμα στην έξοδο είναι ανάλογο της ροής φορτίων πάνω στην ακίδα και στον πυκνωτή της γέφυρας [53].



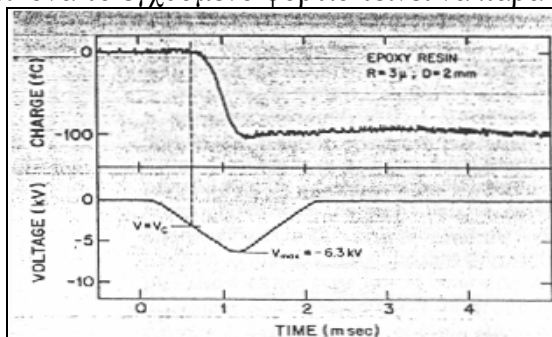
Εικόνα 66 Καμπύλες φορτίου ως συνάρτηση του χρόνου [53].

Τελικά, το μετρούμενο φορτίο στο πείραμα αλλά και το εγχυόμενο φορτίο στο υλικό συνδέονται με την παρακάτω σχέση για τα φορτία:

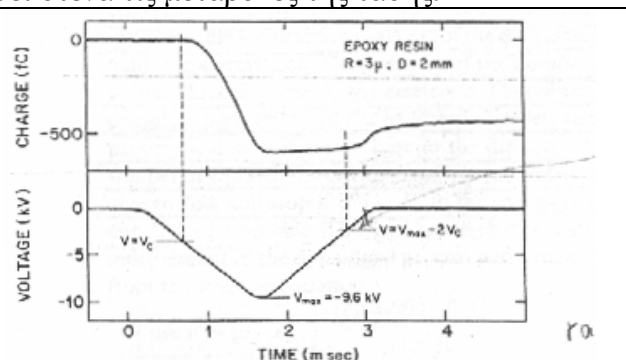
$$Q_{exp} = Q_s + Q_{sc} - Q_s^0$$

Εξίσωση 87

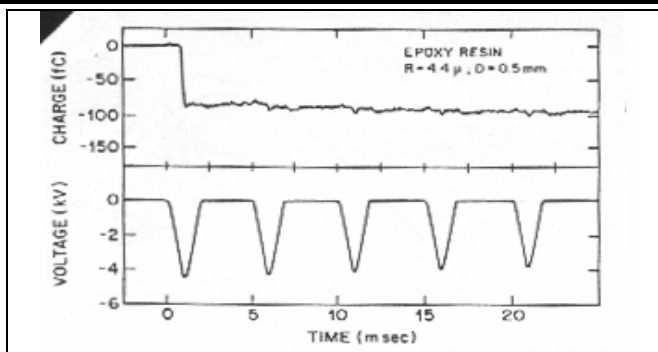
Το Q_s αντιπροσωπεύει το επιφανειακό φορτίο των ηλεκτροδίων ενώ το Q_s^0 αντιστοιχεί στο υποθετικό επιφανειακό φορτίο εάν δεν υπάρχει καθόλου φορτίο χώρου. Επίσης η ποσότητα $Q_s - Q_s^0$ μπορεί επίσης να αντιστοιχηθεί με το εικονικό φορτίο (image charge) πάνω στην άκρη της ακίδας που επάγεται από το νέφος των φορτίων χώρου. Χαρακτηριστικές εικόνες που μας κατατοπίζουν στην έγχυση φορτίων, που ακολούθως θα μετατραπούν σε φορτία χώρου φαίνονται στις παρακάτω 4 εικόνες. Το εγχυόμενο φορτίο εικονίζεται ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης. Οι τρεις πρώτες εικόνες αφορούν (σε κατηγοριοποίηση που εμφανίζεται πρώτη φορά σε αυτή την εργασία) σε δείγματα κατηγορίας I ενώ το τέταρτο σχήμα αφορά σε δείγμα της κατηγορίας II των υλικών. Από τη σύγκριση των σχημάτων είναι φανερό ότι στα υλικά της δεύτερης κατηγορίας η έγχυση των φορτίων γίνεται σε μεγαλύτερη τάση και το μέγεθος του φορτίου είναι μικρότερο σε σχέση με τα υλικά της πρώτης κατηγορίας. Επίσης μια δεύτερη και πολύ ουσιαστική παρατήρηση είναι ότι στην τέταρτη εικόνα το εγχυόμενο φορτίο τείνει να παρακολουθήσει στενά τις μεταβολές της τάσης.



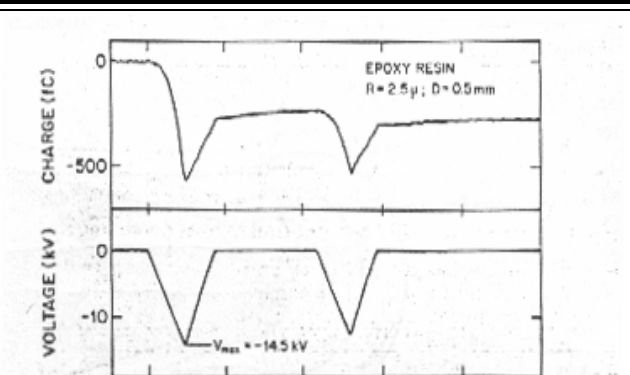
Εικόνα 67 Έγχυση φορτίων στο εσωτερικό του υλικού όταν η εφαρμοζόμενη τάση ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή. Η κίνηση των φορτίων δεν παρακολουθεί τις μεταβολές της τάσης [53].



Εικόνα 68 Όπως και στην προηγούμενη εικόνα 67, η έγχυση φορτίων ξεκινά μετά από μια κρίσιμη τιμή τάσης. Το φορτίο τείνει να παρακολουθήσει αυτές τις μεταβολές [53].

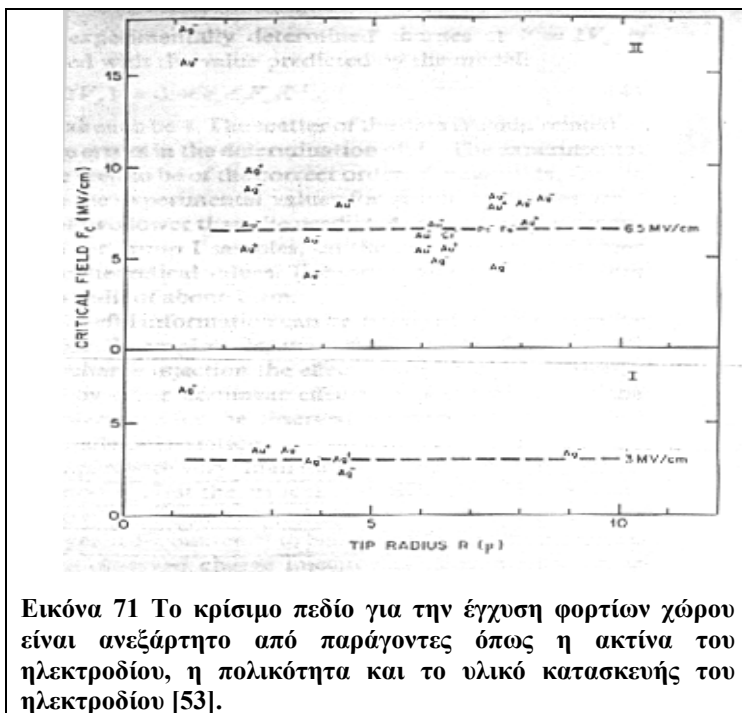


Εικόνα 69 Οι εφαρμοζόμενοι παλμοί τάσης σε αυτήν την περίπτωση έχουν ως αποτέλεσμα την έγχυση των φορτίων αλλά στη συνέχεια οι μεταβολές της τάσης δεν ακολουθούνται από ανάλογες μεταβολές στην κατανομή των φορτίων. Η επανασύνδεση των φορέων και γενικότερα η βαθμιαία αποικοδόμηση του νέφους των φορτίων χώρου είναι αρκετά αργή συγκρινόμενη με τις μεταβολές της τάσης [53].



Εικόνα 70 Στα υλικά τύπου II η έγχυση των φορτίων χώρου συμβαίνει σε μεγαλύτερες τάσεις. Το εγχυόμενο φορτίο είναι πολύ λιγότερο σε σχέση με άλλες περιπτώσεις οπότε και ευκολότερα μπορεί να παρακολουθησει τις μεταβολές της εφαρμοζόμενης τάσης [53].

Μια άλλη πολύ σημαντική όψη του φαινομένου είναι η μη εξάρτηση του κρίσιμου πεδίου για την έγχυση φορτίων από το υλικό των ηλεκτροδίων και από την ακτίνα της άκρης της ακίδας. Αν εξαιρέσει κανείς την περίπτωση της πολύ μικρής ακτίνας (1μm), για μεγαλύτερες τιμές έχουμε σχεδόν σταθερή τιμή κρίσιμου πεδίου και για τις δυο κατηγορίες υλικών.



Εικόνα 71 Το κρίσιμο πεδίο για την έγχυση φορτίων χώρου είναι ανεξάρτητο από παράγοντες όπως η ακτίνα του ηλεκτροδίου, η πολικότητα και το υλικό κατασκευής του ηλεκτροδίου [53].

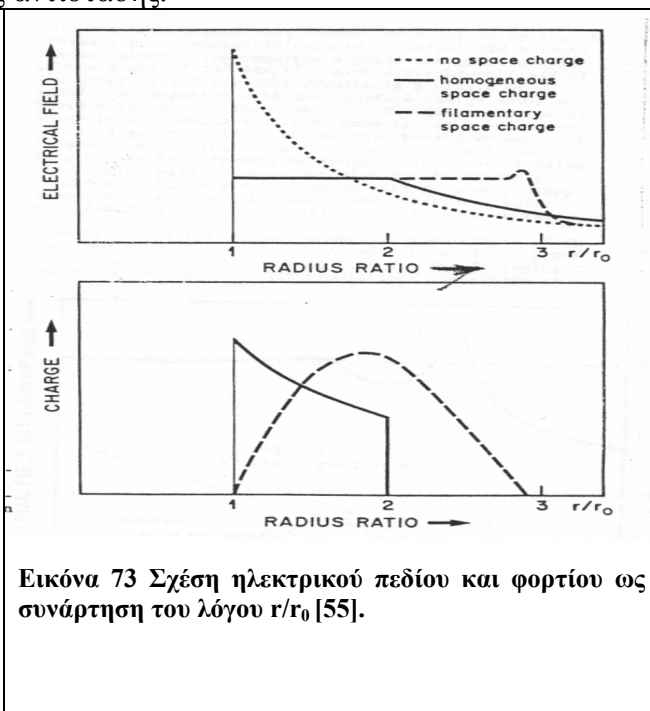
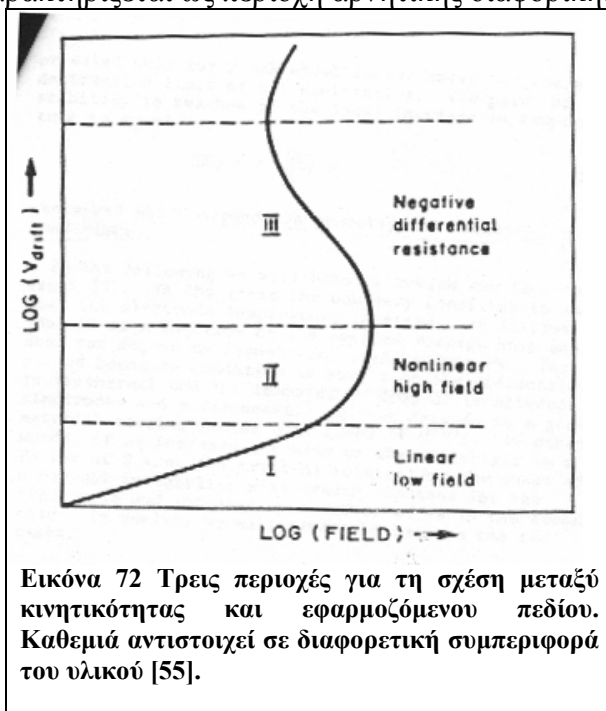
Ο Zeller στην [55] χρησιμοποίησε πολύ παραστατικά τα αποτελέσματα και τα συμπεράσματα του FLSC για την περίπτωση του ομογενούς νέφους αλλά και της νηματοειδούς έγχυσης φορτίων χώρου (filamentary space charge injection). Το ενδιαφέρον του ερευνητή στρέφεται στα μεγέθη εκείνα που επηρεάζουν τη σταθερότητα ενός μονωτικού συστήματος, αφαιρώντας όμως, όπως είναι φυσικό κατά τη μοντελοποίηση κάποιες από τις υπόλοιπες ενδιαφέρουσες παραμέτρους (παγίδες,

ενεργειακές ζώνες κ.α.). Η αντιμετώπιση του θέματος φυσικά απαιτεί καταγραφή ή ακόμα και λύση των παρακάτω εξισώσεων:

- Για ηλεκτρικά πεδία (στατικά ή δυναμικά μεταβαλλόμενα)
- Μεταφορά θερμότητας
- Μεταφορά φορτίου
- Μηχανική πίεση

Ανάμεσα στα άλλα κατάφερε με τη βοήθεια απλών μοντέλων να αγγίξει όψεις της ηλεκτρικής διάσπασης αλλά απέφυγε το σκόπελο της παρουσίασης συνολικού μοντέλου για τη διηλεκτρική διάσπαση. Ένα μέγεθος που είναι άλλωστε και στενά συνδεδεμένο με την έννοια του FLSC είναι και η κινητικότητα των φορέων. Το παρακάτω αριστερό διάγραμμα 72 δείχνει τη μεταβολή της ταχύτητας ολίσθησης σε συνάρτηση με το εξωτερικό πεδίο σε log-log άξονες. Όπως φαίνεται και από την γραφική παράσταση, έχουμε το σαφή χωρισμό σε τρεις περιοχές :

- Στην περιοχή που μας δείχνει γραμμική εξάρτηση και αντιστοιχεί σε έγχυση φορτίων σε συνθήκες χαμηλού πεδίου.
- Στη δεύτερη περιοχή όπου το κρίσιμο πεδίο για το πέρασμα των φορέων σε περιοχή υψηλής κινητικότητας έχει επιτευχθεί και παρουσιάζεται μια πολύ απότομη αύξηση της αγωγιμότητας. Θα πρέπει να τονιστεί ότι το κρίσιμο πεδίο δεν αφορά την κρίσιμη τιμή για την έγχυση των φορέων. Όπως φαίνεται και από το διάγραμμα η εξάρτηση είναι μη γραμμική.
- Η τρίτη περιοχή στην οποία η αστάθεια του ρεύματος προεξάρχει και η οποία χαρακτηρίζεται ως περιοχή αρνητικής διαφορικής αντίστασης.



Στα δυο διαγράμματα που καταλαμβάνουν το δεξιό τμήμα (εικόνα 73) γίνεται σύγκριση της περιοχής την ομογενούς έγχυσης με τη μορφή νέφους (FLSC) και της νηματοειδούς έγχυσης φορέων από ένα σφαιρικό ηλεκτρόδιο. Οι παράμετροι που χρειαζόμαστε για να περιγράψουμε πλήρως το φαινόμενο είναι το πεδίο κατωφλίου F_c για το πέρασμα των φορτίων σε περιοχή υψηλής κινητικότητας και το κρίσιμο πεδίο F_s , το οποίο είναι το ελάχιστο φορτίο για να διατηρηθούν τα φορτία στην περιοχή της υψηλής κινητικότητας. Να σημειωθεί ότι στο μοντέλο FLSC το οποίο

εφαρμόζεται στη μεσαία περιοχή του διαγράμματος $F_c = F_s$ και αυτός είναι και ο λόγος της απότομης μετάβασης της κινητικότητας από την τιμή μηδέν στην άπειρη ανάλογα με την τιμή του πεδίου. Στην τρίτη περιοχή της αρνητικής διαφορικής αντίστασης θα υπάρχουν δυο όρια με $F_s < F_c$.

Στην τρίτη περιοχή το ρεύμα διασπάται σε νηματοειδούς μορφής περιοχές στο εσωτερικό του υλικού και δεν σχηματίζει ομοιογενές νέφος. Προτείνοντας το μοντέλο μια σφαίρας με δυναμικό V_0 και μια νηματοειδούς μορφής προέκταση φορτίου στο εσωτερικό του υλικού με διάμετρο $a < \dots < r_0$ η οποία αναπτύσσεται κατά την ακτινική διεύθυνση. Ένα ανθρώπινο λάθος στον ερευνητή είναι η καταγραφή ότι το ακτινικό πεδίο στο εσωτερικό του νήματος είναι F_s και η νηματοειδής προέκταση θα αναπτύσσεται μέχρι το πεδίο στα άκρα του πέσει κάτω από την κρίσιμη τιμή F_c . Δεχόμενοι όμως ότι στην εν λόγω περιοχή του διαγράμματος ισχύει $F_s < F_c$ αυτό σημαίνει ότι έπρεπε να γραφτεί ότι το ακτινικό πεδίο στο εσωτερικό του νήματος είναι F_c και η νηματοειδής προέκταση θα αναπτύσσεται μέχρι το πεδίο στα άκρα του πέσει κάτω από την κρίσιμη τιμή F_s . Η νηματοειδής άκρη θα αναπτυχθεί μέχρι μήκος

$$l_{fil} = \frac{V_0}{F_s} - r_0 \quad \text{Εξίσωση 88}$$

Με αυτόν τον τρόπο το μήκος του νήματος είναι διπλάσιο από το πάχος του ομοιογενούς νέφους κάτι άλλωστε που αναπαριστάται και στο διάγραμμα της εικόνας 73.

1.8.6.1. ΣΧΟΛΙΑ ΠΑΝΩ ΣΤΙΣ ΕΡΓΑΣΙΕΣ ΤΟΥ ZELLER

Εκτός από το παραπάνω ουσιαστικά λάθος αβλεψίας μπορούμε να σχολιάσουμε τα παρακάτω σημεία των εργασιών του. Τα περισσότερα από αυτά τα σημεία περιλαμβάνονται στην [57]. Κατά τον υπολογισμό λοιπόν της ενέργειας σχηματισμού, ο Zeller παρέλειψε τον όρο της ενέργειας για το σχηματισμό επιφανειών θεωρώντας τον εξαιρετικά μικρό για πολύ μικρές αποστάσεις. Αναλύοντας τους δυο όρους θα μπορούσαμε να τους συγκρίνουμε και ταυτόχρονα να συγκρίνουμε και τα μεγέθη που περιέχονται αν τους εξισώναμε. Πραγματικά εξισώνοντας τις (72) και (73):

$$2 \cdot \gamma = r \cdot a \cdot \sigma_y \quad \text{Εξίσωση 89}$$

Δοθέντος ότι $\gamma \approx 0,1 \text{ Joule/m}^2$ ενώ $a\sigma_y = 10^8 \text{ N/m}^2$ η ακτίνα r γίνεται ίση με 10^{-9} m . Αυτή θα μπορούσε να είναι η ακτίνα ενός πολύ λεπτού καναλιού. Αυτό σημαίνει ότι βρισκόμαστε στο κάτω όριο της ενέργειας, κάτι που δεν είχε ίσως κατάλληλα τονιστεί στη δημοσιευμένη εργασία. Δηλαδή για όλα τα υπόλοιπα κανάλια τα οποία έχουν ακτίνες έστω και λίγο μεγαλύτερες η ενέργεια για το σχηματισμό επιφανειών είναι πολύ μεγαλύτερη από την ενέργεια πλαστικής παραμόρφωσης. Αν έπρεπε λοιπόν να παραλειφθεί ένας από τους δυο όρους αυτός θα έπρεπε να είναι της πλαστικής παραμόρφωσης και όχι των επιφανειών.

Συνεχίζοντας θα μπορούσαμε να προσθέσουμε ότι στις σχετικές δημοσιεύσεις το θέμα της παγίδευσης και της αποπαγίδευσης των φορτίων χώρου δεν λαμβάνεται υπόψη. Ένα δυναμικό φαινόμενο το οποίο αναφέρεται σε εναλλασσόμενο ρεύμα και θα έπρεπε να προσεγγιστεί και από αυτήν τη σκοπιά, αντιμετωπίζεται σε ορισμένα σημεία μόνο των εργασιών. Είναι αντιληπτό και στις εργασίες ότι το ομοιογενές νέφος των φορτίων χώρου δεν είναι σταθερό με τον χρόνο αλλά φθίνει (smear out) με σταθερές που εξαρτώνται και από την τιμή της κινητικότητας αλλά και από την κατανομή των φορτίων. Όμως κατά τη διάρκεια των κύκλων στο AC η αγωγιμότητα των υλικών οφείλεται στα φορτία που είτε αποκτούν στο εσωτερικό των τροχιακών τους την απαιτούμενη ενέργεια είτε ακόμα πιο εύκολα κινούνται από και προς τις παγίδες ανάλογα με την τιμή και την

πολικότητα του εφαρμοζόμενου πεδίου. Το FLSC σίγουρα ξεπερνάει τέτοιου είδους σκοπέλους, αλλά η παράμετρος του χρόνου σε ένα τέτοιου είδους δυναμικό φαινόμενο θα έπρεπε να υπάρχει σε κάποια από τις εξισώσεις. Τα παραπάνω σε συνδυασμό φυσικά με τα φαινόμενα επανασύνδεσης των φορέων που δεν λαμβάνονται επίσης υπόψη. Η ποσότητα της ενέργειας είναι μια πολύ σημαντική ποσότητα, η οποία χάνεται εξαιτίας της επανασύνδεσης των φορέων.

Επίσης κατηγορηματικά αναφέρεται στις εργασίες ότι η κρίσιμη ποσότητα για την φθορά στο εσωτερικό του υλικού δεν είναι η συνολική μεταβολή στην ηλεκτροστατική ενέργεια αλλά η τοπική ενεργειακή πυκνότητα. Ταυτόχρονα όμως στην [54], [56] γίνεται λόγος για τον τρόπο που μια συνολική μηχανική καταπόνηση επηρεάζει τον τρόπο διάδοσης του δενδρίτη. Ένας εξωτερικός συνολικός παράγοντας του υλικού (είτε μηχανικός είτε ηλεκτρικός) μπορεί δηλαδή να επηρεάσει μια ηλεκτρική ιδιότητα τοπικά. Κατά την άποψή μας και οι δυο παράμετροι είναι εξίσου σημαντικές στη μελέτη του φαινομένου.

Ένα άλλο σημείο που επιδέχεται περαιτέρω διερεύνηση είναι η μέτρηση με τη βοήθεια κυκλώματος φορτίο μέχρι και 50 fC. Το ερώτημα που εγείρεται κατά πόσο το μετρούμενο φορτίο μπορεί να καταγραφεί σε τόσο χαμηλή τιμή. Οι συνηθισμένοι ανιχνευτές μερικών εκκενώσεων δεν μπορούν να καταγράψουν τόσο μικρές τιμές. Ωστόσο είναι σημαντικό γεγονός ότι το φαινόμενο της ηλεκτρικής διάσπασης μπόρεσε και συνδυάστηκε με τόσο μικρά ρεύματα. Κάτι που δημιουργεί την ανάγκη περαιτέρω διερεύνησης των δυνατοτήτων των ορίων ανίχνευσης.

Η αντιμετώπιση του θέματος της διάδοσης των ηλεκτρικών δενδριτών από την πλευρά της θεωρίας των fractals, όπως έχει ειπωθεί και σε προηγούμενη ενότητα, πρέπει να γίνεται ενισχυτικά και συμπληρωματικά με τις φυσικές παραμέτρους που είναι παρούσες σε όλη τη διάρκεια του φαινομένου και σε όλη την έκταση του φαινομένου.

Η οποιαδήποτε διακλάδωση που μπορεί να συμβεί, σύμφωνα με τη θεώρηση του Zeller, όταν το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται, σε μια άκρη του καναλιού έχει ακτινική συνιστώσα μεγαλύτερη από τη διαμήκη συνιστώσα. Το ηλεκτρικό πεδίο δημιουργείται λόγω της συσσώρευσης φορτίου στα εσωτερικά τοιχώματα του καναλιού. Η διαφοροποίηση που μπορεί να πραγματοποιηθεί είναι ότι η διάδοση του δενδρίτη με τη μορφή διακλάδωσης μπορεί να γίνει όχι μόνο στα άκρα του δενδρίτη αλλά από οποιοδήποτε σημείο του καναλιού.

Τέλος θα μπορούσε κάποιος να προσθέσει ότι και σε αυτό το σύνολο των εργασιών αλλά και σε προηγούμενα μοντέλα δεν παίζει πρωταγωνιστικό ρόλο το ίδιο το υλικό και οι τοπικές διακυμάνσεις του πεδίου. Στη διάδοση των δενδριτών εκτός από τα φαινόμενα που συμβαίνουν στο εσωτερικό του καναλιού, σημαντικό ρόλο παίζουν και τα φαινόμενα που εμφανίζονται στον γύρω χώρο του δηλαδή στην περιοχή του διηλεκτρικού κοντά στο αγωγίμο κανάλι. Έτσι τα φορτία χώρου, η ηλεκτροδιακή διάταξη (άρα και η μορφή του πεδίου), η παρουσία κοιλοτήτων και σωματιδίων επηρεάζουν εξίσου σημαντικά την έναυση και τη διάδοση του δενδρίτη.

1.9. ΥΔΑΤΙΝΟΙ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ (WATER TREES/TREEING)

1.9.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι περιπτώσεις των υδάτινων δενδριτών παρουσιάζουν και ομοιότητες αλλά και διαφορές με τους ηλεκτρικούς δενδρίτες. Για να καταδειχτεί η ακριβής διαφορά τους από τους ηλεκτρικούς δενδρίτες παραθέτουμε παρακάτω μια περιγραφή των κυριότερων ιδιοτήτων των υδάτινων δενδριτών [27]. Έτσι ως ηλεκτρικούς δενδρίτες ονομάζουμε τις δομές υποβαθμίσεως σε ένα μονωτικό υλικό οι οποίες :

- Είναι μόνιμες δηλαδή ακόμα και μετά την απομάκρυνση της υγρασίας από το μονωτικό υλικό, όταν βρεθεί στο κατάλληλο υγρό περιβάλλον το νερό θα απορροφηθεί ξανά από τις στεγνές δομές του υδάτινου δενδρίτη.
- Έχουν δημιουργηθεί με ένα μικρό ποσοστό υγρασίας αλλά και λόγω της παρουσίας ηλεκτρικού πεδίου.
- Παρουσιάζουν μικρότερη τιμή διηλεκτρικής αντοχής σε σύγκριση με το υπόλοιπο μονωτικό υλικό όταν αυτό δεν έχει υγρασία αλλά δεν είναι βραχυκυκλώματα ή μικρά διηλεκτρικά paths.
- Είναι περισσότερο υδρόφιλες σε σχέση με το υπόλοιπο υλικό.

Ένα άλλο σημείο που πρέπει να τονιστεί είναι ότι οι υδάτινοι δενδρίτες υπάρχουν ανεξάρτητα από την παρουσία νερού. Μια σειρά δηλαδή από υδάτινες σταγόνες τοποθετημένες η μια δίπλα στην άλλη δεν συνιστούν έναν υδάτινο δενδρίτη. Απεναντίας όμως, υδάτινος δενδρίτης είναι οποιαδήποτε υδρόφιλη εγκεκλεισμένη κοιλότητα αρκετά μικρών διαστάσεων. Εξαιτίας αυτού του ορισμού, εάν το νερό εξατμιστεί, ο υδάτινος δενδρίτης δεν εξαφανίζεται απλά στεγνώνει (εξωτερικά-επιφανειακά-dries out). Θα πρέπει να τονιστεί ότι μια εγκεκλεισμένη κοιλότητα γεμάτη με νερό μεγάλων όμως διαστάσεων δεν αποτελεί φυσικά υδάτινο δενδρίτη.

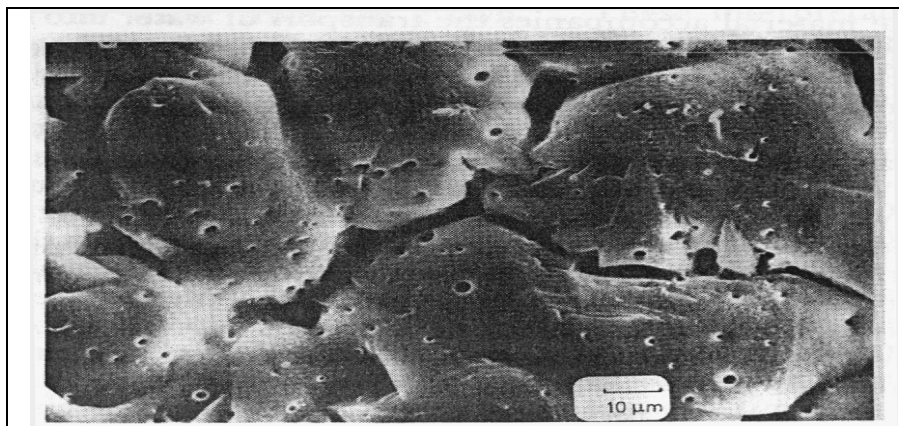
Οι πρώτες αναφορές για την ύπαρξη υδάτινων δενδριτών υπάρχουν στα τέλη της δεκαετίας του 1960 [58] και από τότε έχουν παρουσιαστεί στα περισσότερα υλικά όπως :

- Πολυαιθυλένιο (PE)
- Πολυαιθυλένιο διασταυρούμενης δομής (XLPE)
- Πολυστυρένιο
- Εποξικές ρητίνες

Διακρίνονται σε διάφορες κατηγορίες οι οποίες, όπως άλλωστε και στους ηλεκτρικούς δενδρίτες, παίρνουν το όνομά τους από τη μορφή των υδάτινων δενδριτών. Οι κυριότερες από αυτές είναι :

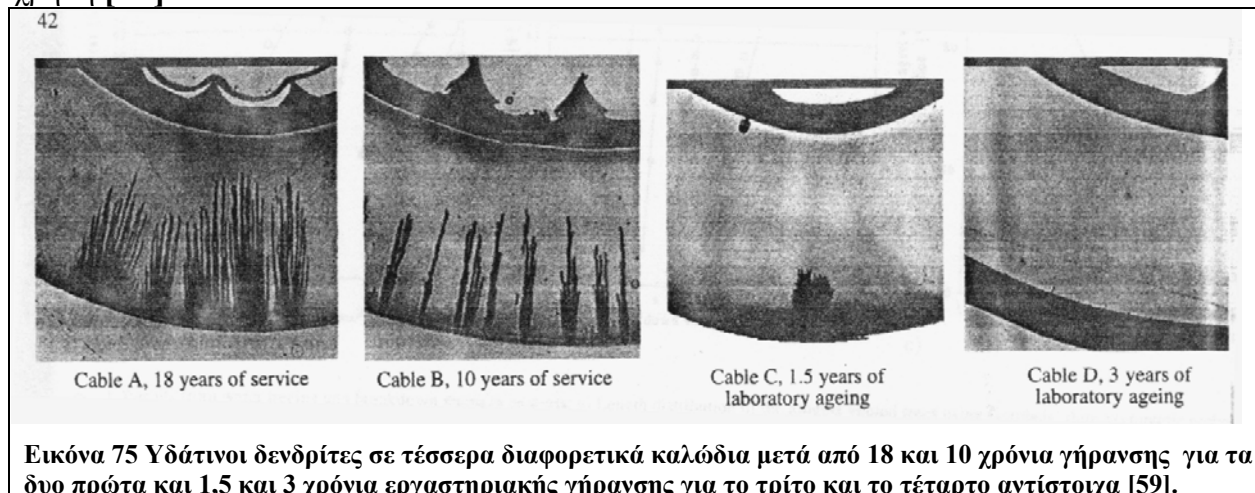
- Vented trees: Είναι οι υδάτινοι δενδρίτες οι οποίοι έρχονται σε επαφή με την ατμόσφαιρα.
- Bow-tie: Προέρχονται, ξεκινούν δηλαδή από το εσωτερικό του υλικού και έχουν το σχήμα πεταλούδας.

Μια μεγέθυνση υδάτινου δενδρίτη φαίνεται στην εικόνα 74 όπου και παρατηρούνται μεγάλο πλήθος από μικροσκοπικές κοιλότητες οι οποίες είναι χαρακτηριστικές τέτοιου είδους δενδριτών [27].



Εικόνα 74 Η παραπάνω εικόνα των υδάτινων δενδριτών έχει προκύψει με τη βοήθεια ηλεκτρονικού μικροσκοπίου σάρωσης (scanning electron microscope), με τη μεγάλη πυκνότητα μικροκοιλοτήτων [27].

Επίσης χαρακτηριστικές εικόνες από υδάτινους δενδρίτες εικονίζονται στην 75, όπου και συγκρίνονται οι διάφορες μορφές δενδριτών με τη χρονική διάρκεια που το κάθε καλώδιο βρίσκεται σε χρήση [59].



Οι τρόποι ανάλυσης των υδάτινων δενδριτών δεν διαφέρουν σημαντικά σε σχέση με τους τρόπους ανάλυσης των ηλεκτρικών δενδριτών. Στη διεθνή βιβλιογραφία εκτός από τις καθαρές αναφορές για τις δυο κατηγορίες δενδριτών, ενδιαφέρον όπως είναι φυσικό παρουσιάζουν οι περιπτώσεις της συσχέτισης μεταξύ τους, καθώς επίσης και της συσχέτισης με άλλα μεγέθη και φαινόμενα όπως για παράδειγμα ο σχηματισμός κοιλοτήτων [60]. Εν προκειμένω, οι ηλεκτρικοί δενδρίτες παρουσιάζονται να ξεκινούν από υδάτινους ως αποτέλεσμα των μεταβατικών φαινομένων. Το σχήμα που ακολουθείται για να αναδειχθεί αυτή η συσχέτιση είναι ότι σε πολυμερές υλικό παρουσιάζονται ορισμένα ίχνη (tracks) από οξειδωμένο πολυμερές τα οποία συνδέουν μεταξύ τους μικροκοιλότητες. Έτσι, για μέτριες τιμές της αγωγιμότητας του νερού, το υψηλό ηλεκτρικό πεδίο προκαλείται από το συνδυασμό επαγόμενης τάσης (lighting induced voltage) και της αλλοίωσης του ηλεκτρικού πεδίου από την παρουσία του υδάτινου δενδρίτη. Το νερό ανεβαίνει σε πολύ υψηλή θερμοκρασία που έχει ως αποτέλεσμα των σχηματισμό κοιλοτήτων ικανής να υποστηρίξει μερικές εκκενώσεις στο εσωτερικό της. Από τις μερικές εκκενώσεις μπορούν να προκληθούν όπως έχει ήδη αναφερθεί τα πρώτα βήματα του ηλεκτρικού δενδρίτη.

Παρακάτω παρατίθεται συγκεντρωτικός πίνακας που περιέχει όλες τις παραμέτρους που μπορούν να επηρεάσουν τον υδάτινο δενδρίτη [61]. Σε σχέση τώρα με τις διάφορες φυσικές διεργασίες οι οποίες είναι παρούσες είτε στην φάση έναυσης είτε στην φάση ανάπτυξης του δενδρίτη θα πρέπει να διακρίνουμε τρεις γενικές κατηγορίες οι οποίες αναλύονται σε επιμέρους υποκατηγορίες. Οι κατηγορίες αυτές είναι :

- Ηλεκτρικής φύσεως.
- Μηχανικής φύσεως.
- Χημικής φύσεως.

Οι μηχανισμοί που είναι παρόντες σε υδάτινους δενδρίτες και είναι ηλεκτρικής φύσεως θα μπορούσαν να διακριθούν στις παρακάτω κατηγορίες:

- Μηχανισμοί βομβαρδισμού ηλεκτρονίων, όπου ηλεκτρόνια βρίσκονται στο εσωτερικό κοιλοτήτων και κινούνται με επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου [62].

- Δηλεκτροφόρηση [63], όπου και μια σταγόνα νερού με υψηλότερη επιδεκτικότητα κινείται προς τις περιοχές του πολυμερούς στις οποίες υπάρχει υψηλότερο ηλεκτρικό πεδίο. Η ηλεκτρική δύναμη που δέχεται δίνεται από τον τύπο:

$$f \propto r^3 \cdot \epsilon_p \cdot \left[\frac{\epsilon_l - \epsilon_p}{\epsilon_l + 2 \cdot \epsilon_p} \right] \cdot F^2$$

Εξίσωση 90

Η παραπάνω ερμηνεία είναι φυσικά ικανή να περιγράψει την έναυση αλλά όχι τη διάδοση. Πιθανή θεώρηση του δενδρίτη σαν αλυσίδα από μικροσκοπικές σταγόνες στα άκρα των οποίων ασκείται μεταξύ άλλων αυτή η δύναμη μπορεί να αποτελεί μελλοντική ερευνητική ενασχόληση.

- Μηχανική τάση λόγω ηλεκτρικού πεδίου (Electrostriction-Maxwell Stress) [64], όπου έχει θεωρηθεί ότι όταν ηλεκτρικό πεδίο ασκείται σε ένα διηλεκτρικό υγρό (όπως σε μια σταγόνα), ακριβώς στη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ σταγόνας και πολυμερούς αναπτύσσεται διαφορά πίεσης, φαινόμενο που δείχνει ότι μια μηχανική παραμόρφωση μπορεί να αναπτυχθεί και λόγω ηλεκτρικού πεδίου.

- Θέρμανση λόγω φαινομένου Joule, η οποία επιτείνει τα δυο πρώτα φαινόμενα και είναι υπεύθυνη για τη δημιουργία περαιτέρω μικροκοιλιοτήτων ή για τη δίογκωση των ήδη υπαρχόντων.

- Όσμωση λόγω των ηλεκτρονίων κατά την οποία ιόντα διαπερνούν την επιφάνεια του πολυμερούς υλικού μέσω του φαινομένου της ηλεκτρονικής ώσμωσης.

| ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΣ | | ΣΥΝΕΠΕΙΑ | ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ | ΑΝΑΜΕΝΟΜΕΝΟ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ |
|-------------|---|---|--|---|
| V | ΥΨΗΛΑ AC ΠΕΔΙΑ >20 kV/mm | Ισχυρή έγχυση φορτίων | Υψηλή πιθανότητα κοντά στην περιοχή του αγωγού | Επιτόπια σχάση δεσμών λόγω των συγκρούσεων των ηλεκτρονίων. Μικρή επίδραση των φορτίων χώρου. |
| V | ΚΡΟΥΣΤΙΚΕΣ, LIGHTNING | Διηλεκτρική θέρμανση στις ασυνέχειες και πιθανή δημιουργία μικρορωγμών | Μεγάλη πιθανότητα σε πολύ ισχυρά πεδία ή σε πολύ μικρής διάρκειας κρουστικές τάσεις | Μπορεί να προκαλέσει έναυση υδάτινου δενδρίτη αλλά χωρίς μέχρι τώρα ισχυρή πειραματική επιβεβαίωση. |
| f | >..>500 Hz | Οι δεσμοί διασπώνται είτε λόγω fatigue είτε λόγω μερικών εκκενώσεων | Το φαινόμενο έχει ισχυρή πιθανότητα να συμβεί σε συχνότητες μεγαλύτερες από 500 Hz | Υπάρχει σημαντική επίδραση στον ρυθμό ανάπτυξης του δενδρίτη και στις διαδικασίες έναυσης του δενδρίτη. |
| ΜΟΡΦΟ-ΛΟΓΙΑ | ΜΕΓΑΛΟ ΠΟΣΟΣΤΟ ΑΜΟΡΦΗΣ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ | Οι πολλές διαχωριστικές επιφάνειες μεταξύ κρυσταλλικής και άμορφης κατάστασης μπορεί να αποτελούν σημεία παγίδευσης φορτίου ή να λειτουργούν ως σκεδαστές ηλεκτρονίων | Μεγάλη στο LDPE και μπορεί να είναι μεγάλη επίσης στο EPR | Μικρότερος ρυθμός ανάπτυξης αν ο υδάτινος δενδρίτης εξαρτάται από τις μηχανικές ιδιότητες της μόνωσης. |
| ΜΗΧ. | ΑΠΟΜΕΝΟΥΣΣΕΣ ΚΑΤΑΠΟΝΗΣΕΙΣ | Επιτόπια κάποιοι δεσμοί διατείνονται περισσότερο από τις αντοχές τους (overstretched) ή διασπώνται λόγω μεγάλων πιέσεων λόγω της κάμψης των καλωδίων. | Χαμηλή πιθανότητα σε τομείς που τα καλώδια είναι ευθύγραμμα. Μεγαλύτερη σε περιοχές που τα καλώδια κάμπτονται. Δεν παρατηρείται καμιά διαφορά σε συμπίεση. | Δημιουργία μικρορωγμών από τις οποίες μπορεί να προέλθει υδάτινος δενδρίτης. |
| ΜΗΧ. | ΥΔΡΑΥΛΙΚΉ ΠΙΕΣΗ ΠΑΝΩ ΣΕ ΣΤΑΓΟΝΕΣ ΝΕΡΟΥ ΛΟΓΩ ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΟΥ ΠΕΔΙΟΥ | Δημιουργία μικρορωγμών κάτω από την επίδραση της πίεσης και της καταπόνησης (fatigue) | Μεγάλη πιθανότητα σε μεγάλα πεδία, υψηλές συχνότητες και λόγω της παρουσίας κοιλοτήτων γεμάτων με νερό. | Γρήγορη ανάπτυξη του υδάτινου δενδρίτη |

1^ο-ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΜΟΝΩΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ

| | | | | |
|-------|-------------|---|---|---|
| XHM | NEPO | Διάλυση ευδιάλυτων προσμίξεων. Μπορούν να γεμίσουν κοιλότητες και ρωγμές. Μπορεί να συμβεί υπερκορεσμός (λόγω της μεγάλης διάλυσης), υψηλή πίεση παρουσία προσμίξεων και κλίσης θερμοκρασίας. | Πολύ συχνό φαινόμενο στα καλώδια. Είναι πιο πιθανό αν το νερό βρίσκεται σε περιοχή του καλωδίου με υψηλή θερμοκρασία. | Τα ιόντα είναι παρόντα κατά ένα μεγάλο ποσοστό στις μονώσεις καλωδίων. Μπορεί να δημιουργήσει τοπικά μηχανικές τάσεις κάτω από την επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου. Η μεγάλη πίεση δημιουργεί ρωγμές με αποτέλεσμα την ταχεία αύξηση της ανάπτυξης του δενδρίτη. |
| XHM. | IONTA | Ξένα σωματίδια στο εσωτερικό των ρητινών. Μπορεί να δημιουργήσει ώσμωση που επηρεάζει τις ηλεκτρικές ιδιότητες. | Μεγάλη πιθανότητα αν και τα τελευταία χρόνια τα καλώδια είναι σαφώς καθαρότερα. | Τα αγώγιμα παραπροϊόντα έχουν σίγουρα καταστροφική επίπτωση στη διάρκεια ζωής των καλωδίων. Οι χημικές αντιδράσεις που μπορούν να συμβούν δημιουργούν οξειδωση και διάρρηξη δεσμών που με τη σειρά τους μπορεί να δημιουργήσουν υδάτινο δενδρίτη. |
| XHM. | ΠΡΟΣΜΙΞΕΙΣ | Τα ηλεκτρόνια και οι διάφορες προσθετικές ουσίες μπορεί να καθυστερούν κάποιες χημικές αντιδράσεις. | | Μπορεί να μειώσει το αναμενόμενο μήκος του δενδρίτη. |
| XHM. | ΟΞΕΙΔΩΣΗ | Οι ελεύθερες ρίζες που δημιουργούνται κατά τη διάρκεια της οξειδωσης επάγουν διάσπαση δεσμών. Τα καρβοξύλια αντιδρούν με τις ακαθαρσίες και λειτουργούν ως υδροφιλικές περιοχές | Είναι συνηθισμένο φαινόμενο να παρουσιάζεται οξείδωση σε ορισμένα τμήματα του υδάτινου δενδρίτη. | Ο υδάτινος δενδρίτης σίγουρα θα παρουσιάζει περισσότερες περιοχές οξειδωσης σε σχέση με τις υπόλοιπες περιοχές. |
| ΘΕΡΜ. | ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ | Η αύξηση της θερμοκρασίας αυξάνει τη διάχυση του νερού ενώ ταυτόχρονα επηρεάζει τη μορφολογία και την τοπική επιδεκτικότητα. | Πολύ πιθανό να συμβεί για θερμοκρασίες μεγαλύτερες των 50 βαθμών Κελσίου. Ωστόσο η μεταβολή της θερμοκρασίας μπορεί να αποδειχθεί πιο σημαντική παράμετρος από τη θερμοκρασία αυτή καθαυτή. | Δημιουργεί μεγαλύτερου μήκους δενδρίτες σε μεγαλύτερες θερμοκρασίες. |

Πίνακας 5

1.9.2. ΣΧΕΣΗ ΠΕΔΙΟΥ-ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ-ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ

Η περίπτωση που θα παρουσιαστεί έχει το ενδιαφέρον της άμεσης συσχέτισης του ηλεκτρικού πεδίου, της θερμοκρασίας και του δυναμικού για την ίδια απόσταση [60]. Το υλικό στο οποίο έγιναν οι μετρήσεις είναι το XLPE, με πάχος 4,51 mm και με εφαρμοζόμενη τάση 15 kV ενώ ο κυρίως όγκος του υδάτινου δενδρίτη θεωρείται κυλινδρικός με ημισφαιρική απόληξη (tip). Έχει υποτεθεί ότι ο υδάτινος δενδρίτης έχει ακτίνα 0,5 μm και έχει μήκος 100 μm ενώ ταυτόχρονα παρατηρούμε ότι προεξέχει από την άκρη του κυρίως σώματος του δενδρίτη.

Τα μεγέθη που μπορούμε να μετρήσουμε είναι η αγωγιμότητα, η οποία έχει γενικά πολύ μικρές τιμές. Βέβαια σημαντικό ρόλο παίζουν και οι συνθήκες που γίνεται η μέτρηση καθώς ορισμένες μετρήσεις πραγματοποιούνται σε δενδρίτες εν υπνώσει (dormant trees) δηλαδή σε δενδρίτες οι οποίοι είναι για κάποιο διάστημα ανενεργοί οπότε και οι συστάδες μορίων του νερού στο εσωτερικό των καναλιών μπορεί να μην σχηματίζουν συνεχή αλυσίδα.

Κατά τη διάρκεια εφαρμογής του ηλεκτρικού πεδίου, δυο διαφορετικά φαινόμενα μπορεί να παρατηρηθούν. Τα φαινόμενα αυτά εξαρτώνται από τη σταθερά του χρόνου των εν λόγω καναλιών. Σίγουρα η εφαρμογή της τάσης προκαλεί αναδιάταξη των φορτίων στο εσωτερικό του υδάτινου καναλιού, η οποία μπορεί να συμβεί είτε με σε μικρό είτε σε μεγάλο χρονικό διάστημα. Η σταθερά χρόνου εξαρτάται από την αγωγιμότητα του καναλιού δηλαδή από την αγωγιμότητα του νερού, την ενεργό διατομή του καναλιού και από την τοπική γεωμετρία.

- Αν η σταθερά χρόνου είναι μικρή σε σχέση με τον χρόνο ανόδου της κρουστικής τάσης τότε η πυκνότητα ρεύματος είναι υψηλή, η αντίσταση είναι μεγάλη και η διάχυση της ενέργειας είναι πολύ υψηλή (στο νερό στο εσωτερικό των καναλιών).

- Αν η σταθερά χρόνου είναι μεγάλη σε σχέση με τα χρονικά χαρακτηριστικά της εφαρμοζόμενης τάσης τότε η πυκνότητα ρεύματος είναι μικρή οπότε και μικρή ποσότητα ισχύος διαχέεται στον υδάτινο δενδρίτη.

Τα παραπάνω στοιχεία, σε συνδυασμό με τη συγκέντρωση φορτίων στις δυο άκρες του δενδρίτη (η μια άκρη βρίσκεται σε επαφή με το πολυμερές υλικό ενώ η άλλη με τον κυρίως όγκο του υδάτινου δενδρίτη) οδηγούν σε αύξηση του πεδίου στις δυο άκρες, το οποίο με τη σειρά του οδηγεί σε έγχυση φορτίων στο εσωτερικό του XLPE. Η αναλογία με την έγχυση φορτίων από αγωγίμο ηλεκτρόδιο είναι προφανής. Δηλώνει την άμεση σχέση των φαινομένων, κάτι που είναι αναμενόμενο αφού φορτία χώρου, ιόντα, κοιλότητες ηλεκτρικά πεδία και μερικές εκκενώσεις είναι παρόντα και στους ηλεκτρικούς και στους υδάτινους δενδρίτες.

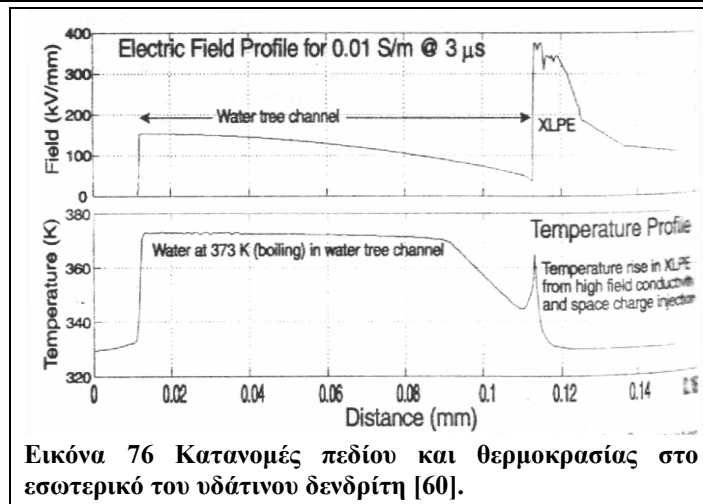
Για να συνεχιστεί η παραπάνω σκέψη, κάποιος θα μπορούσε να αναφέρει ότι όπως η έγχυση φορέων από μια μικρή προεξοχή ενός υδάτινου δενδρίτη στο εσωτερικό του υλικού οδηγώντας σε μια μικρή περιοχή φορτίων χώρου στο πολυμερές είναι υπεύθυνη για δημιουργία διακλάδωσης αλλά και προέκτασης του κυρίως υδάτινου δενδρίτη, έτσι και στους ηλεκτρικούς δενδρίτες η έγχυση των φορτίων χώρου δεν είναι φαινόμενο που συνδέεται μόνο με την έναυση του δενδρίτη. Η έγχυση φορτίων από οποιαδήποτε μικροπροεξοχή σε οποιοδήποτε σημείο του πλέγματος των καναλιών είναι υπεύθυνη για τη διάδοση του δενδρίτη. Έτσι τα φορτία χώρου στο υλικό είναι παρόντα όχι μόνο γύρω από το ηλεκτρόδιο αλλά σε οποιοδήποτε βήμα διάδοσης του δενδρίτη.

Η εξίσωση που παρουσιάζει ενδιαφέρον για τη συσχέτιση ηλεκτρικής αγωγιμότητας, θερμοκρασίας και πεδίου είναι η παρακάτω :

$$\sigma(E, T) = \frac{62,24}{|E|} \cdot e^{-\frac{6945.71}{T}} \cdot e^{7.79610^{-8} \cdot |E|}$$

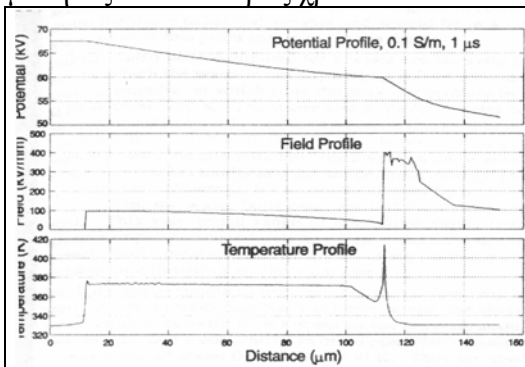
Εξίσωση 91

Στην παραπάνω εξίσωση για μικρές τιμές του πεδίου ($E < 10 \text{ kV/mm}$), η αγωγιμότητα είναι μηδενική. Επίσης η παραπάνω εξίσωση δίνει βάθος παγίδων στην ενεργειακή ζώνη $0,83 \text{ eV}$ με απόσταση αυτών των hopping sites $3,8 \text{ nm}$. Με τη βοήθεια H/Y και με κάποιες άλλες εξισώσεις που η αναφορά τους δεν αποτελεί στόχο του διδακτορικού προκύπτουν οι παρακάτω κατανομές πεδίου και θερμοκρασίας ως συνάρτηση της απόστασης. Επειδή έχει υποθεθεί ότι η μετάβαση των τιμών αγωγιμότητας μεταξύ της αγωγιμότητας του νερού και της αγωγιμότητας του XLPE είναι απότομη, και οι αντίστοιχες κατανομές πεδίου και θερμοκρασίας παρουσιάζουν επίσης μια απότομη κορυφή (εικόνα 76).

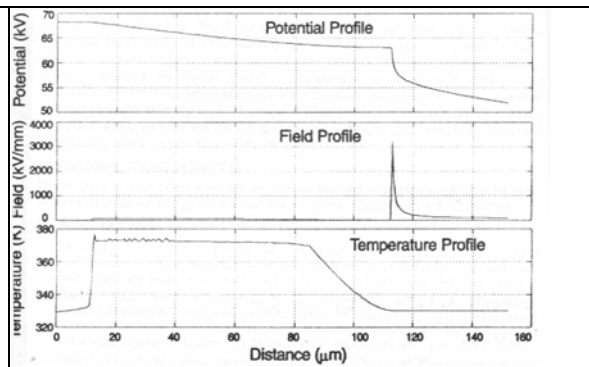


Εικόνα 76 Κατανομές πεδίου και θερμοκρασίας στο εσωτερικό του υδάτινου δενδρίτη [60].

Παρακάτω παρατίθεται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης από την αναφορά [60] όπου και παρατηρείται η κατανομή του πεδίου, της θερμοκρασίας και του δυναμικού για διάφορες τιμές αγωγιμότητας και σταθεράς χρόνου.

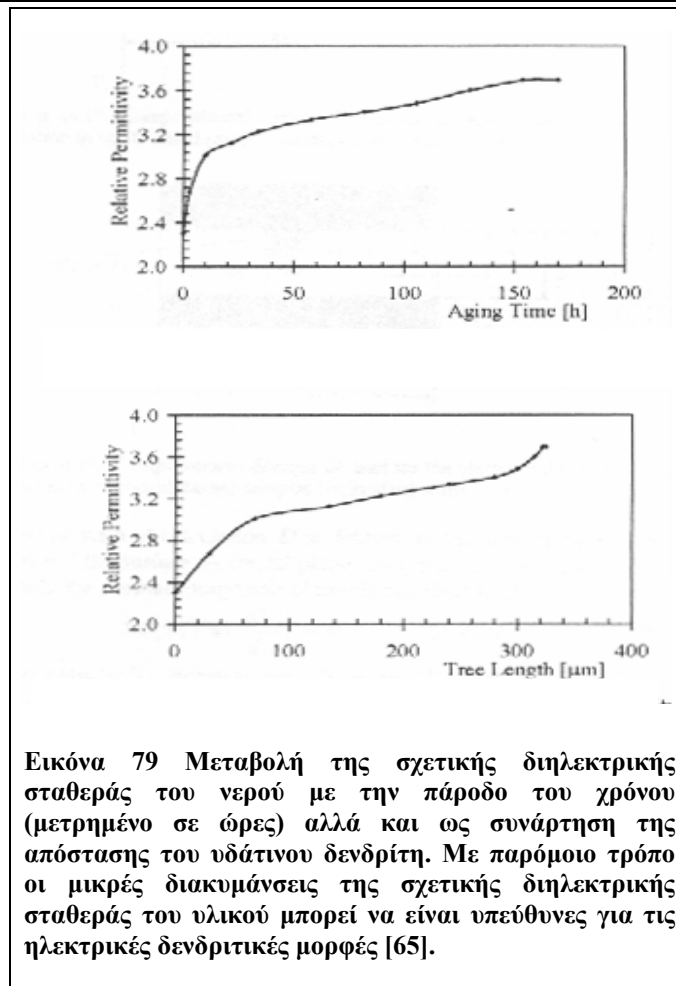


Εικόνα 77 Κατανομές ηλεκτρικού δυναμικού, ηλεκτρικού πεδίου και θερμοκρασίας ως συνάρτηση της απόστασης στο εσωτερικό του υδάτινου δενδρίτη. Η αγωγιμότητα του νερού θεωρείται ίση με 0,1 S/m και η αγωγιμότητα του XLPE έχει υποτεθεί πολύ υψηλή [60].

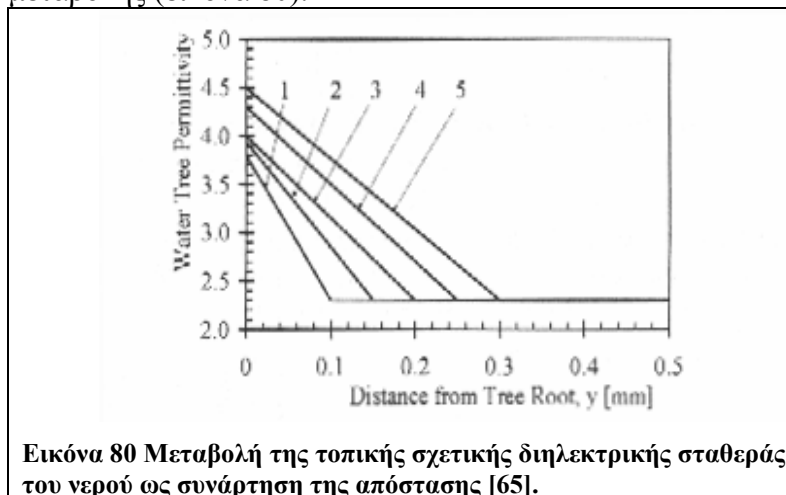


Εικόνα 78 Κατανομές ηλεκτρικού δυναμικού, ηλεκτρικού πεδίου και θερμοκρασίας ως συνάρτηση της απόστασης στο εσωτερικό του υδάτινου δενδρίτη. Η αγωγιμότητα του νερού θεωρείται ίση με 0,1 S/m και η αγωγιμότητα του XLPE έχει υποτεθεί ίση με το μηδέν [60].

Επίσης ένα πολύ σημαντικό πείραμα έχει πραγματοποιηθεί στην [65], όπου έγινε προσπάθεια για συσχέτιση της (μεταβαλλόμενης) σχετικής διαπερατότητας των υδάτινων δενδριτών ως συνάρτηση του χρόνου ανάπτυξης του δενδρίτη και φυσικά ως προς το μήκος ανάπτυξης του δενδρίτη. Χρησιμοποιώντας μια τεχνική που θεωρεί το οποιοδήποτε κομμάτι του δενδρίτη ως συγκεκριμένο πυκνωτή που συνδέεται είτε παράλληλα είτε σε σειρά με τα υπόλοιπα τμήματα του δενδρίτη καταλήγουμε στα παρακάτω διαγράμματα τα οποία και δείχνουν τη μεταβολή της διηλεκτρικής σταθεράς (εικόνα 79) ως συνάρτηση των παραπάνω μεγεθών.



Σύμφωνα με υπολογισμούς από την [65], αντίστοιχα διαγράμματα μπορούν να προκύψουν και ως συνάρτηση από την άκρη του δενδρίτη. Έτσι το παρακάτω διάγραμμα είναι ενδεικτικό αυτού του είδους της μεταβολής (εικόνα 80).



Το ηλεκτρικό πεδίο στα διάφορα σημεία του δενδρίτη, όπως αυτό υπολογίζεται για δυο περιπτώσεις διατάξεων υλικών :

- Επεξεργασμένα με αμμοβολή (Sandblasted)
 - Μη- επεξεργασμένα με αμμοβολή (Non-sandblasted)
- δίνεται από τους παρακάτω τύπους:

$$E_1(y) = \frac{U}{\frac{1}{c} \cdot \ln \frac{c \cdot g_1 + d}{d} + \frac{g_2}{c \cdot g_1 + d}} \cdot \frac{1}{c \cdot y + d}$$

Εξίσωση 92

$$E_2(y) = \frac{U}{\frac{1}{c} \cdot \ln \frac{c \cdot g_1 + d}{d} + \frac{g_2}{c \cdot g_1 + d}} \cdot \frac{1}{c \cdot g_1 + d}$$

Εξίσωση 93

όπου c , g_1 , g_2 , d , y είναι διάφορες παράμετροι γεωμετρίας και U η διαφορά δυναμικού μεταξύ δυο σημείων για τα οποία υπολογίζεται το πεδίο. Δεν κρίνεται σκόπιμο να γίνει αναλυτική περιγραφή των παραμέτρων γεωμετρίας. Οι παραπάνω τύποι δείχνουν ότι οι τρόποι υπολογισμού του ηλεκτρικού πεδίου σε διάφορα προβλήματα ηλεκτροστατικής διαφέρουν ανάλογα με την γεωμετρία της κάθε διάταξης αλλά και με τα υλικά που είναι παρόντα στη διάταξη. Στο επόμενο κεφάλαιο, εξισώσεις όπως οι 92 και 93 θα χρησιμοποιηθούν για να βρεθεί η διακύμανση του παράγοντα ανομοιογένειας με σκοπό να υπολογιστεί η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου.

1.9.3. ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΥΔΑΤΙΝΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ ΣΕ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΑ ΚΑΛΩΔΙΑ

Ένα μεγάλο μειονέκτημα για οποιαδήποτε μέτρηση πάνω σε βιομηχανικά καλώδια που περιέχουν υδάτινους δενδρίτες είναι η περαιτέρω υποβάθμιση της μονωτικής τους ικανότητας λόγω των ίδιων των συνθηκών της μέτρησης. Το φαινόμενο είναι ιδιαίτερα έντονο για την περίπτωση των dc τάσεων όταν αυτές συνδυάζονται με φαινόμενα flashover. Να σημειωθεί ότι στην [66] οι μετρήσεις και οι δοκιμές έχουν πραγματοποιηθεί σε καλώδια 5-35 kV με υλικά αποτελούμενα από ελαστικά αιθυλενίου-προπυλενίου (ethylene-propylene, EP) και σε XLPE. Στις περιπτώσεις εκείνες στις οποίες οι δοκιμές πραγματοποιούνται χωρίς τη συνοδεία φαινομένων flashover, δεν παρατηρείται περαιτέρω καταστροφή των μονωτικών υλικών.

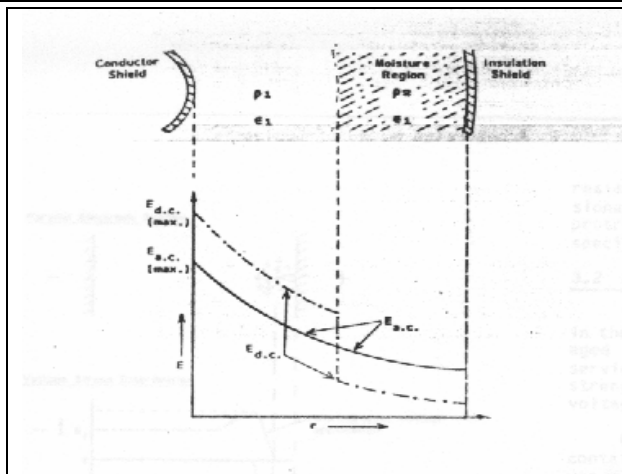
Οι διαφορές στο ηλεκτρικό πεδίο που αναπτύσσεται στο εσωτερικό του καλωδίου λόγω ac και dc εφαρμοζόμενης τάσης συχνά αποκλίνουν από την παρακάτω εξίσωση και πιο παραστατικά εικονίζονται στο παρακάτω διάγραμμα (εικόνες 81 και 82).

$$E = \frac{V}{2,303 \cdot r \cdot \log\left(\frac{D}{d}\right)}$$

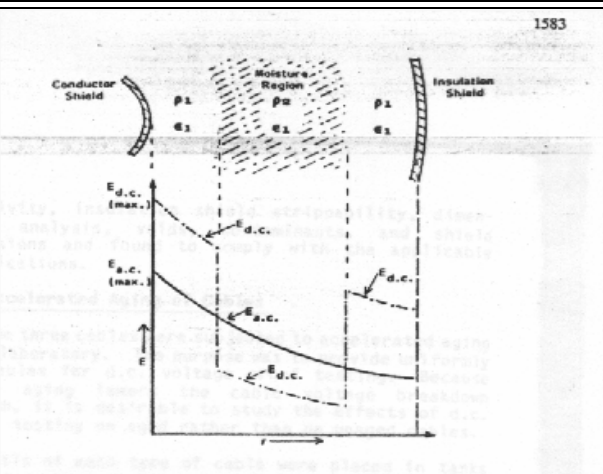
Εξίσωση 94

όπου D : Διάμετρος εξωτερική της μονώσεως (Diameter over insulation)

d : Διάμετρος εσωτερική της μονώσεως (diameter under insulation)



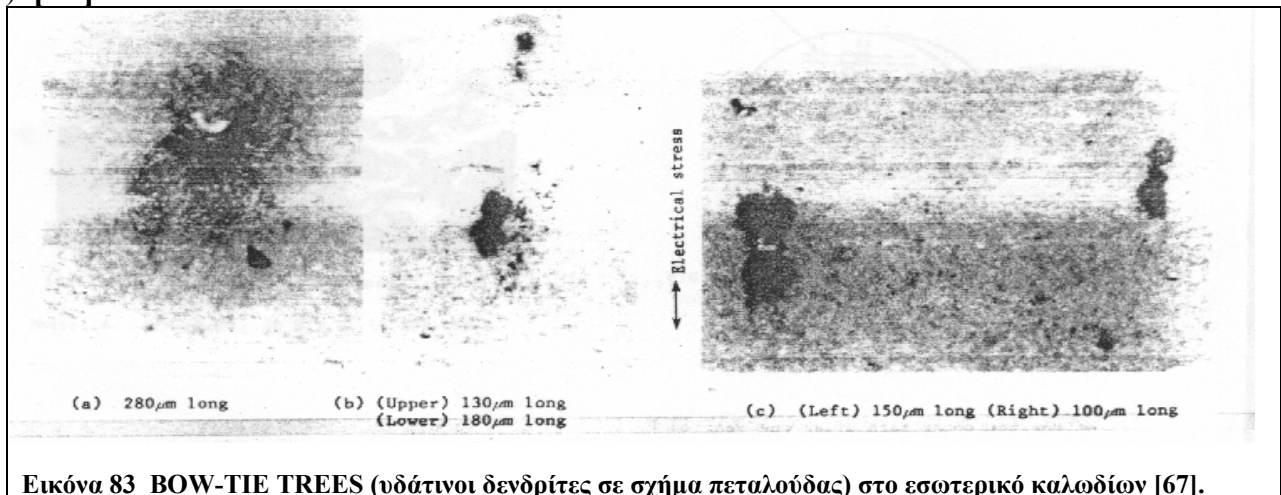
Εικόνα 81 Ένταση του ηλεκτρικού πεδίου για συνεχές και εναλλασσόμενο ρεύμα στο εσωτερικό καλωδίου το οποίο περιέχει υγρασία. Η μεταβολή του ηλεκτρικού πεδίου είναι εμφανής στις περιοχές που αλλάζει και το υλικό [66].



Εικόνα 82 Παρόμοια με την εικόνα 81 η υγρασία έχει τοποθετηθεί περίπου στο κέντρο του καλωδίου. Το ηλεκτρικό πεδίο εικονίζεται ακριβώς παρακάτω για τις αντίστοιχες περιοχές [66].

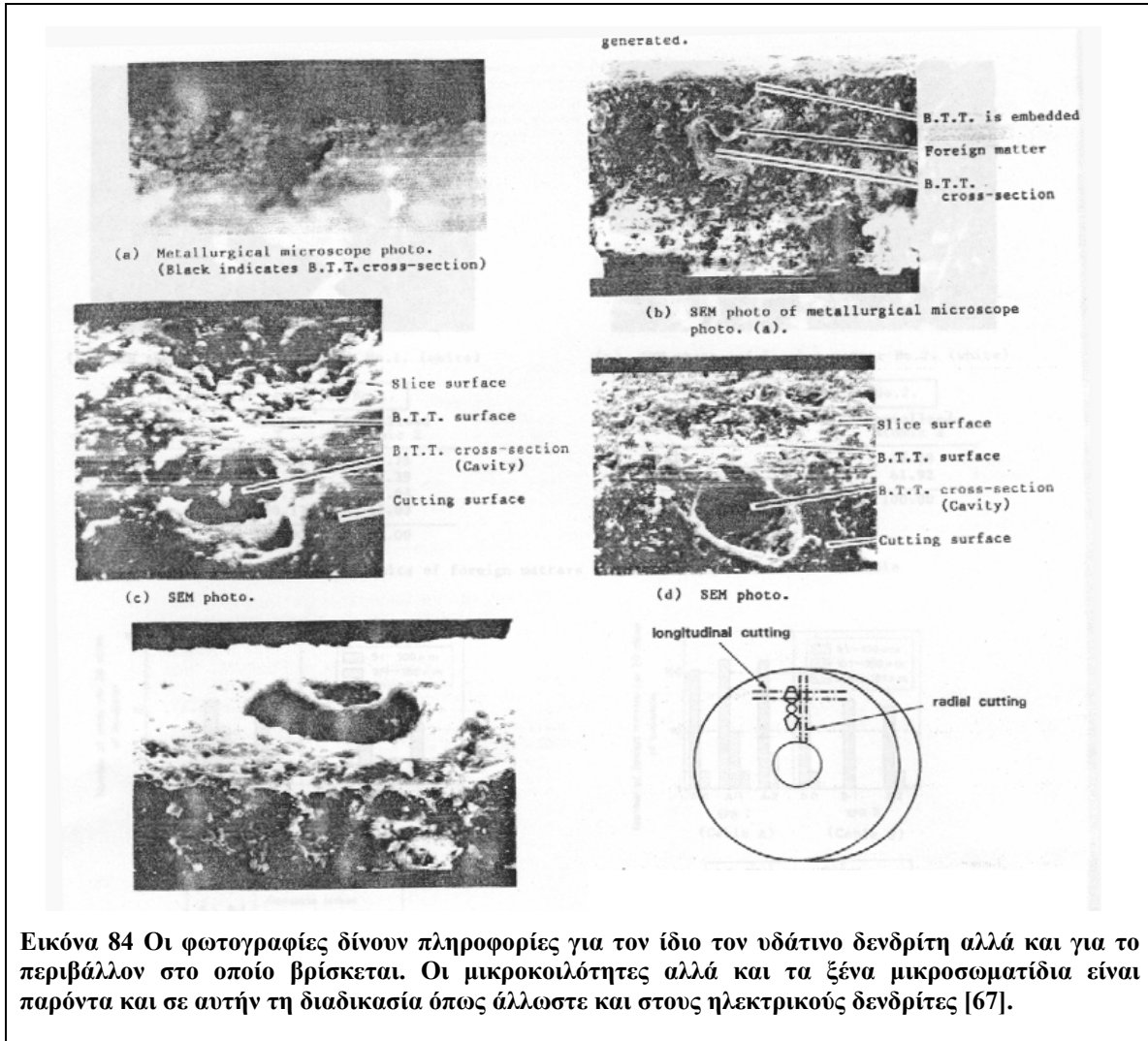
Αυτό το οποίο παρατηρούμε είναι ότι το dc πεδίο, εξαιτίας της υγρασίας, αποκλίνει από την παραπάνω εξίσωση ενώ το ac πεδίο βρίσκεται πολύ κοντά στην παραπάνω εξίσωση. Η υγρασία χαμηλώνει την τιμή της ειδικής αντίστασης αλλά έχει πολύ μικρή επίδραση στη διηλεκτρική σταθερά. Όταν το καλώδιο δεν έχει ακόμη χρησιμοποιηθεί, οπότε δεν έχει αναπτυχθεί κανένας δενδρίτης είτε στην επιφάνεια είτε στο εσωτερικό του, τα δυο πεδία ταυτίζονται. Μετά όμως από κάποια χρόνια σε λειτουργία (in service), παρατηρούμε τη διαφορά στις κατανομές. Φυσικά, στην περίπτωση που η υγρασία είναι ομοιόμορφα κατανομημένη (διαχεόμενη), σε όλο το πάχος και το εύρος τη μόνωσης, το dc πεδίο ταυτίζεται πάλι με το ac πεδίο. Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι σε περιπτώσεις μη ομοιόμορφης κατανομής της υγρασίας η dc τάση δημιουργεί απότομες μεταβολές στην ένταση του ηλεκτρικού πεδίου οι οποίες μπορεί να οδηγήσουν σε καταστροφή μέρους του υλικού.

Σε αυτού του είδους τα καλώδια, με κατάλληλες μεθόδους όπως η διαδικασία βαφής με το κυανό του μεθυλενίου (methylene blue dyeing procedure), κόβονται μέρη του καλωδίου και εξετάζονται ακόμη και με ηλεκτρονικό μικροσκόπιο για την ανίχνευση δενδριτών (στην πιο απλή περίπτωση εξετάζονται με συμβατικό μεταλλουργικό μικροσκόπιο). Στην περίπτωση που εξετάζεται βρέθηκαν bow-tie trees των οποίων το χαρακτηριστικό είναι ότι ξεκινούν από ξένα σωματίδια (εικόνα 83). [67]



Εικόνα 83 BOW-TIE TREES (υδάτινοι δενδρίτες σε σχήμα πεταλούδας) στο εσωτερικό καλωδίων [67].

Με τη βοήθεια ηλεκτρονικού μικροσκοπίου έχουν εξεταστεί οι διάφορες περιοχές του υλικού. Έτσι στις αντίστοιχες φωτογραφίες που έχουν τραβηχτεί, φαίνονται καθαρά ο δενδρίτης με σχεδόν καθορισμένα τα όριά του από το υπόλοιπο υλικό, μικροκοιλότητες ακόμη και τα ίχνη από την τομή που έγινε για την πραγματοποίηση των μετρήσεων (εικόνα 84) . Ο ρόλος των ξένων σωματιδίων και των μικροκοιλοτήτων είναι και στους υδάτινους δενδρίτες σημαντικός αφού δημιουργούν ανομοιογένειες στο εσωτερικό του υλικού και τροποποιούν τις κατανομές του ηλεκτρικού πεδίου. Στο σχήμα 84 εκτός των υπολοίπων χρήσιμων στοιχείων εικονίζεται και ο τρόπος που λαμβάνονται οι φωτογραφίες με ηλεκτρονικό μικροσκόπιο για ακτινική και διαμήκη τομή. Εκτός του ηλεκτρονικού μικροσκοπίου κάποιες φωτογραφίες έχουν ληφθεί με μεταλλουργικό μικροσκόπιο.



1.10. ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΠΡΩΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

1. Μ. Δανίκας - Πανεπιστημιακές Παραδόσεις Υψηλών Τάσεων Ι - Ξάνθη 1993.
2. Κ. Α. Στασινόπουλος- Τεχνολογία των Υψηλών Τάσεων – Θεσσαλονίκη 1998.
3. E Kuffel., W.S Zaengl., J. Kuffel - High Voltage Engineering: Fundamentals – Pergamon Press 1984
4. Μ. Δανίκας - Πανεπιστημιακές Παραδόσεις Υψηλών Τάσεων ΙΙ - Ξάνθη 1995.
5. Kind/Karner – High Voltage Insulation Technology – Eds. Vieweg, Braunschweig, 1985.
6. A. Kelen – Studies on Partial Discharges on Solid Dielectrics- Acta Polytechnica Scandinavica, Electrical Engineering Series, 1967.
7. G.C. Crichton, P.W. Karlsson, A. Pedersen - Partial Discharges in Ellipsoidal and Spheroidal Voids - IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol. 24, 1989, pp. 335-342.
8. M.G. Danikas, G.E. Vardakis - The Case of Pedersens’ Theory to Model Partial Discharges in Cavities Enclosed in Solid Insulation: a Criticism of Some of its Aspects from an Electrical Engineers’ and from a Physicists’ Point of View - Journal of Electrical Engineering, vol. 52, no. 5-6, 2001, pp. 166-170.
9. M.G. Danikas, D. Papagioutopoulos – Partial Discharges in Solid Insulation Cavities: A Theoretical Analysis and a Comparison with Experimental Results – Facta Universitatis, vol. 15 no. 3, Dec. 2002, pp. 385-398.
10. K. Engel, D. Peier– The Influence of Dielectric Material on Partial Discharges in Flat Cavities- Int. Conference Diel. & Insul. , Budapest, Hungary, 1997, pp. 229-232.
11. J.C. Fillipini, C. Laurent, C. Mayoux –An Investigation into the Initiation Mechanisms of Water Trees in Polyethylene from Attempts to Detect an Emission of Light - IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol. EI-21, no. 1, 1986, pp. 65-68.
12. D.W. Kitein , O.S. Pratt – Treeing in Polyethylene as a Prelude to Breakdown – IEEE Trans. on Power App. Syst. , vol. PAS-77, June 1958, pp. 180-186.
13. M. Olyphant – Recent Studies of Treeing Breakdown – 1962, pp. 90-94.
14. R. Work – Dendritic Erosion in Dielectrics – Conf. Diel. and Electr. Insul., 1965, pp.69-73.
15. T. Tanaka, A. Greenwood – Effects on Charge Injection and Extraction on Tree Initiation in Polyethylene – IEEE Trans. on Power Apparatus, vol. PAS-97, no. 5, 1978, pp. 1749-1759.
16. J.C. Champion, S.J. Dodd - Systematic and Reproducible Partial Discharge Patterns During Electrical Tree Growth in an Epoxy Resin - J. Phys. D: Appl. Phys. 29, 1996, pp. 862-868.
17. K. Wu, Y. Suzuoki, H. Xie - Sub-Fractal Structure of Single Partial Discharge in an Electrical Tree – J. Phys. D: Appl. Phys. 33, 2000, pp. 2954-2957.
18. Suwarmo, Y. Suzuoki, F. Komori, T. Mizutani - Partial Discharges due to Electrical Treeing in Polymers: Phase Resolved and Time-Sequence Observation and Analysis - J. Phys. D: Appl. Phys. 29, 1996, pp. 2922-2931.
19. C. Laurent, C. Mayoux - Analysis of the Propagation of Electrical Treeing Using Optical and Electrical Methods - IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol. EI-15 no. 1, February 1980, pp. 33-42.

20. C. Laurent, C. Mayoux, Sergent – Electrical Breakdown due to Discharges in Different Types of Insulation – IEEE Trans. on Electrical Insulation, EI-16 no.1, February 1981, pp. 52-58.
21. C. Laurent, C. Mayoux – Light Detection During the Initiation of Electrical Treeing at Room Temperature- J. Phys. D: Appl. Phys. 14, 1981, pp. 1903-1910.
22. J.V Champion, S.J. Dodd - Simulation of Partial Discharges in Conducting and Non-Conducting Electrical Tree Structures - J. Phys. D:Appl. Phys. 34, 2001, pp. 1235-1242.
23. R.J. Densley - An Investigation into the Growth of Electrical Trees in XLPE Cable Insulation - IEEE Trans. on Electrical Insulation 14, 1979, pp. 148-158.
24. J.V. Champion, S.J. Dodd - An Approach to the Modelling of Partial Discharges in Electrical Trees- J. Phys. D: Appl. Phys. 31, 1998, pp. 2305-2314.
25. H. Kaneiwa, Y. Suzuoki T. Mizutani – Partial Discharge Characteristics and Tree Inception in Artificial Simulated Tree Channels – IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 7 no. 6, Dec. 2000, pp. 843-848.
26. G. Bahder, T. Garrity, M. Sosnowski – Physical Model of Electric Aging and Breakdown of Extruded Polymeric Insulated Power Cables – IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, vol. PAS. 101 no. 6, June 1982, pp.1379-1988.
27. L.A. Dissado, J.C. Fothergill – Electrical Degradation and Breakdown in Polymers – Peter Peregrinus 1992.
28. T.J Lewis – Charge Transport, Charge Injection and Breakdown in Polymeric Insulators – J. Phys. D: Appl. Phys. 23, 1990, pp. 1469-1478.
29. E.O. Forster - Electrical Properties Of Polymers – Πανεπιστημιακές Σημειώσεις, State University of New York, Buffalo, USA, 1985.
30. T. Lebey, C. Laurent, J. Sarlaboux – Time-Resolved Measurement of Space Charge in Polymeric Material under Prebreakdown AC Field – Appl. Phys. Lett. 52 (13), 1988, pp. 1048-1049.
31. N. Ahmed, N.N. Srinivas – Review of Space Charge Measurements in Dielectrics – IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 4 no. 5, October 1997, pp. 644-656.
32. S. Tratteberg, E. Ildstad, R. Hegerberg – Influence of DC Voltage and Temperature Gradient on the Distribution of Space Charges in XLPE – Nordic Insulation Symposium, Tampere, June 11-13, 2003.
33. Y. Zhang, Y. Lewiner, C. Alquie, N. Hampton – Evidence of Strong Correlation Between Space-charge Buildup and Breakdown in Cable Insulation - IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 3 no. 6, 1996, pp.778-783.
34. S. Wang, M. Fujita, G. Tanimoto, F. Aida, Y. Fujiwara – Decreasing Space Charge Accumulation in Polyethylene with an Inorganic Filler – Journal of Electrostatics 42, 1997, pp. 219-225.
35. N. Hozumi, T. Takeda, H. Suzuki, K. Fujii, K. Terashima, M. Hara, Y. Murata, K. Watanabe, M. Yoshida - Space Charge Behavior in Full-Size 250 KV DC XLPE Cables - IEEE Trans. on Power Delivery, vol. 13 no.1, 1998, pp. 28-39.
36. P.R.P. Hoole, A.J. Pearmain – A Review of the Finite Difference Method for Multidielectric Electrostatic Field Problems with Sharp-edged Electrodes – Electric Power Systems Research 24, 1992, pp. 19-30.

37. M.D. Noskov, A.S. Malinovski, M. Sack, A.J. Schwab - Self-Consistent Modeling of Electrical Tree Propagation and PD Activity – IEEE Trans. On Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 7 no. 6, 2000, pp. 725-733.
38. L.A. Dissado, P.J.J. Sweeny - Physical Model for Breakdown Structures in Solid Dielectrics - Physical Review B, vol. 48 no. 22, 1993, pp.12261-12268.
39. J.C. Fothergill, L.A. Dissado, P.J.J. Sweeny - A Discharge Avalanche Theory for the Propagation of Electrical Trees – IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 1 no. 3, 1994, pp. 474-486.
40. M.D. Noskov, M. Sack, A.S. Malinovski, A.J. Schwab - Measurement and Simulation of Electrical Tree Growth and Partial Discharge Activity in Epoxy Resin - J. Phys. D: Appl. Phys. 34, 2001, pp. 1389-1398.
41. L. Egiziano, N. Femia, G. Lupo, V. Tucci – Fractal Description of the Tree Growth in Solids – 7th Int. Symp. on High Voltage Engineering – Tech. University Dresden – August 26-30 1991, pp. 119-122.
42. L.A. Dissado, S.J. Dodd, J.V. Champion, P.I. Williams, J.M. Alison – Propagation of Electrical Tree Structures in Solid Polymeric Insulation – IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 4 no. 3 1997, pp. 259-279.
43. L.A. Dissado, S.J. Dodd, J.V. Champion, P.I. Williams, J.M. Alison – Electrical Tree Propagation: from Stochastic Models to a Quantitative Physical Description – 1995 IEEE 5th Intern. Conf. on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics, pp. 16-22.
44. J.V. Champion, S.J. Dodd, G.C. Stevens - Analysis and Modeling of Electrical Tree Growth in Synthetic Resins over a Wide Range of Stressing Voltages - J. Phys. D: Appl. Phys. 27, 1994, pp. 1020-1030.
45. J.V. Champion, S.J. Dodd - The Effect of Voltage and Material Age on the Electrical Tree Growth and Breakdown Characteristics of Epoxy Resins – J. Phys. D: Appl. Phys. 28, 1995, pp. 398-407.
46. J.V. Champion, S.J. Dodd – An Assessment of the Effect of Externally Applied Mechanical Stress and Water Absorption on the Electrical Tree Growth Behavior in Glassy Epoxy Resins – J. Phys. D: Appl. Phys. 32, 1999, pp. 305-316.
47. M. Ieda, M. Nawata –Conference on Electrical Insulation and Dielectric Phenomena (National Academy Of Science) - 1972 , pp. 143-150
48. L. Niemeyer, L. Pietronero, H.J. Wiesmann - Fractal Dimension of Dielectric Breakdown - Phys. Rev. Lett. Vol. 52, 1984, pp. 1033-1036.
49. J.L. Vicente, A.C. Razzitte, M.C. Contero, E.E. Mola – Statistical Mechanics of Dielectric Breakdown – Physica A 261, 1998, pp. 309-316.
50. I.M. Iruzrum, P. Bergero, V.Mola, M.C. Cordero, J.L. Vicente, E.E. Mola – Dielectric Breakdown in Solids modeled by DBM and DLA – Chaos Solitons and Fractals 13, 2002, pp. 1333-1343.
51. T.A. Witten, L.M. Sander – Diffusion-Limited Aggregation, a Kinetic Critical Phenomenon - Phys. Rev. Lett. 47, 1981, pp.1400-1403.
52. H.J. Wiesmann, H.R. Zeller - A Fractal Model of Dielectric Breakdown and Prebreakdown in Solid Dielectrics - Journal of Applied Physics 60 (5), 1986, pp. 1770-1773.

53. T. Hibma, H.R. Zeller - Direct Measurement of Space Charge Injection from a Needle Electrode into Dielectrics - Journal of Applied Physics 59 (5), 1985, pp. 1614-1620.
54. H.R. Zeller, W.R. Schneider - Electrofracture Mechanics of Dielectric Aging - Journal of Applied Physics 56(2), 1984, pp. 455-459.
55. H.R. Zeller - Breakdown and Prebreakdown Phenomena in Solid Dielectrics - IEEE Trans. on Electrical Insulation EI-22, no. 2, 1987, pp. 115-122.
56. J. Schirr - Beeinflussung der Durchschlagfestigkeit von Epoxidharzformstoff durch das Herstellungsverfahren und durch Mechanische Spannungen Dissertation - PhD Thesis, Technical University Braunschweig, 1974.
57. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - The Pioneering Work by Zeller on Treeing in Insulating Materials: Some Comments - Journal of Electrical Engineering, vol. 51, no. 11-12, 2000, pp. 341-344.
58. T. Miyashita - Deterioration of Water-Immersed Polyethylene Coated Wire by Treeing - IEEE Nema Electrical Insulation Conference, Boston USA, September 1969, pp.131-135.
59. S. Hvidsten, E. Ildstad, B. Holmgren, P. Werelius - Correlation Between AC Breakdown Strength and Low Frequency Dielectric Loss of Water Tree Aged XLPE Cables - IEEE Trans. on Power Delivery, vol. 13 no. 1 January 1998, pp. 40-45.
60. S. Boggs, J. Densley, J. Kuang - Mechanism for Impulse Conversion of Water Trees to Electrical Trees in XLPE - IEEE Trans. on Power Delivery, vol. 13 no. 2, April 1998, pp. 310-315.
61. J.P. Crine - Electrical Chemical and Mechanical Processes in Water Treeing - IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5 no. 5, October 1998, pp. 681-694.
62. S. Yamanouchi, T. Shiga, H. Matsubara - The Mechanism Determining the Voltage Life of XLPE - Annual Report CEIDP, 1978, pp. 386-393.
63. T. Tanaka, T. Fukada, S. Suzuki, Y. Nitta, H. Goto, K. Kubota - Water Trees in XLPE Power Cables - IEEE Trans PAS vol. 93, 1974, pp. 693-702.
64. L. Minnema, A. Barneveld, P.D. Rinkel, - An Investigation into the Mechanism of Water Treeing In PE HV Cables - IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol. 15, 1980, pp. 461-471.
65. I. Radu, M. Acedo, J.C. Phillipini, P. Notingher, F. Frutos - The Effect Of Water Treeing On The Electric Field Distribution Of XLPE - IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 7 no. 6, December 2000, pp. 860-868.
66. G.C. Eager Jr., B. Fryszczyn, C. Katz, H.A. Elbadaly, A.R. Jean - Effect of DC Testing Water Deteriorated Cable and a Preliminary Evaluation of V.L.F. as Alternate - IEEE Trans. on Power Delivery, vol. 7 no. 3, July 1992, pp. 1582-1589.
67. T. Uematsu, Z. Iwata, S. Irie, O. Fujii - Bow-Tie Tree in EPR Cables after Accelerated Water Treeing Test - IEEE Trans. on Power Delivery, vol. 7, no. 4, 1992, pp. 1667-1674.

1.11 ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΠΡΩΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

| | |
|--|----------|
| ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΠΡΩΤΟ..... | 1 |
| ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΜΟΝΩΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ | 1 |
| 1.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 1 |
| 1.2. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΔΙΑΣΠΑΣΕΩΣ ΑΕΡΙΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ..... | 1 |
| 1.2.1. ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ TOWNSEND | 1 |

| | | |
|----------|--|----|
| 1.2.2. | ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ STREAMER..... | 3 |
| 1.2.3. | ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΣ ΚΟΡΟΝΑ..... | 3 |
| 1.3. | ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΕ ΣΤΕΡΕΑ ΜΟΝΩΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ..... | 4 |
| 1.3.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 4 |
| 1.3.2. | ΕΓΓΕΝΗΣ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΤΕΡΕΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ..... | 4 |
| 1.3.3. | ΗΛΕΚΤΡΟΜΗΧΑΝΙΚΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ..... | 5 |
| 1.3.4. | ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΤΙΣ ΑΚΡΕΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ (EDGE BREAKDOWN)..... | 5 |
| 1.4. | ΜΕΡΙΚΕΣ ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ..... | 6 |
| 1.4.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 6 |
| 1.4.2. | ΜΟΝΤΕΛΑ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ..... | 7 |
| 1.4.2.1. | ΕΝΕΡΓΕΙΑ ΜΕΡΙΚΗΣ ΕΚΚΕΝΩΣΗΣ-ΜΟΝΤΕΛΟ ΧΩΡΗΤΙΚΟΤΗΤΩΝ..... | 7 |
| 1.4.2.2. | ΜΟΝΤΕΛΟ PEDERSEN..... | 10 |
| 1.4.2.3. | ΣΧΟΛΙΑ ΠΑΝΩ ΣΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΟΥ PEDERSEN..... | 11 |
| 1.4.3. | ΤΡΟΠΟΙ ΑΝΑΛΥΣΗΣ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ..... | 13 |
| 1.5. | ΣΧΕΣΗ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΔΕΝΔΡΙΤΗ..... | 14 |
| 1.5.1. | ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΙ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ..... | 14 |
| 1.5.2. | ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΣΥΝΔΕΣΗΣ ΜΕΡΙΚΩΝ ΕΚΚΕΝΩΣΕΩΝ-ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ 16 | 16 |
| 1.5.3. | ΑΝΙΧΝΕΥΣΗ ΦΩΤΟΣ ΑΠΟ ΜΕΡΙΚΕΣ ΕΚΚΕΝΩΣΕΙΣ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΕΝΔΡΙΤΗ..... | 20 |
| 1.5.4. | ΘΕΩΡΙΑ ΔΙΚΤΥΟΥ ΚΟΙΛΟΤΗΤΩΝ..... | 26 |
| 1.6. | ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ..... | 27 |
| 1.6.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 27 |
| 1.6.2. | ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ-ΕΣΩΤΕΡΙΚΗ ΔΟΜΗ ΣΤΕΡΕΩΝ ΜΟΝΩΤΙΚΩΝ..... | 28 |
| 1.6.3. | ΕΓΧΥΣΗ ΦΟΡΕΩΝ ΑΠΟ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΟ ΣΕ ΣΤΕΡΕΟ ΜΟΝΩΤΙΚΟ..... | 30 |
| 1.6.4. | ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ – ΚΡΟΥΣΕΙΣ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΣΤΕΡΕΟΥ ΜΟΝΩΤΙΚΟΥ 31 | 31 |
| 1.6.5. | ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΜΕΤΑΚΙΝΗΣΗΣ ΦΟΡΤΙΩΝ..... | 32 |
| 1.6.6. | ΚΥΡΙΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ..... | 33 |
| 1.6.6.1. | ΜΕΘΟΔΟΣ ΜΕΤΡΗΣΗΣ ΜΕΣΩ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΩΣΤΙΚΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ (PRESSURE WAVE PROPAGATION METHOD) 34 | 34 |
| 1.6.6.2. | ΠΙΕΖΟ-ΗΛΕΚΤΡΟ-ΑΚΟΥΣΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ (PULSE ELECTRO ACOUSTIC METHOD - PEA)..... | 34 |
| 1.6.6.3. | ΜΕΘΟΔΟΣ ΕΠΑΓΟΜΕΝΟΥ ΑΠΟ ΛΕΙΖΕΡ ΠΑΛΜΟΥ ΠΙΕΣΕΩΣ (LASER INDUCED PRESSURE PULSE - LIPP) 35 | 35 |
| 1.6.7. | ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΕΓΧΥΣΗ ΦΟΡΤΙΩΝ ΑΠΟ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΟ..... | 36 |
| 1.6.7.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 36 |
| 1.6.7.2. | ΣΧΕΣΗ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΚΑΙ ΚΑΤΑΝΟΜΩΝ ΡΕΥΜΑΤΟΣ..... | 36 |
| 1.6.7.3. | ΕΞΑΡΤΗΣΗ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΑΠΟ ΤΗ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ..... | 36 |
| 1.7. | ΠΟΛΥΜΕΡΗ ΥΛΙΚΑ..... | 38 |
| 1.7.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 38 |
| 1.7.2. | ΧΡΗΣΗ ΠΟΛΥΜΕΡΩΝ ΣΤΑ ΚΑΛΩΔΙΑ ΥΨΗΛΗΣ ΤΑΣΗΣ..... | 40 |
| 1.8. | ΜΟΝΤΕΛΑ ΑΝΑΠΤΥΞΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ..... | 41 |
| 1.8.1. | ΜΟΝΤΕΛΟ ΚΑΤΑ NOSKOV..... | 41 |
| 1.8.2. | ΜΟΝΤΕΛΟ DAM ΚΑΤΑ DISSADO (DISCHARGE AVALANCHE MODEL)..... | 47 |
| 1.8.3. | ΜΟΝΤΕΛΟ FDTG ΚΑΤΑ CHAMPION-DODD (FIELD DRIVEN TREE GROWTH MODEL)..... | 50 |
| 1.8.4. | ΜΟΝΤΕΛΟ NPW (FRACTAL THEORY)..... | 52 |
| 1.8.5. | ΑΛΛΕΣ ΠΡΟΣΠΑΘΕΙΕΣ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ..... | 55 |
| 1.8.6. | ΜΟΝΤΕΛΟ ZELLER-ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ (FLSC)..... | 57 |
| 1.8.6.1. | ΣΧΟΛΙΑ ΠΑΝΩ ΣΤΙΣ ΕΡΓΑΣΙΕΣ ΤΟΥ ZELLER..... | 64 |
| 1.9. | ΥΔΑΤΙΝΟΙ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ (WATER TREES/TREEING)..... | 65 |
| 1.9.1. | ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 65 |
| 1.9.2. | ΣΧΕΣΗ ΠΕΔΙΟΥ-ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑΣ-ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ..... | 69 |
| 1.9.3. | ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ ΥΔΑΤΙΝΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ ΣΕ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΑ ΚΑΛΩΔΙΑ..... | 73 |
| 1.10. | ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΠΡΩΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ..... | 76 |
| 1.11. | ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΠΡΩΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ..... | 79 |

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ

ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΘΕΜΕΛΙΩΣΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ (D.I.M.E.T.)

2.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μεθοδολογία με την οποία προσεγγίζεται το φαινόμενο της διάδοσης των ηλεκτρικών δενδριτών αποτελεί έναν από τους σημαντικότερους τομείς της παρούσας εργασίας. Στην βιβλιογραφία έχουν θιγεί θέματα όπως:

- Η εύρεση της διάστασης των fractal αλλά και του παράγοντα Weibull.
- Η εύρεση του χρόνου που απαιτείται για τη διάσπαση σε συνάρτηση με την εφαρμοζόμενη τάση.
- Ανάλυση με τη θεωρία του ντετερμινιστικού χάους (deterministic chaos) ή γενικότερα της θεωρίας των φράκταλς (fractal theory).
- Η σχέση που μπορεί να έχουν τα διάφορα στάδια διάδοσης του δενδρίτη με τις μερικές εκκενώσεις και κυρίως τα φασικά διαγράμματα με τη συσχέτισή τους με τους ηλεκτρικούς δενδρίτες
- Συσχετίσεις της ποσότητας σωρευμένης φθοράς (accumulated damage) σε συνάρτηση με την απόσταση από το σημείο έναυσης.
- Αναλογίες μεταξύ της ακτινικής διάδοσης του δενδρίτη (tree radial extent) και του χρόνου αλλά και της εφαρμοζόμενης τάσης
- Σχέση του ηλεκτρικού πεδίου στα άκρα του δενδρίτη ως συνάρτηση του μήκους του δενδρίτη.

Στην περίπτωση της παρούσης εργασίας, η μοντελοποίηση σε γεωμετρία ακίδα-πλάκα ή επιπέδων ηλεκτροδίων, λαμβάνει υπ' όψιν παραμέτρους και ιδιαίτερα χαρακτηριστικά όπως :

- Φορτία χώρου (θετικά και αρνητικά)
- Επιτόπιες διακυμάνσεις του ηλεκτρικού πεδίου που οφείλονται σε τυχαίες διακυμάνσεις του διηλεκτρικού περιβάλλοντος του δενδρίτη.
- Μεγάλη ακρίβεια στον υπολογισμό της κατανομής του δυναμικού στο διηλεκτρικό μέσω εφαρμογής των οριακών συνθηκών (Dirichlet ή Neumann) στην εξίσωση Laplace ή Poisson.
- Εισαγωγή αέριας κοιλότητας στο διηλεκτρικό και μελέτη της συμπεριφοράς των ηλεκτρικών δενδριτών
- Εισαγωγή μονωτικού ή αγωγίμου σφαιρικού σωματιδίου στο εσωτερικό του διηλεκτρικού, μελέτη του ηλεκτρικού πεδίου και της επακόλουθης διάδοσης του ηλεκτρικού δενδρίτη.
- Μελέτη της επίδρασης επιπέδων ηλεκτροδίων και μικρής ασυνέχειας στην επιφάνειά τους στη διάδοση των ηλεκτρικών δενδριτών.

2.2. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΑΡΧΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ

Το μοντέλο για τη διάδοση των ηλεκτρικών δενδριτών στηρίζεται στην έννοια της μεταβολής της διηλεκτρικής σταθεράς σε όλο τον όγκο του μονωτικού υλικού. Οι μικρές δηλαδή διακυμάνσεις της σταθεράς δημιουργούν ανάλογες μικρές διακυμάνσεις στο ηλεκτρικό πεδίο προς τις αντίστοιχες διευθύνσεις. Ενώ κανονικά το ηλεκτρικό πεδίο δίνεται ως η αρνητική κλίση του δυναμικού (σε απόλυτο η κλίση του δυναμικού), οι συγγραφείς στις [1] και [2] εισήγαγαν μια παράμετρο ϵ , η οποία δημιουργεί την κατάλληλη τυχαία διακύμανση του ηλεκτρικού πεδίου, δηλαδή μια παράμετρο που σχετίζεται με τις μικρές τυχαίες διακυμάνσεις της διηλεκτρικής σταθεράς. Προχωρώντας ένα βήμα παραπέρα, τα υλικά αν ήταν απολύτως ομοιογενή και οι πειραματικές διατάξεις απολύτως συμμετρικές, υποθέτουμε ότι θα παρήγαγαν απολύτως συμμετρικά σχήματα-μορφές ηλεκτρικών δενδριτών. Έτσι οι μικρές ανομοιομορφίες στις θεωρητικά ισοπίθανες διευθύνσεις διάδοσης κατά κύριο λόγο οφείλονται στις διηλεκτρικές μικρές διακυμάνσεις του μονωτικού υλικού. Το μοντέλο, με τις εργασίες που ακολούθησαν εμπλουτίστηκε με νέες περιπτώσεις ενώ στην παρούσα εργασία ορίζεται και ένα όνομα που το περιγράφει. Έτσι το **Dielectric Inhomogeneity Model for Electrical Trees** με αρχικά **D.I.M.E.T.** θεωρούμε ότι είναι το κατάλληλο.

Το αρχικό μοντέλο παρουσιάστηκε σε δυο εργασίες [1] και [2] οι οποίες ασχολήθηκαν με το θέμα των ηλεκτρικών δενδριτών σε συνδυασμό με τα Κυβελιδωτά Αυτόματα. (ΚΑ). Αναλυτικά, οι κυριότερες παραδοχές του μοντέλου είναι οι παρακάτω:

- Μια μικρή διακύμανση του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου που οφείλεται στη τυχαία διακύμανση της διηλεκτρικής σταθεράς.
- Το δυναμικό σε όλη την έκταση του ηλεκτρικού δενδρίτη ο οποίος ξεκινάει από την άκρη του ηλεκτροδίου είναι σταθερό και ίσο με τη σειρά του με το δυναμικό που εφαρμόζεται στο ηλεκτρόδιο. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι υποθέτουμε ότι το εσωτερικό του καναλιού αποτελείται από εντελώς αγώγιμο αέριο οπότε και καμιά πτώση τάσης δεν λαμβάνεται υπ' όψιν στους διάφορους υπολογισμούς.
- Τα διάφορα κελιά από τα οποία αποτελείται η δομή διακρίνονται σε:
 - κελιά που ανήκουν στον ηλεκτρικό δενδρίτη,
 - κελιά που ανήκουν στα ηλεκτρόδια,
 - κελιά που ανήκουν στο μονωτικό υλικό
 - κελιά που ανήκουν στην αέρια κοιλότητα και τέλος
 - κελιά που ανήκουν στην περιφέρεια της αέριας κοιλότητας
- Το δυναμικό στο αιχμηρό ηλεκτρόδιο θεωρείται ότι είναι ίσο με την εφαρμοζόμενη τάση ενώ το δυναμικό στο απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο είναι ίσο με μηδέν.
- Η εξίσωση που επιλύεται στον υπόλοιπο χώρο του διηλεκτρικού είναι η εξίσωση Laplace η οποία όμως και απαιτεί τις κατάλληλες οριακές συνθήκες για τις επιφάνειες του διηλεκτρικού που έρχονται σε επαφή με τον γύρω περιβάλλοντα χώρο. Σε αυτές τις περιπτώσεις θεωρείται ότι δεν υπάρχουν επιφανειακά φορτία σε αυτές τις επιφάνειες οπότε και το δυναμικό δεν επηρεάζεται από πηγές σε εκείνη την επιφάνεια.
- Για την αποφυγή υψηλών χρόνων υπολογισμού οι οριακές συνθήκες στην εξίσωση Laplace τέθηκαν μια φορά και στη συνέχεια παρακολούθηθηκε το φαινόμενο όπως αυτό εξελισσόταν. Η προσέγγιση αυτή δικαιολογείται από το γεγονός ότι αν την χρονική στιγμή t είναι γνωστή η κατανομή του δυναμικού τότε την χρονική στιγμή $t+1$ έχουν προστεθεί στη δομή λίγα κελιά που ανήκουν στον ηλεκτρικό δενδρίτη τα οποία έχουν δυναμικό επίσης ίσο με την εφαρμοζόμενη τάση. Οι αλλαγές στην κατανομή των αριθμητικών τιμών του δυναμικού με την πρόσθεση των νέων κελιών είναι μικρές οπότε και υποτίθεται ότι οι τιμές του δυναμικού μένουν περίπου ίδιες με τις αρχικές. Η παραπάνω υπόθεση στηρίζει την έννοια της

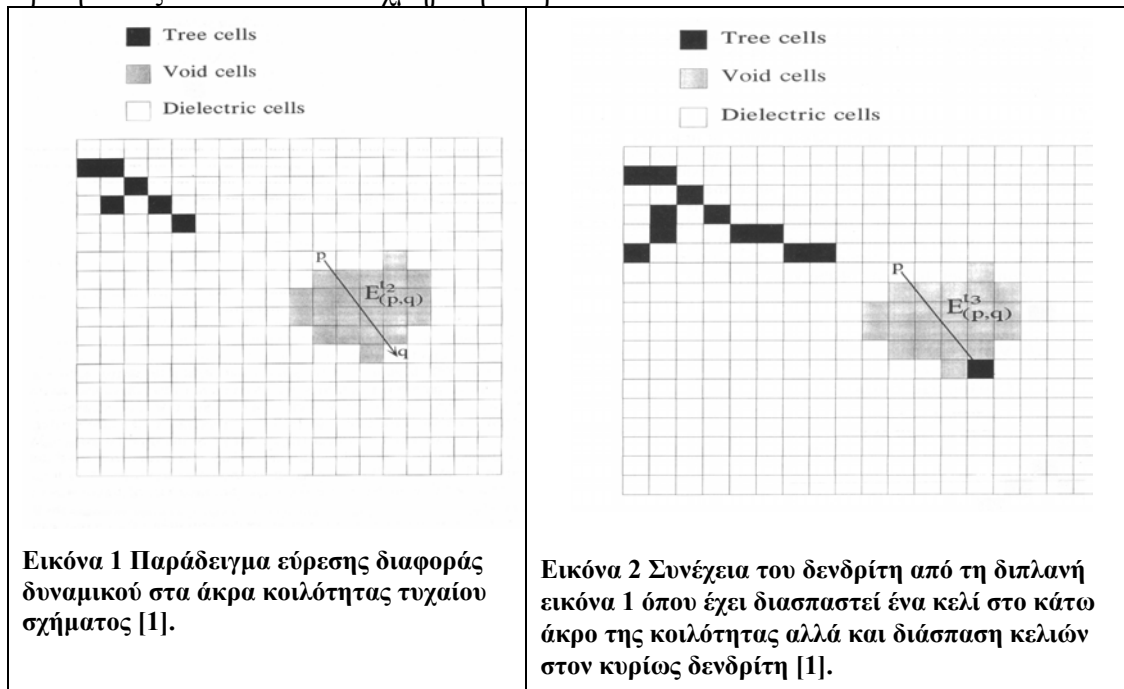
πληρότητας που τα ΚΑ προσφέρουν στην ανάλυση φυσικών φαινομένων και συμπεριφορών αφού μια ικανοποιητική διαίρεση σε κελιά του φυσικού μας συστήματος δεν δημιουργεί ασυνέχειες στην εξέλιξη τους, εκτελώντας απότομα χρονικά ή χωρικά άλματα.

- Λαμβάνεται υπόψη η γεωμετρία του ηλεκτροδίου οπότε και για την έναυση του ηλεκτρικού δενδρίτη από το αιχμηρό ηλεκτρόδιο χρησιμοποιείται η παρακάτω εξίσωση (τύπος του Mason) [1] για το υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου:

$$E_{\max} = \frac{2 \cdot s \cdot E_{\text{avg}}}{r \cdot \left(\ln \left(1 + \frac{4 \cdot s}{r} \right) \right)} \quad \text{Εξίσωση 1}$$

Στην παραπάνω εξίσωση s είναι η απόσταση των ηλεκτροδίων, r είναι η ακτίνα της άκρης της ακίδας του ηλεκτροδίου και E_{avg} είναι το μέσο ηλεκτρικό πεδίο που εφαρμόζεται μεταξύ των ηλεκτροδίων.

- Για την περίπτωση των κοιλοτήτων αέρος, υπάρχει η προσέγγιση ότι στο εσωτερικό αυτών θα δημιουργηθούν μερικές εκκενώσεις κάτω από ορισμένες προϋποθέσεις. Θεωρώντας ότι η περιοχή του διηλεκτρικού που περιβάλλει την κοιλότητα αέρος αποτελείται από τα οριακά κελιά (border cells), υπολογίζεται το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ των τυχαίων κελιών p και q τα οποία βρίσκονται κατά τη διεύθυνση διάδοσης του δενδρίτη. Ακολούθως αν το ηλεκτρικό πεδίο είναι μεγαλύτερο από την κρίσιμη τιμή, παράγεται ηλεκτρικός δενδρίτης προς το κελί q . Τα σχήματα 1 και 2 είναι κατατοπιστικά για τη μεθοδολογία που ακολουθήθηκε στη συγκεκριμένη περίπτωση. Το δυναμικό σε αυτήν την περίπτωση που υπάρχει στο δενδρίτη που προέρχεται από τα τοιχώματα της αέριας κοιλότητας έχει την ίδια τιμή με το δυναμικό του δενδρίτη που ξεκινάει από το αιχμηρό ηλεκτρόδιο.



- Οι μικροφυσικές διεργασίες που αναγκάζουν το δενδρίτη να ξεκινήσει από τα τοιχώματα της αέριας κοιλότητας είναι η διάβρωση των τοιχωμάτων από τον συνεχή βομβαρδισμό τους με φορτία. Η ανάπτυξη ενός ασθενώς αγωγίμου στρώματος στα εσωτερικά τοιχώματα της κοιλότητας μπορεί να οδηγήσει είτε σε μείωση είτε σε εξάλειψη των μερικών εκκενώσεων ενώ αντίθετα οι μικρές περιοχές των τοιχωμάτων που δεν καλύπτονται από το αγωγίμο

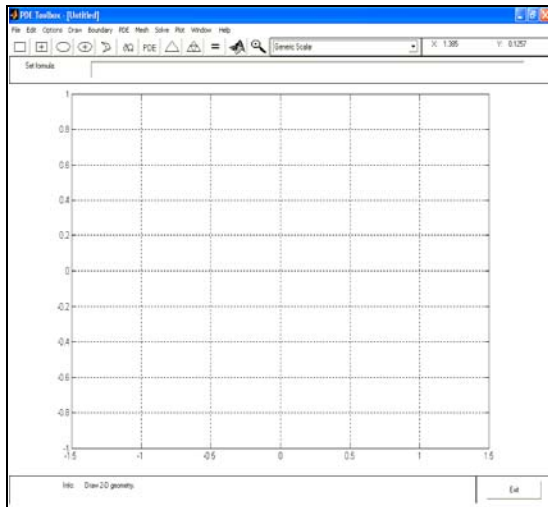
στρώμα θα είναι οι περιοχές από τις οποίες θα προέλθει ο ηλεκτρικός δένδριτης. Επίσης οι πολύ μικρού μεγέθους, συνήθως μη ανιχνεύσιμες pitting discharges (swarming micro-partial) είναι ικανές σε εγκεκλεισμένες κοιλοότητες να δημιουργήσουν φαινόμενα της ίδιας μορφής.

- Εκτός από τα στερεά παραπροϊόντα στο εσωτερικό των κοιλοτήτων, αέρια παραπροϊόντα είναι επίσης πιθανό να παρατηρηθούν. Για περιπτώσεις όπως το LDPE (χαμηλής πυκνότητας πολυαιθυλένιο) έχουν παρατηρηθεί υδρογόνο, μονοξείδιο του άνθρακα, διοξείδιο του άνθρακα, μεθάνιο ακόμη και οξυγόνο ως αέρια παραπροϊόντα του βομβαρδισμού των τοιχωμάτων της κοιλοότητας λόγω των μερικών εκκενώσεων.

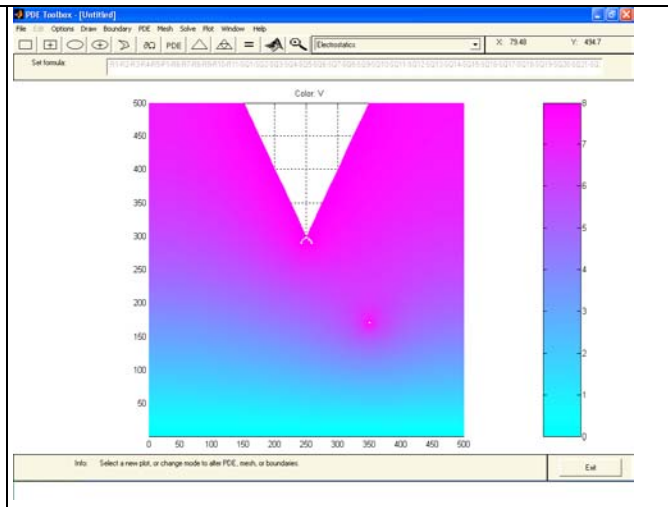
2.3. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

2.3.1. ΕΠΙΛΟΓΗ ΟΡΙΑΚΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ

Το αρχικό μοντέλο τροποποιήθηκε με τέτοιο τρόπο, ώστε να συμπεριληφθούν και νέες περιπτώσεις σε σχέση με την αρχική παρουσίαση των δυο πρώτων δημοσιευμένων εργασιών. Η βάση στην οποία στηρίχτηκε η μελέτη του φαινομένου, η ρύθμιση των παραμέτρων, η προσομοίωση της διάδοσης είναι το προγραμματιστικό πακέτο MATLAB και ειδικότερα το πακέτο των Μερικών Διαφορικών Εξισώσεων (Partial Differential Equation Toolbox). Το συγκεκριμένο πρόγραμμα αποτελεί ένα φιλικό προς το χρήστη περιβάλλον για την κατασκευή πολύπλοκων δομών μέσω του Graphical User Interface (GUI). Παράδειγμα του προγραμματιστικού περιβάλλοντος δίνεται στην παρακάτω εικόνα 3 και 4.



Εικόνα 3 Το περιβάλλον της εργαλειοθήκης για την επίλυση των μερικών διαφορικών εξισώσεων πριν την κατασκευή κάποιας γεωμετρικής διάταξης.



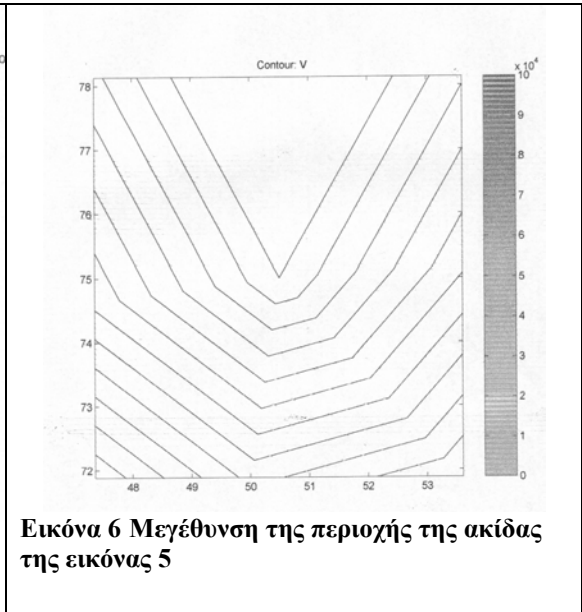
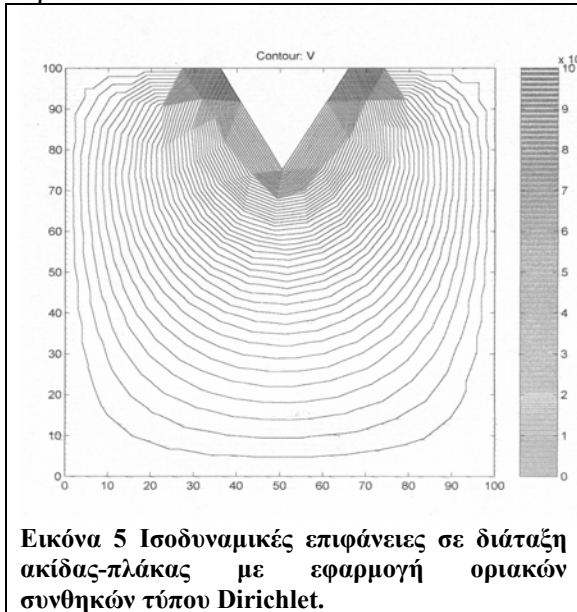
Εικόνα 4 Κατασκευή γεωμετρικής διάταξης, εφαρμογή των κατάλληλων οριακών συνθηκών και τελική επίλυση της εξίσωσης η οποία αναπαριστάται γραφικά με την βοήθεια χρωματικών διακομάνσεων.

Το πακέτο των μερικών διαφορικών εξισώσεων για την περίπτωσή μας, μας επιτρέπει τον υπολογισμό των τιμών του δυναμικού σε όλο τον χώρο που μας ενδιαφέρει. Ο αριθμητικός υπολογισμός του δυναμικού σε όλο τον χώρο γίνεται είτε με την επίλυση της εξίσωσης Laplace για την περίπτωση που δεν υπάρχουν φορτία χώρου στο εσωτερικό του υλικού είτε με την επίλυση της εξίσωσης Poisson για την περίπτωση που υπάρχουν φορτία χώρου (είτε θετικά είτε αρνητικά).

$$\nabla^2 V = 0 \quad \text{Εξίσωση 2}$$

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad \text{Εξίσωση 3}$$

Η κατασκευή του χώρου στον οποίο θα επιλυθεί είτε η μια εξίσωση είτε η άλλη πραγματοποιείται με την βοήθεια διαφόρων σχημάτων τα οποία και παρέχει η εργαλειοθήκη του Toolbox. Παράδειγμα μιας τέτοιας δομής εικονίζεται στα σχήματα 5 και 6 όπου και εικονίζονται οι διάφορες περιοχές που μας ενδιαφέρουν. Για παράδειγμα, είναι χαρακτηριστικό ότι το τρίγωνο στο πάνω μέρος του σχήματος παίζει τον ρόλο του ηλεκτροδίου ενώ απέναντι ακριβώς υπάρχει το επίπεδο ηλεκτρόδιο.



Στη συνέχεια πρέπει να καθοριστούν οι κατάλληλες οριακές συνθήκες. Εδώ υπάρχουν τρεις επιλογές:

1. Οι τιμές δυναμικού να καθοριστούν απευθείας πάνω στις διαχωριστικές επιφάνειες οπότε και έχουμε καθορισμό οριακών συνθηκών τύπου Dirichlet. Σε αυτήν την περίπτωση θέτουμε την επιθυμητή τιμή δυναμικού σε οποιαδήποτε επιφάνεια. Ειδικά οι περιπτώσεις της ακίδας, του επιπέδου ηλεκτροδίου και των κελιών που ανήκουν στο δενδρίτη αποτελούν τις ιδανικές οριακές συνθήκες αφού τοποθετούμε απευθείας την τιμή του δυναμικού που επιθυμούμε, με την βοήθεια της παρακάτω εξίσωσης

$$h \cdot V = r \quad \text{Εξίσωση 4}$$

Ο χειριστής του προγράμματος θέτει την τιμή του δυναμικού r πάνω στη διαχωριστική επιφάνεια και την τιμή του βάρους της συγκεκριμένης εξίσωσης (weight) οπότε και το Toolbox χρησιμοποιεί την τιμή του δυναμικού που προκύπτει. Να σημειωθεί ότι το βάρος h είναι συνήθως ίσο με τη μονάδα. Οι οριακές αυτές συνθήκες συχνά ονομάζονται και καθορισμός οριακών συνθηκών πρώτης τάξης (first boundary value problem) [3] και [4].

2. Οι οριακές συνθήκες να καθοριστούν με την βοήθεια των οριακών συνθηκών τύπου Neumann. Σε αυτήν την περίπτωση η εξίσωση που βοηθάει στον υπολογισμό των παραμέτρων που απαιτούνται είναι η ακόλουθη:

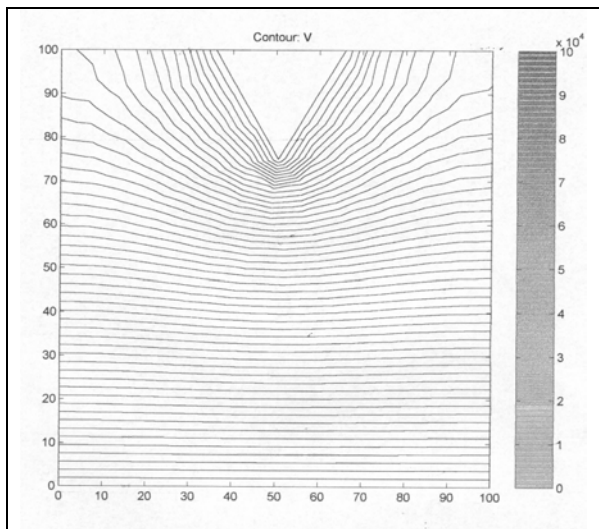
$$\vec{n} \cdot \varepsilon \cdot \vec{\nabla} V + q \cdot V = g \quad \text{Εξίσωση 5}$$

Το \vec{n} στην παραπάνω εξίσωση αντιπροσωπεύει το κάθετο διάνυσμα επιφανείας πάνω στην επιφάνεια Ω όπου και επιθυμούμε να υπολογίσουμε τις τιμές του δυναμικού σε όλη την επιφάνεια. Το ε είναι η διηλεκτρική σταθερά του υλικού, το V η τιμή του δυναμικού (Volt), το g είναι το επιφανειακό φορτίο και το q είναι παράμετρος που καθορίζεται πάνω στη διαχωριστική επιφάνεια. Ο χειριστής του προγράμματος σε αυτήν την περίπτωση ορίζει τις τιμές του επιφανειακού φορτίου g και της παραμέτρου q . Συχνά για να αποφευχθεί η γενικευμένη μορφή των συνθηκών τύπου Neumann τίθεται η τιμή της παραμέτρου $q=0$ οπότε και οι οριακές συνθήκες καταλήγουν σε εξίσωση της μορφής :

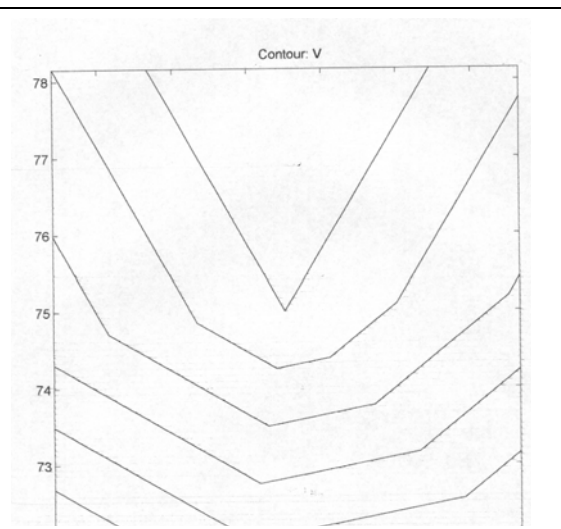
$$\vec{n} \cdot \varepsilon \cdot \vec{\nabla} V = g \quad \text{Εξίσωση 6}$$

Η παραπάνω μορφή συχνά αναφέρεται και ως συνθήκη συμβατότητας (compatibility condition) [3] και [4] ή αλλιώς second boundary value problem (καθορισμός οριακών συνθηκών δεύτερης τάξης).

3. Οι οριακές συνθήκες μπορεί να είναι συνδυασμός των δυο παραπάνω τύπων, οπότε και να επιλύεται είτε η Laplace είτε η Poisson με μικτές οριακές συνθήκες.



Εικόνα 7 Ισοδυναμικές επιφάνειες σε διάταξη ακίδας-πλάκας με εφαρμογή οριακών συνθηκών τύπου Neumann.



Εικόνα 8 Μεγέθυνση της περιοχής της ακίδας της εικόνας 7.

Στις προσομοιώσεις που έχουν πραγματοποιηθεί και οι οποίες θα παρουσιαστούν σε επόμενο κεφάλαιο, οι περισσότερες οριακές συνθήκες που έχουν χρησιμοποιηθεί είναι της πρώτης κατηγορίας. Ο λόγος που δεν επιλέχτηκαν οι άλλες δυο είναι διότι περιέχουν τον όρο του επιφανειακής πυκνότητας φορτίου σ_n , όπως αυτή υπολογίζεται στην εξίσωση 7, το οποίο και αναπτύσσεται στις διαχωριστικές επιφάνειες του διηλεκτρικού. Η παρουσία του επιφανειακού φορτίου αποτελεί σημαντική παράμετρο στον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου που όμως δεν είναι αντικείμενο ούτε πειραματικών μετρήσεων ούτε θεωρητικών υπολογισμών της παρούσης εργασίας.

$$\sigma_{\pi} = \vec{P} \cdot \vec{n}_0 \quad \text{Εξίσωση 7}$$

Όπως φαίνεται και από τα σχήματα 3,4,5 και 6 οι ισοδυναμικές επιφάνειες εικονίζονται για τις δυο περιπτώσεις. Στα σχήματα 3 και 4 φαίνονται οι ισοδυναμικές γραμμές και η μεγέθυνση της περιοχής της άκρης της ακίδας για εφαρμοζόμενη τάση 100 kV στην ακίδα και 0 kV στις πλάγιες επιφάνειες του διηλεκτρικού (Dirichlet). Στα άλλα δυο σχήματα 5 και 6 εικονίζονται πάλι οι ισοδυναμικές επιφάνειες και η μεγέθυνση της άκρης της ακίδας για μηδενικό επιφανειακό φορτίο ($g=0$) και $q=0$ (Neumann).

Στην πρώτη περίπτωση υπάρχει η προσέγγιση ότι το δυναμικό δεν μπορεί να είναι μηδέν στις πλάγιες επιφάνειες του διηλεκτρικού. Κάτι τέτοιο άλλωστε θα ισοδυναμούσε με υποθετική τοποθέτηση σε εκείνες τις επιφάνειες ηλεκτροδίων τα οποία θα είχαν δυναμικό ίσο με το μηδέν.

Στη δεύτερη περίπτωση έχουν μηδενιστεί οι δυο παράμετροι g και q που επίσης αποτελεί προσέγγιση αφού δεν είναι γνωστή η πυκνότητα των επιφανειακών φορτίων. Σε συνδυασμό με τα προηγούμενα ο υπολογισμός του επιφανειακού φορτίου σε τέτοιου είδους γεωμετρικές δομές προϋποθέτει την πολύ καλή γνώση του διανύσματος πόλωσης P στην επιφάνεια του διηλεκτρικού που είναι έξω από την επιστημονική σκοπιμότητα της εργασίας.

Ένας από τους στόχους των αρχικών προσομοιώσεων και δοκιμών του αλγορίθμου είναι να βρίσκεται μέσα στα πλαίσια των πειραματικών τιμών που έχουν χρησιμοποιηθεί στη διεθνή βιβλιογραφία. Γενικότερα, το μέσο πεδίο μέχρι τα 16 kV/mm αποτελούσε μια ενδεικτική τιμή για τις τιμές που έπρεπε να επιλεγούν τόσο κατά την επίλυση των εξισώσεων όσο και κατά τη διάρκεια επεξεργασίας των τιμών ώστε τελικά να προκύπτει ηλεκτρικός δενδρίτης από την άκρη της ακίδας. Έτσι οι τιμές της εφαρμοζόμενης τάσης, το σχήμα του αιχμηρού ηλεκτροδίου, οι τιμές και οι συνθήκες των πλάγιων επιφανειών, οι παράγοντες αύξησης ή διακύμανσης του πεδίου και ο καθορισμός της τοπικής διηλεκτρικής αντοχής αποτελούν τις τεχνητές δοκιμαστικές παραμέτρους του μοντέλου.

Έτσι, η εφαρμογή των οριακών συνθηκών τύπου Dirichlet στις περισσότερες προσομοιώσεις και στις πλάγιες επιφάνειες του διηλεκτρικού αποτέλεσε μια προσέγγιση που επηρεάζει την αριθμητική τιμή των παραμέτρων του μοντέλου και όχι την ποιοτική. Ταυτόχρονα προφυλάσσει τον χειριστή από εξισώσεις ή σχέσεις για τον υπολογισμό του επιφανειακού φορτίου που θα περιέπλεκε εξαιρετικά την όλη διαδικασία. Τέλος δε, δεν μας υποχρεώνει στην χρησιμοποίηση εξαιρετικά υψηλών τιμών τάσης, ιδιαίτερα σε περιπτώσεις μεγάλης πυκνότητας φορτίων χώρου που θα απομακρύνονταν περισσότερο από τα όρια των πειραματικών δεδομένων (π.χ. σε μεγάλες τιμές πυκνότητας φορτίων χώρου το μέσο πεδίο θα πρέπει να ξεπεράσει κατά πολύ τα 16 kV/mm για να γίνει έναυση ηλεκτρικού δενδρίτη).

Για να υπάρχει μια πλήρης αντιμετώπιση όλων των περιπτώσεων που θα μπορούσαν να υποτεθούν αλλά και για την πληρέστερη αξιοποίηση όλων των δυνατοτήτων του PDE Toolbox, στις περιπτώσεις του εγκεκλεισμένου αγωγίμου και εγκεκλεισμένου μονωτικού σωματιδίου έχουν χρησιμοποιηθεί οι οριακές συνθήκες της τρίτης περίπτωσης (μικτές), όπου στις πλάγιες επιφάνειες έχει υποτεθεί ότι η επιφανειακή πυκνότητα φορτίων ισούται με μηδέν. Η επιλογή αυτή, όπως και η πρώτη περίπτωση, λειτουργεί παραμετρικά στην λειτουργία του μοντέλου, όπως άλλωστε τονίστηκε στην προηγούμενη παράγραφο.

2.3.2. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΕΔΙΑΚΩΝ ΕΝΤΑΣΕΩΝ

Όπως και στο αρχικό μοντέλο, μετά την εφαρμογή των οριακών συνθηκών, λύνεται αριθμητικά η εξίσωση Laplace ή Poisson, οπότε και υπολογίζεται αριθμητικά η τιμή του δυναμικού σε όλο τον χώρο που μας ενδιαφέρει. Το πρόγραμμα δημιουργεί ένα πλέγμα σημείων (mesh

generation) το οποίο αποτελείται με τη σειρά του από μικροσκοπικά τρίγωνα (triangles) οι κόμβοι των οποίων αντιστοιχούν σε τιμές του υπολογιζόμενου δυναμικού. Από τη θεωρία της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων (Finite Elements Method), η έμφαση δίνεται στο πλήθος και στην πυκνότητα του πλέγματος σε περιοχές που βρίσκονται κοντά σε γωνίες και πολύπλοκα σχήματα.

Ακολούθως ο χώρος υποδιαιρείται σε κελιά. Η επιλογή του πλήθους των υποδιαιρέσεων εξαρτάται από τη δυνατότητα να επιλέγουμε τον χρόνο υπολογισμού και την ακρίβεια υπολογισμού, κάτι άλλωστε που είναι κοινός τόπος σε όλες τις προσπάθειες προσομοίωσης. Στα αρχικά αποτελέσματα έχουν χρησιμοποιηθεί οι αναλύσεις 20x50, στη συνέχεια 50x50 ενώ τελικά για τις περισσότερες έχουν χρησιμοποιηθεί οι αναλύσεις 100x100. Στις τελευταίες περιπτώσεις προσομοιώσεων έχει χρησιμοποιηθεί η ανάλυση 500x500. Το δοκίμιο είχε στις περισσότερες περιπτώσεις διαστάσεις 10mm x 10mm, πράγμα που σημαίνει ότι οι διαστάσεις του κάθε κελιού ήταν 0,2mm x 0,2mm και τελικά καταλήξαμε στις διαστάσεις 0,01mm x 0,01mm.

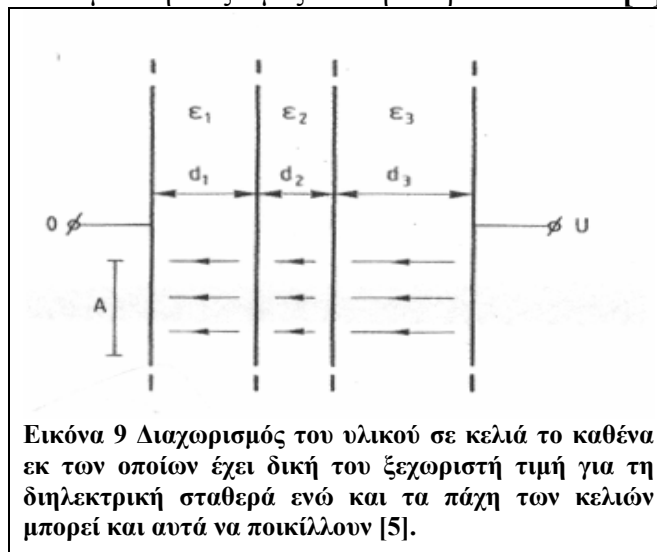
Ο υπολογισμός του ηλεκτρικού πεδίου στηρίχτηκε σε μια προσέγγιση. Το ηλεκτρικό πεδίο E ορίζεται κανονικά ως η αρνητική κλίση του δυναμικού :

$$E = - \frac{\partial V}{\partial x} \quad \text{Εξίσωση 8}$$

Η παραπάνω εξίσωση για την περίπτωση του αναφερόμαστε σε υλικά με ίδια διηλεκτρική σταθερά ϵ μπορεί να οριστεί και ως η διαφορά δυναμικού μεταξύ δυο σημείων A και B δια της μεταξύ τους απόστασης (AB). (Να σημειωθεί ότι το μείον στον τύπο αναφέρεται στην κατεύθυνση του διανύσματος της έντασης οπότε εδώ παραλείπεται αφού μας ενδιαφέρουν οι απόλυτες τιμές):

$$E = \frac{V_A - V_B}{(AB)} \quad \text{Εξίσωση 9}$$

Για υλικά όμως με τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς η οποία μπορεί να μεταβάλλεται μεταξύ τιμών μικρού εύρους, ο τύπος για τον υπολογισμό του E δεν είναι κάποια από τις παραπάνω εξισώσεις. Αντιστοιχίζοντας σε κάθε κελί και μια διαφορετική τιμή για τη διηλεκτρική σταθερά μπορούμε να πετύχουμε μια διακύμανση στις τιμές του ηλεκτρικού πεδίου [5].



Όπως φαίνεται και από σχήμα 9, ένα υλικό χωρίζεται σε τρία στρώματα ή κελιά με μικρή διακύμανση της διηλεκτρικής σταθεράς ϵ ($\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$) και με αντίστοιχα πλάτη d_1, d_2, d_3 το κάθε

στρώμα. Σε αυτό το σημείο βρίσκεται και η κύρια πρωτοτυπία του προτεινόμενου μοντέλου καθώς οποιοδήποτε στερεό μονωτικό υλικό θεωρούμε ότι χωρίζεται σε ένα πολύ μεγάλο πλήθος από μικρούς στοιχειώδεις όγκους που ο καθένας από αυτούς έχει και μια συγκεκριμένη τιμή για το ϵ . Συνεχίζοντας τώρα, για την απόκλιση του διανύσματος της ηλεκτρικής μετατόπισης ισχύει:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \Rightarrow \iint \vec{D} d\vec{A} = q \quad \text{Εξίσωση 10}$$

Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι $\mathbf{D}_1\mathbf{A}=\mathbf{D}_2\mathbf{A}=\mathbf{D}_3\mathbf{A}=\mathbf{q}$, οπότε και ισχύει ότι :

$$\epsilon_1 \cdot E_1 = \epsilon_2 \cdot E_2 = \epsilon_3 \cdot E_3 = \sigma\alpha\theta. \quad \text{Εξίσωση 11}$$

Επειδή τώρα η διαφορά δυναμικού είναι το ολοκλήρωμα της έντασης, δηλαδή :

$$U = \int \vec{E} \cdot d\mathbf{x} \quad \text{Εξίσωση 12}$$

Θα ισχύει για τα μεγέθη που εικονίζονται στο σχήμα ότι

$$U = E_1 \cdot d_1 + E_2 \cdot d_2 + E_3 \cdot d_3 \Rightarrow$$

$$U = E_1 \cdot d_1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot E_1 \cdot d_2 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_3} \cdot E_1 \cdot d_3 \Rightarrow \quad \text{Εξίσωση 13}$$

$$E_1 = \frac{U}{d_1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot d_2 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_3} \cdot d_3}$$

Γενικότερα, στο στρώμα k του υλικού (ή αντίστοιχα στο κελί k της περίπτωσης μας) το ηλεκτρικό πεδίο θα δίνεται από την παρακάτω σχέση

$$E_k = \frac{U}{\frac{\epsilon_k}{\epsilon_1} \cdot d_1 + \frac{\epsilon_k}{\epsilon_2} \cdot d_2 + \dots} \quad \text{Εξίσωση 14}$$

2.3.2.1. ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΤΥΠΟΥ ΓΙΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕ ΚΥΨΕΛΙΔΩΤΑ ΑΥΤΟΜΑΤΑ

Για την περίπτωση των τριών στρωμάτων και για τον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου στο δεύτερο στρώμα ο τύπος γίνεται :

$$E_2 = \frac{U}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cdot d_1 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_2} \cdot d_2 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3} \cdot d_3} \quad \text{Εξίσωση 15}$$

U είναι η διαφορά δυναμικού ανάμεσα στο ένα άκρο του κελιού 1 και στο άλλο άκρο του κελιού 3, όπως αυτά εικονίζονται στο σχήμα 9. Όπως είναι φανερό, θεωρώντας U_{01}, U_{12}, U_{23} τις διαφορές δυναμικού στα άκρα του πρώτου, του δεύτερου και του τρίτου κελιού αντίστοιχα ισχύει ότι

$$U = U_{01} + U_{12} + U_{23} \quad \text{Εξίσωση 16}$$

Για τις διαστάσεις των κελιών έχουμε καθορίσει ότι οι διαστάσεις τους είναι $d_1=d_2=d_3=d$. Σε ανομοιογενή πεδία (όπως αυτά που υπάρχουν σε διατάξεις ακίδας- πλάκας ή σε επίπεδα ηλεκτρόδια

με μικρές ασυνέχειες), οι τάσεις δεν είναι ίσες αλλά μεταβάλλονται ανάλογα με την τιμή της ανομοιογένειας του δυναμικού που υπάρχει στα άκρα του κάθε κελιού. Η εξίσωση 15 μετατρέπεται σε :

$$E_2 = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 \cdot U}{\varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_3 \cdot d + \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 \cdot d + \varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_1 \cdot d} \Rightarrow$$

$$E_2 = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3}{\varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_3 + \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 + \varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_1} \cdot \frac{U}{d} \Rightarrow \quad \text{Εξίσωση 17}$$

Το U όμως είναι f φορές μεγαλύτερο από την τάση στα άκρα του δευτέρου στρώματος δηλαδή $U=f \cdot U_{12}$. Το f είναι παράμετρος που σε ομοιογενή πεδία ισούται με f=3 ενώ φυσικά στα ανομοιογενή μπορεί να μεταβάλλεται γύρω από αυτήν την τιμή. Το f δεν ισούται γενικά με 3 σε οποιοδήποτε ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο αλλά στην περίπτωση μας το στοιχειώδες τμήμα του υλικού έχει χωριστεί σε τρία ισοπαχή τμήματα στα οποία η συνολική διαφορά δυναμικού έχει καταμεριστεί σε τρία ίσα μέρη όποτε και η συνολική διαφορά δυναμικού θα είναι τρεις φορές μεγαλύτερη από τη διαφορά δυναμικού του καθενός τμήματος χωριστά. Έτσι η παραπάνω εξίσωση μετατρέπεται σε :

$$E_2 = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3}{\varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_3 + \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 + \varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_1} \cdot \frac{f \cdot U_{12}}{d} \Rightarrow$$

$$E_2 = f \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3}{\varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_3 + \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 + \varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_1} \cdot \frac{U_{12}}{d} \Rightarrow \quad \text{Εξίσωση 18}$$

$$E_2 = g \cdot \frac{U_{12}}{d}$$

Το g ορίζεται ως παράγοντας ανομοιογένειας του ηλεκτρικού πεδίου, είναι αδιάστατος αριθμός και είναι μια παράμετρος που δεν έχει χρησιμοποιηθεί ή οριστεί ποτέ πριν σε τέτοιου είδους υπολογισμούς. Όπως φαίνεται από τα παραπάνω το g ισούται με:

$$g = f \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3}{\varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_3 + \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 + \varepsilon_2^2 \cdot \varepsilon_1} \quad \text{Εξίσωση 19}$$

Όλες οι παράμετροι που ορίζουν το g μεταβάλλονται μέσα σε ένα συγκεκριμένο εύρος τιμών. Για τις παραμέτρους των προσομοιώσεων που έχουν πραγματοποιηθεί, έχει υποτεθεί μια τυχαία διακύμανση της διηλεκτρικής σταθεράς μεταξύ των τιμών 2,2-2,4 που έχει σαν αποτέλεσμα να δημιουργείται μια ανομοιογένεια και στην τιμή της πεδιακής έντασης προς τις διάφορες κατευθύνσεις. Το f επειδή για ομοιογενή πεδία έχει τιμή f=3, κυμαίνεται για τα ανομοιογενή από 2,8-3,2 περίπου, κάτι που μας οδηγεί σε τιμές για το g από 0,85-1,15 περίπου. Οι τιμές για το ε αναφέρονται στο πολυαιθυλένιο με μέση τιμή του $\varepsilon=2,3$ πράγμα που εισάγει την απαραίτητη ανομοιογένεια. Οι τιμές του f είναι εμπειρικές (παραμετρικές) και προέρχονται από μετρήσεις και δοκιμές με την βοήθεια του Toolbox των διαφορών δυναμικού μεταξύ γειτονικών κελιών σε ανομοιογενή επίσης πεδία. Τέλος οι τιμές του g προέρχονται από συνεχείς υπολογισμούς με τη βοήθεια της εξίσωσης 19.

Στους υπολογισμούς με την βοήθεια της εξίσωσης 19, στις προσομοιώσεις που έχουν πραγματοποιηθεί, η τιμή του g διατηρήθηκε στο ίδιο περίπου εύρος τιμών αλλά ορίστηκε από 2,2-2,4 στις περισσότερες προσομοιώσεις. Οι λόγοι για αυτήν την αύξηση είναι δυο:

- Το ίδιο εύρος τιμών έχει χρησιμοποιηθεί και στις [1] και [2] όπου έπαιξε ουσιαστικά τον ρόλο της παραμέτρου της προσομοίωσης.
- Για ορισμένες περιπτώσεις προσομοιώσεων (όπως π.χ. παρουσία μεγάλων τιμών φορτίων χώρου $\rho=+200 \text{ C/m}^3$) το μέσο πεδίο περίπου (80- 90) kV/6 mm = (13,33 – 15) kV/mm δεν είναι αρκετό για την έναυση δενδρίτη. Πειραματικά ακόμη και παρουσία φορτίων χώρου τα μέσα πεδία για έναυση δενδρίτη ήταν γύρω στα 6 kV/mm ενώ φυσικά στην περιοχή της ακίδας το πεδίο είναι πολύ μεγαλύτερο αφού εξαρτάται και από την ακτίνα καμπυλότητας. Έτσι χρησιμοποιήθηκε για λόγους ομοιομορφίας είτε παρουσία είτε απουσία φορτίων χώρου η διακύμανση 2,2 – 2,4 ενώ στις τελευταίες προσομοιώσεις χρησιμοποιήθηκε η διακύμανση του πεδίου μεταξύ των τιμών 0,88-1,12. Η πρώτη διακύμανση αύξανε ουσιαστικά το πεδίο κατά ένα παράγοντα 2,3 περίπου.

Όπως και στην περίπτωση των οριακών συνθηκών έτσι και στην περίπτωση της διακύμανσης, η τριάδα 80-90 kV σε 6mm απόσταση με μέσο πεδίο περίπου $E=(13,33-15) \text{ kV/mm}$ και διηλεκτρική αντοχή 50 kV/mm για το πολυαιθυλένιο θα πρέπει να είναι ικανές τιμές (αυτές ή παραπλήσιες αυτών) ώστε να μας δώσουν δενδρίτες οποιασδήποτε μορφής (να προκληθεί δηλαδή έναυση). Για να πραγματοποιηθούν τα παραπάνω καθ' όλη τη διάρκεια των προσομοιώσεων έπρεπε να γίνει ο κατάλληλος συνδυασμός παραμέτρων ώστε να έχουμε το απαιτούμενο αποτέλεσμα. Παρατηρούμε ότι οι πρώτες οριακές αυξάνουν την τιμή του πεδίου (όπως έχει γραφεί η αύξηση είναι σημαντική όταν υπάρχουν φορτία χώρου μεγάλης πυκνότητας) γύρω από την ακίδα διότι προκαλούν μεγαλύτερη κλίση του δυναμικού ενώ οι δεύτερες το αφήνουν ως έχει. Επίσης η διακύμανση 2,2-2,4 φυσικά αυξάνει το τελικό πεδίο ενώ η 0,85-1,15 το διατηρεί με μια διακύμανση γύρω από τη μονάδα.

Διακρίνουμε τέσσερις περιπτώσεις με συνδυασμό των παραπάνω παραμέτρων οι οποίες στην κατασκευή του προγράμματος θα πρέπει να δώσουν όχι θαμνοειδή δενδρίτη (όχι δηλαδή ολοκληρωτική διηλεκτρική κατάρρευση του υλικού που ξεκινά μάλιστα από το αιχμηρό ηλεκτρόδιο) για 13 kV/mm εφαρμοζόμενο πεδίο με 50 kV//mm διηλεκτρική αντοχή για το πολυαιθυλένιο [6].

| Συνθήκες στις πλάγιες επιφάνειες | Επιτόπια Διηλεκτρική Αντοχή για το πολυαιθυλένιο | Μέσο Εφαρμοζόμενο Πεδίο (80 kV σε 6 mm) | Χρήση του παράγοντα g: | ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ: | ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑ ΣΤΟ ΔΕΝΔΡΙΤΗ |
|---|--|---|------------------------|--|--|
| Πρώτης κατηγορίας-δυναμικό μηδέν | 50 kV//mm | 13 kV/mm | 2,2-2,4 | ΑΥΞΗΣΗ ΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ | Ο ΔΕΝΔΡΙΤΗΣ ΞΕΚΙΝΑ ΑΠΟ ΤΟ ΑΙΧΜΗΡΟ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΟ ΑΦΟΥ ΟΙ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΤΙΣ ΠΛΑΓΙΕΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΕΣ ΕΝΙΣΧΥΟΥΝ ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΤΗΝ ΑΥΞΗΣΗ |
| Πρώτης κατηγορίας-δυναμικό μηδέν | 50 kV//mm | 13 kV/mm | 0,85-1,15 | ΤΟ ΠΕΔΙΟ ΥΠΟΛΟΓΙΖΕΤΑΙ ΜΕ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΕΙΣ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΤΗ ΜΟΝΑΔΑ | ΔΕΝ ΥΠΑΡΧΟΥΝ ΟΙ ΠΡΟΫΠΟΘΕΣΕΙΣ ΓΙΑ ΕΝΑΥΣΗ ΤΟΥ ΔΕΝΔΡΙΤΗ |
| Δεύτερης κατηγορίας-επιφανειακή πυκνότητα φορτίου μηδέν | 50 kV//mm | 13 kV/mm | 2,2-2,4 | ΑΥΞΗΣΗ ΤΟΥ ΠΕΔΙΟΥ | Η ΑΥΞΗΣΗ ΠΟΥ ΠΑΡΟΥΣΙΑΖΕΙ ΤΟ ΠΕΔΙΟ ΔΕΝ ΕΙΝΑΙ ΑΡΚΕΤΗ ΓΙΑ ΕΝΑΥΣΗ ΔΕΝΔΡΙΤΗ ΛΟΓΩ ΤΩΝ ΟΡΙΑΚΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΣΤΙΣ ΠΛΑΓΙΕΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΕΣ ΣΤΙΣ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΜΕΓΑΛΗΣ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ. ΑΠΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ ΠΑΙΖΕΙ ΡΟΛΟ Η ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΗΣ ΑΚΙΔΑΣ. |
| Δεύτερης κατηγορίας-επιφανειακή πυκνότητα φορτίου μηδέν | 50 kV//mm | 13 kV/mm | 0,85-1,15 | ΤΟ ΠΕΔΙΟ ΥΠΟΛΟΓΙΖΕΤΑΙ ΜΕ ΔΙΑΚΥΜΑΝΣΕΙΣ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΤΗ ΜΟΝΑΔΑ | ΣΕ ΑΥΤΗΝ ΤΗΝ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΑΚΟΜΗ ΠΕΡΙΣΣΟΤΕΡΟ ΔΕΝ ΕΠΙΤΡΕΠΟΥΝ ΟΙ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΤΗΝ ΕΝΑΥΣΗ ΤΟΥ ΔΕΝΔΡΙΤΗ ΑΦΟΥ ΤΟ ΠΕΔΙΟ ΔΕΝ ΕΝΙΣΧΥΕΤΑΙ ΚΑΝ ΟΠΩΣ ΣΤΗΝ ΤΡΙΤΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΓΙΑ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΙΣ ΜΕΓΑΛΗΣ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ. |

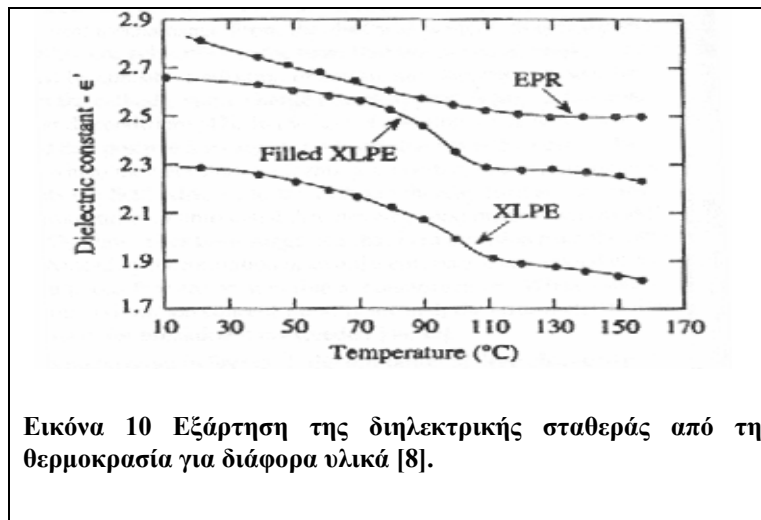
Πίνακας 1

Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να τονιστεί ότι η διηλεκτρική σταθερά ϵ (ή η σχετική ηλεκτρική επιδεκτικότητα $k=\epsilon/\epsilon_0$), μπορεί να μεταβάλλεται από μικροπεριοχή σε μικροπεριοχή του υλικού, αλλά και ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης σε περιπτώσεις υγρών μονωτικών υλικών. Η παρακάτω εξίσωση δείχνει ακριβώς αυτήν την εξάρτηση [7] :

$$\epsilon = \eta^2 + (\epsilon_b - \eta^2) \cdot \left(\frac{3}{\beta \cdot E}\right) \cdot \left[\coth(\beta \cdot E) - \frac{1}{\beta \cdot E}\right] \quad \text{Εξίσωση 20}$$

$$\beta = \frac{5 \cdot u}{2 \cdot k \cdot T} \cdot (n^2 + 2) \quad \text{Εξίσωση 21}$$

Όπου u είναι η ηλεκτρική διπολική ροπή του μορίου του νερού, n είναι ο δείκτης διάθλασης του νερού, E το ηλεκτρικό πεδίο, ϵ_b η διηλεκτρική σταθερά του νερού (bulk dielectric constant of water) και β όρος που εξαρτάται και από τη διπολική ροπή του νερού, από τη θερμοκρασία αλλά και από το δείκτη διάθλασης, όπως άλλωστε φαίνεται στην εξίσωση 21. Η εξάρτηση της διηλεκτρικής σταθεράς από τη θερμοκρασία φαίνεται επίσης και στην εργασία [8]. Η ύπαρξη δηλαδή μεταβολών στην τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς των στερεών μονωτικών υλικών, όπως έχει υποθεθεί στην παρούσα διδακτορική διατριβή, δεν στερείται καθόλου επιστημονικής τεκμηρίωσης. Αντιθέτως μάλιστα, όπως φαίνεται και στην [7] και [8], έχει αποδειχθεί και έχει χρησιμοποιηθεί και από άλλους ερευνητές.



Εικόνα 10 Εξάρτηση της διηλεκτρικής σταθεράς από τη θερμοκρασία για διάφορα υλικά [8].

Επίσης ο υπολογισμός του επιφανειακού φορτίου σε διάφορα σημεία του διηλεκτρικού παρουσιάζει δυσκολίες σύμφωνα και με την [9]. Τα επιφανειακά φορτία και η επιφανειακή αγωγιμότητα επηρεάζονται πολύ σημαντικά από την υγρασία και από τα διάφορα μικροσωματίδια που εναποτίθενται στην επιφάνεια. Είναι δηλαδή μια παράμετρος που εξαρτάται και από τις εξωτερικές συνθήκες του μονωτικού συστήματος. Τέλος επηρεάζεται και από την παρουσία φωτός λόγω του φωτοϊονισμού που μπορεί να προκαλέσει στα ηλεκτρόνια της επιφάνειας. Το γεγονός αυτό έχει επίσης επισημανθεί και στην [10], όπου και διατυπώνεται η άποψη ότι η παράμετρος του επιφανειακού φορτίου, της πόλωσης που δημιουργεί και των επιπτώσεων στο ηλεκτρικό πεδίο δεν λαμβάνεται υπόψη από τη διεθνή βιβλιογραφία.

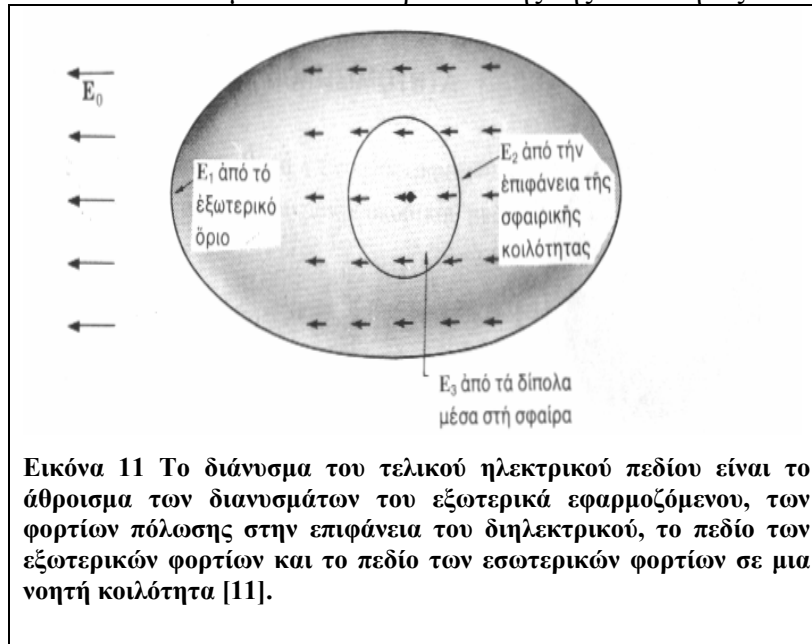
2.3.2.2. ΕΠΙΤΟΠΙΟ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΠΕΔΙΟ E_{loc} ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ

Εκτός από την παραπάνω προσέγγιση στον υπολογισμό του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου που στηρίζεται στην ανομοιογένεια του ηλεκτρικού πεδίου και στη διακύμανση του ϵ , υπάρχει και μια άλλη θεώρηση που οδηγεί στο συμπέρασμα ότι το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο σε ένα διηλεκτρικό και το εσωτερικό, τοπικό πεδίο είναι διαφορετικά μεγέθη που δεν ταυτίζονται [11].

Πράγματι το επιτόπιο πεδίο σε ένα άτομο του διηλεκτρικού είναι η υπέρθεση του διανύσματος του εξωτερικά εφαρμοζόμενου πεδίου που δημιουργείται από τις εξωτερικές πηγές και του εσωτερικού πεδίου από τα δίπολα τα οποία δημιουργούνται ή ήδη υπάρχουν μέσα στο σώμα του διηλεκτρικού.

$$E_{loc} = E_0 + E_1 + E_2 + E_3 \quad \text{Εξίσωση 22}$$

Στην παραπάνω σχέση το E_0 είναι το εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο και το E_1 είναι το πεδίο που οφείλεται στα επιφανειακά φορτία πόλωσης που αναπτύσσονται στην εξωτερική επιφάνεια του διηλεκτρικού. Με την εφαρμογή του εξωτερικού πεδίου τα άτομα του διηλεκτρικού μετατρέπονται σε ηλεκτρικά δίπολα λόγω της μετατόπισης των κέντρων του θετικού και του αρνητικού τους φορτίου. Τα δίπολα αυτά για ομοιογενή πόλωση αλληλοεξουδετερώνονται στο εσωτερικό του διηλεκτρικού επειδή το κέντρο θετικού φορτίου του ενός δίπολου βρίσκεται πολύ κοντά με το κέντρο του αρνητικού φορτίου του άλλου δίπολου. Αυτό συμβαίνει σε όλο τον όγκο του διηλεκτρικού εκτός από τις επιφάνειες που βρίσκονται κατά τη διεύθυνση διάδοσης του πεδίου όπου και δημιουργείται η πυκνότητα του επιφανειακού φορτίου. Γύρω από το άτομο θεωρούμε μια υποθετική σφαιρική κοιλότητα (με την έννοια των νοητών γραμμών) που έχει αποκοπεί από το δείγμα οπότε ως E_2 ορίζουμε το πεδίο από τα φορτία της πολώσεως τα οποία βρίσκονται στην περιφέρεια του ατόμου ενώ ως E_3 ορίζουμε το πεδίο από τα άτομα στο εσωτερικό αυτής της κοιλότητας.



Το μακροσκοπικό πεδίο E ορίζεται ως το άθροισμα του πεδίου από τις εξωτερικές πηγές και από τα επιφανειακά φορτία πόλωσης στην επιφάνεια του διηλεκτρικού. Από βασικές γνώσεις ηλεκτροστατικής θεωρίας :

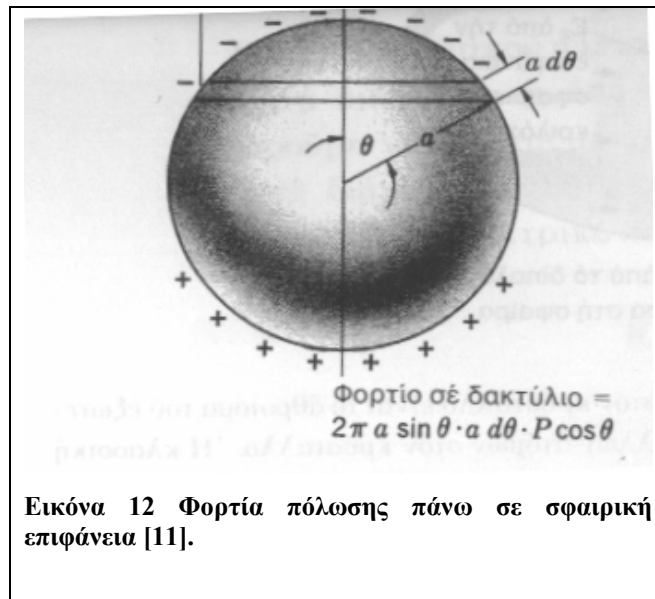
$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 - \frac{\vec{P}}{3 \cdot \epsilon_0} \quad \text{Εξίσωση 23}$$

όπου \mathbf{P} είναι το διάνυσμα της πόλωσης στην επιφάνεια του διηλεκτρικού. Για τους ίδιους λόγους, στηριζόμενοι στο σχήμα 12 το ηλεκτρικό πεδίο στην επιφάνεια της κλειστής επιφάνειας γύρω από το άτομο θα ισούται με την αντίστοιχη επιφανειακή πυκνότητα των φορτίων πόλωσης που υπάρχουν στην επιφάνεια της εν λόγω περιφέρειας :

$$\vec{E}_2 = \int_0^\pi (\alpha^{-2}) \cdot (2 \cdot \pi \cdot \alpha \cdot \sin \theta) \cdot (\alpha \cdot d\theta) \cdot (\vec{P} \cdot \cos \theta) \cdot (\cos \theta) \Rightarrow$$

$$\vec{E}_2 = \frac{1}{3 \cdot \epsilon_0} \cdot \vec{P}_{\text{εσωτ.}}$$

Εξίσωση 24



Εικόνα 12 Φορτία πόλωσης πάνω σε σφαιρική επιφάνεια [11].

Ο όρος E_3 είναι ο μοναδικός όρος ο οποίος εξαρτάται από την κρυσταλλική δομή. Αν όλα τα άτομα που υπάρχουν στο εσωτερικό της σφαιρικής γραμμής μπορούν να αντικατασταθούν με σημειακά δίπολα παράλληλα μεταξύ τους τότε $E_3=0$. Τελικά δηλαδή το επιτόπιο πεδίο σε περιοχή με διαστάσεις μερικών ατόμων μπορεί να εκφραστεί και ως:

$$\vec{E}_{loc} = \vec{E}_0 - \frac{1}{3 \cdot \epsilon_0} \cdot \vec{P} + \frac{1}{3 \cdot \epsilon_0} \cdot \vec{P}_{\text{εσωτ}} \quad \text{Εξίσωση 25}$$

Με τον τρόπο αυτό θέλουμε να δείξουμε ότι το τοπικό ηλεκτρικό πεδίο, σε πολύ μικρές διαστάσεις εξαρτάται από πλήθος παραγόντων όπως η ανομοιογένεια του πεδίου, οι μικρές μεταβολές του διηλεκτρικού περιβάλλοντος και ακόμη και από τα φορτία πόλωσης που αναπτύσσονται είτε στην επιφάνεια του διηλεκτρικού είτε στο εσωτερικό του, εξετάζοντας πάντα μια πολύ μικρή περιοχή του χώρου. Όλα τα παραπάνω δικαιολογούν απόλυτα την έννοια της διακύμανσης των τιμών του ηλεκτρικού πεδίου, όπως επίσης για την εισαγωγή της έννοιας του παράγοντα ανομοιογένειας g (field inhomogeneity factor). Το εύρος και τα επιλεγόμενα άκρα για τη διακύμανση εξαρτώνται από τον χειριστή του προγράμματος.

Η εξίσωση 25 είναι αρκετά κατατοπιστική για τις προσεγγίσεις που χρησιμοποιήθηκαν στο μοντέλο που παρουσιάζεται. Η παραπάνω εξίσωση δείχνει ότι το επιτόπιο πεδίο είναι διαφορετικό από το εξωτερικά εφαρμοζόμενο. Οι πολύ μικρές διαστάσεις στις οποίες χωρίζεται το διηλεκτρικό από ένα σημείο και μετά δημιουργούν αρκετά διαφορετικές συνθήκες στον υπολογισμό του πεδίου λόγω της ύπαρξης φορτίων πόλωσης και διπόλων που σε πολύ μικρές αποστάσεις κάνουν αισθητή, ηλεκτροστατικά, την παρουσία τους.

2.4. ΤΡΟΠΟΠΟΙΗΣΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΑΡΧΙΚΟΥ ΚΑΙ ΠΑΡΟΝΤΟΣ ΜΟΝΤΕΛΟΥ

Όπως έχει ήδη αναφερθεί οι διαφορές μεταξύ των αρχικών προσπαθειών [1,2] και των μετέπειτα προσεγγίσεων είναι ελάχιστες. Αναλυτικά θα μπορούσαν να αναφερθούν οι παρακάτω μεταβολές :

- Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε το Toolbox των Μερικών Διαφορικών Εξισώσεων του MATLAB που δίνει μεγάλη ακρίβεια στον υπολογισμό του πεδίου λόγω της τοποθέτησης των επιθυμητών οριακών συνθηκών σε όλες τις επιφάνειες της δομής. Στο αρχικό μοντέλο το MATLAB ήταν πάλι το εργαλείο για την προσομοίωση της διάδοσης αλλά όχι το TOOLBOX των μερικών διαφορικών εξισώσεων.
- Η διάδοση του δένδριτη έγινε βήμα-βήμα με συνεχή καθορισμό οριακών συνθηκών ακόμη και για επιφάνειες που γνωρίζαμε εκ των προτέρων ότι ήταν αδύνατο να επηρεάσουν σημαντικά το δένδριτη. Οι κατανομές του δυναμικού υπολογίζονταν σε κάθε βήμα εκ νέου αφού άλλαζε η δομή του δένδριτη. Ήταν η ακρίβεια που μας προσέφερε η εργαλειοθήκη του MATLAB με τα διάφορα είδη συνθηκών που μας επέτρεψε να ασχοληθούμε τόσο λεπτομερώς με την αναλυτική περιγραφή των κατανομών του δυναμικού.
- Το g εισήχθη στην παρούσα εργασία και υιοθετήθηκε ως ο παράγοντας ανομοιογένειας του πεδίου. Παλαιότερα υπήρχε η ίδια προσέγγιση με τη διαφορά ότι τον ρόλο της ανομοιογένειας τον είχε αναλάβει η διακύμανση της διηλεκτρικής σταθεράς. Οι τιμές που έχουν χρησιμοποιηθεί είναι οι ίδιες ή έχουν την ίδια διακύμανση, απλά στο παρόν μοντέλο έχει οριστεί με μεγαλύτερη ακρίβεια αυτή η παράμετρος.
- Στις επιφάνειες γύρω από τις αέριες κοιλότητες δεν υπήρχε στο προηγούμενο μοντέλο ο σαφής καθορισμός οριακών συνθηκών είτε της πρώτης είτε της δεύτερης είτε της τρίτης κατηγορίας. Το δυναμικό εξαρτάται μόνο από τα δυναμικά ακίδας και επίπεδου ηλεκτροδίου. Στην παρούσα εργασία είτε γύρω από τις σχισμές είτε γύρω από αγωγίμα / μονωτικά σωματίδια υπάρχει ορισμός των κατάλληλων οριακών συνθηκών.
- Λόγω των δυνατοτήτων του MATLAB λύνεται και η εξίσωση Poisson στον χώρο που μας ενδιαφέρει οπότε υπολογίζονται οι κατανομές του δυναμικού και με την παρουσία είτε των θετικών είτε των αρνητικών φορτίων χώρου. Αποτελεί καινοτομία ως προς το παλαιό μοντέλο το γεγονός ότι αυτή η παράμετρος περιλαμβάνεται σε αυτές τις προσπάθειες προσομοίωσης.
- Μελετήθηκε στην παρούσα εργασία η περίπτωση των επιπέδων ηλεκτροδίων με μια μικρή προεξοχή στην επιφάνεια του ενός. Η προσέγγιση έγινε με την βοήθεια διαφόρων τιμών της πυκνότητας των φορτίων χώρου.
- Η έναυση για λόγους ομοιομορφίας δεν υπολογίστηκε από την εξίσωση 1 αυτού του κεφαλαίου. Η αιτία για αυτήν την εξέλιξη αυτή είναι το γεγονός ότι η ακτίνα καμπυλότητας και οι υπόλοιπες παράμετροι που υπεισέρχονται στην εξίσωση δεν αποτελούσαν αντικείμενο της διδακτορικής διατριβής. Η άκρη του ηλεκτροδίου θα

έπρεπε να τροποποιηθεί κατάλληλα, με μεγαλύτερη ανάλυση ώστε να μπορέσουμε να την εντάξουμε μέσα σε αυτό το πλαίσιο.

2.5. ΟΜΟΙΟΤΗΤΕΣ ΚΑΙ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΜΕ ΤΑ ΥΠΟΛΟΙΠΑ ΜΟΝΤΕΛΑ

Το DIMET που παρουσιάζεται στην παρούσα εργασία έχει αρκετές ομοιότητες και αρκετές διαφορές με τα μοντέλα που έχουν κατά καιρούς προταθεί για τη μελέτη του φαινομένου. Ο σκοπός των προτεινόμενων μοντέλων είναι φυσικά η όσο το δυνατόν καλύτερη προσέγγιση του φαινομένου. Αυτή η προσέγγιση πρέπει να γίνει με τέτοιο τρόπο ώστε οι χρησιμοποιούμενες τιμές να προσεγγίζουν τις πειραματικές. Όπως είναι αναμενόμενο τα διάφορα μοντέλα μεταξύ τους παρουσιάζουν ομοιότητες και διαφορές. Μερικές από τις σπουδαιότερες είτε ομοιότητες είτε διαφοροποιήσεις αναφέρονται παρακάτω.

2.5.1. ΟΜΟΙΟΤΗΤΕΣ

- Σε όλα τα μοντέλα ή στις προσεγγίσεις που έχουν χρησιμοποιηθεί, η μεταβολή της πεδιακής έντασης είναι κοινό χαρακτηριστικό τους. Η μεταβολή αυτή αναφέρεται στο ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται είτε κατά την έναυση του δενδρίτη από την ακίδα είτε κατά τα ενδιάμεσα στάδια ανάπτυξης του δενδρίτη. Ειδικότερα για το μοντέλο Noskon [12] και [13], η επιλογή της κατεύθυνσης ανάπτυξης του δενδρίτη επιλέγεται τυχαία και αποδίδεται στην ανομοιογένεια του διηλεκτρικού υλικού και στις μεταβολές κατά την ανάπτυξη του ηλεκτρικού δενδρίτη.
- Εισάγεται η τιμή της κρίσιμης τιμής της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου E_c πάνω από την οποία είναι εφικτή η διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη προς τη συγκεκριμένη κατεύθυνση. Για τον Noskon $E_c=1,2 \cdot 10^7$ V/m (εποξική ρητίνη) ή καλύτερα 12 kV/mm.

2.5.2. ΔΙΑΦΟΡΕΣ

- Σε σχέση με το μοντέλο Noskon, ο υπολογισμός του δυναμικού πραγματοποιείται με την βοήθεια της εξίσωσης Laplace, ενώ στην περίπτωση του Noskon για τον υπολογισμό του δυναμικού χρησιμοποιείται εξίσωση υπέρθεσης των δυναμικών. Ο τρόπος που υιοθετείται είναι η ύπαρξη αρκετών ελευθέρων φορτίων (κατανομή φορτίων) στα ηλεκτρόδια τα οποία και σε συγκεκριμένη απόσταση θα δημιουργούν μια συγκεκριμένη τιμή δυναμικού όπως αυτή υπολογίζεται από την εξίσωση 45 του πρώτου κεφαλαίου.
- Στην περίπτωσή μας, ο χώρος διαιρείται τις περισσότερες φορές σε 100 x 100 κελιά και σε κάθε κελί αντιστοιχίζεται μια τιμή δυναμικού και μια τιμή από τη διηλεκτρική σταθερά, η οποία κυμαίνεται από 2,2-2,4. Στην περίπτωση του μοντέλου Noskon, σε κάθε σφαίρα αντιστοιχίζεται μια τιμή φορτίου q και μια τιμή του μεγέθους ποσότητα φθοράς (Damage Energy – W). Βελτίωση στη διακριτική ικανότητα, στην ακρίβεια του παραπάνω μοντέλου είναι η ανάλυση σε 500x500 κελιά που παρουσιάζεται στο επόμενο κεφάλαιο της εργασίας.
- Στο μοντέλο Noskon υπάρχει η προσομοίωση γεγονότων μερικών εκκενώσεων στο εσωτερικό κάθε σφαίρας με την προϋπόθεση ότι αυτή βρίσκεται σε μη-αγώγιμη κατάσταση. Οι σφαίρες δηλαδή μπορεί να βρίσκονται είτε σε αγώγιμη είτε σε μη-αγώγιμη κατάσταση οπότε, σύμφωνα με τις εντολές του προγράμματος παρατηρείται ανακατανομή των φορτίων σε κάθε σφαίρα, νέος υπολογισμός του δυναμικού και νέα κατανομή της ενέργειας φθοράς. Στο μοντέλο που έχουμε χρησιμοποιήσει δεν προσομοιώνονται οι μερικές εκκενώσεις οι οποίες συμβαίνουν στο εσωτερικό των

καναλιών. Επειδή το φαινόμενο των μερικών εκκενώσεων είναι άμεσα συνδεδεμένο με τη διάδοση ηλεκτρικών δενδριτών, μια βελτίωση του μοντέλου θα ήταν να συμπεριληφθεί και η μοντελοποίηση των μερικών εκκενώσεων. Ωστόσο, η μέχρι τώρα ανάλυση των περιπτώσεων, η οποία θα παρουσιαστεί στο επόμενο κεφάλαιο (τρίτο κεφάλαιο) καλύπτει μεγάλο εύρος του φαινομένου και παράγει μορφές ηλεκτρικών δενδριτών χωρίς τη συνεισφορά των μερικών εκκενώσεων.

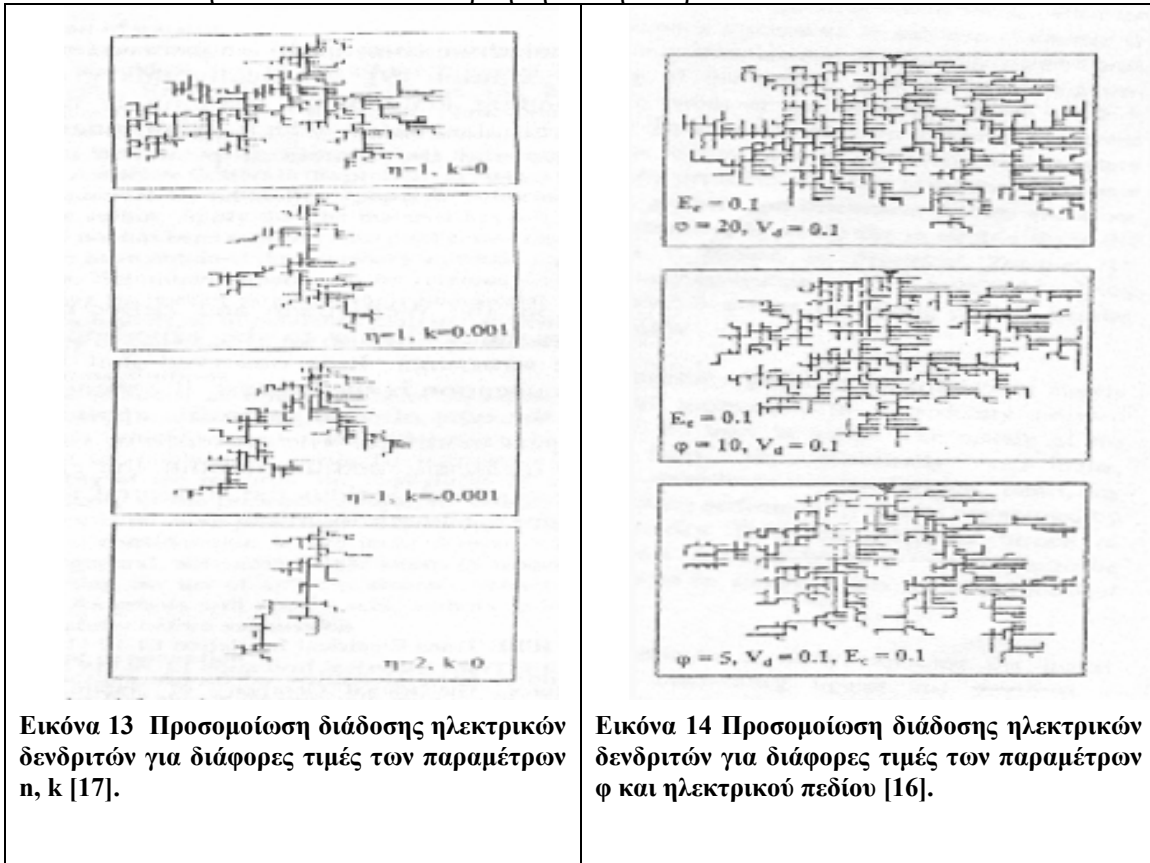
- Η εφαρμοζόμενη τάση στην παρούσα περίπτωση είναι DC με τιμές συνήθως στα 80 kV. Η απόσταση άκρης ακίδας από απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο είναι 6 mm, γεγονός που οδηγεί σε μέσο πεδίο $E=13,3$ kV/mm. Παρακάτω παρατίθεται πίνακας με τις χρησιμοποιούμενες τάσεις και κρίσιμες τιμές πεδίου για όλες τις χρησιμοποιούμενες προσομοιώσεις ή μοντελοποιήσεις. Οι τιμές καλύπτουν ορισμένες μόνο περιπτώσεις προσομοιώσεων των αντιστοιχών ερευνητών. Επίσης θα πρέπει να τονιστεί ότι στο μοντέλο των Champion-Dodd υπάρχει μόνο μία προσομοίωση διάδοσης των ηλεκτρικών δενδριτών αλλά από τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα μοντελοποιείται με κατάλληλο τρόπο η συμπεριφορά τους. Η ίδια τακτική ακολουθείται και στο μοντέλο των Dissado et al αφού η προσπάθεια για μοντελοποίηση έχει μεγάλη έκταση αλλά η προσομοίωση καλύπτει μόνο περιπτώσεις των πολύ αιχμηρών δενδριτών (spike trees) και αναπαράγει λίγο τα δεδομένα από το μοντέλο NPW. Το ίδιο συμβαίνει και με τα μοντέλα των Zeller, NPW και Sarathi.

| ΜΟΝΤΕΛΟ | ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΣΤΑΘΕΡΑ ΥΛΙΚΟΥ | ΤΑΣΗ-ΣΥΧΝΟΤΗΤΑ | ΔΙΑΚΕΝΟ | ΜΕΣΟ ΠΕΔΙΟ | ΚΡΙΣΙΜΗ ΤΙΜΗ |
|---------------|----------------------------|----------------------|-----------|-------------------------------------|--------------|
| DIMET | PE 2,2-2,4 | 80 kV DC | 6mm ή 3mm | 13,3 kV/mm | 50 kV/mm |
| NOSKOV | 3 | 6-12 kV (rms), 50 Hz | 1,5 mm | 4-9 kV/mm | 12 kV/mm |
| DISSADO | - | - | 1 mm | 60-120 kV/mm | - |
| CHAMPION-DODD | ΕΠΟΞΙΚΗ ΡΗΤΙΝΗ | 6-15 kV | 2 mm | 10-60 kV/mm (στην επιφάνεια φθοράς) | 11 kV/mm |
| ZELLER | - | - | - | - | - |
| NPW | - | - | - | - | - |
| SARATHI | - | - | - | - | - |

Πίνακας 2

- Στο μοντέλο που έχει υιοθετηθεί από τον Dissado [14] και [15], υπάρχει η υπόθεση ότι κατά μήκος του καναλιού του δενδρίτη, υπάρχει πτώση τάσης ενώ στην περίπτωση του μοντέλου D.I.M.E.T. θεωρείται ότι το κανάλι είναι απόλυτα αγωγίμο και το δυναμικό στα άκρα της ακίδας μεταφέρεται σε όλο το μήκος του δενδρίτη.
- Η επίδραση των φορτίων χώρου δεν λαμβάνεται υπόψη στα μοντέλα Noskon, Dissado και Champion. Στο μοντέλο Noskon θεωρείται ότι είναι μικρή η συνεισφορά τους, στο μοντέλο Dissado τα φορτία χώρου ενσωματώνονται από μια παράμετρο g (αυθαίρετα εισαγόμενη παράμετρος που δεν έχει σχέση με τον παράγοντα ανομοιογένειας του πεδίου) η οποία και αυξάνει την τιμή του Laplace πεδίου, ενώ στις προσεγγίσεις των Champion-Dodd επίσης δεν λαμβάνονται υπόψη.

- Σχετικά με τις εργασίες πάνω στους ηλεκτρικούς δενδρίτες στην [16] και [17], ο Sarathi, υιοθετώντας τη θεωρία των fractals, προσομοιώνει ηλεκτρικούς δενδρίτες μέσω παραμέτρου για τα φορτία χώρου $k=\rho/\epsilon$ και όχι μέσω της κανονικής πυκνότητας για τα φορτία χώρου ρ . Για διάφορες τιμές της παραμέτρου k προκύπτουν οι διάφορες εικόνες προσομοίωσης παρακάτω (εικόνες 13 και 14). Και στις δυο ομάδες προσομοιώσεων η κίνηση του ηλεκτρικού δενδρίτη ακολουθώντας την προτεινόμενη μεθοδολογία των περισσότερων μοντέλων είναι θέμα πιθανότητας. Η επιλογή της κατεύθυνσης κίνησης δεν εξαρτάται από το υλικό αλλά από την κανονικοποιημένη πιθανότητα P που είναι συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου.



Εικόνα 13 Προσομοίωση διάδοσης ηλεκτρικών δενδριτών για διάφορες τιμές των παραμέτρων n, k [17].

Εικόνα 14 Προσομοίωση διάδοσης ηλεκτρικών δενδριτών για διάφορες τιμές των παραμέτρων ϕ και ηλεκτρικού πεδίου [16].

- Γενικότερα θα μπορούσε κάποιος να διακρίνει ότι στην περίπτωση του Μοντέλου D.I.M.E.T. το κέντρο βάρους μετατοπίζεται στο υλικό που περιβάλλει το ηλεκτρόδιο, δηλαδή στο μονωτικό υλικό. Έτσι μπορούν να συμπεριληφθούν στη διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη πλήθος από διακριτές μεταξύ τους περιπτώσεις, όπως είναι η ύπαρξη:

- κοιλότητας αέρος,
- μονωτικού σωματιδίου,
- αγώγιμου σωματιδίου .
- μικρής προεξοχής σε επίπεδα ηλεκτρόδια.

με όλα τα παραπάνω. Επίσης όπως φαίνεται και από τον πίνακα τα διάφορα μοντέλα δεν είναι απαραίτητο να συνοδεύονται από προσομοιώσεις. Ακόμα και αν περιέχονται προσομοιώσεις δεν είναι απαραίτητο να ακολουθούν το σχήμα :

εφαρμοζόμενη τάση → διάκενο → υλικό → κρίσιμη τιμή → αποτέλεσμα

αλλά να χρησιμοποιούν άλλες παραμέτρους για την παραγωγή των σχημάτων των ηλεκτρικών δενδριτών. Παρατηρείται δηλαδή ότι στην ίδια κατηγορία με το DIMET ανήκει

μόνο το μοντέλο του Noskov όπου μελετώνται κάποιες παράμετροι του μοντέλου αλλά ταυτόχρονα παράγονται και κάποιες προσομοιώσεις. Φυσικά και δεν αποτελεί αδυναμία των μοντέλων η έλλειψη προσομοιώσεων αφού ο σκοπός των διαφόρων ερευνητών είναι να περιγράψουν όσο πιο περιεκτικά γίνεται το φαινόμενο με τα εργαλεία και τις μεθόδους που ο καθένας επιλέγει. Απλά ο δρόμος που επιλέγεται στην περίπτωση μας και στην περίπτωση του μοντέλου Noskov είναι διαφορετικός σε σχέση με τα υπόλοιπα μοντέλα.

2.6. ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΔΕΥΤΕΡΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

1. M. G. Danikas, I. Karafyllidis, A. Thanailakis, A.M. Bruning - Simulation of Electrical Tree Growth in Solid Dielectrics Containing Voids of Arbitrary Shape. - Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 4, 1996, pp. 535-552.
2. I. Karafyllidis, M.G. Danikas, A. Thanailakis, A.M. Bruning - Simulation of Electrical Tree Growth in Solid Insulating Materials - Archiv. F. Elektr. 81, 1998, pp. 183-192.
3. Peter V. O' Neil - Beginning Partial Differential Equations - John Wiley And Sons, 1999.
4. Tyn Myint-U, Lokenath Debnath - Partial Differential Equations for Scientists and Engineers - Prentice Hall Inc., 1987.
5. F.H. Krueger- Industrial High Voltage, Eds. Delft University Press, 1991.
6. D. Halliday- R. Resnick, Physics II ,1960, Ελληνική Έκδοση Γ.Α. Πνευματικός.
7. S. Basu, M. Sharma – An Improved Space Charge Model for Flow Through Charged Microporous Membranes – Journal of Membrane Science 124, 1997, pp. 77-91.
8. R. Bartnikas – Performance Characteristics of Dielectrics in the Presence of Space Charge – IEEE Trans. On Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 4 no. 5, Oct. 1997, pp. 544-557.
9. H.J. Wintle – Charge Motion and Trapping in Insulators – IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 6 no. 1, Feb 1999, pp.1-10.
10. F.N. Lim, R .J Fleming, R.D. Naybour - Space Charge Accumulation in Power Cable XLPE Insulation.- IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 6 no. 3, 1999, pp. 273-281.
11. C. Kittel – Introduction to Solid State Physics – John Wiley & Sons, 1976.
12. M.D. Noskov, A.S. Malinovski, M. Sack, A.J. Schwab - Self-Consistent Modeling of Electrical Tree Propagation and PD Activity - IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 7 no. 6, 2000, pp. 725-733.
13. M.D. Noskov, M. Sack, A.S. Malinovski, A.J. Schwab - Measurement and Simulation of Electrical Tree Growth and Partial Discharge Activity in Epoxy Resin - J. Phys. D: Appl. Phys. 34, 2001, pp. 1389-1398.
14. L.A. Dissado, P.J.J. Sweeny - Physical Model for Breakdown Structures in Solid Dielectrics - Phys. Review B, vol. 48 no. 22, 1993, pp. 16261-16268.

15. J.C. Fothergill, L.A. Dissado, P.J.J. Sweeny - A Discharge Avalanche Theory for the Propagation of Electrical Trees - IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation vol. 1 no. 3, 1994, pp. 474-486.
16. R. Sarathi, S. Shinivasa Rao - Effect of Space Charges on the Dynamical Aspects of Electrical Trees - Fourth Workshop & Conference on EHV Technology, India, 1998, pp. 145-147.
17. R. Sarathi - Dynamical Aspects of Electrical Trees - Materials Letters 32, 1997, pp. 351-354.

2.7. ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΔΕΥΤΕΡΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

| | |
|--|-----|
| ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΔΕΥΤΕΡΟ..... | 81 |
| ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΘΕΜΕΛΙΩΣΗ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ (D.I.M.E.T.)..... | 81 |
| 2.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 81 |
| 2.2. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΑΡΧΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ | 82 |
| 2.3. ΠΑΡΟΥΣΙΑΣΗ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ..... | 84 |
| 2.3.1. ΕΠΙΛΟΓΗ ΟΡΙΑΚΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ..... | 84 |
| 2.3.2. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΕΔΙΑΚΩΝ ΕΝΤΑΣΕΩΝ..... | 87 |
| 2.3.2.1. ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΤΥΠΟΥ ΓΙΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΜΕ ΚΥΨΕΛΙΔΩΤΑ ΑΥΤΟΜΑΤΑ | 89 |
| 2.3.2.2. ΕΠΙΤΟΠΙΟ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΠΕΔΙΟ E_{loc} ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ | 93 |
| 2.4. ΤΡΟΠΟΠΟΙΗΣΕΙΣ ΜΕΤΑΞΥ ΑΡΧΙΚΟΥ ΚΑΙ ΠΑΡΟΝΤΟΣ ΜΟΝΤΕΛΟΥ | 95 |
| 2.5. ΟΜΟΙΟΤΗΤΕΣ ΚΑΙ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΜΕ ΤΑ ΥΠΟΛΟΙΠΑ ΜΟΝΤΕΛΑ | 96 |
| 2.5.1. ΟΜΟΙΟΤΗΤΕΣ..... | 96 |
| 2.5.2. ΔΙΑΦΟΡΕΣ..... | 96 |
| 2.6. ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΔΕΥΤΕΡΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 99 |
| 2.7. ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΔΕΥΤΕΡΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 100 |

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ

ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ

3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι προσομοιώσεις διάδοσης των ηλεκτρικών δένδριτών αποτελούν το κύριο μέρος της διδακτορικής διατριβής. Χρησιμοποιώντας γνώσεις Προγραμματισμού στο MATLAB, κατασκευάστηκε και μοντελοποιήθηκε η συμπεριφορά των διηλεκτρικών υλικών κάτω από συνεχή τάση για διάφορες κατηγορίες διατάξεων, πυκνοτήτων φορτίων χώρου και εγκεκλεισμένων σχισμών ή σωματιδίων. Για να πραγματοποιηθούν, απαιτήθηκαν συνδυασμός γνώσεων και υπολογισμών από:

- τη θεωρία των υψηλών τάσεων,
- την φυσική στερεάς κατάστασης,
- την μεθοδολογία επίλυσης ηλεκτροστατικών προβλημάτων
- τη θεωρία γλωσσών προγραμματισμού.

Αρχικά θα αναφερθούμε στην μεθοδολογία των Κυψελιδωτών Αυτομάτων (ΚΑ) και στον τρόπο που αυτά χρησιμοποιούνται στην παρούσα εργασία. Στην ενότητα 3.2 δίνονται 4 παραδείγματα προσομοιώσεων με ΚΑ τα τρία εκ των οποίων προέρχονται από ερευνητικές ομάδες των Ελληνικών Πανεπιστημίων. Επιλέχθηκαν με τέτοιο τρόπο ώστε να δίνονται οι απαραίτητες μόνο πληροφορίες για την μέθοδο που ακολουθείται και για τα αποτελέσματα που λαμβάνονται. Ταυτόχρονα καταγράφονται τα κοινά στοιχεία που υιοθετούνται από τις τρεις προσπάθειες. Στη συνέχεια, στην ενότητα 3.3 εξετάζονται όλες οι προσομοιώσεις ξεχωριστά για κάθε περίπτωση, παραθέτοντας τα αποτελέσματα της προσομοίωσης, τη θεωρητική επεξεργασία που προηγήθηκε και τα συμπεράσματα που θα μπορούσαν να εξαχθούν.

3.2. ΚΥΨΕΛΙΔΩΤΑ ΑΥΤΟΜΑΤΑ

3.2.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα Κυψελιδωτά Αυτόματα αποτελούν μοντέλα φυσικών διεργασιών στα οποία ο χώρος και ο χρόνος είναι διακριτές ποσότητες και οι φυσικές ποσότητες παίρνουν μόνο πεπερασμένες τιμές. Ο πρώτος που εισήγαγε την μεθοδολογία για τα ΚΑ ήταν ο John von Neumann στα τέλη της δεκαετίας του 1940 [1]. Προσπαθώντας να αντιληφθεί τους κανόνες λειτουργίας του ανθρωπίνου εγκεφάλου, με τις ιδιότητες του αυτοελέγχου (self-control) και της αυτό-διόρθωσης (self-repair), προχώρησε ακόμα παραπέρα εισάγοντας τη θεώρηση ότι οποιοδήποτε φυσικό σύστημα μπορεί να διαιρεθεί σε κελιά. Κάθε τέτοιο κελί έχει κάποια εσωτερική κατάσταση (internal state) που είναι ένα σύνολο ιδιοτήτων που του αποδίδονται και που φυσικά σχετίζονται άμεσα με την εξέλιξη του φυσικού συστήματος.

Για την δυναμική συμπεριφορά του φαινομένου πρέπει να υιοθετηθεί ένας κανόνας (rule), ο οποίος θα πρέπει να είναι κοινός για όλα τα κελιά και ο οποίος θα βοηθάει στην εξέλιξη αυτού του φυσικού συστήματος. Σαν ιδέα ήταν πολύ πρωτοποριακή αφού για την εξέλιξη του φαινομένου κάθε κελί των ΚΑ ήταν στην ουσία μια μηχανή που αναπαράγει τον εαυτό της, κάτω βέβαια από ορισμένες προϋποθέσεις [2].

3.2.2. ΟΡΙΣΜΟΣ ΚΥΨΕΛΙΔΩΤΩΝ ΑΥΤΟΜΑΤΩΝ

Για να κατασκευαστεί ένα κυψελιδωτό αυτόματο θα πρέπει να υπάρχουν οι παρακάτω προϋποθέσεις:

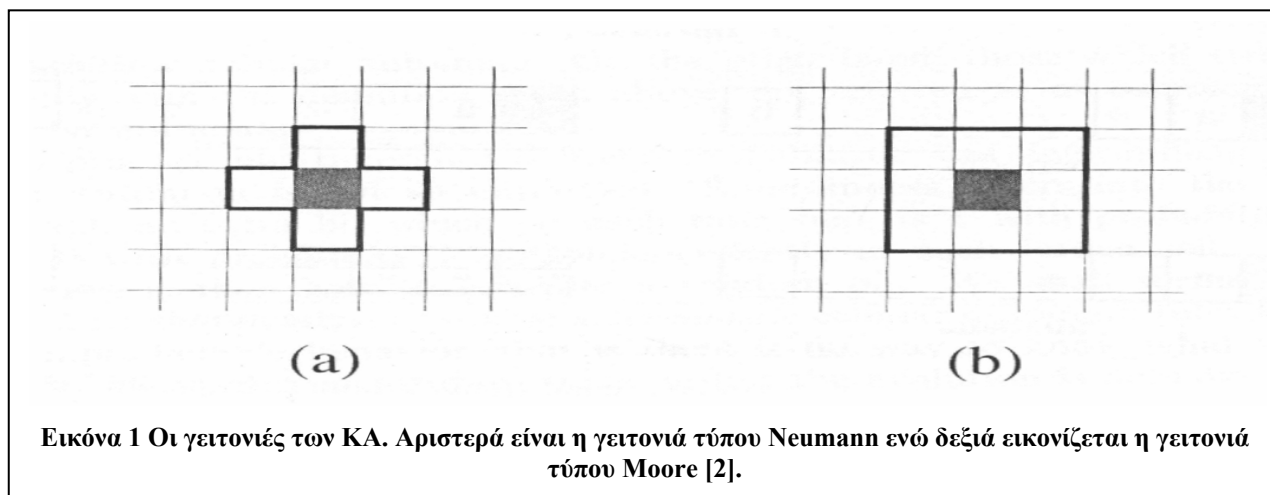
- Να κατασκευαστεί ένα κανονικό πλέγμα που να καλύπτει ένα μέρος ενός χώρου n -διαστάσεων
- Να κατασκευαστεί ένα πλήθος από μεταβλητές οι οποίες να σχετίζονται με το σημείο r του πλέγματος $\Phi(r,t)=\{\Phi_1(r,t), \Phi_2(r,t), \dots, \Phi_m(r,t)\}$ οι οποίες καθορίζουν την τοπική κατάσταση του κάθε κελιού.
- Να οριστεί ένας κανόνας $R=\{R_1, R_2, \dots, R_m\}$ ο οποίος και να εφαρμόζεται σε κάθε κελί και ο οποίος θα καθορίζει την χρονική εξέλιξη της κατάστασης Φ την επόμενη χρονική στιγμή $t+1$

$$\Phi_j(r,t+1)=R_j(\Phi(r,t), \Phi(r+\delta_1,t), \Phi(r+\delta_2,t), \dots, \Phi(r+\delta_q,t))$$

Εξίσωση 1

Ο κανόνας όπως έχει ήδη ειπωθεί είναι κοινός για όλα τα κελιά άρα υπάρχει η έννοια της ομοιογένειας δηλαδή δεν εξαρτάται ο κανόνας από την φορά του διανύσματος θέσης του κελιού. Επίσης όπως ορίστηκε προηγουμένως, η κατάσταση την επόμενη χρονική στιγμή $t+1$ καθορίζεται από την κατάσταση της αμέσως προηγούμενης χρονικής στιγμής t . Όπως όμως εύκολα μπορεί να γίνει αντιληπτό μπορεί να ρυθμιστεί ο κανόνας ώστε την κατάσταση $t+1$ να την επηρεάζουν και οι καταστάσεις $t-1$, $t-2$ κ.ο.κ. Κάτι τέτοιο πολύ απλά θα είχε ως αποτέλεσμα την αύξηση των απαιτήσεων μνήμης του συστήματος.

Για την γειτονιά που επηρεάζει την κατάσταση του υπό εξέταση κελιού, θεωρητικά δεν υπάρχουν χωρικοί περιορισμοί. Μπορεί να επιλεγεί όσο μεγάλη θέλουμε ώστε να περιλαμβάνει το πλήθος των απαιτούμενων κελιών. Πρακτικά όμως ασχολούμαστε με τα αμέσως γειτονικά κελιά



τα οποία διακρίνονται σε δυο μεγάλες κατηγορίες. Είτε η γειτονιά είναι τύπου Neumann, είτε τύπου Moore. Στην πρώτη περίπτωση γειτονιά θεωρούνται τα τέσσερα κελιά τα οποία βρίσκονται αριστερά, δεξιά, πάνω και κάτω από το κεντρικό κελί. Στην δεύτερη περίπτωση περιλαμβάνονται τα κελιά της πρώτης κατηγορίας και τα τέσσερα διαγώνια κελιά. Το σχήμα 1 είναι κατατοπιστικό για τα δυο είδη γειτνίασης στη θεωρία των ΚΑ.

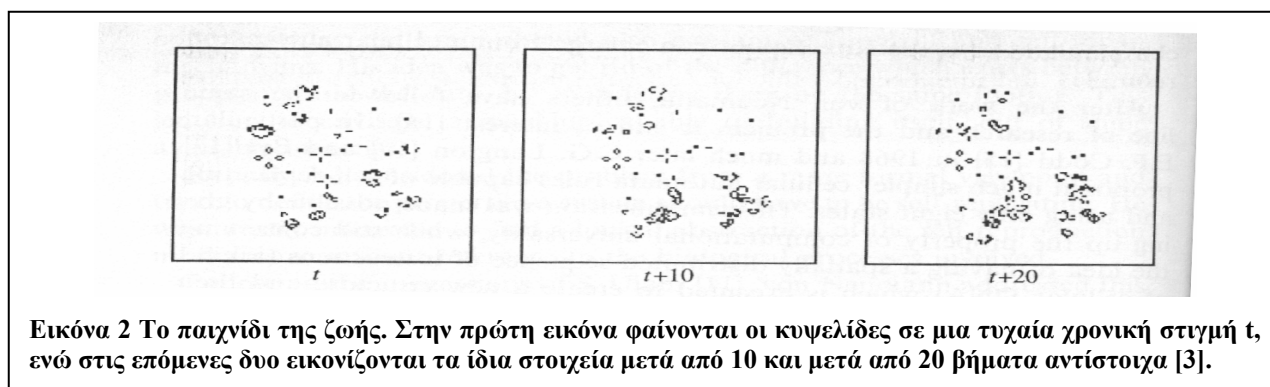
3.2.3. ΤΟ ΠΑΙΧΝΙΔΙ ΤΗΣ ΖΩΗΣ

Πολύ χαρακτηριστικό παράδειγμα ΚΑ είναι το λεγόμενο παιχνίδι της ζωής (game of life) το οποίο κάτω από απλούς κανόνες έχουν δημιουργηθεί αρκετά πολύπλοκες συμπεριφορές. Εισήχθη από τον μαθηματικό John Conway [3], και το πεδίο στο οποίο διαδραματίζεται είναι ένα διδιάστατο πλέγμα χωρισμένο σε κελιά τα οποία μπορούν να βρίσκονται σε μια από δυο

καταστάσεις. Είτε θα είναι ζωντανά είτε θα είναι νεκρά. Κάθε κελί περιβάλλεται από 8 κελιά. Ο κανόνας που εφαρμόζεται σε αυτό το δυναμικό φυσικό σύστημα είναι ο εξής:

- Ένα νεκρό κελί το οποίο περιβάλλεται από τρία ακριβώς ζωντανά κελιά θα μετατρέπεται απευθείας σε ζωντανό.
- Ένα ζωντανό κελί το οποίο περιβάλλεται από δύο ή λιγότερα ζωντανά κελιά μετατρέπεται σε νεκρό διότι πλήττει από μοναξιά
- Ένα ζωντανό κελί που περιβάλλεται από τέσσερα ή περισσότερα ζωντανά κελιά μετατρέπεται σε νεκρό λόγω ασφυξίας.

Στο σχήμα 2 φαίνονται τρεις καταστάσεις του χώρου όπου συμβαίνει το παιχνίδι της ζωής οι οποίες απέχουν μεταξύ τους 10 βήματα. Με λευκό χρώμα εικονίζονται τα κελιά που είναι νεκρά ενώ με μαύρο χρώμα εικονίζονται τα κελιά που είναι ζωντανά. Όπως φαίνεται έχουν παρατηρηθεί κατά τη διάρκεια του απλού αυτού φαινομένου, πολύπλοκες δομές οι οποίες φαίνονται να



ολισθαίνουν (gliders). Πρόκειται για διατάξεις γειτονικών κελιών τα οποία ενώ θα ανέμενε κάποιος να ακολουθούν τυχαίες διαδρομές αυτά κινούνται σε ευθείες τροχιές.

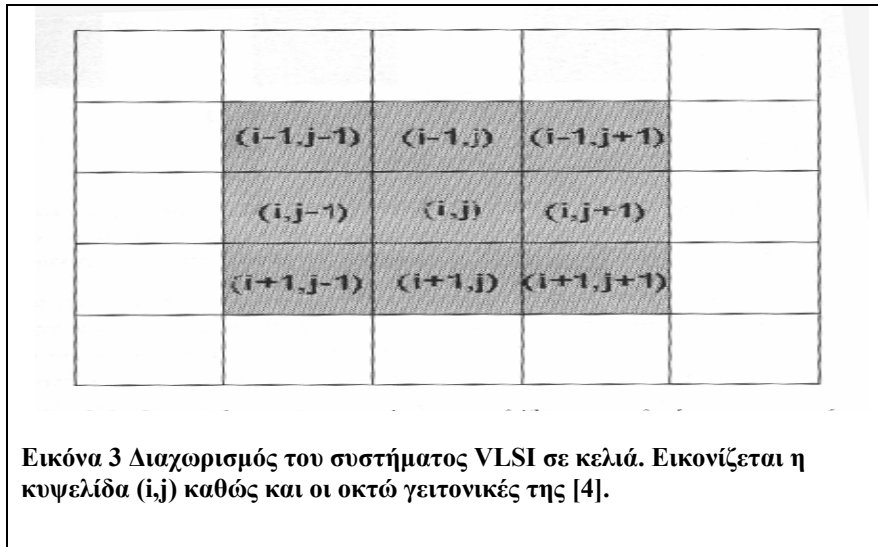
3.2.4. ΕΦΑΡΜΟΓΗ Κ.Α. ΣΤΑ ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ VLSI

Μεγάλη βιβλιογραφία υπάρχει στο πεδίο των κυκλωμάτων VLSI και στον τρόπο που αυτά σχετίζονται με τα ΚΑ. Σημαντικές είναι οι θεωρητικές προσεγγίσεις για τα μονοδιάστατα, διδιάστατα, τριδιάστατα ΚΑ. Στα διδιάστατα ΚΑ υπάρχει η κατηγοριοποίηση ανάμεσα σε αυτά που έχουν διακριτό χώρο καταστάσεων και σε αυτά με συνεχή χώρο καταστάσεων. Πιο συγκεκριμένα μέσω των ΚΑ στην [4], πραγματοποιήθηκαν τα εξής:

- Μελετήθηκε και επεκτάθηκε ένας διδιάστατος προσομοιωτής της διεργασίας της φωτολιθογραφίας για την κατασκευή ολοκληρωμένων κυκλωμάτων.
- Προσομοιώθηκε η διεργασία οξείδωσης και κατασκευής ολοκληρωμένων κυκλωμάτων.
- Σε μακροσκοπικό επίπεδο υλοποιήθηκαν μακροσκοπικά ΚΑ που προσομοιώνουν τις επιδράσεις της μετακίνησης πληθυσμών και του εμβολιασμού τους στη διάδοση επιδημιών.

Εστιάζοντας μόνο στην φωτολιθογραφία θα πρέπει να τονιστεί ότι αλγόριθμος για την φωτολιθογραφία (photoresist etching), δηλαδή για την χάραξη φωτοεπιχρίσματος έχει παρουσιαστεί και παλαιότερα (αλγόριθμος απομάκρυνσης κυψελίδας, αλγόριθμος χορδής και ο αλγόριθμος ιχνηλάτησης ακτινών). Με χρήση όμως ΚΑ έχει αναπτυχθεί στην [5]. Ο αλγόριθμος αυτός δοκιμάστηκε με την χρήση γνωστών συναρτήσεων κατανομής ταχύτητας χάραξης και βρέθηκε ότι είναι αριθμητικά σταθερός, και είναι ικανός να αποφεύγει τη δημιουργία αφύσικων επιφανειακών βρόχων. Εκτός των υπολοίπων χαρακτηριστικών του, ο αλγόριθμος επεκτάθηκε να συμπεριλάβει τις διεργασίες αντιστροφής ειδώλου και της χημικής ενίσχυσης.

Παράδειγμα για τη διαδικασία χάραξης φωτοεπιχρίσματος καθώς και την μεθοδολογία που ακολουθείται δίνεται με τη διαίρεση του φωτοεπιχρίσματος σε ένα αριθμό από κυψελίδες-κελιά όπως συμβαίνει και σε κάθε μεθοδολογία Κ.Α.

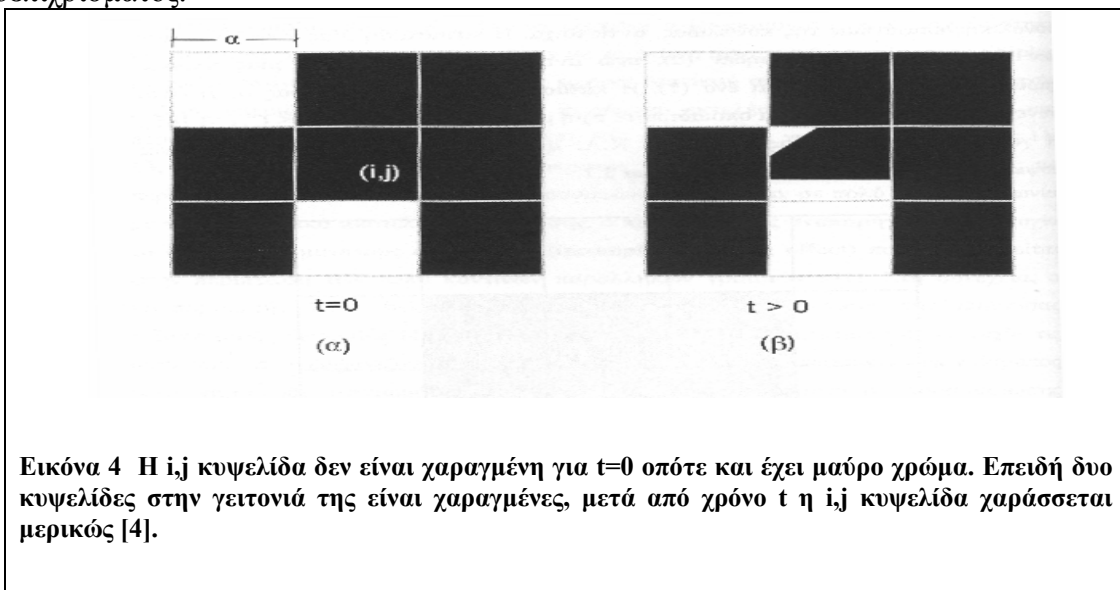


Μια πολύ χρήσιμη παράμετρος στο συγκεκριμένο ΚΑ είναι η τοπική κατάσταση της κυψελίδας όπως ονομάζεται, που δεν είναι τίποτα άλλο παρά ο λόγος του εμβαδού της περιοχής της κυψελίδας που έχει χαραχθεί A_e προς το εμβαδόν της συνολικής κυψελίδας A_c .

$$C_t^{i,j} = \frac{A_e}{A_c} \quad \text{Εξίσωση 2}$$

Η κατάσταση μιας κυψελίδας που δεν έχει χαραχθεί είναι μηδέν (0) ενώ η κατάσταση μιας κυψελίδας που έχει χαραχθεί είναι ένα (1). Στο παραπάνω σχήμα βλέπουμε την κυψελίδα i,j και τις γειτονικές της κυψελίδες που αποτελούν την γειτονιά της, όπως έχει ειπωθεί προηγουμένως. Στον αλγόριθμο ο κανόνας των ΚΑ περιλαμβάνει τις επιδράσεις στη συγκεκριμένη i,j κυψελίδα από τις γειτονικές της, καθώς και την επίδραση που έχει αυτή καθαυτή η κατάσταση της κυψελίδας από το προηγούμενο χρονικό βήμα στο επόμενο.

Οι κυψελίδες που δεν είναι χαραγμένες έχουν μαύρο χρώμα ενώ οι κυψελίδες που έχουν χαραχτεί τελείως έχουν λευκό. Μέσω των κατάλληλων κανόνων που συμπορεύονται με τη διαδικασία και τις τεχνικές χάραξης, μια κυψελίδα μπορεί να χαραχθεί μερικώς. Όπως φαίνεται και στο αντίστοιχο σχήμα, η i,j κυψελίδα είναι εν μέρει χαραγμένη ενώ σε κάθε κυψελίδα εκχωρείται μια συγκεκριμένη ταχύτητα χάραξης που είναι συνάρτηση της έκθεσης του φωτοεπιχρίσματος.



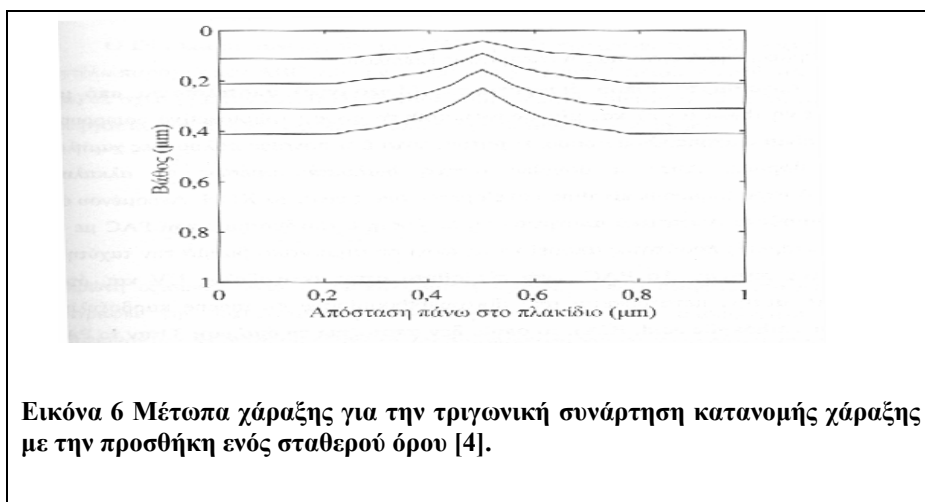
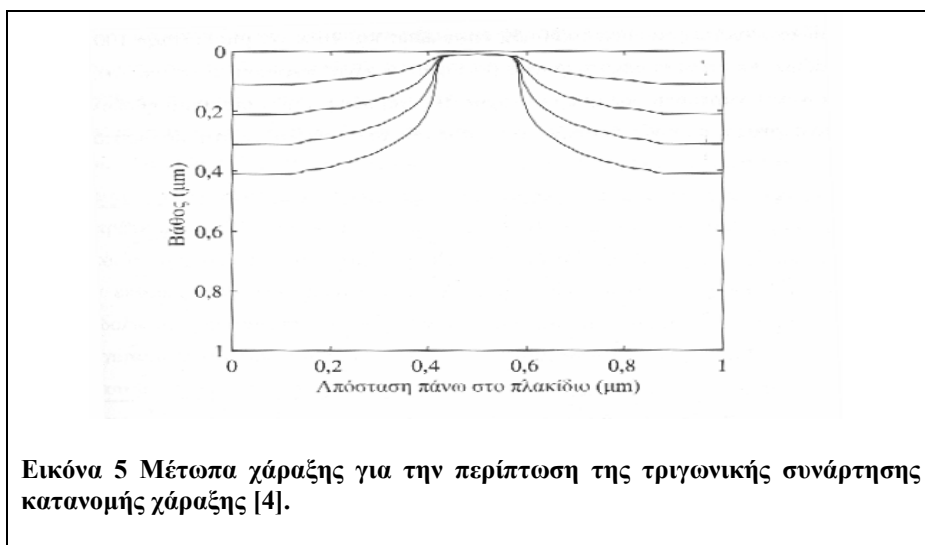
Ο δεδομένος αλγόριθμος ΚΑ ελέγχθηκε με την χρήση μερικών πολύ γνωστών συναρτήσεων χάραξης όπως είναι η τριγωνική συνάρτηση κατανομής χάραξης με την απλή της μορφή αλλά και με την προσθήκη σταθερού όρου $R(x,y,z)$.

$$R(x, y, z) = 2 \cdot |x - 0,5| \mu\text{m}/\text{sec} \quad \text{Εξίσωση 3}$$

Μετά την προσθήκη του σταθερού όρου η εξίσωση μετατρέπεται στην παρακάτω:

$$R(x, y, z) = 2 \cdot |x - 0,5| + 0.2 \mu\text{m}/\text{sec} \quad \text{Εξίσωση 4}$$

Τα αντίστοιχα μέτωπα χάραξης για τις δυο περιπτώσεις εικονίζονται στα παρακάτω σχήματα:



3.2.5. ΕΦΑΡΜΟΓΗ Κ.Α. ΣΤΗΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗ

Μια άλλη ενδιαφέρουσα εφαρμογή των Κ.Α. είναι η χρησιμοποίησή τους στην Αστροφυσική και πιο συγκεκριμένα στην μελέτη των ηλιακών διακυμάνσεων ρεύματος και πεδίου (solar flares) [6]. Στις συγκεκριμένες δημοσιεύσεις έγινε προσπάθεια να γεφυρωθούν οι εξισώσεις της Μαγνητοϋδροδυναμικής (MHD), με τις εξισώσεις του Maxwell και με κάποιους κανόνες από την μεθοδολογία των Κ.Α. Τα μεγέθη που αναπαριστώνται και γίνεται προσπάθεια να προσομοιωθεί η λειτουργία τους είναι :

- Το διανυσματικό δυναμικό A

- Η ένταση του μαγνητικού πεδίου B (Μαγνητική Επαγωγή)
- Το ρεύμα

Η μεθοδολογία των Κ.Α. που χρησιμοποιήθηκε είναι παρόμοια φυσικά με οποιαδήποτε προσομοίωση Κ.Α. Έτσι πάλι ο χώρος διαιρείται σε τριδιάστατο κυβικό πλέγμα (3-D cubic grid), και σε κάθε κελί (μικρός κύβος), αντιστοιχίζεται ένα τριδιάστατο διάνυσμα \mathbf{A} το οποίο έχει μια αρχική αυθαίρετη τιμή $(1,1,1)T$ παντού. Ακολουθώντας με τυχαίο τρόπο παρουσιάζονται προσαυξήσεις (Increments) σε διάφορες περιοχές στο διάνυσμα \mathbf{A} οπότε και προκύπτει η κατανομή του διανύσματος \mathbf{A} σε μια επόμενη χρονική στιγμή.

$$\mathbf{A}(\mathbf{t}+1, \mathbf{x}_{ijk}) = \mathbf{A}(\mathbf{t}, \mathbf{x}_{ijk}) + \delta \mathbf{A}(\mathbf{t}, \mathbf{x}_{ijk}) \quad \text{Εξίσωση 5}$$

Μετά από κάθε ολοκλήρωση της διαδικασίας (time step), το σύστημα ελέγχει αν η επιτόπια καταπόνηση, υπερβαίνει μια κρίσιμη τιμή.

$$dA_{ijk} := A_{ijk} - \frac{1}{6} \sum_{n.n.} A_{n.n.} \quad \text{Εξίσωση 6}$$

Όπου το παραπάνω άθροισμα αναφέρεται στα 6 γειτονικά κελιά ενώ η κρίσιμη τιμή συνήθως λαμβάνεται ίση με $A_{cr}=7$. Εάν ικανοποιείται η συνθήκη :

$$\left| dA_{ijk} \right| > A_{cr} \quad \text{Εξίσωση 7}$$

τότε το πεδίο αναδιατάσσεται είτε για το κεντρικό κελί

$$\vec{A}_{ijk} \rightarrow \vec{A}_{ijk} - \frac{6}{7} d\vec{A}_{ijk} \quad \text{Εξίσωση 8}$$

είτε για τα γειτονικά κελιά:

$$\vec{A}_{n.n.} \rightarrow \vec{A}_{n.n.} + \frac{1}{7} d\vec{A}_{ijk} \quad \text{Εξίσωση 9}$$

Σε μια τέτοια περίπτωση ανακατανομής ενέργεια απελευθερώνεται (energy burst), η οποία δίνεται από τον παρακάτω τύπο.

$$E_{rel} = \frac{6}{7} \left| d\vec{A}_{ijk} \right| \quad \text{Εξίσωση 10}$$

Στη συνέχεια το μοντέλο επεκτάθηκε με την χρησιμοποίηση των γνωστών εξισώσεων

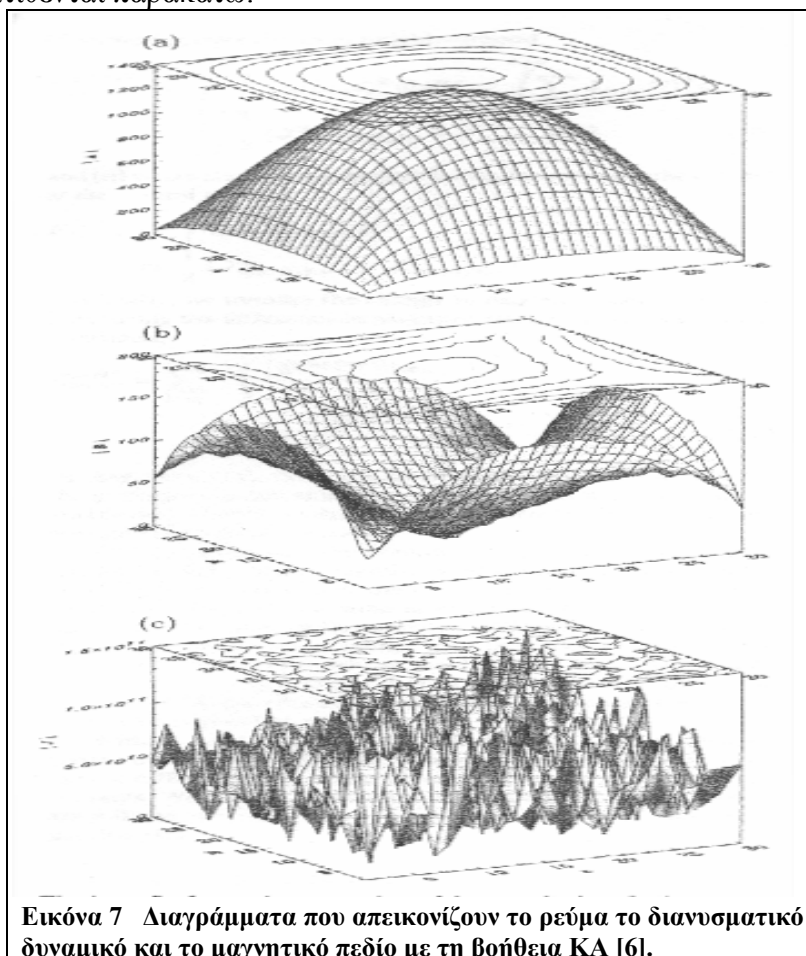
$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad \text{Εξίσωση 11}$$

$$\vec{J} = \frac{c}{4 \cdot \pi} \vec{\nabla} \times \vec{B} \quad \text{Εξίσωση 12}$$

Το ηλεκτρικό πεδίο για την περίπτωση αυτή υπολογίζεται από τον παρακάτω τύπο:

$$\vec{E} = n \cdot \vec{J} - \frac{1}{c} \cdot \vec{u} \times \vec{B} \quad \text{Εξίσωση 13}$$

Όπου n είναι ο παράγοντας διάχυσης και u είναι το πεδίο ταχυτήτων των ιόντων (fluid velocity). Πέρα από τα παραπάνω, υπάρχουν και άλλες πολλές προσεγγίσεις, σχέσεις και παραδοχές που πλαισιώνουν το μοντέλο που φυσικά εμπίπτουν στο πεδίο της Αστροφυσικής. Τα τελικά αποτελέσματα των τριών πεδίων, όπως αυτά ορίστηκαν και υπολογίστηκαν από την εν λόγω εργασία παρατίθενται παρακάτω:



3.2.6. ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΩΝ Κ.Α. ΣΤΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΑΕΡΟΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΜΕΤΑΒΑΣΗ ΑΠΟ STREAMER ΜΗΧΑΝΙΣΜΟ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΣΕ LEADER

Τα Κ.Α. ως μέθοδος μελέτης των μηχανισμών leader και streamer αναλύονται στην [7]. Η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε είναι ίδια όπως και σε άλλες περιπτώσεις μελέτης δυναμικών φυσικών συστημάτων. Το σύστημα διαιρείται σε έναν ορισμένο αριθμό κελιών και η εξέλιξη του φαινομένου καθορίζεται από τους κανόνες οι οποίοι συνεχώς μεταβάλλουν την κατάσταση των κελιών. Οι παράμετροι οι οποίοι αντιστοιχίζονται σε κάθε κελί είναι:

- Το ηλεκτρικό δυναμικό
- Το ποσό της εκλυόμενης ενέργειας.
- Η παράμετρος των τυχαιών διακυμάνσεων του πεδίου δ

Το κάθε κελί με τη σειρά του, τελικά μπορεί να βρεθεί σε μία από τις παρακάτω τρεις καταστάσεις:

- Κατάσταση Διηλεκτρικού, δηλαδή έχει ακόμα τις μονωτικές του ιδιότητες S0
- Κατάσταση streamer δηλαδή κατάσταση χαμηλής αγωγιμότητας S1
- Κατάσταση leader, δηλαδή κατάσταση υψηλής αγωγιμότητας. S2 ή S3

Το δυναμικό κατά μήκος του leader διατηρείται σταθερό και ίσο με το δυναμικό στο οποίο βρίσκεται το ηλεκτρόδιο από το οποίο προέρχεται. Έτσι μια εκκένωση-οδηγός που ξεκινάει από

το κάτω ηλεκτρόδιο έχει το δυναμικό του κάτω ηλεκτροδίου ενώ ένας που ξεκινάει από το πάνω ηλεκτρόδιο έχει το δυναμικό του άνω ηλεκτροδίου.

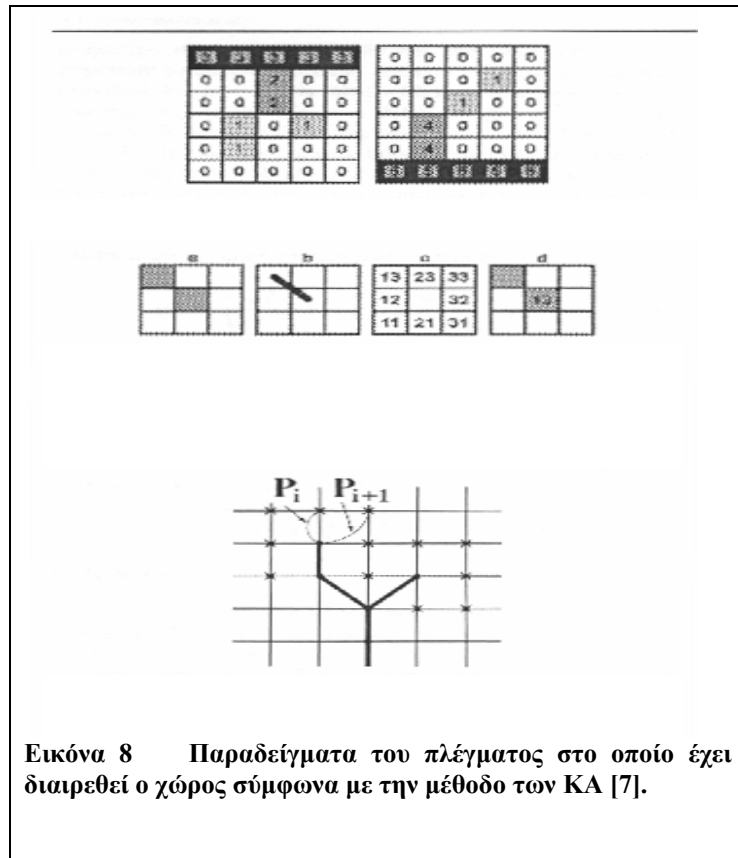
Η εξίσωση Laplace επιλύεται για δυο διαστάσεις :

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = 0 \quad \text{Εξίσωση 14}$$

Ενώ για τις τιμές του δυναμικού στο i,j κελί, αυτές υπολογίζονται από την παρακάτω σχέση:

$$\phi_{i,j} = \frac{\phi_{i,j+1} + \phi_{i,j-1} + \phi_{i+1,j} + \phi_{i-1,j}}{4} \quad \text{Εξίσωση 15}$$

Στο παρακάτω σχήμα εικονίζονται η μέθοδος που ακολουθείται, το πλέγμα στο οποίο διαιρείται το υλικό καθώς και τα υποψήφια κελιά στα οποία ο δενδρίτης θα κάνει το επόμενο βήμα.



3.3. ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ

3.3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Σε αυτό το μέρος του τρίτου κεφαλαίου παρατίθεται όλη η προσπάθεια προσομοιώσεων της διαδικασίας έναυσης και διάδοσης ηλεκτρικών δενδριτών στο εσωτερικό των μονωτικών υλικών. Υπάρχει η διάκριση κι η ταξινόμηση ανάλογα με την περίπτωση ενώ κάθε περίπτωση αντιμετωπίζεται σε τρία συνήθως επίπεδα.

- Η προεργασία που πραγματοποιείται σε κάθε περίπτωση. Η προεργασία περιλαμβάνει την τοποθέτηση των καταλλήλων τιμών δυναμικού, την ανάλυση σε ορισμένο πλήθος κελιών, και τις τιμές των διαφόρων παραμέτρων της προσομοίωσης όπως ο παράγοντας ανομοιογένειας g και η κρίσιμη τιμή της τοπικής διηλεκτρικής αντοχής.

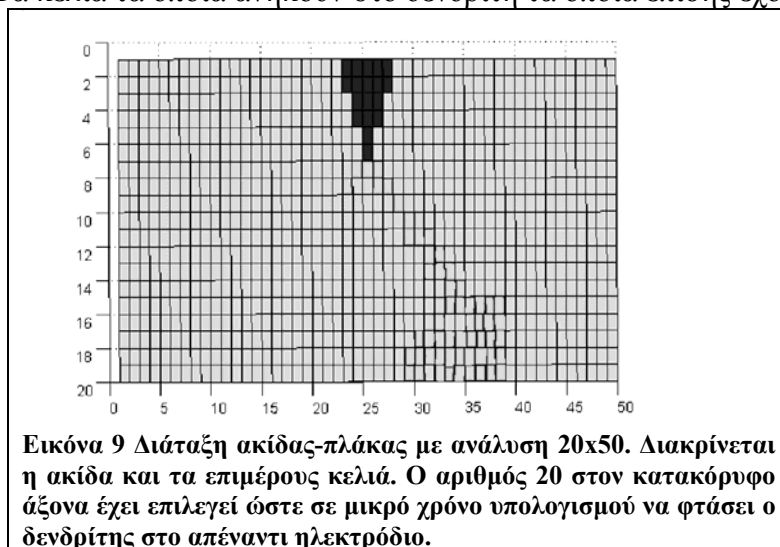
- Τα αποτελέσματα προσομοίωσης που είναι ο σχολιασμός των διαφόρων σχηματισμών από διασπασμένα κελιά σε σχέση με τα υπόλοιπα κελιά της δομής.
- Τη σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα σε διάφορες παραμέτρους όπως:
 - Είδος και τιμή της τάσης
 - Ρυθμός μεταβολής της τάσης σε σχέση με τον χρόνο.
 - Είδος και πάχος υλικού
 - Είδος ηλεκτροδιακής διάταξης
 - Μορφή δενδριτών

3.3.2. ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΣΕ 20X50 ΚΕΛΙΑ

3.3.2.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ

Αρχικά θεωρείται διάταξη με ανάλυση των κελιών σε 20 x 50. Αυτό σημαίνει ότι για να παραμείνουμε σε διαστάσεις δοκιμίου 10mm x 10mm θα πρέπει οι διαστάσεις του κάθε κελιού να είναι 0,5mm και 0,2mm αντίστοιχα. Η εφαρμοζόμενη τάση είναι 20 kV στο αιχμηρό ηλεκτρόδιο και 0 kV στο απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο. Η κρίσιμη τιμή για την τοπική διηλεκτρική αντοχή είναι 14,5 kV/mm. Τα κελιά διακρίνονται σε τρεις κατηγορίες.

- 1) Τα κελιά που ανήκουν στο υλικό τα οποία έχουν λευκό χρώμα.
- 2) Τα κελιά τα οποία ανήκουν στην ακίδα με μαύρο χρώμα.
- 3) Τα κελιά τα οποία ανήκουν στο δενδρίτη τα οποία επίσης έχουν μαύρο χρώμα.

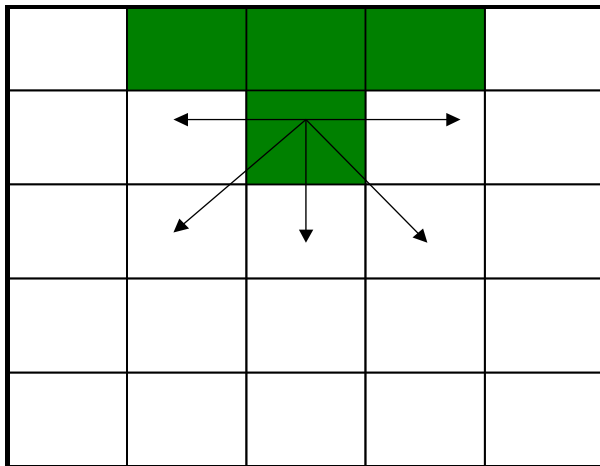


Όπως είναι φυσικό αρχικά υπάρχουν μόνο τα δυο πρώτα είδη κελιών, αφού δεν έχει ξεκινήσει ακόμη ο δενδρίτης οπότε και δεν μπορεί να υπάρχουν κελιά που να ανήκουν σε αυτόν. Τα βήματα που ακολουθούνται είναι παρόμοια με κάθε προσομοίωση που θα παρουσιαστεί:

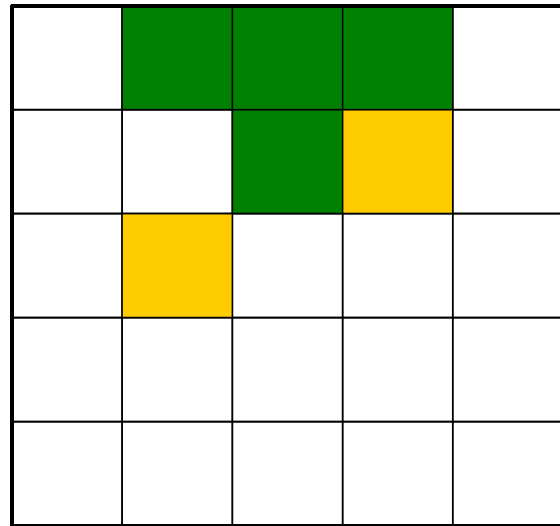
- 1) Κατασκευή στο GUI της κατάλληλης γεωμετρίας ακίδας-πλάκας
- 2) Εφαρμογή των κατάλληλων οριακών συνθηκών στα ηλεκτρόδια αλλά και στις διαχωριστικές επιφάνειες μεταξύ δοκιμίου και αέρα.
- 3) Παραγωγή πίνακα με τυχαίες διακυμάνσεις του παράγοντα ανομοιογένειας g μεταξύ των τιμών 2,2-2,4
- 4) Αριθμητική επίλυση της εξίσωσης Laplace ή Poisson για την εύρεση των τιμών του δυναμικού.
- 5) Ταξινόμηση των τιμών του δυναμικού οι οποίες να σημειωθεί ότι στο Toolbox βρίσκονται με την μορφή 1xη πίνακα σε 20x50 κελιά με βάση τις συντεταγμένες του κάθε στοιχείου του δυναμικού (ηxη πίνακας)
- 6) Οι αριθμητικές τιμές του δυναμικού που αναφέρονται σε κάποιο κελί χρησιμοποιούνται αφού πρώτα βρεθεί ο μέσος όρος αυτών, ώστε να επιτευχθεί η καλύτερη δυνατή ακρίβεια.

- 7) Ανίχνευση των κελιών που ανήκουν στην ακίδα τα οποία θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν ως σημεία από τα οποία θα μπορούσε να ξεκινήσει ο δενδρίτης. Τα κελιά αυτά πειραματικά βρίσκονται στην άκρη της ακίδας όπου και παρατηρείται μεγάλη τιμή του ηλεκτρικού πεδίου.
- 8) Υπολογισμός του ηλεκτρικού πεδίου με βάση τον τύπο :

$$\vec{E} = g \cdot \frac{U}{d} \quad \text{Εξίσωση 16}$$



Εικόνα 10 Μεγέθυνση της περιοχής της ακίδας. Τα πράσινα κελιά ανήκουν στην ακίδα ενώ τα λευκά κελιά ανήκουν στο υλικό. Τα πέντε βέλη δείχνουν τα πέντε υποψήφια κελιά στα οποία και μπορεί να διαδοθεί ο ηλεκτρικός δενδρίτης.



Εικόνα 11 Αν υπάρξουν οι κατάλληλες συνθήκες ώστε να διασπαστεί το υλικό προς τα δυο από τα πέντε κελιά, τότε τα κελιά αυτά παύουν να ανήκουν στη δομή του μονωτικού υλικού αλλά ανήκουν πλέον στη δομή του ηλεκτρικού δενδρίτη.

Όπου g είναι ο παράγοντας ανομοιογένειας, U είναι η διαφορά δυναμικού μεταξύ των κέντρων των γειτονικών κελιών και d είναι η απόσταση μεταξύ των κέντρων των κελιών. Ο υπολογισμός του πεδίου για την περίπτωσή μας γίνεται μεταξύ του τελευταίου κελιού στην άκρη της ακίδας και των πέντε γειτονικών του κελιών. Με αυτόν τον τρόπο υπάρχουν πέντε υποψήφια κελιά για τη διάδοση του δενδρίτη τα οποία αντιστοιχούν στην γειτονιά τύπου Moore από τη θεωρία των ΚΑ. Ενδεικτικά στα σχήματα 10 και 11 φαίνονται οι πέντε δυνατότητες διάδοσης του δενδρίτη [8] .

Ο δενδρίτης δεν θα μπορούσε να διαδοθεί προς τα τρία κελιά τα οποία βρίσκονται ακριβώς πάνω από την άκρη της ακίδας διότι πειραματικά δεν έχει παρατηρηθεί κάτι τέτοιο. Έτσι ο αλγόριθμος διερευνά τα υπόλοιπα πέντε κελιά που βρίσκονται στην γειτονιά του δενδρίτη.

9) Διερεύνηση βάσει κανόνα των ΚΑ σε ποια κελιά μπορεί να διαδοθεί ο δενδρίτης. Ο κανόνας για την περίπτωσή μας είναι η σύγκριση του ηλεκτρικού πεδίου προς τις πέντε διευθύνσεις με την κρίσιμη τιμή της τοπικής διηλεκτρικής αντοχής. Αν είναι μεγαλύτερο το πεδίο από την E_c τότε ο δενδρίτης προχωράει προς εκείνα τα κελιά του υλικού τα οποία τώρα μετατρέπονται σε κελιά του δενδρίτη. Αν για παράδειγμα η τιμή του ηλεκτρικού πεδίου είναι μεγαλύτερη προς τις δυο αυτές κατευθύνσεις, τότε τα δυο κελιά του υλικού μετατρέπονται σε κελιά του δενδρίτη.

10) Επανάληψη της διαδικασίας από την αρχή διότι τώρα η δομή έχει αλλάξει οπότε και πρέπει να οριστούν ξανά νέες οριακές συνθήκες πάνω στην νέα δομή, να διερευνηθούν

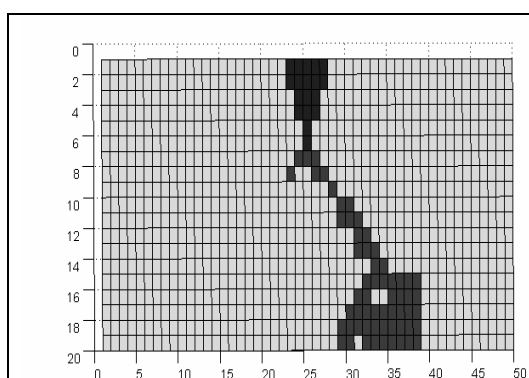
τα νέα κελιά απ' όπου μπορεί να προκύψει δενδρίτης και να λυθούν εκ νέου οι εξισώσεις Κ.Ο.Κ.

Να σημειωθεί ότι μετά την έναυση του δενδρίτη από το ηλεκτρόδιο, οποιοδήποτε κελί το οποίο ανήκει στο δενδρίτη μπορεί να αποτελέσει πηγή νέου δενδρίτη (διακλάδωση) ή να συνεχίσει να προεκτείνει προς το απέναντι ηλεκτρόδιο το αρχικό κανάλι του ηλεκτρικού δέντρου. Έτσι από εδώ και πέρα ο αλγόριθμος υπολογίζει το ηλεκτρικό πεδίο για δυο κατηγορίες κελιών.

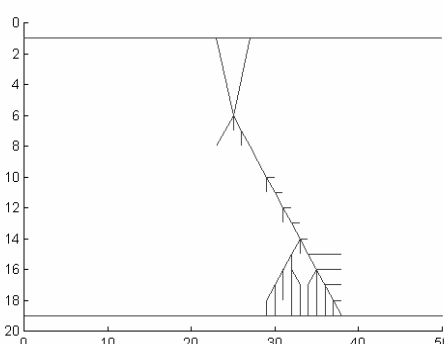
1. Για όσα από τα πέντε κελιά που βρίσκονται γύρω από την άκρη της ακίδας δεν έχουν διασπαστεί αρχικά.
2. Γύρω από όλα τα κελιά του υλικού που ανήκουν πλέον στο δενδρίτη.

Έχει θεωρηθεί ότι το κελί που διασπάται θεωρείται απόλυτα αγωγίμο οπότε και το δυναμικό που εφαρμόζεται στα άκρα του ισούται με το δυναμικό που εφαρμόζεται στα άκρα της ακίδας. Δεν υπάρχει δηλαδή κάποια πτώση τάσης κατά μήκος του καναλιού, η οποία φυσικά θα εξαρτιόταν και από το μήκος του καναλιού.

3.3.2.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ



Εικόνα 12 Διάδοση ολοκληρωτικής διάσπασης του μονωτικού υλικού με το δενδρίτη να έχει προσεγγίσει το απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο.



Εικόνα 13 Η διάδοση του δενδρίτη όπως αυτή εικονίζεται χωρίς την εμφάνιση των κελιών. Τα μαυρισμένα κελιά έχουν αντικατασταθεί με συμπαγείς γραμμές.

Η αρχική εικόνα για τη διάταξη εικονίζεται στο σχήμα 9 ενώ μετά από έναν αριθμό βημάτων η τελική εικόνα 12 δείχνει καθαρά το δενδρίτη να έχει φτάσει στο απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο. Στην εικόνα 13 έχουν τροποποιηθεί τα κελιά και η πρόοδος του ηλεκτρικού δενδρίτη καταγράφεται με διαδοχικά ευθύγραμμα τμήματα που ενώνουν τα κέντρα των δυο κελιών. Η εικόνα αυτή είναι πιο κοντά στην πραγματικότητα ενώ οι 9 και 12 είναι κατατοπιστικές για την μορφή που έχει το φυσικό σύστημα μετά τη διαίρεσή του σε κελιά όπως επιβάλλει η θεωρητική προσέγγιση των ΚΑ.

3.3.3. ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΣΕ 50 x 50 ΚΕΛΙΑ-ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ

3.3.3.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ

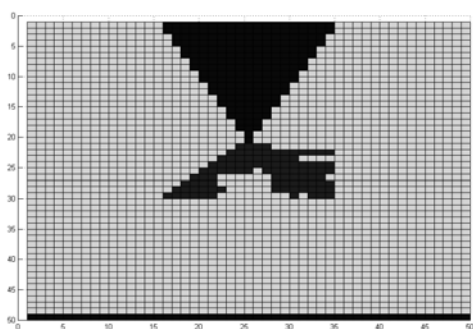
Στην περίπτωση αυτή η ανάλυση που χρησιμοποιήθηκε ήταν 50 x 50 κελιά [9]. Οι διαστάσεις του υλικού εξακολουθούν να είναι 10mm x 10mm που σημαίνει ότι το κάθε κελί έχει διαστάσεις 0,2mm x 0,2mm. Το αιχμηρό ηλεκτρόδιο εισέρχεται στο εσωτερικό του υλικού οπότε και βρίσκεται σε κατακόρυφη απόσταση 6mm από το απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο. Η διάδοση του δενδρίτη μελετάται με τα ίδια ακριβώς βήματα όπως αυτά περιγράφονται στην παράγραφο 3.3.2.1. Η διαφορά βρίσκεται στο ότι υπάρχει όπως έχει ειπωθεί καλύτερη ανάλυση του φυσικού μας συστήματος σε περισσότερα κελιά και επίσης λαμβάνεται υπόψη μια ομοιογενής κατανομή φορτίων χώρου στο εσωτερικό του διηλεκτρικού υλικού.

Η χρησιμοποιούμενη τάση σε αυτήν την περίπτωση είναι 90 kV η οποία εφαρμόζεται στην ακίδα και 0 kV στο απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο. Η κρίσιμη τιμή της τοπικής διηλεκτρικής αντοχής λαμβάνεται ίση με 50 kV/mm. Συνοπτικά τα στοιχεία από τις τέσσερις προσομοιώσεις που έχουν πραγματοποιηθεί παρατίθενται στον παρακάτω πίνακα:

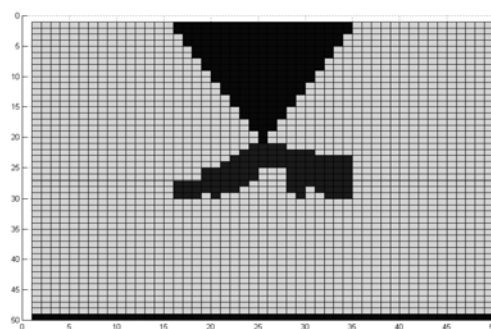
| ΕΞΙΣΩΣΗ | Laplace | Poisson | Poisson | Poisson |
|---|-----------|-----------|-----------|-----------|
| ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΕΛΙΩΝ | 50X50 | 50 X 50 | 50 X 50 | 50 X 50 |
| ΔΙΑΣΤΑΣΕΙΣ ΚΕΛΙΩΝ (mm) | 0,2 X 0,2 | 0,2 X 0,2 | 0,2 X 0,2 | 0,2 X 0,2 |
| ΤΟΠΙΚΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΟΧΗ (kV/mm) | 50 | 50 | 50 | 50 |
| ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ (C/m ³) | 0 | 10 | 200 | 300 |
| ΜΕΤΑΒΟΛΗ ΠΑΡΑΓΟΝΤΑ ΑΝΟΜΟΙΟΓΕΝΕΙΑΣ g | 2,2-2,4 | 2,2-2,4 | 2,2-2,4 | 2,2-2,4 |
| ΕΦΑΡΜΟΖΟΜΕΝΗ ΤΑΣΗ (kV) | 90 | 90 | 90 | 90 |

Πίνακας 1

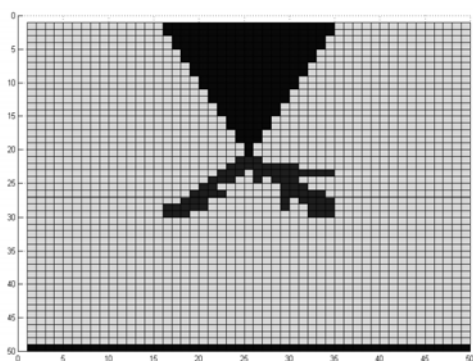
3.3.3.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ



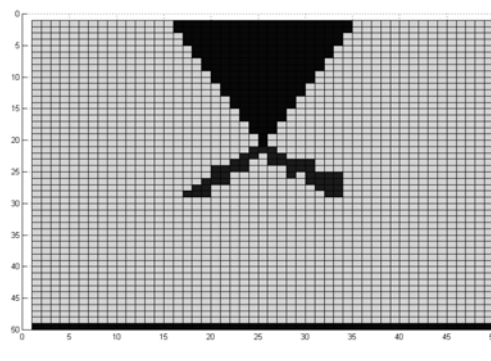
Εικόνα 14 Διάδοση δενδρίτη απουσία φορτίων χώρου. Η εφαρμοζόμενη τάση είναι 90 kV .



Εικόνα 15 Διάδοση δενδρίτη παρουσία φορτίων χώρου $\rho=+10 \text{ C/m}^3$.



Εικόνα 16 Διάδοση δενδρίτη με πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+200 \text{ C/m}^3$.



Εικόνα 17 Διάδοση δενδρίτη με πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+300 \text{ C/m}^3$.

Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων εικονίζονται στα σχήματα 14 ως 17. Συγκρίνοντας το σχήμα 14 με το σχήμα 15 παρατηρούμε ότι για μικρές τιμές των φορτίων χώρου δεν παρατηρούνται ουσιαστικά διαφορετικές συμπεριφορές σε σχέση με τη διάδοση απουσία των φορτίων χώρου. Σε ισχυρά ηλεκτρικά πεδία δηλαδή η ύπαρξη και μόνο μικρής πυκνότητας φορτίων χώρου δεν μεταβάλλει ουσιαστικά την κατανομή των πεδιακών εντάσεων. Όπως φαίνεται άλλωστε και στα σχήματα 16 και 17 όπου έχουν υποτεθεί μεγαλύτερες τιμές για την πυκνότητα των φορτίων χώρου, το ηλεκτρικό πεδίο έχει εξασθενήσει αρκετά λόγω της ύπαρξης της συνεχούς και ομοιόμορφης κατανομής των φορτίων ίδιας πολικότητας με την εφαρμοζόμενη τάση. Αυτό

έχει σαν συνέπεια ο δενδρίτης να παρουσιάζει λιγότερες διακλαδώσεις αφού το υφιστάμενο ηλεκτρικό πεδίο του περιορίζει της δυνατότητες ανάπτυξης. Να σημειωθεί ότι τα φορτία χώρου είναι του ίδιου προσήμου με την εφαρμοζόμενη τάση, πρόκειται δηλαδή για homocharges.

3.3.3.3. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

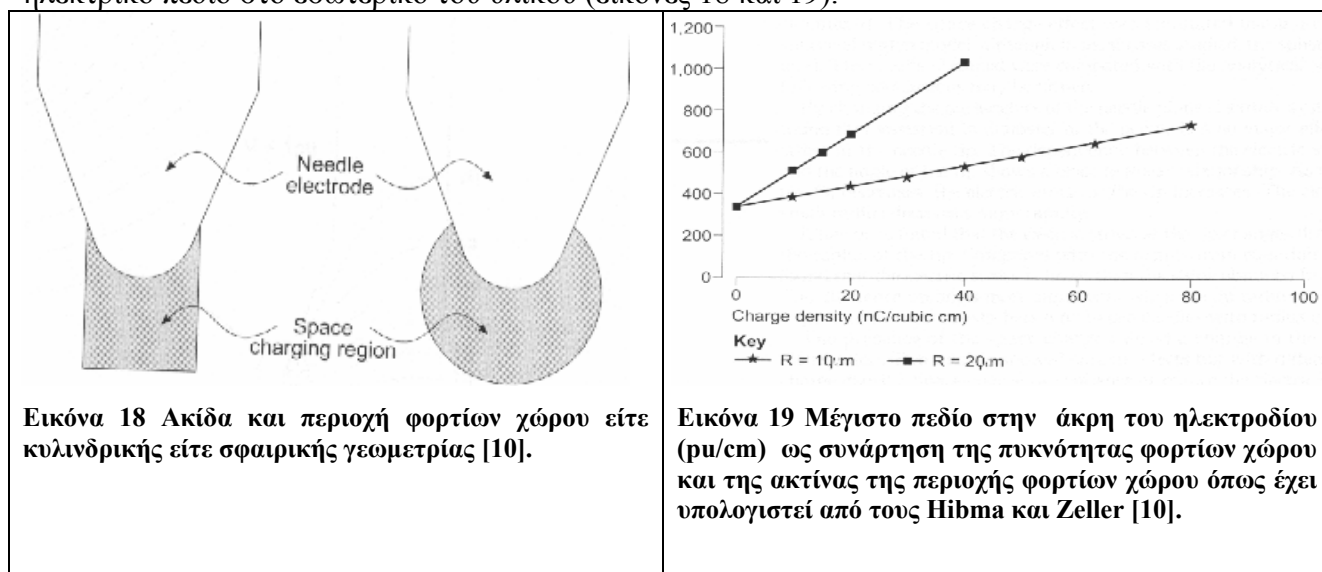
Στον παρακάτω πίνακα παρατίθενται κάποια πειραματικά αποτελέσματα από τη διεθνή βιβλιογραφία που σχετίζονται με την μορφή, το είδος των προσομοιώσεων και με τα χρησιμοποιούμενα υλικά.

| ΕΡΕΥΝΗΤΙΚΕΣ ΟΜΑΔΕΣ | ΕΙΔΟΣ ΚΑΙ ΤΙΜΗ ΤΑΣΗΣ | ΣΥΧΝΟΤΗΤΑ | ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΟΣ | ΜΕΣΟ ΠΕΔΙΟ | ΥΛΙΚΟ | ΜΟΡΦΗ ΔΕΝΔΡΙΤΗ |
|--------------------|----------------------|-----------|-------------|------------|--|----------------|
| Laurent-Mayoux | 20 kV rms | 50 Hz | 12 mm | 1,65 kV/mm | PE | Θαμνοειδής. |
| Cooper-Stevens | 10 kV rms | 50 Hz | 2 mm | 5 kV/mm | Συνθετική ρητίνη διασταυρωμένης δομής (Crossed linked synthetic resin) | Νηματοειδής |
| Noskov | 10 kV rms | 50 Hz | 1,5 mm | 6,65 kV/mm | Εποξική ρητίνη | Νηματοειδής |

Πίνακας 2

Σε όλες τις προηγούμενες περιπτώσεις, παρατηρούμε ότι το μέσο πεδίο που χρησιμοποιούμε ($90 \text{ kV}/6\text{mm}=15 \text{ kV}/\text{mm}$) είναι λίγο μεγαλύτερο από τις χρησιμοποιούμενες πειραματικές τιμές τάσης και ηλεκτροδιακού διαχωρισμού. Δεν χρησιμοποιούμε μεγαλύτερες τάξεις μεγέθους οπότε και οι τιμές των προσομοιώσεων που έχουν πραγματοποιηθεί κινούνται σε αποδεκτό πλαίσιο τιμών.

Μαθηματικοί υπολογισμοί με φορτία χώρου γύρω από ακίδα με χρήση ηλεκτρονικού υπολογιστή έχουν γίνει και στην [10], όπου κύριο αντικείμενό της ήταν ο υπολογισμός της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου στα άκρα της ακίδα. Ο υπολογισμός αυτός πραγματοποιείται με τη βοήθεια του τύπου του Mason και καταγράφονται οι τιμές της έντασης ως συνάρτηση της πυκνότητας των φορτίων χώρου. Η εν λόγω εργασία δεν περιέχει προσομοιώσεις διάδοσης του ηλεκτρικού δενδρίτη αλλά αποτελεί μια προσέγγιση της επίδρασης των φορτίων χώρου στο ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του υλικού (εικόνες 18 και 19).



Εικόνα 18 Ακίδα και περιοχή φορτίων χώρου είτε κυλινδρικής είτε σφαιρικής γεωμετρίας [10].

Εικόνα 19 Μέγιστο πεδίο στην άκρη του ηλεκτροδίου ($\mu\text{V}/\text{cm}$) ως συνάρτηση της πυκνότητας φορτίων χώρου και της ακτίνας της περιοχής φορτίων χώρου όπως έχει υπολογιστεί από τους Hibma και Zeller [10].

3.3.4. ΣΧΙΣΜΗ ΑΕΡΟΣ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΓΙΑ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΤΙΜΕΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ

3.3.4.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ

Σε αυτήν την περίπτωση κάποιο κελί από την ανάλυση 50x50 που έχει υιοθετηθεί, θεωρείται ότι δεν ανήκει στο διηλεκτρικό αλλά είναι μια σχισμή αέρος [11]. Το πρόβλημα που έπρεπε να αντιμετωπιστεί σε αυτήν την περίπτωση είναι η τοποθέτηση των κατάλληλων οριακών συνθηκών γύρω από την κοιλότητα αέρος. Η επιλογή τιμών δυναμικού της πρώτης κατηγορίας είτε τιμών πυκνότητας φορτίου της δεύτερης κατηγορίας έπρεπε να γίνει λαμβάνοντας υπόψη το συνολικό φαινόμενο σε τέτοιου είδους περιπτώσεις.

Όπως είναι γνωστό στο εσωτερικό της σχισμής αέρος για την περίπτωση που η σχισμή είναι τοποθετημένη στο εσωτερικό ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου, το ηλεκτρικό πεδίο είναι ε φορές μεγαλύτερο από το μέσο πεδίο που υπάρχει στον περιβάλλοντα χώρο της σχισμής. Αυτό φυσικά ισχύει με την προϋπόθεση ότι το πάχος της σχισμής είναι πολύ μικρότερο σε σχέση με το πάχος του δοκιμίου.

$$\vec{E}_{\text{σχισμη}} = \varepsilon \cdot \vec{E}_{\text{μεσο}} \quad \text{Εξίσωση 17}$$

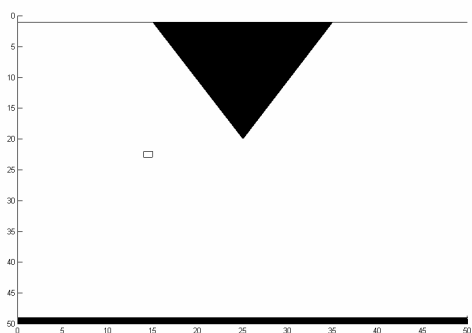
Στις τιμές τάσης που χρησιμοποιούνται στις προσομοιώσεις αυτής της κατηγορίας, για μέση τιμή του εξωτερικού πεδίου $E_{\text{μεσο}}=80 \text{ kV}/6\text{mm}=13,33 \text{ kV}/\text{mm}$, η τιμή του πεδίου στο εσωτερικό της σχισμής είναι $E_{\text{σχισμη}}=2,3 \cdot 13,33=30,6 \text{ kV}/\text{mm}$. Η τιμή αυτή είναι αρκούντως μεγαλύτερη από την κρίσιμη τιμή για τη διάσπαση του αέρα που είναι $3 \text{ kV}/\text{mm}$. Η προηγούμενη σύγκριση δείχνει ότι σε μια τέτοια περίπτωση, στο εσωτερικό της σχισμής, τα διαδοχικά γεγονότα ιονισμών και εκκενώσεων μπορούν να δημιουργήσουν τις προϋποθέσεις για τη διάσπαση του υλικού προς την κατεύθυνση του πεδίου. Εξαιτίας αυτής της συμπεριφοράς μετατρέπουμε δυο κελιά που βρίσκονται ακριβώς στην γειτονιά της σχισμής και προς την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου, σε κελιά του δενδρίτη, τοποθετώντας σε αυτά την τιμή του δυναμικού που έχει η ακίδα. Αυτό φυσικά και αποτελεί προσέγγιση η οποία όμως είναι επιβεβλημένη για δυο λόγους.

- Ο πρώτος είναι ότι το ηλεκτρικό πεδίο σε εκείνο το σημείο είναι αυξημένο σε σχέση με το μέσο πεδίο στον γύρω χώρο. Η τιμή του δυναμικού που θα έχουν οι επιφάνειες του δενδρίτη, οι οποίες με τη σειρά τους θα χρησιμεύσουν και ως οριακές συνθήκες για την εξίσωση, δεν θα μπορούσαν να είναι οι τιμές του δυναμικού που είχε ο γύρω χώρος χωρίς την παρουσία της σχισμής. Η φθορά του υλικού (ρήξη δεσμών C-C) λόγω της κίνησης και της ενέργειας που αποκτούν τα ηλεκτρικά φορτία δεν θα προκαλούνταν αν τα φορτία επηρεάζονταν από χαμηλά ηλεκτρικά πεδία. Έτσι, εάν δεν λαμβανόταν υπόψη η αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου βάσει της εξίσωσης 17, οι τιμές του δυναμικού γύρω από τη σχισμή θα έπρεπε να υπολογιστούν με τον ίδιο ακριβώς τρόπο που υπολογίζονται οι τιμές δυναμικού γύρω από μονωτική σφαίρα σε ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο. Αυτή η περίπτωση έχει καλυφθεί από την εργασία και παρουσιάζεται παρακάτω στην ενότητα 3.3.8 Κάτι τέτοιο όμως θα δημιουργούσε ηλεκτρικό δενδρίτη ο οποίος και έχει υποτεθεί, σε αυτό το στάδιο των εργασιών ότι έχει δυναμικό ίσο με το ηλεκτρόδιο. Το παραπάνω φυσικά και εκλαμβάνεται ως προσέγγιση ποιοτική η οποία επιδέχεται και περαιτέρω διερεύνησης. Θα πρέπει δηλαδή να βρίσκεται το κατάλληλο σημείο της περιφέρειας της κοιλότητας από όπου ξεκινάει ή έχει τις περισσότερες πιθανότητες να ξεκινήσει ο δενδρίτης. Το σημείο αυτό θα πρέπει να είναι και καθοριστικό για την τιμή του δυναμικού που θα έχει ο δενδρίτης από εκεί και πέρα. Όλα αυτά όμως με καθοριστικό παράγοντα στην έναυση την αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου ε φορές το μέσο εξωτερικό. Το τελευταίο έχει συμπεριληφθεί στην παρούσα περίπτωση.

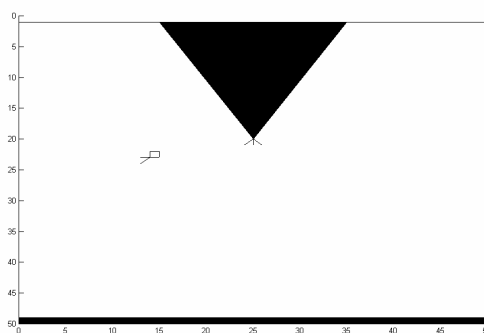
- Ο δεύτερος σχετίζεται με την παρουσία φορτίου κατά μήκος του δενδρίτη το οποίο και φυσικά δημιουργεί ανομοιογένεια των τιμών του δυναμικού. Αυτή η ανομοιογένεια όπως έχουμε αναφέρει οφείλεται στον ορισμό του δυναμικού, ότι δηλαδή σε απόσταση r από το φορτίο Q , προστίθεται λόγω του φαινομένου της επαλληλίας η τιμή του δυναμικού $V=KQ/r$ στις ήδη υπάρχουσες τιμές του δυναμικού λόγω των ηλεκτροδίων.

Η διάδοση από εκεί και πέρα ακολουθεί τους ίδιους κανόνες και την ίδια μεθοδολογία όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις. Οι διάφορες τιμές των φορτίων χώρου, πάλι ομοιογενώς κατανομημένων σε όλο τον χώρο του διηλεκτρικού, μεταβάλλουν τις αριθμητικές τιμές του δυναμικού και για την περίπτωση των φορτίων ίδιας πολικότητας (homocharges), δυσχεραίνουν τη διάδοση του δενδρίτη δημιουργώντας λιγότερες διακλαδώσεις. Η εφαρμοζόμενη τάση είναι 80 kV στην ακίδα και 0 kV στο απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο ενώ η τοπική διηλεκτρική αντοχή (κρίσιμη τιμή του τοπικού ηλεκτρικού πεδίου) λαμβάνεται ίση με 50 kV/mm όπως έχει χρησιμοποιηθεί και σε προηγούμενες περιπτώσεις ως η διηλεκτρική σταθερά του πολυαιθυλενίου. Ο χώρος χωρίζεται σε 50x50 κελιά με διαστάσεις υλικού 10mm x 10mm. Η τιμή του παράγοντα ανομοιογένειας του πεδίου μεταβάλλεται από $g=2,2-2,4$.

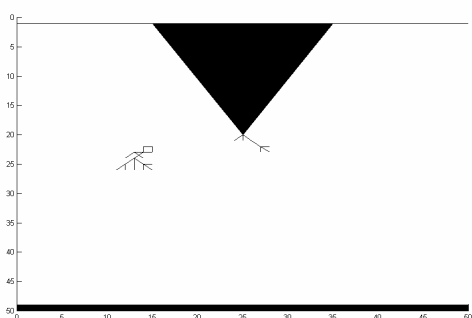
3.3.4.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ



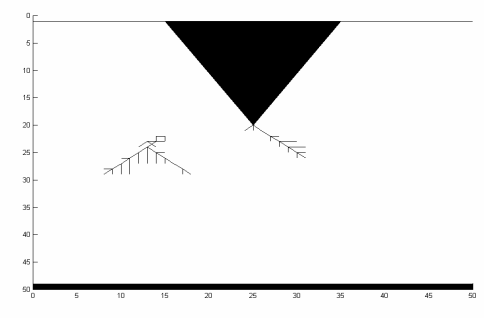
Εικόνα 20 Αρχική διάταξη ακίδας-πλάκας με μια μικρή σχισμή αέρος να βρίσκεται σε μικρή σχετικά απόσταση από το ηλεκτρόδιο.



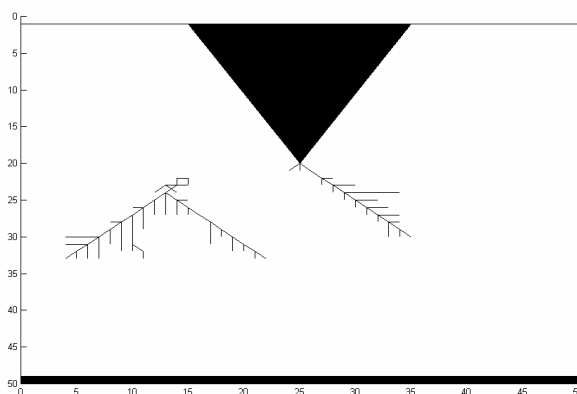
Εικόνα 21 Πρώτο βήμα διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+4 \text{ C/m}^3$.



Εικόνα 22 Ενδιάμεσο βήμα-1 διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+4 \text{ C/m}^3$.

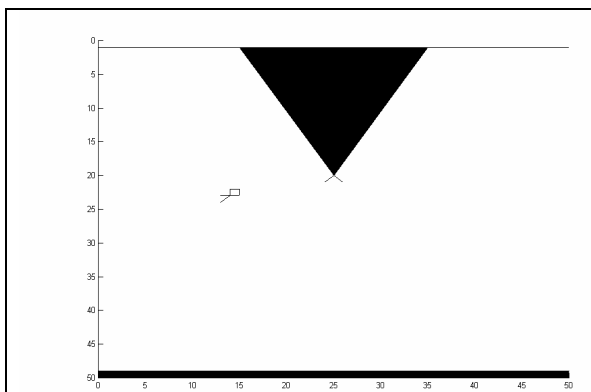


Εικόνα 23 Ενδιάμεσο βήμα-2 διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+4 \text{ C/m}^3$.

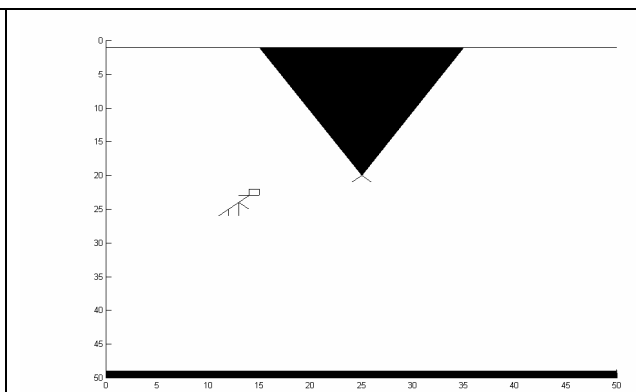


Εικόνα 24 Ενδιάμεσο βήμα-3 διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+4 \text{ C/m}^3$.

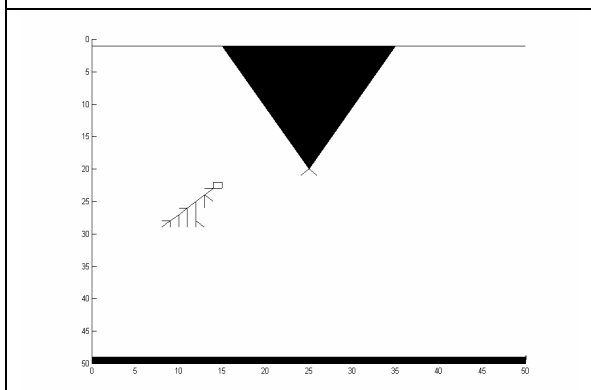
Στις εικόνες των σχημάτων 20 ως 24 εικονίζονται τα διαδοχικά στιγμιότυπα διάδοσης του ηλεκτρικού δενδρίτη. Στην πρώτη εικόνα φαίνεται η διάταξη με τα ίδια ακριβώς χαρακτηριστικά όπως και στην περίπτωση των προηγούμενων προσομοιώσεων. Η διαφορά βρίσκεται στη σχισμή αέρος η οποία και τοποθετείται περίπου στο μέσο του υλικού. Ακολουθώντας παρατηρούμε τη διάδοση όπως αυτή γίνεται για πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=4 \text{ C/m}^3$ ή για την περίπτωση που εξετάζουμε επειδή η προσομοίωση πραγματοποιείται σε δυο διαστάσεις η επιφανειακή πυκνότητα φορτίων χώρου είναι ίση με $\sigma=+4 \text{ C/m}^2$. Στις περιπτώσεις των σχημάτων 25 ως 28 η πυκνότητα είναι 210 C/m^2 ενώ στις περιπτώσεις 29 ως 31 η πυκνότητα ισούται με 400 C/m^2 .



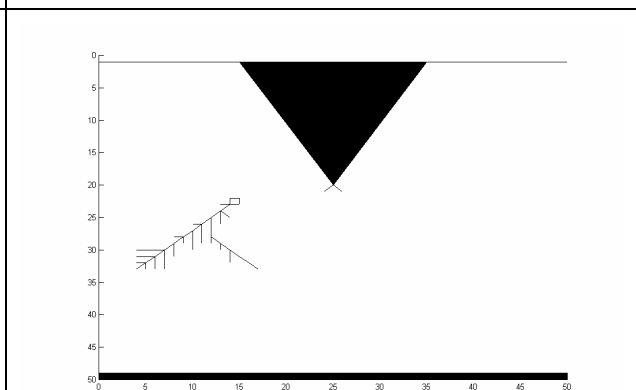
Εικόνα 25 Πρώτο βήμα διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+210 \text{ C/m}^3$.



Εικόνα 26 Ενδιάμεσο βήμα-1 διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+210 \text{ C/m}^3$.

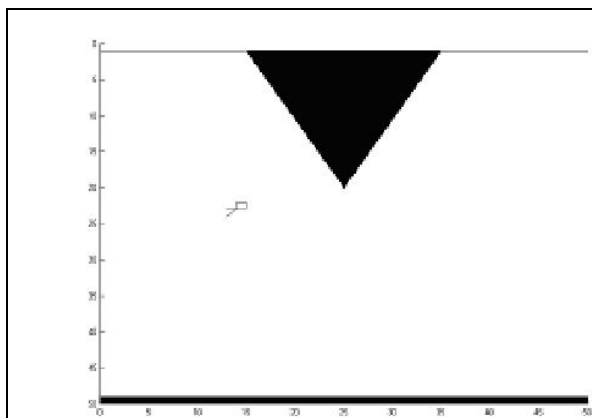


Εικόνα 27 Ενδιάμεσο βήμα-2 διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+210 \text{ C/m}^3$.

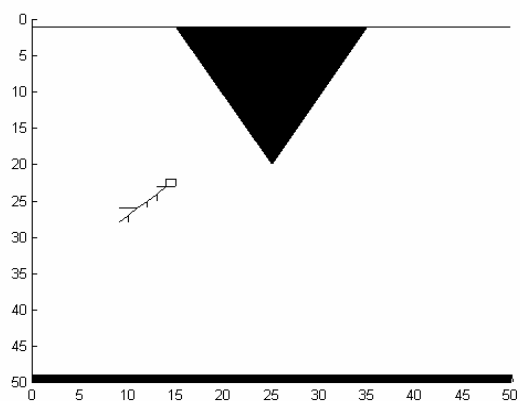


Εικόνα 28 Ενδιάμεσο βήμα-3 διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+210 \text{ C/m}^3$.

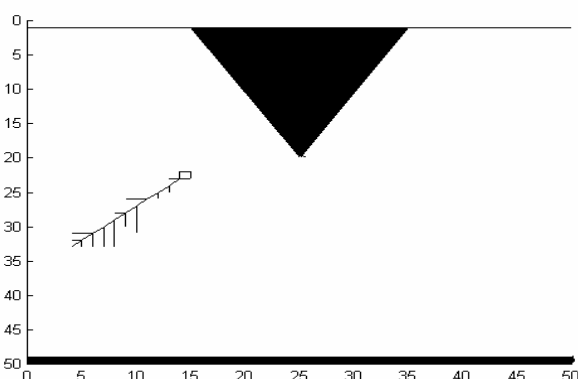
Είναι χαρακτηριστικό ότι η διάδοση του δενδρίτη επηρεάζεται από την παρουσία του άλλου δενδρίτη. Όπως παρατηρούμε από τα σχήματα, δυο δενδρίτες είναι πιθανόν να εμφανιστούν στην περίπτωσή μας. Ο πρώτος έχει ως πηγή την ακίδα και οφείλεται στην έγχυση φορτίων χώρου από την άκρη της ακίδας στο εσωτερικό του διηλεκτρικού. Ο δεύτερος ξεκινάει από τη σχισμή αέρος και οφείλεται όπως έχουμε αναφέρει στους ιονισμούς-εκκενώσεις που λαμβάνουν χώρα μέσα στην κοιλότητα. Η διάδοση του ενός επηρεάζεται από την παρουσία του άλλου αφού αμφότεροι μεταφέρουν στο εσωτερικό τους το ίδιο δυναμικό με τιμή ίση με την εφαρμοζόμενη συνεχή τάση.



Εικόνα 29 Πρώτο βήμα διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+400 \text{ C/m}^3$.

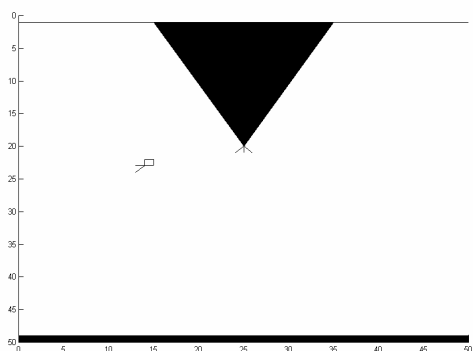


Εικόνα 30 Ενδιάμεσο βήμα-1 διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+400 \text{ C/m}^3$.

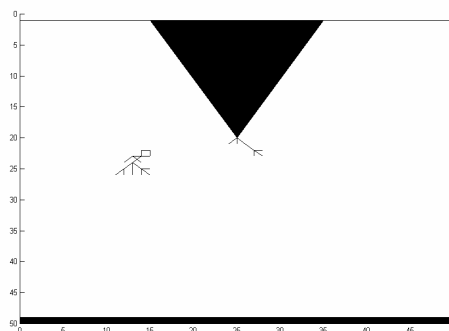


Εικόνα 31 Ενδιάμεσο βήμα-2 διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+400 \text{ C/m}^3$.

Ένα άλλο ενδιαφέρον χαρακτηριστικό προκύπτει για πολύ μεγάλες τιμές φορτίων χώρου τα οποία επηρεάζουν την κατανομή του δυναμικού και της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου περισσότερο στο κεντρικό τμήμα του διηλεκτρικού και λιγότερο στα άκρα. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την μείωση των τιμών του ηλεκτρικού πεδίου ακριβώς μπροστά στην ακίδα οπότε ενώ ο δενδρίτης έχει τις κατάλληλες προϋποθέσεις για να ξεκινήσει από τη σχισμή δεν έχει τις κατάλληλες προϋποθέσεις για να ξεκινήσει από την ακίδα.



Εικόνα 32 Πρώτο βήμα διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=0 \text{ C/m}^3$ (απουσία φορτίων χώρου).



Εικόνα 33 Ενδιάμεσο βήμα διάδοσης του δενδρίτη με εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και απουσία φορτίων χώρου.

Παρόμοια συμπεριφορά θα μπορούσε να παρατηρηθεί και για τις περιπτώσεις που υπάρχει ίδια τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης αλλά μηδενική πυκνότητα φορτίων χώρου (εικόνες 32 και 33).

Αυτό δικαιολογείται από το γεγονός ότι για τιμές εφαρμοζόμενης τάσης ακόμη και 10 kV το πεδίο μέσα στη σχισμή εξακολουθεί να είναι μεγαλύτερο από την κρίσιμη τιμή για τη διάσπαση του αέρα. Αυτό δηλώνει και τη σπουδαιότητα αποφυγής ασυνεχειών τέτοιας μορφής στα μονωτικά συστήματα που χρησιμοποιούνται διότι τέτοιου είδους γεγονότα μπορούν να αποτελέσουν πρόδρομα φαινόμενα την ηλεκτρικής διασπάσεως του μονωτικού υλικού.

3.3.4.3. ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Η σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα είναι ιδιαίτερα χρήσιμη αφού συσχετίζει την πραγματικότητα με την προσομοίωση και βοηθάει στην πληρέστερη αξιολόγηση των παραγόντων που επηρεάζουν το φαινόμενο. Σημαντικός παράγοντας σε αυτή την κατηγορία των προσομοιώσεων είναι τα φορτία χώρου τα οποία και κατανέμονται σε όλο τον χώρο του διηλεκτρικού. Αυτό δεν έχει παρατηρηθεί, από όσο τουλάχιστον γνωρίζουμε, σε πειραματική διάταξη με οποιασδήποτε μορφής διάταξη ανάχνευσης. Αυτό όμως που είναι καταγεγραμμένο είναι ότι σε περιοχές του θετικού ηλεκτροδίου υπάρχει ανάπτυξη πυκνότητας φορτίων χώρου ακριβώς μπροστά στην ακίδα, ενώ ίδια συμπεριφορά παρατηρούμε και μπροστά στο αρνητικό ηλεκτρόδιο. Οι δυο αυτές πυκνότητες για ποικίλες τιμές της εφαρμοζόμενης τάσης μπορούν να μεταβάλλονται από 1-14 C/m³.

Στο μοντέλο του Zeller [12], [13] και [14] η τιμή που έχει υπολογιστεί, λύνοντας την εξίσωση Poisson σε μια μικρή περιοχή γύρω από την ακίδα βρίσκεται περίπου στα 1600 C/m³ που πρόκειται φυσικά για το μοντέλο Field Limiting Space Charge (FLSC). Πειραματικά επίσης έχουν παρατηρηθεί δενδρίτες να ξεκινούν από αέριες κοιλότητες [15] κάτι που άλλωστε θα σχολιαστεί στο τέταρτο κεφάλαιο της εργασίας.

3.3.5. ΣΧΙΣΜΗ ΑΕΡΟΣ ΣΕ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΘΕΣΕΙΣ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΑΠΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ

3.3.5.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ

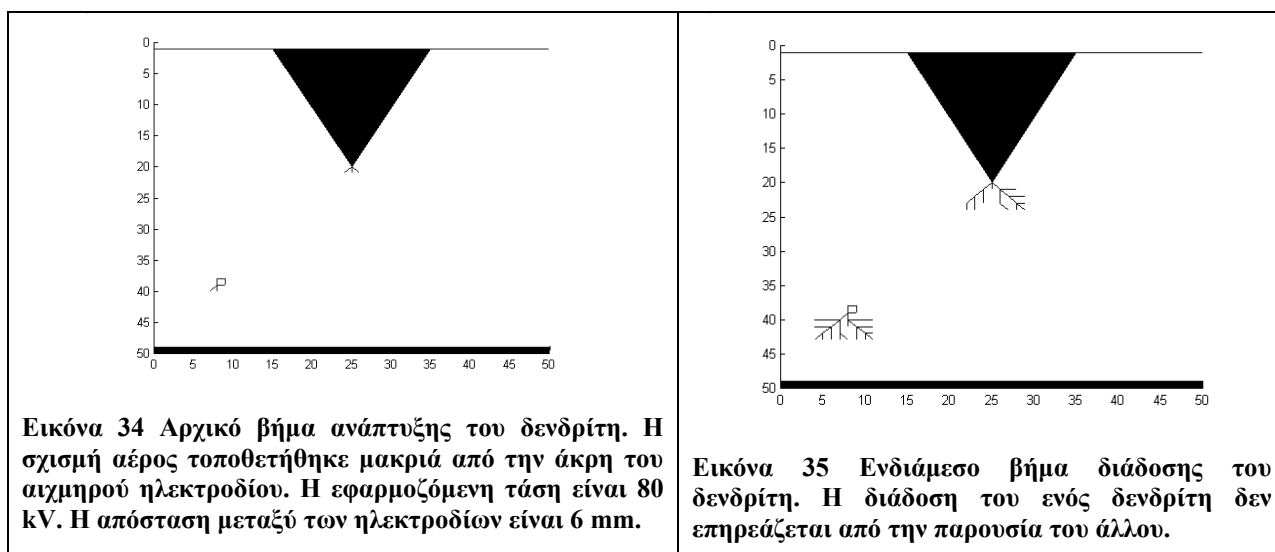
Οι προσομοιώσεις που έχουν πραγματοποιηθεί σε αυτήν την περίπτωση βασίζονται στην ίδια μεθοδολογία που ακολουθήθηκε στην προηγούμενη περίπτωση. Πάλι η αέρια κοιλότητα θεωρείται σχισμή αέρος αλλά η διαφορά με την προηγούμενη περίπτωση είναι ότι η σχισμή τοποθετείται σε διάφορες θέσεις στο εσωτερικό του διηλεκτρικού και επίσης υπάρχει απουσία φορτίων χώρου στο εσωτερικό του διηλεκτρικού [16]. Η σχισμή αέρος τοποθετείται :

- Κοντά στο ηλεκτρόδιο
- Στην μέση περίπου του υλικού
- Μακριά από το ηλεκτρόδιο

Το πρόβλημα της τοποθέτησης οριακών συνθηκών και σε αυτήν την περίπτωση προσεγγίζεται μετά τη σύγκριση της τιμής του πεδίου στο εσωτερικό της σχισμής με την τάση διάσπασης του αέρα. Η τιμή του δυναμικού που τοποθετούμε είναι και πάλι η τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης στα ηλεκτρόδια, δηλαδή τοποθετούμε στις επιφάνειες του δενδρίτη τις τιμές του δυναμικού που έχουμε εφαρμόσει στο ηλεκτρόδιο-ακίδα.

Η εφαρμοζόμενη τάση και σε αυτή την περίπτωση είναι 80 kV στο ηλεκτρόδιο-ακίδα και 0 kV στο απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο. Η κρίσιμη τιμή της τοπικής διηλεκτρικής αντοχής είναι 50 kV/mm.

3.3.5.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

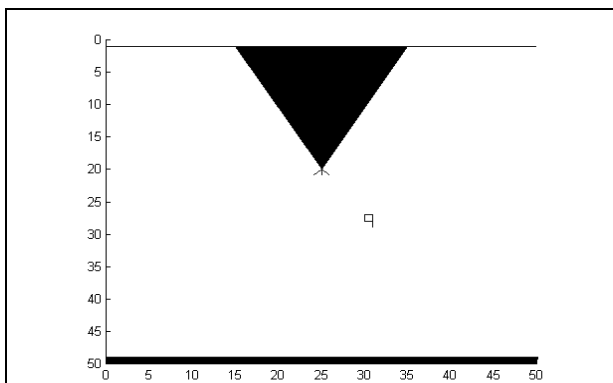


Στα σχήματα 34 ως και 39 μπορούμε να δούμε τις περιπτώσεις διάδοσης σε σχέση με τις διάφορες θέσεις στις οποίες έχει τοποθετηθεί η σχισμή αέρος. Όπως είναι φανερό, σε περιοχές κοντά στην ακίδα παρατηρούμε ισχυρή αλληλεπίδραση των δυο κατηγοριών δενδριτών ενώ όσο η σχισμή απομακρύνεται από το ηλεκτρόδιο τόσο λιγότερο επηρεάζεται η διάδοση του ενός δενδρίτη από την παρουσία του άλλου.

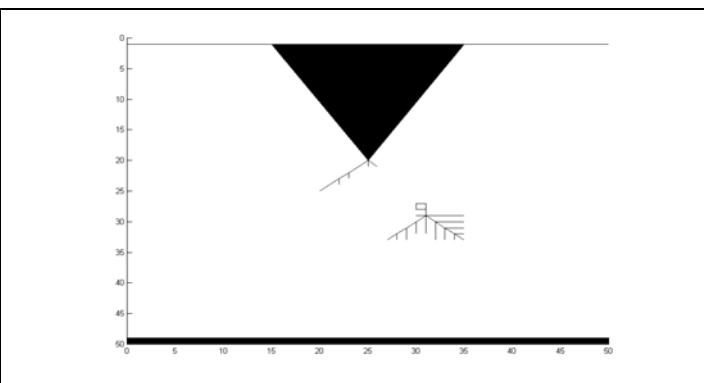
Έτσι, στα σχήματα 34 και 35, η σχισμή είναι τοποθετημένη μακριά από το αιχμηρό ηλεκτρόδιο. Η διάδοση του ενός δενδρίτη δεν επηρεάζεται από την παρουσία του άλλου. Στα σχήματα 36 και 37, η σχισμή έχει τοποθετηθεί στο κέντρο περίπου του υλικού. Διάσπαση του υλικού προκύπτει και στην περιοχή του ηλεκτροδίου αλλά και στην περιοχή της σχισμής, πάντα όμως προς την κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου. Το φαινόμενο που έχει ενδιαφέρον σε αυτή την περίπτωση είναι ότι από τους δυο δενδρίτες που υπάρχουν μόνο ο ένας επηρεάζεται από το δεύτερο, δηλαδή ο δενδρίτης που προέρχεται από τη σχισμή αναπτύσσεται χωρίς να αντιλαμβάνεται (από πλευράς ηλεκτροστατικής) την παρουσία του άλλου. Απεναντίας, ο δενδρίτης που ξεκινάει από την ακίδα επηρεάζεται από την παρουσία του δυναμικού της σχισμής και του δενδρίτη που είναι τοποθετημένος στο κέντρο περίπου του υλικού. Έτσι η περαιτέρω διάδοση είναι εύκολη για το δενδρίτη από τη σχισμή αλλά δυσχεραίνεται σημαντικά για το δενδρίτη από το ηλεκτρόδιο. Η αιτία βρίσκεται στην κατεύθυνση διάδοσης που είναι κοινή δηλαδή προς το απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο. Ο δενδρίτης από το ηλεκτρόδιο θα συναντήσει ηλεκτροστατικά το δενδρίτη από τη σχισμή ενώ το αντίθετο φυσικά δεν συμβαίνει.

Στα σχήματα 38 και 39 η σχισμή είναι τοποθετημένη πολύ κοντά στο ηλεκτρόδιο. Στην περίπτωση αυτή οι δυο δενδρίτες πάλι παράγονται και από τη σχισμή αλλά και από την ακίδα, η απόσταση μεταξύ τους όμως αρκετά μικρή ώστε η παρουσία του ενός επηρεάζει άμεσα τον άλλο. Έτσι η διάδοση πραγματοποιείται με πολλές διακλαδώσεις με μεγάλη απόκλιση των κλάδων του ενός δενδρίτη λόγω της παρουσίας του άλλου.

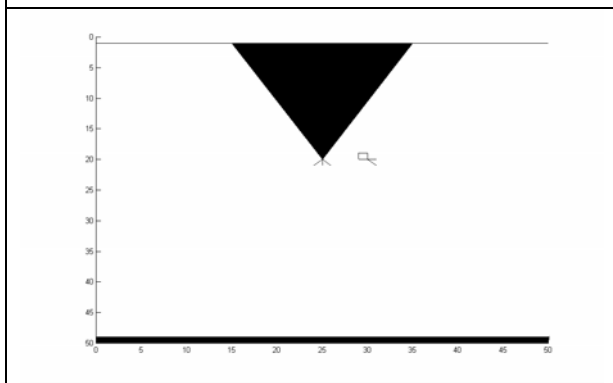
Σε όλες τις προηγούμενες περιπτώσεις οι δυο δενδρίτες που προκύπτουν οφείλονται κύρια, όπως άλλωστε έχει ειπωθεί και σε προηγούμενη παράγραφο, σε δυο διαφορετικούς μηχανισμούς γένεσης δενδριτών. Ο δενδρίτης από το ηλεκτρόδιο προκύπτει λόγω της έγχυσης φορτίων χώρου στο εσωτερικό του διηλεκτρικού υλικού ενώ ο δενδρίτης που έχει ως αιτία το εσωτερικό πεδίο της σχισμής έχει ως αιτία το βομβαρδισμό των επιφανειών του δενδρίτη από φορτία που έχουν προκύψει λόγω διάσπασης του αέρα στο εσωτερικό της σχισμής.



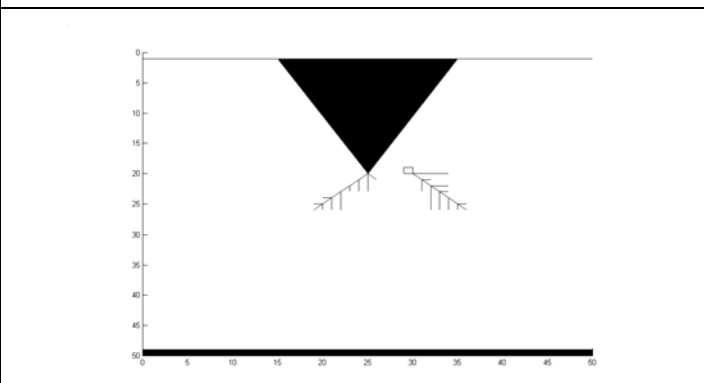
Εικόνα 36 Αρχικό στάδιο διάδοσης για εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και απόσταση ηλεκτροδίων 6 mm. Σε αυτήν την περίπτωση η σχισμή αέρος έχει τοποθετηθεί κοντά στο αιχμηρό ηλεκτρόδιο.



Εικόνα 37 Ενδιάμεσο στάδιο διάδοσης με συνθήκες όπως στο σχήμα 36. Ο δενδρίτης που ξεκινά από το αιχμηρό ηλεκτρόδιο επηρεάζεται από την παρουσία του δενδρίτη που ξεκινά από τη αέρια κοιλότητα αλλά δεν συμβαίνει το αντίστροφο.



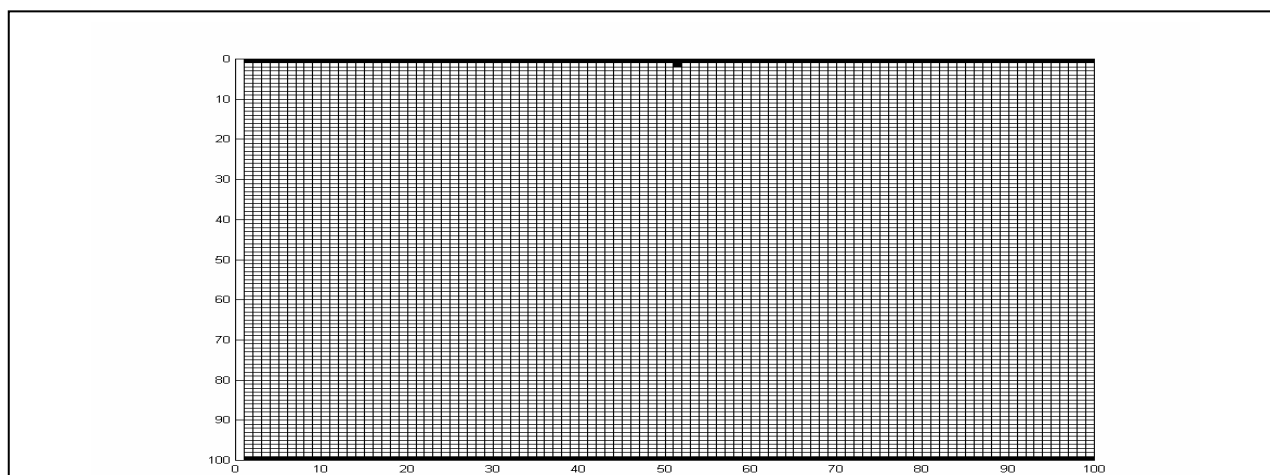
Εικόνα 38 Αρχικό στάδιο διάδοσης για εφαρμοζόμενη τάση 80 kV και απόσταση ηλεκτροδίων 6 mm. Σε αυτήν την περίπτωση η σχισμή αέρος έχει τοποθετηθεί πολύ κοντά και στο ίδιο ύψος με το αιχμηρό ηλεκτρόδιο.



Εικόνα 39 Ενδιάμεσο στάδιο διάδοσης με συνθήκες όπως στο σχήμα 38. Οι δυο δενδρίτες επηρεάζονται ο ένας από την παρουσία του άλλου.

3.3.6. ΕΠΙΠΕΔΑ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΑ-ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ

3.3.6.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ



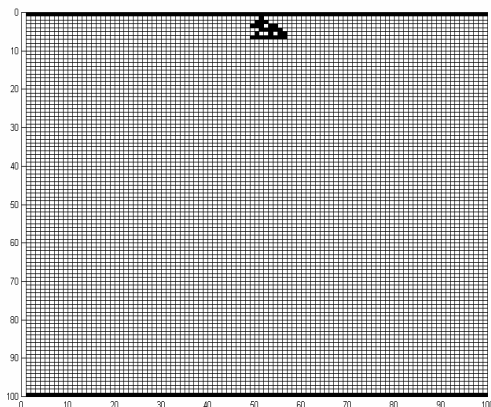
Εικόνα 40 Διάταξη μεταξύ επιπέδων ηλεκτροδίων. Το υλικό στο εσωτερικό θεωρείται ότι είναι πολυαιθυλένιο ενώ η όλη διάταξη έχει χωριστεί σε 100x100 κελιά. Στο κέντρο του πάνω ηλεκτροδίου υπάρχει μια μικρή ασυνέχεια από την οποία είναι πιθανό να ξεκινήσει ηλεκτρικός δενδρίτης.

Σε αυτές τις περιπτώσεις η ανάλυση έχει βελτιωθεί, οπότε θεωρείται ότι ο χώρος έχει διαμεριστεί σε 100x100 κελιά δηλαδή το φυσικό σύστημα των ηλεκτροδίων και του διηλεκτρικού υλικού αποτελείται από 10000 κελιά. Οι οριακές συνθήκες που χρησιμοποιούνται είναι πάλι της πρώτης κατηγορίας και για να μπορέσουμε να πετύχουμε διάσπαση του υλικού με τιμή τοπικής διηλεκτρικής αντοχής 50 kV/mm θα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε τάση πάνω από 200 kV [17] και [18] .

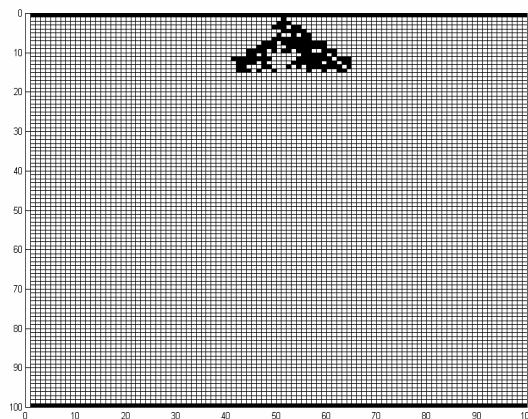
Για να μπορέσει να βρεθεί το απαραίτητο σημείο απ' όπου θα πραγματοποιηθεί η έναυση του δενδρίτη, τοποθετούμε στην επιφάνεια των επιπέδων ηλεκτροδίων, μια μικρή ασυνέχεια, η οποία και δημιουργεί την απαραίτητη ανομοιογένεια των δυναμικών γραμμών. Τέτοιας μορφής ανομοιογένειες είναι πιθανό να εμφανίζονται στις ηλεκτροδιακές διατάξεις σε συνδυασμό με άλλες μικροπροεξοχές, κοιλότητες αέρος και γενικά οτιδήποτε αναφέρεται στη βιβλιογραφία σαν παράγοντας αύξησης πεδίου. Έτσι το συγκεκριμένο κελί το οποίο στη θεωρία των ΚΑ και κατ' επέκταση στον χρησιμοποιούμενο αλγόριθμο, μετατρέπεται σε κελί των ηλεκτροδίων εισάγει το φαινόμενο της ασυνέχειας και της ανομοιογένειας μέσα στην ομαλή κατανομή των δυναμικών και του ηλεκτρικού πεδίου μεταξύ επιπέδων ηλεκτροδίων.

Το υλικό χωρίζεται σε 100x100 κελιά, οι διαστάσεις του υλικού είναι 10mmx10mm, που σημαίνει ότι το κάθε κελί έχει διαστάσεις 0,1mm x 0,1mm δηλαδή 100 μm x 100 μm. Φυσικά έχει θεωρηθεί μια διακύμανση του παράγοντα ανομοιογένειας του ηλεκτρικού πεδίου g μεταξύ των τιμών 2,2-2,4 και κάθε μια τιμή αντιστοιχίζεται σε ένα κελί. Η εφαρμοζόμενη τάση που εφαρμόζεται στο ηλεκτρόδιο που περιλαμβάνει την ασυνέχεια είναι +250 kV ενώ στο απέναντι τελείως επίπεδο ηλεκτρόδιο είναι 0 kV. Στις δυο πλάγιες επιφάνειες του διηλεκτρικού έχουμε τοποθετήσει επίσης 0 kV σύμφωνα με τις οριακές συνθήκες της πρώτης κατηγορίας. Το μέσο πεδίο στην περίπτωση μας είναι 25 kV/mm χωρίς να λαμβάνουμε υπόψη τα φορτία χώρου.

3.3.6.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ



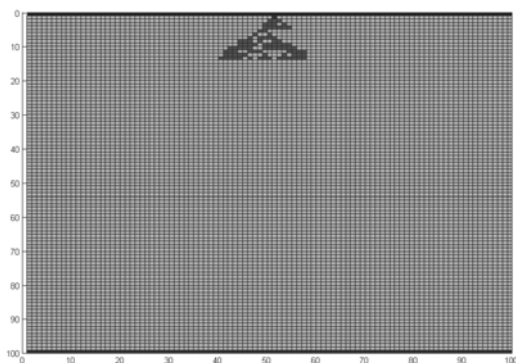
Εικόνα 41 Ανάλυση δομής σε 100x100 κελιά. Στην εικόνα φαίνεται ένα αρχικό στάδιο ανάπτυξης του δενδρίτη. Η εφαρμοζόμενη τάση είναι +250 kV ενώ οι διαστάσεις του υλικού θεωρούνται 10mm x 10mm.



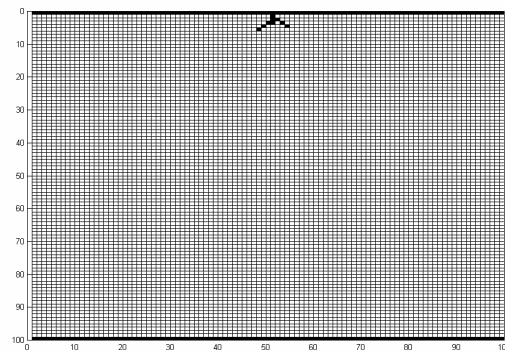
Εικόνα 42 Οι παράμετροι προσομοίωσης είναι ίδιοι με της εικόνας 41. Στην εικόνα φαίνεται ένα ενδιάμεσο στάδιο διάδοσης όπου παρατηρείται ένας νηματοειδής δενδρίτης (branch-like) με μικρές περιοχές συμπαγούς διηλεκτρικής κατάρρευσης (bush-like)

Οι προσομοιώσεις αυτής της κατηγορίας μπορούν να χωριστούν σε δυο κατηγορίες. Η πρώτη κατηγορία περιλαμβάνει τις περιπτώσεις της θετικής πυκνότητας φορτίων χώρου και της δεύτερης κατηγορίας περιλαμβάνει τις περιπτώσεις στις οποίες στο εσωτερικό του διηλεκτρικού υπάρχει μια συνεχής κατανομή αρνητικών φορτίων χώρου. Φυσικά, υπάρχει και η περίπτωση που η διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη εξετάζεται για τις περιπτώσεις που στο εσωτερικό του υλικού δεν υπάρχουν καθόλου φορτία χώρου.

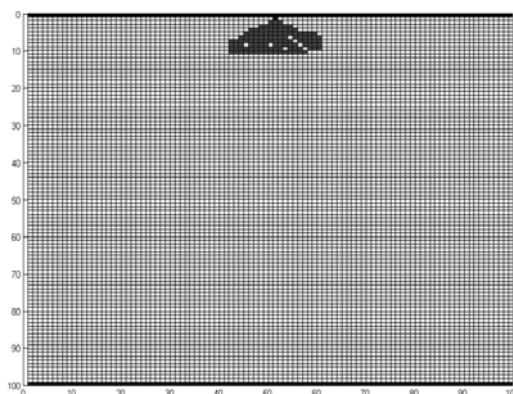
Στα σχήματα 41 και 42 εικονίζονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης για την περίπτωση της απουσίας των φορτίων χώρου. Παρατηρούμε ότι οι δενδριτικές μορφές μπορούν να αναπτυχθούν στο εσωτερικό του διηλεκτρικού λαμβάνοντας υπόψη την ανομοιογένεια του μονωτικού υλικού, όπως αυτή εκφράζεται από τον παράγοντα ανομοιογένειας του πεδίου g , αλλά και τις εκάστοτε τιμές της εφαρμοζόμενης τάσης.



Εικόνα 43 Διάδοση δενδρίτη για πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+80 \text{ C/m}^3$. Η δομή μοιάζει στον τρόπο διάδοσης της εικόνας 42 με σαφώς λιγότερες bush περιοχές.



Εικόνα 44 Διάδοση δενδρίτη για πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=+100 \text{ C/m}^3$. Η διάδοση σταματά μετά από λίγα βήματα λόγω ασθενούς ηλεκτρικού πεδίου στο κέντρο του υλικού.



Εικόνα 45 Διάδοση δενδρίτη για πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho=-80 \text{ C/m}^3$. Το ηλεκτρικό πεδίο έχει αρκετά μεγάλη τιμή λόγω των αρνητικών φορτίων χώρου, οπότε και ο δενδρίτης παίρνει μορφή που ανήκει στην κατηγορία των θαμνοειδών.

Στην περίπτωση των σχημάτων 43 ως 45 η πυκνότητα των φορτίων χώρου παύει να είναι μηδέν, οπότε επιλύεται η εξίσωση Poisson. Στην περίπτωση των ομοειδών φορτίων χώρου (homocharges) έχει επιλεγεί η τιμή της $\rho=+80 \text{ C/m}^3$ οπότε και προκύπτει πάλι δενδρίτης με αρκετές διακλαδώσεις. Η μορφή του δεν διαφέρει σημαντικά από το σχήμα 42 στο οποίο δεν έχουμε λάβει υπόψη τα φορτία χώρου. Για μεγάλες τιμές της εφαρμοζόμενης τάσης και μικρές τιμές πυκνότητας φορτίων χώρου, οι διαφορές στις συνθήκες διάδοσης του δενδρίτη και στο συνεπακόλουθο αποτέλεσμα δεν παρουσιάζει αξιοσημείωτες διαφορές. Όμως όταν κάποια από τις παραμέτρους που χρησιμοποιούνται στην προσομοίωση μεταβληθούν, η συμπεριφορά του δενδρίτη μπορεί να μεταβληθεί επίσης σημαντικά. Έτσι για πυκνότητα φορτίων χώρου λίγο μεγαλύτερη από τα $\rho=+80 \text{ C/m}^3$, δηλαδή στα $\rho=+100 \text{ C/m}^3$, όπως φαίνεται και στο σχήμα 44, ο δενδρίτης ξεκινάει τη διάδοσή του αλλά σταματάει μετά από λίγα βήματα. Το πεδίο είναι

εξαιρετικά ασθενές ακριβώς μπροστά από την ακίδα, στο κέντρο περίπου του υλικού, οπότε και ο δενδρίτης σταματάει αφού έχει πολύ λίγες πιθανότητες πλέον για να διαδοθεί.

Για περιπτώσεις φορτίων χώρου διαφορετικής πολικότητας από το πρόσημο της εφαρμοζόμενης τάσης, $\rho = -80 \text{ C/m}^3$, παρατηρείται σημαντική μείωση του δυναμικού ακριβώς μπροστά από την ακίδα που έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση του πεδίου. Η σύγκριση των τιμών του ηλεκτρικού πεδίου με την τιμή της τοπικής διηλεκτρικής αντοχής δίνει πάντα αποτελέσματα υπέρ της συνέχισης της διάδοσης του δενδρίτη αφού σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις $E > E_c$. Όλα τα παραπάνω έχουν σαν αποτέλεσμα το σχήμα 45 στο οποίο και φαίνεται καθαρά ότι ο δενδρίτης ανήκει στην κατηγορία των θαμνοειδών δενδριτών (bush-like), αφού κατά τη διάδοσή του πολύ λίγα κελιά παραμένουν στην κατηγορία του διηλεκτρικού και τα περισσότερα από αυτά μετατρέπονται σε κελιά του δενδρίτη. Μια κατανομή φορτίων χώρου στο εσωτερικό διηλεκτρικού υλικού η οποία είναι αντίθετης πολικότητας από την εφαρμοζόμενη τάση ενισχύει το ηλεκτρικό πεδίο ενώ μια κατανομή ίδιας πολικότητας το μειώνει. Το ίδιο έχει παρατηρηθεί και στη διάταξη ακίδας-πλάκας όπου και είχαμε κατανομή φορτίων ίδιας πολικότητας τα οποία ελαττώνανε το πεδίο ακριβώς μπροστά από την ακίδα.

3.3.6.3. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Οι τιμές που έχουν καταγραφεί για ομοιογενή πεδία [19-24], κυρίως σε βιομηχανικά καλώδια, για την μέτρηση της πυκνότητας των φορτίων χώρου καταλήγουν σε τιμές μέσα στο εύρος των $\pm 14 \text{ C/m}^3$, ενώ υπολογισμοί στις [25, 26] δίνουν τιμές μέχρι 1600 C/m^3 . Τα εφαρμοζόμενα εξωτερικά πεδία είναι της τάξης των 40 kV/mm αλλά σε καμιά από τις παρατηρούμενες πειραματικές διατάξεις δεν παρατηρείται διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη. Βέβαια στην περίπτωση μας έχουμε υποθέσει την ασυνέχεια από όπου έχει μεγάλη πιθανότητα να ξεκινήσει ο δενδρίτης. Έχει υποτεθεί δηλαδή μια μικρή ανομοιογένεια στη δομή μας διότι ενδιαφερόμαστε για τη διάδοση περισσότερο παρά για τις ακριβείς συνθήκες και προϋποθέσεις έναυσης του δενδρίτη. Η μικρή ανομοιομορφία αποτελεί έναν ισχυρό λόγο για την έναυση και από εκεί και πέρα τα φορτία χώρου και η επίδρασή τους στη διάδοση αποτελεί το κυρίως τμήμα του ενδιαφέροντός μας. Προχωρώντας ένα βήμα παραπέρα η ανάλυση της ασυνέχειας σε περισσότερα κελιά, η τοποθέτησή της σε διάφορες θέσεις είτε επίπεδων είτε αιχμηρών ηλεκτροδίων και η διεξοδικότερη ανάλυση και των συνθηκών έναυσης αποτελεί ενδιαφέρουσα ερευνητική προέκταση της εργασίας.

3.3.7. ΑΓΩΓΙΜΟ ΣΦΑΙΡΙΚΟ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ

3.3.7.1. ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ

Το πρόβλημα που αντιμετωπίζεται σε αυτήν την παράγραφο είναι η σωστή επίλυση της εξίσωσης του Laplace στο εσωτερικό διηλεκτρικού, σχετικής επιδεκτικότητας ϵ_1 το οποίο δεν είναι τελείως ομοιογενές αλλά περιέχει αγώγιμη σφαίρα με άπειρη σχετική επιδεκτικότητα [27] και [28]. Αρχικά δηλαδή υποθέτουμε ότι υπάρχει μεταλλική σφαίρα με ακτίνα a στο εσωτερικό ομοιογενούς ηλεκτρικού πεδίου E_0 . Η εισαγωγή της αγώγιμης σφαίρας μεταβάλλει τις δυναμικές γραμμές του πεδίου οι οποίες πριν την εισαγωγή του διηλεκτρικού ήταν ευθείες παράλληλες και ισαπέχουσες γραμμές.

Η αιτία για την μεταβολή των δυναμικών γραμμών είναι ότι οι δυναμικές γραμμές προερχόμενες από το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο διέρχονται κάποια στιγμή από την μεταλλική επιφάνεια η οποία είναι όμως ισοδυναμική επιφάνεια. Έτσι, γύρω από την μεταλλική σφαίρα το δυναμικό δίνεται από την εξίσωση Laplace στο κατάλληλο σύστημα συντεταγμένων:

$$\nabla^2 V(r, \theta) = \frac{\partial V}{\partial r} \cdot (r^2 \cdot \frac{\partial V}{\partial r}) + \frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot \frac{\partial V}{\partial \theta}) = 0 \quad \text{Εξίσωση 18}$$

Στην παραπάνω εξίσωση οι μερικές παράγωγοι ως προς ϕ μηδενίζονται, διότι ο συνδυασμός της z-κατεύθυνσης και του ομογενούς ηλεκτρικού πεδίου δημιουργεί συμμετρία γύρω από τον εν λόγω άξονα. Υπάρχουν διάφοροι τρόποι για την επίλυση της εξίσωσης, όμως λόγω της μοναδικότητας της λύσης της εξίσωσης Laplace οποιαδήποτε λύση είναι αποδεκτή αφού για μια συγκεκριμένη περιοχή θα περιγράφεται από μοναδική εξίσωση.

Ο τρόπος που υιοθετείται είναι να προσπαθήσουμε να λύσουμε το πρόβλημα με την εισαγωγή των καταλλήλων φυσικών παραμέτρων. Η λύση που επιθυμούμε θα πρέπει για μεγάλες αποστάσεις από την μεταλλική σφαίρα να μην επηρεάζει σημαντικά το ηλεκτρικό πεδίο, αφού το δίπολο που δημιουργείται στην επιφάνεια της σφαίρας δεν δημιουργεί σημαντικές διακυμάνσεις στο εξωτερικό πεδίο σε μεγάλες αποστάσεις.

$$E(r, \theta) = E_0 = E_0 z \quad r \rightarrow \infty$$

Εξίσωση 19

$$V(r, \theta) = -E_0 z = -E_0 r \cos \theta \quad r \rightarrow \infty$$

Έτσι, η λύση του δυναμικού για το συνολικό πεδίο, πρέπει να έχει την παρακάτω μορφή:

$$V(r, \theta) = \text{εξωτερικό αρχικό πεδίο} + \text{διακύμανση λόγω της παρουσίας της σφαίρας} = \\ = (-E_0 r \cos \theta) + (A + B r^{-1} + C r^{-2} \cos \theta + \dots)$$

Εξίσωση 20

Στην προηγούμενη μορφή της έκφρασης του δυναμικού μπορούν να εισαχθούν κάποιες τιμές ανάλογα με τις φυσικές παραμέτρους του προβλήματος. Το εξωτερικό πεδίο είναι το πεδίο που θα υπήρχε ανεξάρτητα από την ύπαρξη της σφαίρας, ενώ το δυναμικό A είναι η παράμετρος που μπορεί να μεταβάλλεται ανάλογα με το ποια τιμή δυναμικού έχει οριστεί ευθύς εξαρχής σαν δυναμικό αναφοράς (reference potential). Ορισμένες μεταλλικές επιφάνειες, στην περίπτωση που έχουν πλεόνασμα φορτίου της μιας ή της άλλης πολικότητας έχουν ήδη δυναμικό το οποίο το ονομάζουμε στην ανάλυσή μας δυναμικό A. Ο δεύτερος όρος της ακολουθίας αντιστοιχεί στο δυναμικό που δημιουργεί σημειακό φορτίο σε απόσταση r από το σημείο στο οποίο βρίσκεται ενώ ο τρίτος όρος της ακολουθίας αντιστοιχεί στο δυναμικό που δημιουργείται από δίπολο.

Όροι ανώτερης τάξης παραλείπονται αφού δεν επάγονται άλλου είδους φυσικές συμπεριφορές στο σύστημα διηλεκτρικού-αγώγιμης σφαίρας το οποίο και έχουμε υποθέσει. Επίσης έχουν παραλειφθεί όροι με θετική δύναμη στον όρο της απόστασης r αφού κάτι τέτοιο θα σήμαινε ότι το δυναμικό θα αυξανόταν με την αύξηση της απόστασης το οποίο και δεν αντιπροσωπεύει φυσικά την πραγματικότητα. Τέλος, έχει υποθεθεί ότι αρχικά δεν έχει υπάρξει φορτίο στην επιφάνεια της σφαίρας οπότε και ο όρος που περιλαμβάνει το B επίσης μηδενίζεται.

Υποθέτοντας ότι η επιφάνεια της σφαίρας είναι σε δυναμικό V_0 , ο όρος του δυναμικού μπορεί να γραφτεί αντικαθιστώντας $r = a$ (όπου a είναι η ακτίνα της σφαίρας).

$$V(r, \theta) = V_0 = -E_0 a \cos \theta + A + C a^{-2} \cos \theta \quad \text{Εξίσωση 21}$$

Όπως είναι φανερό, ο μοναδικός τρόπος για να ικανοποιείται η εξίσωση για όλες τις γωνίες θ , είναι $A = V_0$ και επίσης όλοι οι συντελεστές του $\cos \theta$ να είναι ίσοι, δηλαδή $-E_0 a + C a^{-2} = 0$. Με αυτόν τον τρόπο, η επίλυση των τιμών του δυναμικού σε κυλινδρικές συντεταγμένες είναι

$$V(r, \theta) = V_0 - E_0 \cdot r \cdot \cos \theta + E_0 \cdot a^3 \cdot \frac{\cos \theta}{r^2} \quad \text{Εξίσωση 22}$$

Θα πρέπει επίσης να τονιστεί ότι η επιλογή του δυναμικού στο οποίο βρίσκεται η σφαίρα, είναι αυθαίρετη και αναφέρεται σε βιβλία προχωρημένου ηλεκτρομαγνητισμού [27] και [28.] ότι σφαίρα που βρίσκεται στο μέσο μεταξύ δυο επιπέδων πλακών με δυναμικά $\pm V$, για λόγους συμμετρίας έχει δυναμικό 0.

Ο τελευταίος όρος στην προηγούμενη εξίσωση είναι η διακύμανση που εισάγει η αγώγιμη σφαίρα στο εξωτερικό ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο. Έχει παρόμοιες διαστάσεις με τη διπολική ροπή

$$\vec{p} = 4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot a^3 \cdot \vec{E} \quad \text{Εξίσωση 23}$$

Το διάνυσμα της διπολικής ροπής τοποθετείται στο κέντρο της αγώγιμης σφαίρας με τον άξονά της παράλληλο με τον z-άξονα. Με τη σύγκριση της διπολικής ροπής της αγώγιμης σφαίρας με την περίπτωση της σφαίρας διηλεκτρικού,

$$\vec{p} = 4 \cdot \pi \cdot \left(\frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon + 2\varepsilon_0} \right) \cdot \alpha^3 \cdot \varepsilon_0 \cdot \vec{E}_0 \quad \text{Εξίσωση 24}$$

μπορούμε να καταλήξουμε από την μια μορφή στην άλλη θέτοντας $\varepsilon \rightarrow \infty$ θεωρώντας ότι η αγώγιμη σφαίρα έχει άπειρη διηλεκτρική σταθερά. Με αυτόν τον τρόπο η αγώγιμη σφαίρα έχει αποκτήσει πολωσιμότητα a και έχει πολωθεί.

$$a = \frac{p}{E_0} = 4 \cdot \pi \cdot \varepsilon_0 \cdot a^3 = 3 \cdot \varepsilon_0 \cdot V_s \quad \text{Εξίσωση 25}$$

Όπου V_s είναι ο όγκος της σφαίρας. Η διπολική ροπή έχει τις «πηγές» της στην πυκνότητα των ελευθέρων φορτίων που βρίσκονται στην επιφάνεια της σφαίρας. Η ακτινική συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$E_r = - \frac{\partial \phi}{\partial r} = \left(1 + \frac{2 \cdot a^3}{r^3} \right) \cdot E_0 \cdot \cos \theta \quad \text{Εξίσωση 26}$$

Στην επιφάνεια της σφαίρας μπορούμε να υπολογίσουμε την επιφανειακή πυκνότητα φορτίων σ_f από τον παρακάτω τύπο:

$$\sigma_f(\theta) = \varepsilon_0 \cdot E_r(a, \theta) \quad \text{Εξίσωση 27}$$

Το επιφανειακό αυτό φορτίο έχει συνολικό φορτίο ίσο με μηδέν αλλά με τέτοιο τρόπο κατανομημένο στα δυο ημισφαίρια ώστε να δημιουργεί στο ένα ημισφαίριο πλεονάζον θετικό φορτίο ενώ στο άλλο ημισφαίριο πλεονάζον αρνητικό. Φυσικά το πλεονάζον θετικό βρίσκεται απέναντι από το αρνητικό ηλεκτρόδιο ενώ το πλεονάζον αρνητικό φορτίο βρίσκεται απέναντι από το θετικό ηλεκτρόδιο. Η κατανομή αυτή έχει παρόμοια συμπεριφορά και για την περίπτωση του θετικού ηλεκτροδίου και της απέναντι γείωσης (δυναμικό μηδέν).

Το ολικό επιφανειακό φορτίο ισούται με μηδέν όπως αυτό μπορεί να φανεί και από το παρακάτω ολοκλήρωμα της επιφανειακής πυκνότητας:

$$Q_{f,ολικό} = \int \sigma_f \cdot d\alpha = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} (3 \cdot \varepsilon_0 \cdot E_0 \cdot \cos\theta) \cdot (\alpha^2 \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\phi) = 0$$

Εξίσωση 28

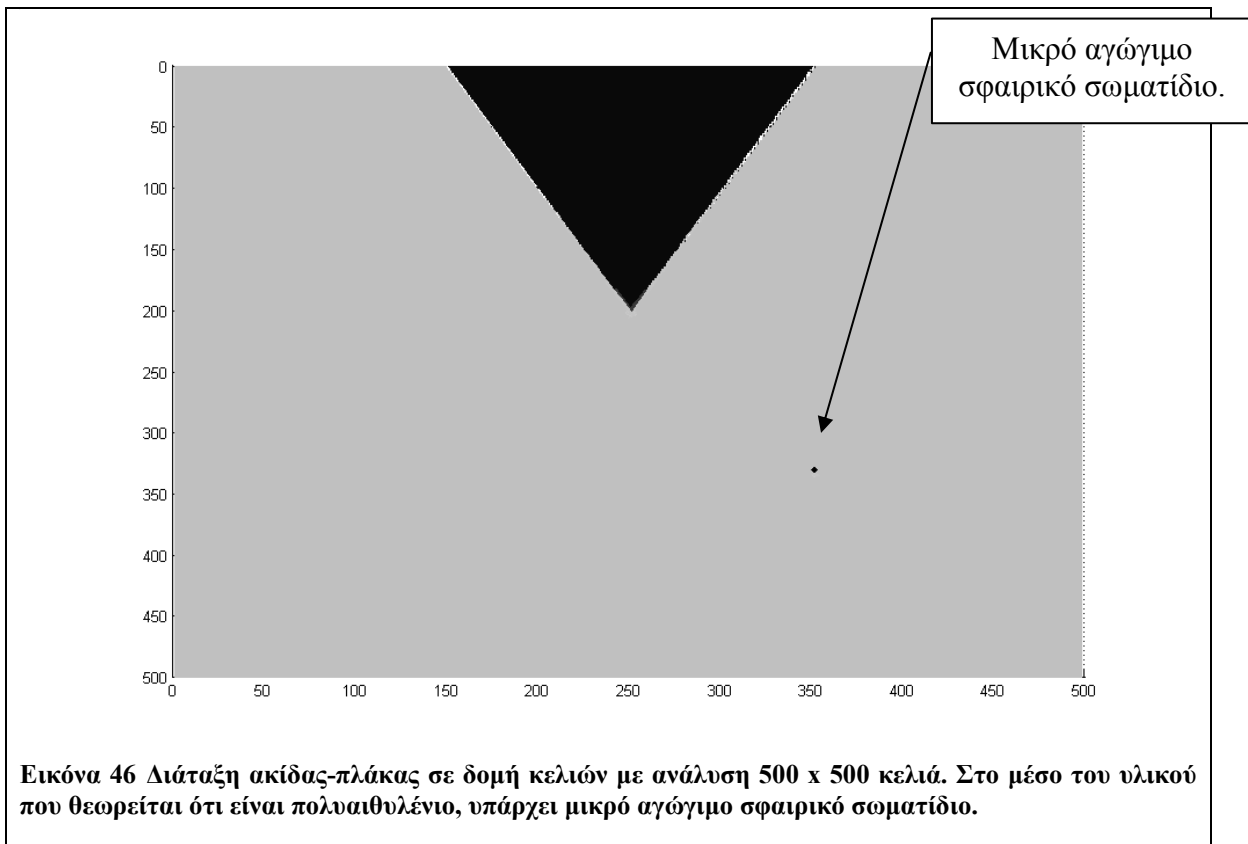
Η εναπομένουσα εφαπτομενική συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου είναι η παρακάτω:

$$E_{\theta} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \theta} = -\left(1 - \frac{\alpha^3}{r^3}\right) \cdot E_0 \cdot \sin \theta \quad \text{Εξίσωση 29}$$

Παρατηρούμε ότι $E_{\theta}(\alpha, \theta) = 0$, στην επιφάνεια της σφαίρας κάτι που είναι επίσης γνωστό από βασικές γνώσεις ηλεκτροστατικής. Εάν αρχικά η σφαίρα είχε πλεονάζον φορτίο Q στην επιφάνειά της, τότε το δυναμικό, εκτός από τους όρους της εξίσωσης 22 θα περιελάμβανε και τον όρο :

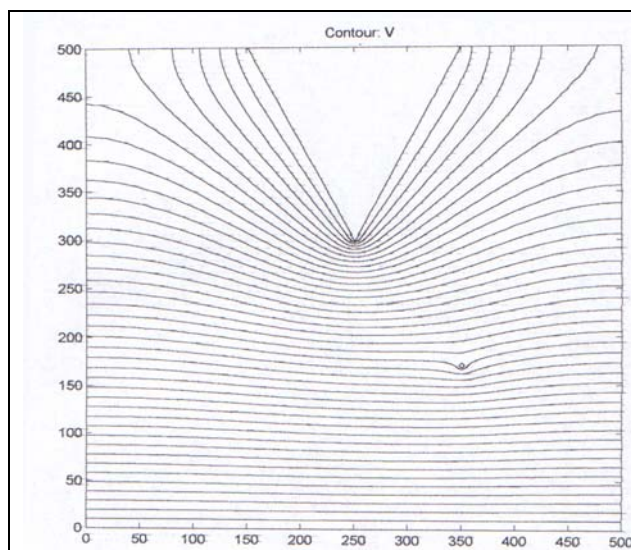
$$V = \frac{Q}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot r} \quad \text{Εξίσωση 30}$$

3.3.7.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

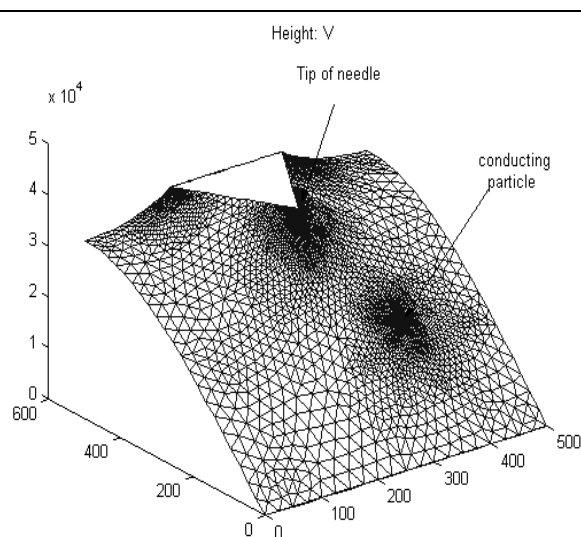


Εικόνα 46 Διάταξη ακίδας-πλάκας σε δομή κελιών με ανάλυση 500 x 500 κελιά. Στο μέσο του υλικού που θεωρείται ότι είναι πολυαιθυλένιο, υπάρχει μικρό αγώγιμο σφαιρικό σωματίδιο.

Στις περιπτώσεις που μας ενδιαφέρουν, οι διαστάσεις του υλικού μειώθηκαν περαιτέρω ενώ ταυτόχρονα αυξήθηκε σημαντικά η ανάλυση του φυσικού μας συστήματος. Έτσι η ανάλυση έχει φτάσει στο 500x500 με διαστάσεις του δοκιμίου 5mm x 5mm. Αυτό σημαίνει ότι το κάθε κελί έχει διαστάσεις 10 μm x 10 μm που είναι και μέσα στις διαστάσεις των οπτικώς παρατηρούμενων δενδριτών. Η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων είναι 3 mm, ενώ όπως φαίνεται από τα παρακάτω σχήματα χρησιμοποιείται διάταξη ακίδας-πλάκας. Αυτό που είναι χαρακτηριστικό είναι ότι ένα μικρό μεταλλικό σωματίδιο είναι τοποθετημένο στο κέντρο περίπου του υλικού, όπως φαίνεται και στο αντίστοιχο σχήμα. Σε αυτό το σημείο, το αφόρτιστο μεταλλικό σωματίδιο έχει δυναμικό ακριβώς το μισό σε σχέση με το δυναμικό που έχει το ηλεκτρόδιο-ακίδα. Η αιτία είναι ότι το δυναμικό ορίζεται όχι απόλυτα αλλά σχετικά δηλαδή ορίζεται ως προς το επίπεδο το οποίο έχει δυναμικό μηδέν. Στην περίπτωσή μας το επίπεδο που έχει δυναμικό μηδέν είναι το επίπεδο ηλεκτρόδιο, οπότε όλα τα υπόλοιπα σημεία (σωματίδιο, αιχμηρό ηλεκτρόδιο) έχουν δυναμικό που ορίζεται ως προς το επίπεδο ηλεκτρόδιο δηλαδή εξαρτώνται από την απόσταση από το επίπεδο αναφοράς.



Εικόνα 47 Ισοδυναμικές γραμμές μετά την εφαρμογή της τάσης των 40 kV. Το σφαιρικό αγώγιμο σωματίδιο το οποίο βρίσκεται στο μέσο του υλικού έχει δυναμικό στην περιφέρειά του +20 kV, δημιουργώντας μικρή και επιτόπια αλλοίωση του ηλεκτρικού πεδίου.



Εικόνα 48 Η ίδια διάταξη με την εικόνα 47, μόνο που εδώ εικονίζονται και τα σημεία του πλέγματος όπως αυτό δημιουργείται από την FEM. Η τρισδιάστατη αυτή απεικόνιση εκτός από το mesh display δείχνει και την κατανομή του δυναμικού όπως αυτή ορίζεται από τις αντίστοιχες συνθήκες.

Η διακύμανση της διηλεκτρικής σταθεράς σε όλο το μήκος του διηλεκτρικού δημιουργεί μια διακύμανση του παράγοντα ανομοιογένειας g γύρω από την μονάδα δηλαδή υποθέτουμε ότι το g παίρνει τιμές μεταξύ 0,85-1,15. Η εφαρμοζόμενη τάση είναι +40 kV οπότε πάνω στο μεταλλικό σωματίδιο εφαρμόζουμε δυναμικό + 20 kV και φυσικά 0 kV πάνω στο επίπεδο ηλεκτρόδιο.

Το υλικό που υποθέτουμε ότι υπάρχει μεταξύ των ηλεκτροδίων είναι το PMMA (poly-methyl-methacrylate), το οποίο και παρουσιάζει διηλεκτρική αντοχή 20 kV/mm. Η ύπαρξη του σωματιδίου με τη συγκεκριμένη τιμή δυναμικού δημιουργεί μια μικρή τροποποίηση των δυναμικών γραμμών του πεδίου. Όπως εικονίζεται στο σχήμα 47 οι δυναμικές γραμμές δεν αλλοιώνονται σημαντικά από την ύπαρξη του αγώγιμου σωματιδίου. Κατά τη διαδικασία της προσομοίωσης, ο υπολογισμός της αριθμητικής κατανομής του δυναμικού πραγματοποιείται με τη βοήθεια της Μεθόδου Πεπερασμένων Στοιχείων (Finite Element Method), οπότε και η δημιουργία πλέγματος (Mesh Generation) από το Toolbox των Μερικών Διαφορικών Εξισώσεων είναι μια παράμετρος που απαιτεί ιδιαίτερη προσοχή. Αυτό έχει φυσικά συμβεί σε όλες τις προσομοιώσεις που έχουν παρουσιαστεί στην παρούσα εργασία. Ειδικά για την περίπτωση που παρουσιάζουμε, η κατανομή του δυναμικού σε συνδυασμό με τους κόμβους (Nodes) της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων εικονίζονται στο σχήμα 48.

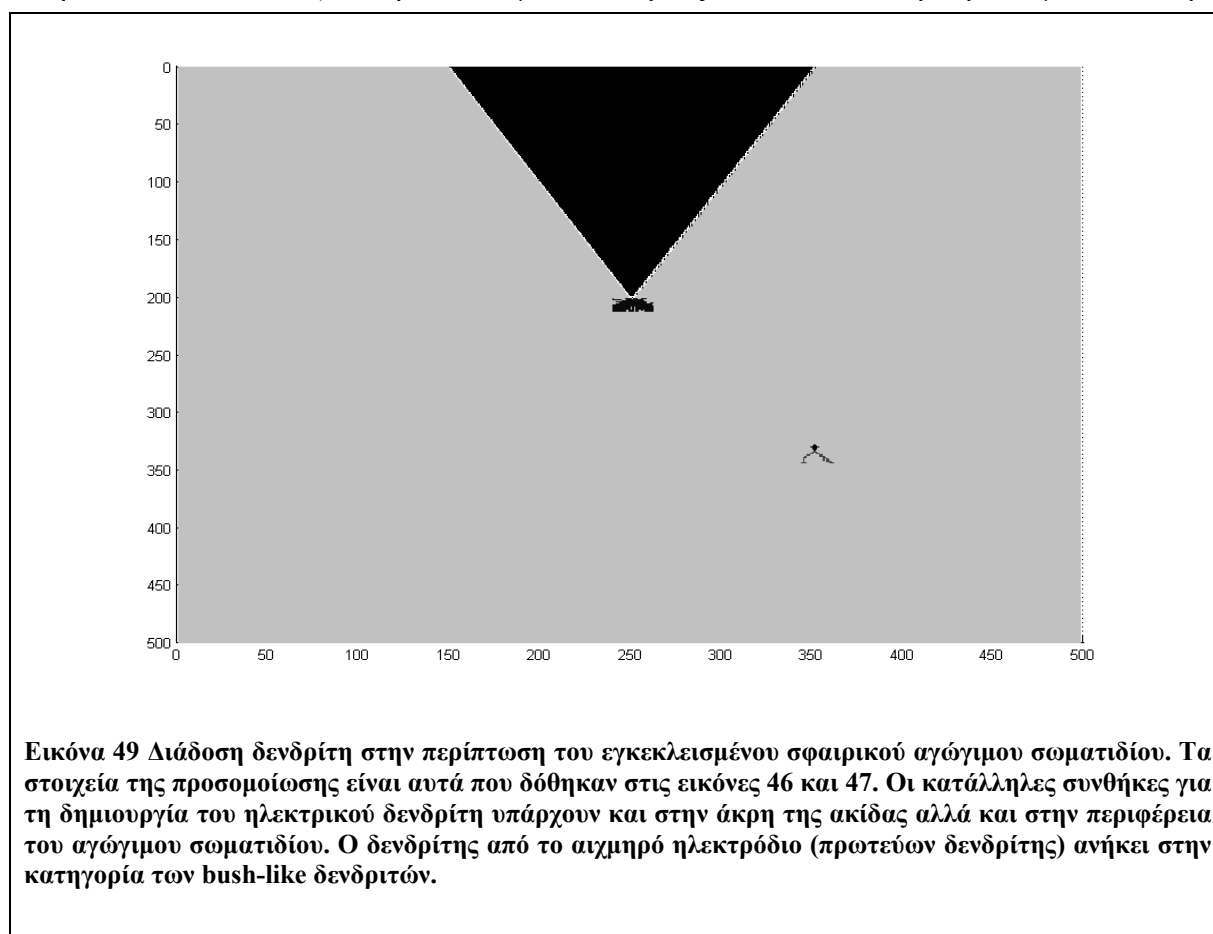
Στις πλάγιες επιφάνειες του διηλεκτρικού έχουν τοποθετηθεί οριακές συνθήκες τύπου Neumann, δηλαδή έχει θεωρηθεί ότι η πυκνότητα επιφανειακού φορτίου είναι γνωστή και ισούται με μηδέν [29].

3.3.7.3. ΕΠΙΛΥΣΗ ΕΞΙΣΩΣΗΣ LAPLACE-ΑΠΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ

Θεωρούμε ότι στο εσωτερικό του διηλεκτρικού δεν υπάρχουν φορτία χώρου. Επιλύεται η εξίσωση Laplace, με κρίσιμη τιμή διηλεκτρικής αντοχής στα 20 kV/mm. Ο αλγόριθμος του προγράμματος εξετάζει τα κελιά γύρω από την ακίδα και τα κελιά γύρω από το αγώγιμο σωματίδιο. Το αποτέλεσμα της προσπάθειας εικονίζεται στο σχήμα 49, όπου και φαίνεται ότι υπάρχουν δυο κατηγορίες δενδριτών. Η πρώτη κατηγορία είναι ο δενδρίτης ο οποίος προκύπτει

από το αιχμηρό ηλεκτρόδιο και δίνει ως αποτέλεσμα αγωγίμο κανάλι με +40 kV στο εσωτερικό του.

Η αιτία για αυτή την τιμή του δυναμικού είναι όπως έχει ειπωθεί και παλαιότερα ότι στο εσωτερικό του καναλιού (είτε πρόκειται για τον κυρίως κλάδο του δενδρίτη είτε για οποιαδήποτε

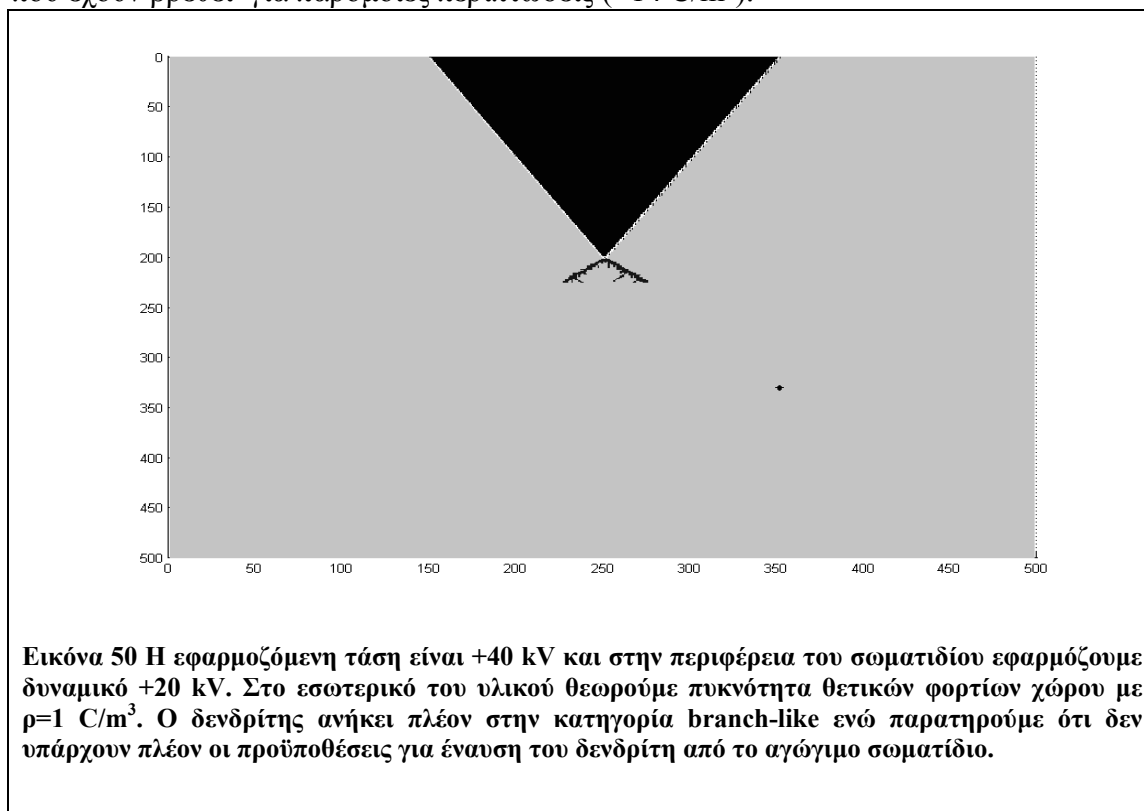


μικρή διακλάδωση), δεν υπάρχει καθόλου πτώση τάσης δηλαδή τα νήματα του δενδρίτη θεωρούνται τελείως αγωγίμα. Η δεύτερη κατηγορία δενδριτών έχει σαν σημείο προέλευσης το ίδιο το αγωγίμο σωματίδιο, δηλαδή σημαντικό ρόλο παίζουν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια που υπάρχουν στο μεταλλικό σωματίδιο. Τα ελεύθερα αυτά ηλεκτρόνια όταν υπάρχουν οι κατάλληλες προϋποθέσεις εγχέονται στο εσωτερικό του υλικού ή κινούνται από το εσωτερικό του υλικού προς το σωματίδιο. Είτε θεωρήσουμε την μια φορά κίνησης είτε την άλλη, η οποία εξαρτάται από την πολικότητα του πεδίου, το αποτέλεσμα είναι το ίδιο αφού προκαλείται ρήξη των δεσμών μεταξύ των μορίων του διηλεκτρικού και ιονισμοί που μεταβάλλουν τις ηλεκτροχημικές ιδιότητες του υλικού σε αυτή τη συγκεκριμένη περιοχή του δείγματος.

Όπως προκύπτει από την παραπάνω ανάλυση, ο δενδρίτης που προέρχεται από το σωματίδιο θα έχει δυναμικό σε όλη την έκταση και σε όλο τον όγκο του +20 kV, αφού το σωματίδιο έχει σχετική πάντα τιμή δυναμικού +20 kV. Οι δυο δενδρίτες έχουν τελείως διαφορετική μορφή και ως εκ τούτου ανήκουν σε διαφορετικές κατηγορίες. Ο δενδρίτης που προέρχεται από το ηλεκτρόδιο ανήκει στην κατηγορία των θαμνοειδών (bush-like), ενώ ο δενδρίτης που προέρχεται από το σωματίδιο ανήκει στους νηματοειδούς μορφής (branch-like). Αυτό δεν αποτελεί ιδιότητα των δενδριτών. Η μορφή, σε όλη την έκταση αυτής της εργασίας είναι συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου. Αν υπάρχουν οι κατάλληλες συνθήκες για τη δημιουργία δυο θαμνοειδών δενδριτών και από την ακίδα και από το μεταλλικό αντικείμενο, δεν υπάρχει κανόνας που να το αποκλείει. Η μορφή που έχει κάθε δενδρίτης είναι συνάρτηση του ηλεκτρικού πεδίου που έχει στη συγκεκριμένη περιοχή το υλικό και όσο μεγαλύτερο είναι το πεδίο τόσο περισσότερο ο δενδρίτης πλησιάζει προς την κατηγορία των θαμνοειδών.

3.3.7.4. ΕΠΙΛΥΣΗ POISSON - ΠΑΡΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ

Η ίδια διαδικασία ακολουθείται επιλύοντας την εξίσωση Poisson, δηλαδή θεωρώντας μια μικρή κατανομή θετικών φορτίων χώρου στο εσωτερικό του υλικού. Η πυκνότητα τίθεται ίση με $\rho=1 \text{ C/m}^3$ που είναι μια ενδεικτική αυθαίρετη τιμή, μέσα στα πλαίσια όμως των πειραματικών τιμών που έχουν βρεθεί για παρόμοιες περιπτώσεις ($\pm 14 \text{ C/m}^3$).



Τα αποτελέσματα από τη διάδοση των ηλεκτρικών δενδριτών φαίνονται στο παραπάνω σχήμα 50. Η εφαρμοζόμενη τάση είναι πάλι +40 kV, στο αγωγίμο σωματίδιο εφαρμόζουμε δυναμικό +20kV, η κρίσιμη τιμή της διηλεκτρικής αντοχής του PMMA είναι 20 kV/mm, η διηλεκτρική σταθερά (σχετική ηλεκτρική επιδεκτικότητα) του υλικού έχει μέση τιμή $\epsilon=3,1$, και οι διαστάσεις του υλικού είναι 5mm x 5mm. Η ανάλυση και σε αυτήν την περίπτωση είναι 500 x 500 κελιά. Παρατηρούμε ότι από το αγωγίμο σωματίδιο δεν προκύπτει δενδρίτης ενώ από το άκρο του ηλεκτροδίου ξεκινά ηλεκτρικός δενδρίτης με σαφώς διαφορετική μορφή σε σχέση με την περίπτωση της απουσίας των φορτίων χώρου.

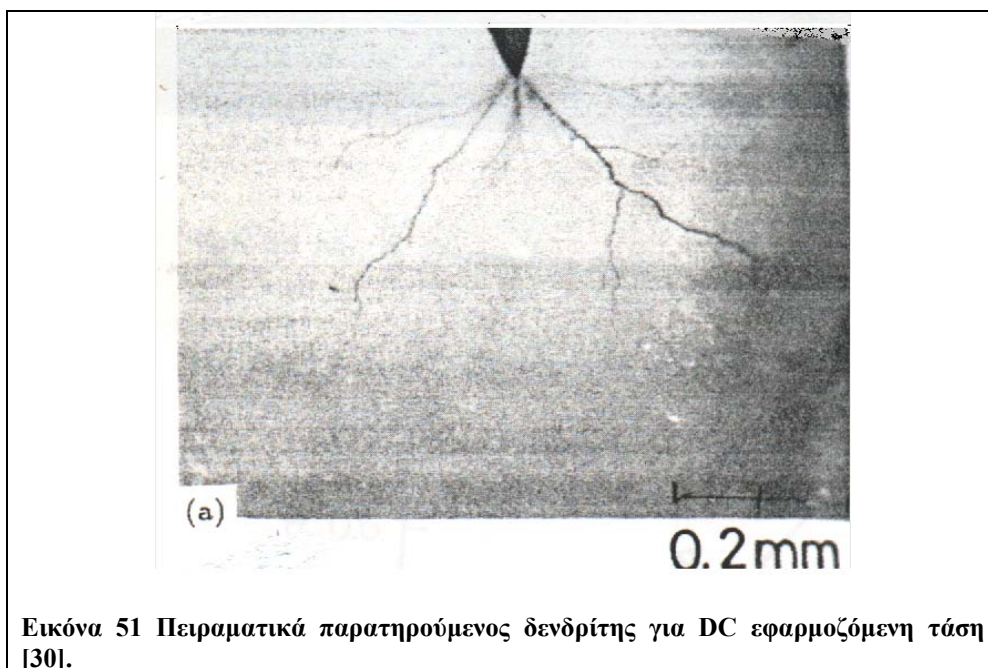
Τα φορτία ίδιας πολικότητας που έχουν υποτεθεί στο εσωτερικό του υλικού εξασθενίζουν το αρχικό πεδίο με αποτέλεσμα λιγότερα κελιά να διασπώνται οπότε και να παρατηρούμε την μετάβαση από την μια κατηγορία στην άλλη (bush-like \rightarrow branch-like). Από το μεταλλικό αγωγίμο σωματίδιο δεν ξεκινά δενδρίτης αφού το ηλεκτρικό πεδίο λόγω της παρουσίας των φορτίων χώρου έχει εξασθενήσει σημαντικά ιδιαίτερα στο κέντρο του υλικού. Το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με την μικρή τιμή δυναμικού στην επιφάνεια της σφαίρας, έχει σαν αποτέλεσμα την αδυναμία διάσπασης των δεσμών και άρα πολύ λίγα ηλεκτρόνια πληρούν τις απαραίτητες προϋποθέσεις για την έναυση του δενδρίτη.

3.3.7.5. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

Οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν σε αυτήν την κατηγορία των προσομοιώσεων είναι ίδιες με αυτές που χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία [30]. Πιο συγκεκριμένα, έχουν χρησιμοποιηθεί:

- Ίδια απόσταση ηλεκτροδίων (3mm)
- Ίδιο πάχος υλικού (5mm)
- Ίδιο υλικό (PMMA με $E_c=20\text{kV/mm}$)

- Ίδια εφαρμοζόμενη τάση (40 kV)



Εικόνα 51 Πειραματικά παρατηρούμενος δενδρίτης για DC εφαρμοζόμενη τάση [30].

Στο ίδιο άρθρο έχει αναφερθεί ότι μικρή ποσότητα φορτίων χώρου έχει βρεθεί ανάμεσα στα ηλεκτρόδια. Η τιμή των $\rho=1 \text{ C/m}^3$ είναι μέσα στα όρια των πειραματικών μετρήσεων σε άλλες εργασίες οπότε και έχει χρησιμοποιηθεί ανεξάρτητα από το γεγονός ότι στη συγκεκριμένη εργασία δεν έχει αναφερθεί ενδεικτική πειραματική τιμή.

Από τη σύγκριση των δυο σχημάτων είναι φανερό ότι υπάρχει σχεδόν απόλυτη ταύτιση της μορφής των πειραματικών αποτελεσμάτων με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης. Και στις δυο περιπτώσεις υπάρχουν δυο κύριοι κλάδοι όπου και διοχετεύεται η ενέργεια του δενδρίτη με ορισμένες μικρές διακλαδώσεις στην κυρίως επιφάνειά τους. Οι δυο κλάδοι κινούνται διαγώνια απομακρυνόμενοι ο ένας από τον άλλον, έχοντας την κατεύθυνση προς το απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο.

Σχετικά τώρα με τον καθορισμό του δυναμικού στην επιφάνεια του αγωγίμου σωματιδίου, η μεθοδολογία και τα συμπεράσματα που παρουσιάστηκαν προηγουμένως είναι σε πλήρη συμφωνία με την μεθοδολογία και τα συμπεράσματα της [31]. Στην εργασία αυτή, μεταξύ άλλων, καταδεικνύεται ότι η θέση ενός μικρού αγωγίμου σωματιδίου είναι σημαντική για την πιθανότητα έναρξης ηλεκτρικού δενδρίτη. Μέσω ισοδυναμικών γραμμών είναι δυνατόν να μελετηθεί η συμπεριφορά του υλικού. Η αλλοίωση των ισοδυναμικών γραμμών φαίνεται στο παρακάτω σχήμα όπου το αγωγίμο σωματίδιο τοποθετείται είτε στην μέση του υλικού είτε κοντά στο ηλεκτρόδιο.

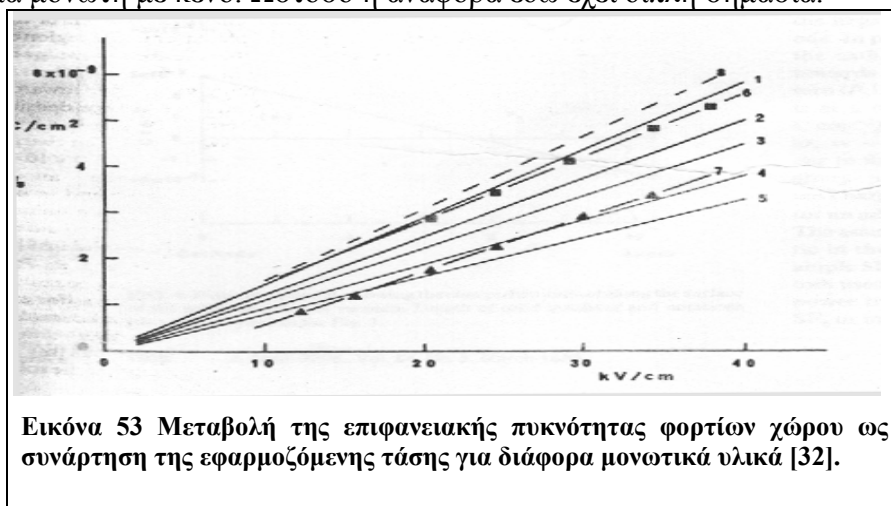


Εικόνα 52 Κατανομή των ισοδυναμικών γραμμών γύρω από αγωγίμη σφαίρα στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού [31].

Από τις παραπάνω ισοδυναμικές γίνεται φανερό, ότι ένα αγώγιμο σωματίδιο είναι πολύ πιο επικίνδυνο για την ηλεκτρική μόνωση αν είναι τοποθετημένο κοντά στο ηλεκτρόδιο σε σχέση με το αν τοποθετηθεί περίπου στην μέση του υλικού. Κάτι τέτοιο δείχνει αφενός ότι από μεταλλικό σωματίδιο (σε τέλεια επαφή με το περιβάλλον διηλεκτρικό) μπορεί να γίνει έναυση ηλεκτρικού δενδρίτη και αφετέρου ότι το δυναμικό που έχει το αγώγιμο σωματίδιο στην επιφάνειά του είναι συνάρτηση και της απόστασης από τα δυναμικά αναφοράς. Έτσι, η επιλογή των +20 kV για το αγώγιμο σωματίδιο που τοποθετείται στην μέση του υλικού (με ηλεκτρόδια στο +40 kV και στο 0 kV) είναι συνεπής με την μεθοδολογία και άλλων επιστημονικών εργασιών.

3.3.7.6. ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΦΟΡΤΙΩΝ

Επίσης σχετικά με την εξίσωση 30, έχει παρατηρηθεί πειραματικά ότι στην επιφάνεια μονωτικών υλικών μετά από εφαρμογή υψηλής τάσης εμφανίζονται φορτία η πυκνότητα των οποίων είναι γραμμική συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης [32]. Παρακάτω εικονίζεται ένα διάγραμμα που δηλώνεται ακριβώς αυτή η σχέση μεταξύ εφαρμοζόμενης τάσης και φορτίου για υλικά όπως κεραμικό αλουμίνιο (alumina ceramic), υαλώδες κεραμικό υλικό (glass ceramic), plexiglass, Pyrex. Η περίπτωση αυτή πρέπει να τονιστεί ότι είναι διαφορετική από την περίπτωση αγώγιμης σφαίρας στο εσωτερικό μονωτικού υλικού. Στην περίπτωση αυτή η διαχωριστική επιφάνεια είναι μεταξύ αγωγού και μονωτή ενώ το διάγραμμα αναφέρεται σε διαχωριστική επιφάνεια μονωτή με κενό. Ωστόσο η αναφορά εδώ έχει διπλή σημασία.



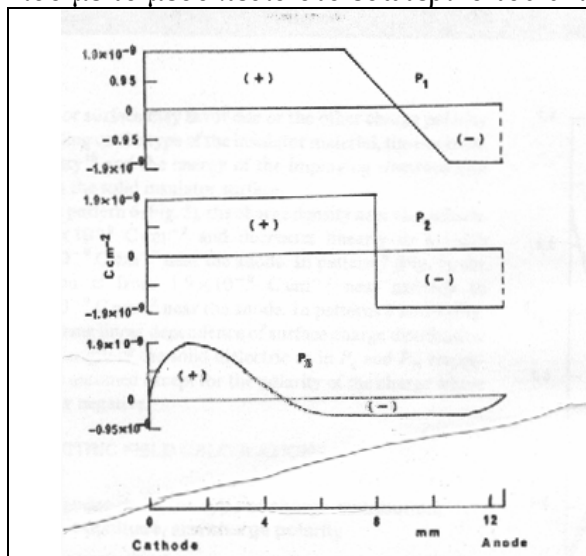
Εικόνα 53 Μεταβολή της επιφανειακής πυκνότητας φορτίων χώρου ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης για διάφορα μονωτικά υλικά [32].

Αφενός υπάρχει μια αναφορά τιμών ενδεικτική για την παρουσία φορτίων στην επιφάνεια μονωτικού υλικού. Αφετέρου, σχετική συζήτηση έχει γίνει και στο δεύτερο κεφάλαιο για τον τρόπο υπολογισμού του πεδίου όπου τα επιφανειακά φορτία παίζουν ρόλο στο σωστό υπολογισμό μέσω των οριακών συνθηκών. Παρόλο που δεν αποτελούν αντικείμενο της διδακτορικής διατριβής, και όπως έχει τονιστεί η πυκνότητά τους λαμβάνεται σε ορισμένες προσομοιώσεις ίση με το μηδέν (ενώ σε άλλες χρησιμοποιούνται άλλες συνθήκες), θα διερευνηθεί λίγο περισσότερο ο τρόπος σχηματισμού τους και οι κατανομές τους.

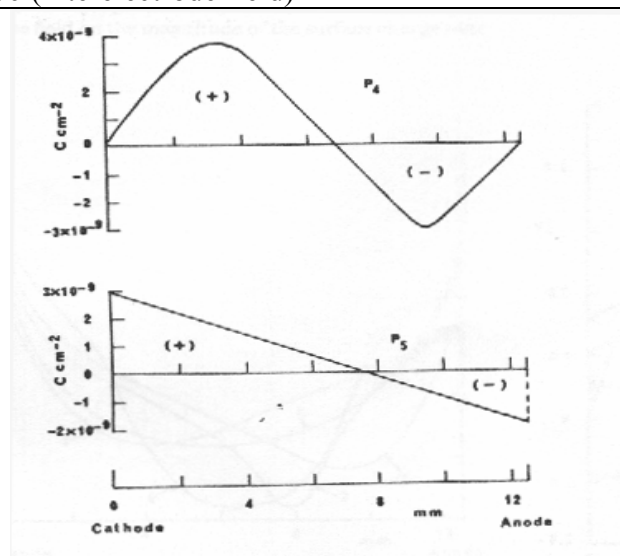
Σύμφωνα πάντα με την [32], κατά την εφαρμογή υψηλής τάσης σε μονωτικά υλικά, επιφανειακό φορτίο σχηματίζεται κοντά στην περιοχή της ανόδου και της καθόδου. Οι κατανομές αυτές παρουσιάζουν ομοιότητες με τις κατανομές φορτίων χώρου στο εσωτερικό του υλικού. Τα φορτία που εμφανίζονται στην επιφάνεια του μονωτικού υλικού είναι αποτέλεσμα της πρόσκρουσης ηλεκτρονίων στην επιφάνεια (impinging electrons) και της επακόλουθης δευτερογενούς εκπομπής ηλεκτρονίων. Η έκφραση για την πυκνότητα του επιφανειακού φορτίου δίνεται από την παρακάτω εξίσωση :

$$\sigma_s = 2 \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{11} \cdot \left[\frac{2 \cdot A_0}{(A_1 - A_2)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{Εξίσωση 31}$$

Στην παραπάνω εξίσωση A_0 και A_1 είναι η ενέργεια εκπομπής ηλεκτρονίων και η ενέργεια κρούσης (impact energy) με ενδεικτικές τιμές eV και δεκάδες eV αντίστοιχα για στερεά μονωτικά υλικά. Το πεδίο E_{11} είναι το ηλεκτρικό πεδίο που είναι παράλληλο με την επιφάνεια και ίσο με το μέσο πεδίο στο εσωτερικό του υλικού (interelectrode field)



Εικόνα 54 Κατανομές της πυκνότητας φορτίου στην επιφάνεια μονωτικού υλικού, για διάφορες πολικότητες [32].



Εικόνα 55 Κατανομές επιφανειακού φορτίου στη διαχωριστική επιφάνεια στερεού μονωτικού υλικού και κενού [32].

Στα παραπάνω σχήματα τώρα εικονίζονται οι κατανομές στην επιφάνεια του υλικού οι οποίες δείχνουν ότι δεν μπορεί να εφαρμοστεί σε μια επιφάνεια σταθερή τιμή για την επιφανειακή πυκνότητα αφού αυτή μεταβάλλεται ως συνάρτηση της απόστασης. Έτσι, η χρησιμοποίηση είτε των συνθηκών τύπου Dirichlet είτε τύπου Neumann, γίνεται παραμετρικά-ποιοτικά και όχι ποσοτικά αφού κάτι τέτοιο δεν είναι εφικτό.

Συνοψίζοντας, μια κατανομή φορτίων που αναπτύσσεται στην επιφάνεια μονωτικών υλικών επηρεάζει σημαντικά τις περισσότερες φορές το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του υλικού αλλά στα πλαίσια αυτής της εργασίας δεν έγινε εις βάθος μελέτη αυτής της επίδρασης. Αποτελεί, κατά την γνώμη του συγγραφέα, μια ερευνητική συνιστώσα που μπορεί να μελετηθεί στο μέλλον.

3.3.8. ΜΟΝΩΤΙΚΟ ΣΦΑΙΡΙΚΟ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ

3.3.8.1. ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ

Η περίπτωση που θα εξετάσουμε είναι αρκετά διαφορετική από την περίπτωση της αγωγίμης σφαίρας στο εσωτερικό διηλεκτρικού. Οι διαφορές οφείλονται στους παρακάτω λόγους.

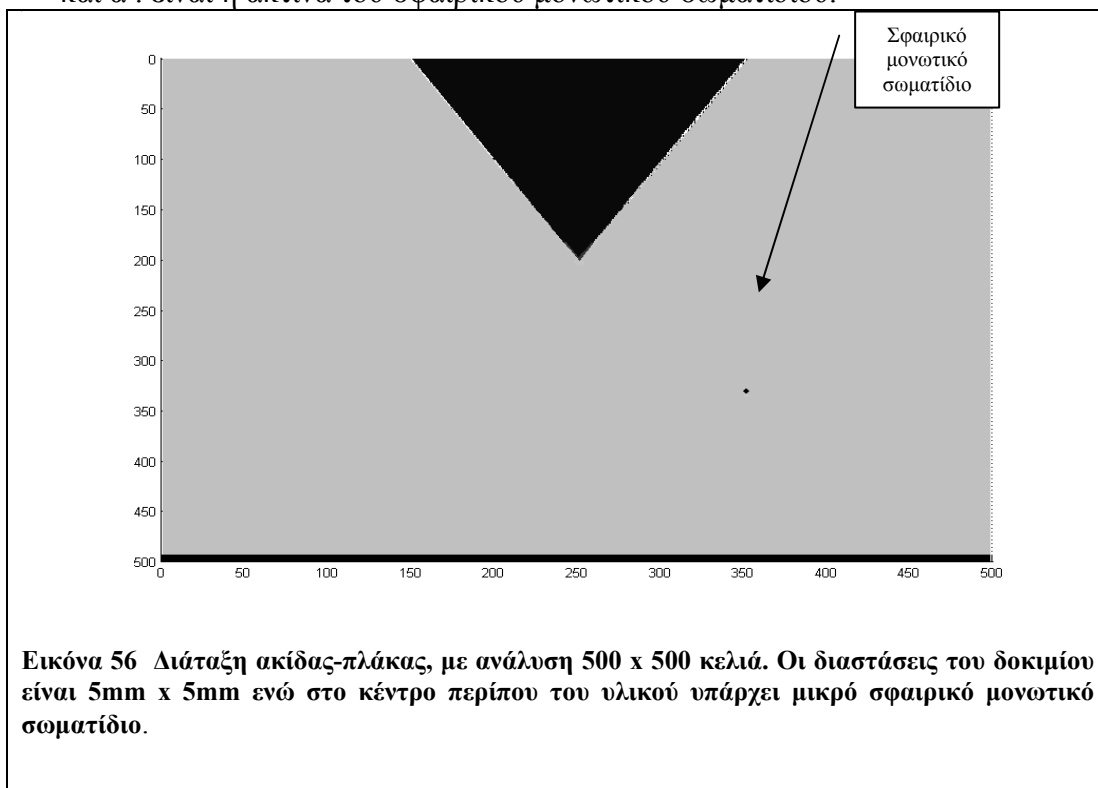
- Το δυναμικό στην περιφέρεια της σφαίρας δεν είναι σταθερό.
- Η σφαίρα δεν έχει ελεύθερα φορτία παρά μόνο δεσμευμένα, γεγονός που οδηγεί με τη σειρά του σε διαφορετική συμπεριφορά στο σκέλος των ηλεκτρικών δένδριτών.
- Η παρουσία των δεσμευμένων φορτίων λόγω πόλωσης επηρεάζει το δυναμικό στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού μόνο τοπικά. Η σφαίρα θεωρείται και συμπεριφέρεται σαν μικρό ηλεκτρικό δίπολο στο εσωτερικό του υλικού
- Το δυναμικό σε οποιοδήποτε σημείο της περιφέρειας του σφαιρικού διηλεκτρικού δίνεται από το παρακάτω ζεύγος εξισώσεων [27] και [28]:

$$\phi_0 = -E_0 \cdot r \cdot \cos \theta + \left(\frac{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - 1}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} + 2} \right) \cdot \frac{a^3 \cdot E_0 \cdot \cos \theta}{r^2} \quad \text{Εξίσωση 32}$$

$$\phi_i = - \left(\frac{3 \cdot E_0}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} + 2} \right) \cdot r \cdot \cos \theta \quad \text{Εξίσωση 33}$$

όπου:

E_0 : είναι το μέσο πεδίο, r : είναι το ακτινικό διάνυσμα, θ : είναι η γωνία που σχηματίζει το ακτινικό διάνυσμα με τη διεύθυνση του εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου, ϵ_1 και ϵ_2 : είναι οι διηλεκτρικές σταθερές, του μονωτικού υλικού και της μονωτικής σφαίρας αντίστοιχα και a : είναι η ακτίνα του σφαιρικού μονωτικού σωματιδίου.



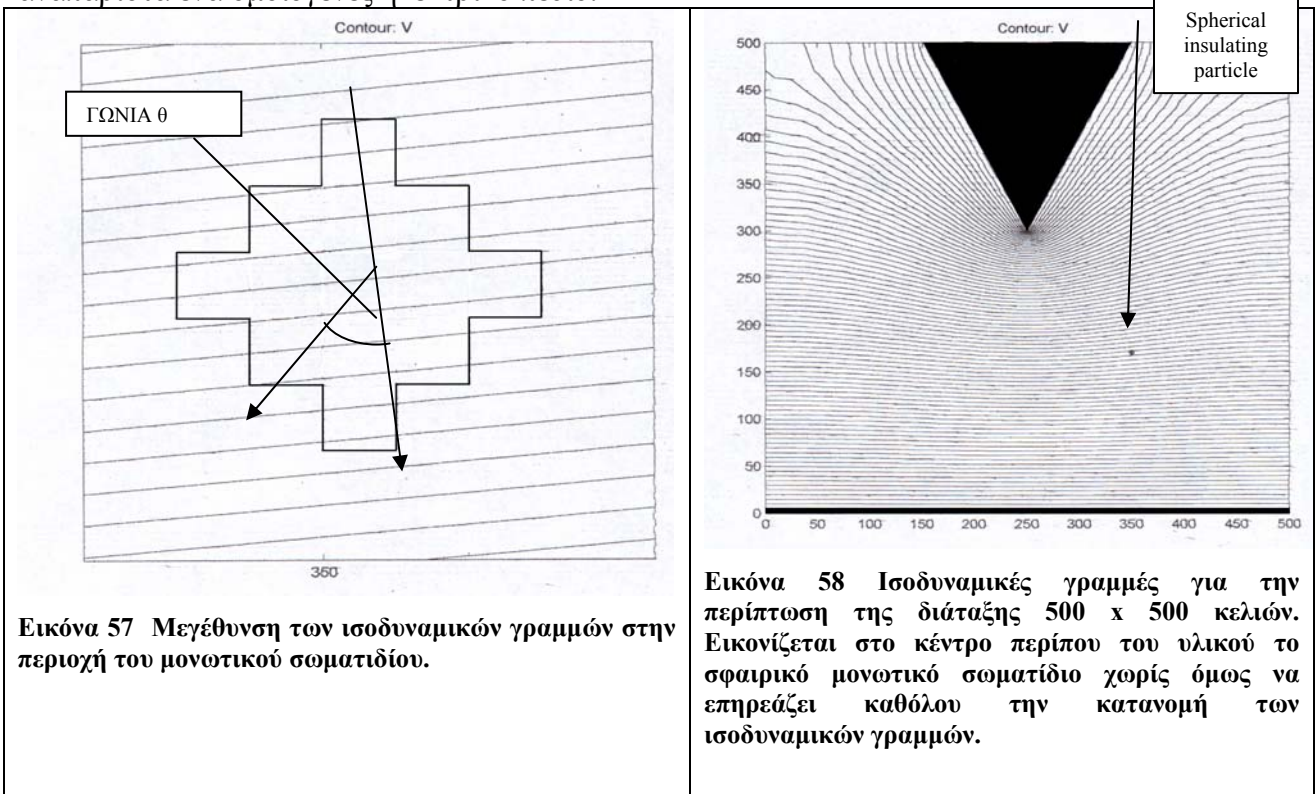
Αντικαθιστώντας στο r την τιμή του a (είτε στην μια εξίσωση είτε στην άλλη) προκύπτει ο παρακάτω τύπος για την έκφραση του δυναμικού στην περιφέρεια του σφαιρικού σωματιδίου:

$$\Phi_{in} = - \frac{3 \cdot |\vec{E}_0| \cdot a \cdot \cos \theta}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} + 2} \quad \text{Εξίσωση 34}$$

Το εξωτερικό ηλεκτρικό πεδίο υπολογίζεται διαιρώντας την εφαρμοζόμενη τάση με την απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων. Το πεδίο, λόγω της εφαρμογής σε αυτήν την περίπτωση μικτών οριακών συνθηκών προσεγγίζεται ικανοποιητικά με αυτόν τον τρόπο. Είναι χαρακτηριστικό στην παρακάτω εικόνα ότι ακόμα και στην μικρή περιοχή γύρω από το σωματίδιο η προσέγγιση είναι εξαιρετικά ακριβής. Επίσης στην παρακάτω εξίσωση είναι εμφανές ότι το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του σφαιρικού σωματιδίου εξαρτάται επίσης από το εξωτερικά εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο καθώς επίσης και από τις διηλεκτρικές σταθερές των δυο υλικών.

$$\vec{E}_{in} = \frac{3}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} + 2} \vec{E}_0 \quad \text{Εξίσωση 35}$$

Από τα σχήματα 57 και 58 φαίνεται και ότι στην εν λόγω περιοχή, γύρω από το σωματίδιο, το ηλεκτρικό πεδίο παριστάνεται με παράλληλες και ισαπέχουσες γραμμές, εικόνα που αναπαριστά ένα ομοιογενές ηλεκτρικό πεδίο.



Εικόνα 57 Μεγέθυνση των ισοδυναμικών γραμμών στην περιοχή του μονωτικού σωματιδίου.

Εικόνα 58 Ισοδυναμικές γραμμές για την περίπτωση της διάταξης 500 x 500 κελιών. Εικονίζεται στο κέντρο περίπου του υλικού το σφαιρικό μονωτικό σωματίδιο χωρίς όμως να επηρεάζει καθόλου την κατανομή των ισοδυναμικών γραμμών.

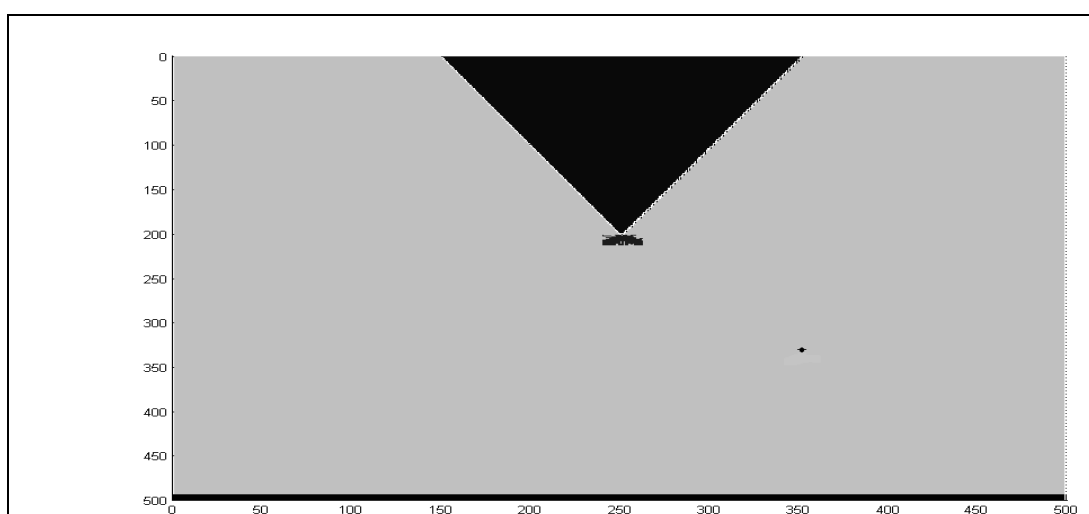
3.3.8.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

Σκοπός αυτής της ενότητας δεν είναι μόνο η ηλεκτροστατική επίλυση του προβλήματος του μικρού μονωτικού σφαιρικού σωματιδίου στο εσωτερικό στερεού μονωτικού, αλλά και ο τρόπος που ένας ηλεκτρικός δενδρίτης επηρεάζεται από αυτού του είδους την παρουσία. Όπως θα δούμε και παρακάτω, μετά από αντικατάσταση των τιμών στις αντίστοιχες εξισώσεις, οι τιμές του δυναμικού που πρέπει να τοποθετηθούν στην περιφέρεια του σωματιδίου κυμαίνονται γύρω από ένα πολύ μικρό εύρος τιμών με αποτέλεσμα, όταν υπάρχουν οι κατάλληλες προϋποθέσεις, να υπάρχει σαφώς διαφορετική μορφή του δενδρίτη όταν αυτός κινείται προς την περιοχή που βρίσκεται το σφαιρικό σωματίδιο [33].

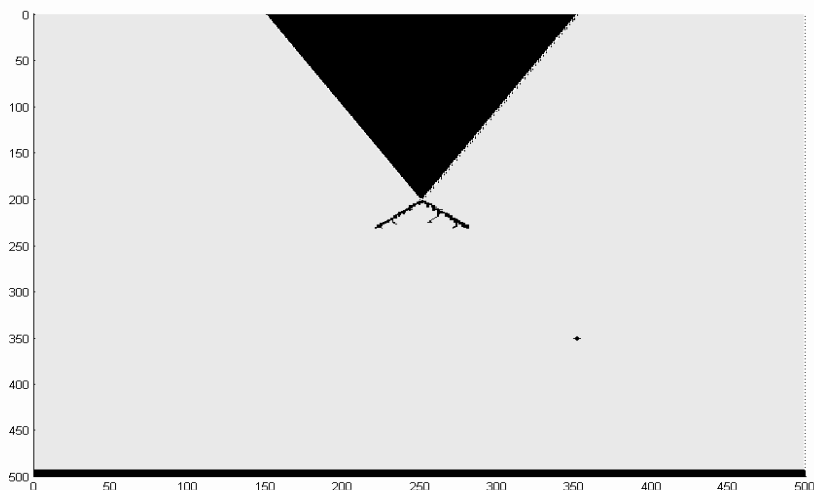
Στις τρεις περιπτώσεις προσομοιώσεων, έχει χρησιμοποιηθεί «θεωρητικά» το ίδιο υλικό, αφού η διακύμανση της διηλεκτρικής σταθεράς είναι η ίδια σε καθένα από 500x500 κελιά στα οποία έχει αναλυθεί η δομή. Ο παράγοντας ανομοιογένειας του πεδίου g παρουσιάζει πλέον μια διακύμανση γύρω από την μονάδα, δηλαδή μεταξύ των τιμών 0,85-1,15, απορροφώντας όσο είναι δυνατόν τις διακυμάνσεις της διηλεκτρικής σταθεράς του υλικού. Το μονωτικό υλικό θεωρείται ότι είναι το πολυαιθυλένιο με στοιχείο ταυτότητας τη διηλεκτρική αντοχή του $E_c=50$ kV/mm και σχετική επιδεκτικότητα $\epsilon_1=2,3$. Το μικρό μονωτικό σωματίδιο θεωρείται ότι συνίσταται από γυαλί με σχετική επιδεκτικότητα $\epsilon_2=8$. Το υλικό έχει διαστάσεις 5mm x 5mm δηλαδή το κάθε κελί έχει διαστάσεις 0,01mmx0,01mm=10μm x10μm. Ο πίνακας όπου και φαίνονται συνοπτικά οι τρεις προσομοιώσεις είναι ο παρακάτω:

| ΕΦΑΡΜΟΖΟΜΕΝΗ ΤΑΣΗ (kV) | ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ (mm) | ΜΕΣΟ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΠΕΔΙΟ E_0 (kV/mm) | Φ_{in} (eq. 2) ΕΥΡΟΣ ΤΩΝ ΤΙΜΩΝ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΦΕΡΕΙΑ ΤΟΥ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟΥ (Volts) | ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΠΕΔΙΟ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΤΗΣ ΣΦΑΙΡΑΣ E_{in} (kV/mm) | ΤΟΠΙΚΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΝΤΟΧΗ ΤΟΥ ΥΛΙΚΟΥ E_c (kV/mm) |
|------------------------|---------------------------|------------------------------------|--|--|--|
| +80 | 3 | 26,66 | ±365 | 14,62 | 50 |
| +45 | 3 | 15 | ±206 | 8,22 | 50 |
| +30 | 3 | 10 | ±137 | 5,48 | 50 |

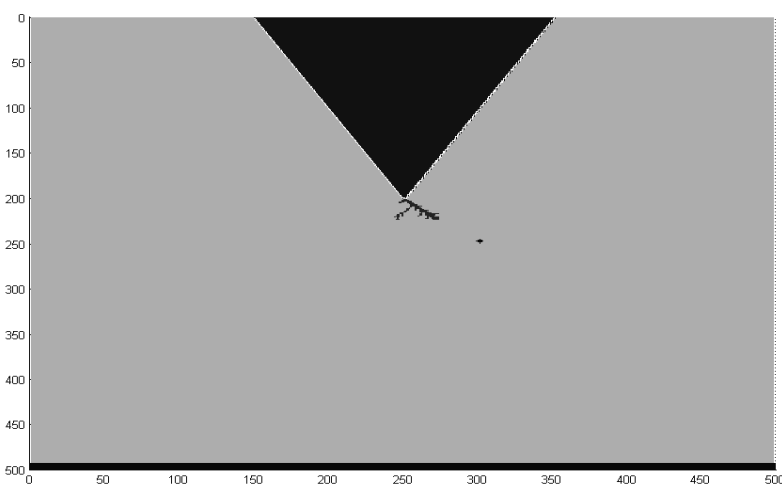
Πίνακας 3 Συγκεντρωτικός πίνακας των τιμών δυναμικού που τοποθετήθηκαν γύρω από τη σφαίρα, της εφαρμοζόμενης τάσης, της απόστασης μεταξύ των ηλεκτροδίων, του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό της σφαίρας αλλά και της διηλεκτρικής αντοχής του χρησιμοποιούμενου υλικού.



Εικόνα 59 Ο ηλεκτρικός δενδρίτης έχει τις κατάλληλες προϋποθέσεις για έναυση και διάδοση από την άκρη του αγώγιμου ηλεκτροδίου. Η παρουσία του μονωτικού σωματιδίου επηρεάζει την μορφή του πεδίου αλλά για εφαρμοζόμενες τάσεις +80 kV δεν παρατηρείται κάποια ιδιαίτερη προτίμηση του δενδρίτη προς μια κατεύθυνση.



Εικόνα 60 Η εφαρμοζόμενη τάση είναι +45 kV και το σωματίδιο είναι τοποθετημένο στο κέντρο περίπου του υλικού, όπως και στην περίπτωση της εικόνας 59



Εικόνα 61 Η εφαρμοζόμενη τάση έχει μειωθεί στα +30 kV ενώ το σωματίδιο έχει τοποθετηθεί πολύ κοντά στο αιχμηρό ηλεκτρόδιο ώστε να επηρεάζει με την παρουσία του τη διάδοση του δένδριτη.

Στην πρώτη περίπτωση (εικόνα 59), η εφαρμοζόμενη τάση των 80 kV δεν επηρεάζεται καθόλου από την παρουσία του μονωτικού σωματιδίου. Όπως φαίνεται και στο αντίστοιχο σχήμα, ο δένδριτης ανήκει στην κατηγορία των θαμνοειδών δένδριτών, μορφή που αντιστοιχεί σε ολοκληρωτική σχεδόν καταστροφή του υλικού και στην απώλεια των μονωτικών ιδιοτήτων του. Φυσικά το προαναφερθέν θα συμβεί μόνο στην περίπτωση που ο δένδριτης φτάσει τελικά στο απέναντι ηλεκτρόδιο. Οι πιθανότητες αυτό να συμβεί είναι μεγαλύτερες αν παρατηρήσουμε θαμνοειδή δένδριτη παρά έναν νηματοειδή αφού οι πρώτοι εμφανίζονται σε μεγαλύτερα εφαρμοζόμενα πεδία. Η μορφή, όπως αυτή φαίνεται στο σχήμα αναπαριστά τα αρχικά στάδια του δένδριτη και δεν δείχνει ένα μεσαίο ή πολύ περισσότερο ένα τελικό στάδιο στη διάδοσή του. Η αιτία για την παρουσίαση αυτού του σταδίου είναι η μεγάλη αύξηση στον χρόνο υπολογισμού, αν θέλαμε να αυξήσουμε τα βήματα της διαδικασίας.

Στη δεύτερη περίπτωση (εικόνα 60), όπου και η χρησιμοποιούμενη τάση είναι σαφώς μικρότερη (+45 kV), υπάρχει αλλαγή και στην μορφή αλλά και στη συμπεριφορά του δένδριτη. Εμφανίζεται νηματοειδής δένδριτης που είναι και κάτι αναμενόμενο αφού έχει μειωθεί η εφαρμοζόμενη τάση. Επίσης είναι αξιοπρόσεκτο ότι στα αρχικά στάδια διάδοσης του δένδριτη οι δυο κλάδοι διάδοσης παρουσιάζουν περίπου την ίδια συμπεριφορά. Έχουν δηλαδή περίπου τον

ίδιο αριθμό διακλαδώσεων (που κατ' αναλογία θα οδηγεί και σε παραπλήσιες τιμές για τον παράγοντα fractal dimension), που έχει ως αποτέλεσμα την πλήρη ομοιότητα των δυο κλάδων του δενδρίτη. Καθώς όμως ο δενδρίτης κινείται προς το εσωτερικό του υλικού, ο κύριος κλάδος που βρίσκεται από την μεριά του μονωτικού σωματιδίου (δεξιά μεριά), παρουσιάζει ελαφρώς μεγαλύτερη δραστηριότητα. Έτσι παρατηρείται μια δεύτερη μεγάλη διακλάδωση στο κέντρο περίπου του δεξιού δενδρίτη, ενώ καθώς ο δενδρίτης πλησιάζει προς το σωματίδιο, οι διακλαδώσεις και η δραστηριότητα γίνονται ολοένα και εντονότερες.

Η τρίτη περίπτωση (εικόνα 61) είναι και αυτή παρουσιάζει το μεγαλύτερο ενδιαφέρον από πλευράς ηλεκτρικού πεδίου και ηλεκτροστατικής. Το μονωτικό σφαιρικό σωματίδιο τοποθετείται τώρα πιο κοντά στο αιχμηρό ηλεκτρόδιο, ενώ η εφαρμοζόμενη τάση μειώνεται σημαντικά στα 30 kV. Χωρίς την παρουσία του μονωτικού σωματιδίου δεν παρατηρείται έναυση του ηλεκτρικού δενδρίτη από το αιχμηρό ηλεκτρόδιο. Λόγω της παρουσίας του όμως, εφαρμόζονται πολύ χαμηλές τιμές δυναμικού στην περιφέρειά του, οπότε και το ηλεκτρικό πεδίο ενισχύεται σημαντικά προς την κατεύθυνση του σωματιδίου. Έτσι, προκύπτει ένας κλάδος μόνο, προς τα δεξιά όπου και βρίσκεται το μονωτικό σωματίδιο. Παρατηρώντας καλύτερα την αντίστοιχη εικόνα, καθώς πλησιάζει ο δενδρίτης προς το μονωτικό σωματίδιο σχηματίζεται στην άκρη του ένας μικρός δενδρίτης θαμνοειδούς μορφής. Η απόληξη ενός νηματοειδούς δενδρίτη είναι ένας μικρός θαμνοειδής δενδρίτης.

Στην παραπάνω δηλαδή περίπτωση υπάρχει η συνύπαρξη των δυο ειδών δενδριτών. Ο δενδρίτης αυτού του είδους δεν είναι spike-tree αφού τέτοιου είδους δενδρίτες εμφανίζονται όταν από bush-like αρχικούς δενδρίτες προκύπτουν στη συνέχεια νηματοειδείς δενδρίτες (ή κάτι που μοιάζει με αυτήν την κατηγορία δενδριτών). Επίσης η τρίτη αυτή περίπτωση θα μπορούσε να υπαχθεί στους δενδρίτες μικτής μορφής, όπως αυτοί έχουν αναλυθεί στο πρώτο κεφάλαιο.

3.3.8.3. ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ

Η περίπτωση του μονωτικού σωματιδίου διαφέρει σημαντικά από την περίπτωση του αγωγίμου σωματιδίου. Οι κυριότερες διαφορές μπορούν να συνοψιστούν στον παρακάτω πίνακα:

| | ΜΟΝΩΤΙΚΟ | ΑΓΩΓΙΜΟ |
|--|--|---|
| ΔΥΝΑΜΙΚΟ | ΜΕΤΑΒΑΛΛΕΤΑΙ ΣΕ ΕΝΑ ΕΥΡΟΣ ΤΙΜΩΝ ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΤΟ ΜΗΔΕΝ | ΣΤΑΘΕΡΟ ΣΕ ΟΛΗ ΤΗΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΤΟΥ |
| ΠΑΡΑΓΟΝΤΕΣ ΑΠΟ ΤΟΥΣ ΟΠΟΙΟΥΣ ΕΞΑΡΤΑΤΑΙ ΤΟ ΔΥΝΑΜΙΚΟ | <ul style="list-style-type: none"> • ΣΧΕΤΙΚΗ ΘΕΣΗ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟΥ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΑ ΜΟΝΟ ΓΙΑ ΤΑ ΑΝΟΜΟΙΟΓΕΝΗ ΠΕΔΙΑ • ΑΚΤΙΝΑ ΣΦΑΙΡΙΚΟΥ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟΥ • ΜΕΣΟ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΠΕΔΙΟ | ΜΟΝΟ ΑΠΟ ΤΗ ΣΧΕΤΙΚΗ ΘΕΣΗ ΤΟΥ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟΥ ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΑ ΣΕ ΟΛΑ ΤΑ ΕΙΔΗ ΤΩΝ ΠΕΔΙΩΝ |
| ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΤΟΥ ΓΙΑ ΣΥΝΗΘΙΣΜΕΝΕΣ ΤΙΜΕΣ ΤΑΣΗΣ ΚΑΙ ΑΠΟΣΤΑΣΕΙΣ | ΟΧΙ | ΟΧΙ |
| ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΑΠΟ ΤΗΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΤΟΥ ΓΙΑ ΣΥΝΗΘΙΣΜΕΝΕΣ ΤΙΜΕΣ ΤΑΣΗΣ ΚΑΙ ΑΠΟΣΤΑΣΕΙΣ | ΟΧΙ | ΝΑΙ |

Πίνακας 4

Σε όλες τις περιπτώσεις δενδριτών που έχουν μελετηθεί μέχρι τώρα, ο κάθε δενδρίτης υποτίθεται ότι έχει αγωγίμο αέριο στο εσωτερικό του, οπότε όλα τα σημεία του αγωγίμου καναλιού έχουν ίδια τιμή δυναμικού άρα και μεταξύ δυο τυχαίων σημείων της δενδριτικής δομής δεν υπάρχει διαφορά δυναμικού.

Επίσης από τις τιμές του δυναμικού που υπάρχουν γύρω από το σωματίδιο, οι οποίες βρίσκονται στο εύρος τιμών που εξετάζουμε, σε καμιά περίπτωση δεν θα μπορέσει να υπάρξει ηλεκτρική διάσπαση από την επιφάνεια του μονωτικού σωματιδίου. Για να μπορέσει ένα

τέτοιο διηλεκτρικό σωματίδιο να προκαλέσει δενδρίτη θα πρέπει τα πολωμένα μόρια του διηλεκτρικού τα οποία βρίσκονται στην επιφάνειά του, να πολωθούν ακόμη περισσότερο ώστε να διασπαστούν (ιονισμός άρα και δημιουργία ελευθέρων ηλεκτρονίων), με αποτέλεσμα την ύπαρξη ιόντων ικανών (από πλευράς ενέργειας), να διασπάσουν τους χημικούς δεσμούς του διηλεκτρικού-μονωτικού υλικού.

Η διέλευση των ελευθέρων ηλεκτρονίων από το ένα υλικό στο άλλο δεν αποτελεί αντικείμενο αυτής της εργασίας. Θεωρούμε ωστόσο ότι τα δυο υλικά βρίσκονται σε τέλεια επαφή, δηλαδή δεν υπάρχουν διάκενα αέρος μεταξύ των επιφανειών τους. Η περίπτωση αυτή είναι ακραία, υπό την έννοια ότι σε περιπτώσεις σύνθετων υλικών πάντα θα υπάρχει ένα μικρό διάκενο αέρος, μια μικρή έστω και απειροελάχιστη σχισμή, στην οποία η μεγάλη αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου οδηγεί σε ιονισμούς, γένεση ελευθέρων ηλεκτρονίων και μερικές εκκενώσεις οι οποίες αυξάνουν επιτόπια τη θερμοκρασία του υλικού, διασπών τους χημικούς δεσμούς στην επιφάνεια οπότε και είναι υπεύθυνες για πιθανά γεγονότα treeing από το εν λόγω σημείο.

Επίσης, λόγω της θεωρίας δικτύου κοιλοτήτων [34], τα ηλεκτρόνια, θεωρούμενα ότι έχουν την μορφή ηλεκτρονικού αερίου μπορούν να εγχυθούν στο εσωτερικό του ενός ή του άλλου υλικού μέσω δικτύου από μικροσκοπικά στενά συνδεδεμένα κανάλια.

3.4. ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΤΡΙΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

1. J. Von Neumann - Theory of Self-Reproducing Automata - University of Illinois, Urbana, 1966.
2. B. Chopard, M. Droz - Cellular Automata Modeling of Physical Systems - Cambridge University Press, 1998.
3. M. Garner – The Fantastic Combinations of John Conway’s New Solitaire Game Life-Scientific American, vol. 220 no. 4 1970, pp. 120.
4. Γ. Συρακούλης – Διδακτορικό – Αυτοματοποιημένος Σχεδιασμός και VLSI Υλοποίηση Παράλληλων Εξειδικευμένων Επεξεργαστών για Πολύπλοκα Συστήματα – Ξάνθη 2001.
5. A. Thanailakis, I. Karafyllidis - Simulation of 2-D Photoresist Etching Processing Integrated Circuit Fabrication Using CA - Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering, vol. 3 no. 5, 1995, pp. 629-642.
6. H. Isliker, A. Anastasiadis, L. Vlachos - MHD Consistent CA Models -363 Astronomy and Astrophysics, 2000, pp. 1134-1144.
7. A.L. Kupershtokh, V. Charalambakos, D. Agoris, D.I. Karpov – Simulation of Breakdown in Air Using CA with Streamer to Leader Transition – J. Phys. D: Appl. Phys. 34 , 2001 , pp. 936-946.
8. Μ.Γ. Δανίκας, Γ.Ε. Βαρδάκης - Προσομοίωση με Κυψελιδωτα Αυτόματα Διάδοσης Ηλεκτρικού Δενδρίτη σε Πολυαιθυλένιο - XVII Πανελλήνιο Συνέδριο Φυσικής Στερεάς Κατάστασης, Ξάνθη 6-9 Σεπτεμβρίου 2001, σελ. 405-408.
9. G.E. Vardakis, M.G. Danikas, I. Karafyllidis - Simulation of Space Charge Effects in Electrical Tree Propagation Using Cellular Automata - Materials Letters 56, October 2002, pp. 404-409.
10. G. Chen, A.E. Davies – Electrical Stress Computation –a Needle-Plane Electrode System with Space Charge Effects - Compel 15.1, 1996, pp. 40-56.
11. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Tree Propagation in Polyethylene Including Air Void by Using Cellular Automata: the Effect of Space Charges - Archiv fur Elektr. Vol. 84, no. 4, September 2002, pp. 211-216.

12. T. Hibma, H.R. Zeller - Direct Measurement of Space Charge Injection from a Needle Electrode into Dielectrics - *Journal of Applied Physics* 59 (5), 1985, pp. 1614-1620.
13. H.R. Zeller, W.R. Schneider - Electrofracture Mechanics of Dielectric Aging - *Journal of Applied Physics* 56 (2), 1984, pp. 455-459.
14. H.R. Zeller - Breakdown and Prebreakdown Phenomena in Solid Dielectrics. *IEEE Trans. on Electrical Insulation* EI-22, No. 2, 1987, pp. 115-122.
15. M.G. Danikas, G. Adamidis – Partial Discharges in Epoxy Resin Voids and the interpretational Possibilities and Limitations of Pedersen’s Model – *Electr. Engineering* vol. 80, 1997, pp. 105-110.
16. G.E.Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Tree Propagation in Polyethylene Containing Air Voids at Various Positions Using Cellular Automata - *OPTIM 8th International Conference on Optimization of Electrical and Electronic Equipments*, May 16-17, Brasov, Romania, 2002, pp. 131-134.
17. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Tree Propagation (By Using Cellular Automata) in Polyethylene in Plane-Plane Electrode Arrangement - *CIREN 17th International Conference on Electricity Distribution*, Barcelona 12-15 May, 2003.
18. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation Of Tree Propagation In Polyethylene In Plane-Plane Electrode Arrangement Using Cellular Automata: The Effect Of Homocharges And Heterocharges - *38th International University Power Engineering Conference UPEC*, 1-3 September, Thessaloniki, Greece, 2003, pp. 77-80.
19. K. S. Suh, H. J. Lee, D. S. Lee, C.G. Kang - Charge Distributions in PC/SAN/PCL Polymer Blends - *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 2 no.3, 1995, pp. 460-466.
20. S. H. Lee, J. K. Park, C. R. Lee, K. S. Suh - The Effect of Low-molecular-weight Species on Space Charge and Conduction in LDPE - *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 4 no.4, 1997, pp. 425-432.
21. N. Hozumi, T. Takeda, H. Suzuki, K. Fujii, K. Terashima, M. Hara, Y. Murata, K. Watanabe, M. Yoshida - Space Charge Behavior in Full-Size 250 KV DC XLPE Cables - *IEEE Trans. on Power Delivery*, vol. 13 no.1, 1998, pp. 28-39.
22. X. Tu D. Wang, Y. Tanaka, T. Muronaka, T. Takada, C. Shinoda, T. Hashizumi - Space Charge in XLPE Power Cable under dc Electrical Stress and Heat Treatment - *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 2 no. 3, 1995, pp. 467-474.
23. K. Fukunaga, T. Maeno - Measurement of the Internal Space Charge Distribution on an Anti-electrostatic Discharge Polymer - *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 2 no. 1, 1995, pp. 36-39.
24. F.N. Lim, R. J Fleming, R.D. Naybour - Space Charge Accumulation in Power Cable XLPE Insulation - *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 6 no. 3, 1999, pp. 273-281.
25. H.R. Zeller, W.R. Schneider - Electrofracture Mechanics of Dielectric Ageing - *J. Appl. Phys.* 56 (2), 1984, pp. 455-459.
26. M. Mammeri, C. Laurent, J. Salon - Influence of Space Charge Buildup on the Transition to Electrical Treeing in PE under AC Voltage - *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 2 no. 1, 1995, pp. 27-35.
27. Wangsness Roald - *Electromagnetic Fields* - John Wiley & Sons, 1979.
28. J.D. Jackson - *Classical Electrodynamics* - John Wiley & Sons, 1962.

29. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Electrical Tree Propagation Using Cellular Automata: the Case of Conducting Particle Included in a Dielectric in Point-Plane Electrode Arrangement - Journal of Electrostatics 63 (2), Feb. 2005, pp.129-142.
30. M. Fujii, M. Watanabe, I. Kitani, K. Arii, K. Yoshino - Fractal Character Of Dc Trees In PMMA - IEEE Trans. On Electrical Insulation, vol. 26, no. 6, 1991, pp. 1159-1162.
31. R. Jocteur, E. Favrie, H. Auclair - Influence of Surface and Internal Defects on Polyethylene Electrical Routine Test on VHV Cables - IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems vol. PAS 96, no. 2 March/April 1977.
32. A.S. Pillai, R. Hackam - Modification of Electric Field at the Solid Insulator-Vacuum Interface Arising from Surface Charges on the Solid Insulator - J. Appl. Phys. 54 (3), 1982, pp.1302-1313.
33. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Electrical Tree Propagation in a Solid Insulating Material Containing Spherical Insulating Particle of a Different Permittivity with the Aid of Cellular Automata - Facta Universitatis, vol. 17, No. 3, Dec. 2004, pp. 377-389.
34. G. Bahder, T. Garrity, M. Sosnowski – Physical Model of Electric Aging and Breakdown of Extruded Polymeric Insulated Power Cables – IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems Vol. PAS. 101 no. 6, June 1982, pp.1379-1988.

3.5. ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΤΡΙΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

| | |
|---|------------|
| ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΡΙΤΟ | 101 |
| ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ | 101 |
| 3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 101 |
| 3.2. ΚΥΨΕΛΙΔΩΤΑ ΑΥΤΟΜΑΤΑ | 101 |
| 3.2.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 101 |
| 3.2.2. ΟΡΙΣΜΟΣ ΚΥΨΕΛΙΔΩΤΩΝ ΑΥΤΟΜΑΤΩΝ..... | 102 |
| 3.2.3. ΤΟ ΠΑΙΧΝΙΔΙ ΤΗΣ ΖΩΗΣ..... | 102 |
| 3.2.4. ΕΦΑΡΜΟΓΗ Κ.Α. ΣΤΑ ΚΥΚΛΩΜΑΤΑ VLSI | 103 |
| 3.2.5. ΕΦΑΡΜΟΓΗ Κ.Α. ΣΤΗΝ ΑΣΤΡΟΦΥΣΙΚΗ..... | 105 |
| 3.2.6. ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΩΝ Κ.Α. ΣΤΗ ΔΙΑΣΠΑΣΗ ΑΕΡΟΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΜΕΤΑΒΑΣΗ ΑΠΟ STREAMER ΜΗΧΑΝΙΣΜΟ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΣΕ LEADER..... | 107 |
| 3.3. ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ..... | 108 |
| 3.3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 108 |
| 3.3.2. ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΣΕ 20Χ50 ΚΕΛΙΑ | 109 |
| 3.3.2.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 109 |
| 3.3.2.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ..... | 111 |
| 3.3.3. ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΣΕ 50 x 50 ΚΕΛΙΑ-ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ..... | 111 |
| 3.3.3.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 111 |
| 3.3.3.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ..... | 112 |
| 3.3.3.3. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ..... | 113 |
| 3.3.4. ΣΧΙΣΜΗ ΑΕΡΟΣ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΓΙΑ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΤΙΜΕΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ 114 | |
| 3.3.4.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 114 |
| 3.3.4.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ..... | 116 |
| 3.3.4.3. ΣΧΕΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ..... | 119 |
| 3.3.5. ΣΧΙΣΜΗ ΑΕΡΟΣ ΣΕ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΘΕΣΕΙΣ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΑΠΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ 119 | |
| 3.3.5.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 119 |
| 3.3.5.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ..... | 120 |
| 3.3.6. ΕΠΠΕΔΑ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΑ-ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ..... | 121 |
| 3.3.6.1. ΠΡΟΕΡΓΑΣΙΑ | 121 |
| 3.3.6.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ..... | 122 |
| 3.3.6.3. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ..... | 124 |
| 3.3.7. ΑΓΩΓΙΜΟ ΣΦΑΙΡΙΚΟ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ..... | 124 |
| 3.3.7.1. ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ..... | 124 |
| 3.3.7.2. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ..... | 127 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.3.7.3. | ΕΠΙΛΥΣΗ ΕΞΙΣΩΣΗΣ LAPLACE-ΑΠΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ | 128 |
| 3.3.7.4. | ΕΠΙΛΥΣΗ POISSON - ΠΑΡΟΥΣΙΑ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ | 130 |
| 3.3.7.5. | ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ..... | 130 |
| 3.3.7.6. | ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΦΟΡΤΙΩΝ..... | 132 |
| 3.3.8. | <i>ΜΟΝΩΤΙΚΟ ΣΦΑΙΡΙΚΟ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ</i> | <i>133</i> |
| 3.3.8.1. | ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΗΛΕΚΤΡΟΣΤΑΤΙΚΗ ΜΕΛΕΤΗ..... | 133 |
| 3.3.8.2. | ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ..... | 135 |
| 3.3.8.3. | ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗΣ..... | 138 |
| 3.4. | ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΤΡΙΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ..... | 139 |
| 3.5. | ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΤΡΙΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ | 141 |

ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ

ΠΟΙΟΤΙΚΗ ΚΑΙ ΠΟΣΟΤΙΚΗ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

4.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στο τέταρτο και τελευταίο κεφάλαιο της εργασίας γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων της διεθνούς βιβλιογραφίας με τα αποτελέσματα προσομοίωσης και των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής. Επίσης πραγματοποιείται ομαδοποίηση των αποτελεσμάτων καθώς και ανάδειξη των σημείων εκείνων που θα μπορούσαν να διερευνηθούν περαιτέρω στο μέλλον.

Πριν από οτιδήποτε άλλο θα έπρεπε να ορίσουμε τους ηλεκτρικούς δενδρίτες, βάσει της διεθνούς βιβλιογραφίας, ως αγωγή κανάλια με διαστάσεις από 1 μm μέχρι 30 μm . Η διάκριση των ηλεκτρικών δενδριτών με βάση το σχήμα τους μπορεί να οριστεί όπως παρακάτω:

- Νηματοειδής ή διακλαδισμένος δενδρίτης (branched)
- Θαμνοειδής δενδρίτης (bush)
- Μικτός δενδρίτης (bush-branch)
- Πολύ αιχμηρός δενδρίτης (Spike)
- Ανάστροφης πολικότητας ηλεκτρικός δενδρίτης (polarity reversal)
- Δενδρίτες με μεγάλο εύρος ανάπτυξης (Cascade trees)

Κάθε μια από τις παραπάνω κατηγορίες δενδριτών ορίζεται με βάση το σχήμα το οποίο και παρουσιάζουν οι παραπάνω δενδρίτες είτε στην παρατήρηση σε μακροσκοπικό επίπεδο (όπου αυτή είναι εφικτή) είτε στην παρατήρηση με οποιοδήποτε άλλο βοήθημα οπτικής παρατήρησης (π.χ. ηλεκτρονικό μικροσκόπιο). Θέλοντας να καθορίσουμε τα εξωτερικά γνωρίσματα του καθενός, οι διακλαδισμένοι δενδρίτες αποτελούνται από πολλές διακλαδώσεις με το κάθε αγωγή κανάλι να έχει ξεκαθαρισμένα όρια από το γειτονικό του. Οι θαμνοειδείς δενδρίτες παρουσιάζουν στις διακλαδώσεις τους πολύ κοντά την μια στην άλλη οπότε και δίνεται η εντύπωση ότι το αγωγή κανάλι είναι ένας συμπαγής όγκος. Στο συνδυασμό μεταξύ νηματοειδούς και θαμνοειδούς (μικτός δενδρίτης) πάντα προηγείται η θαμνοειδής μορφή και στη συνέχεια ακολουθεί η νηματοειδής χωρίς να λείπουν οι εξαιρέσεις όπου ένας διακλαδισμένος δενδρίτης, πλησιάζοντας προς το επίπεδο ηλεκτρόδιο σχηματίζει μια συμπαγή περιοχή με ταυτόχρονη επιτάχυνση της όλης διαδικασίας προσέγγισης του ηλεκτροδίου (επιτάχυνση κίνησης).

Ο πολύ αιχμηρός δενδρίτης (spike), ξεκινάει από το ένα ηλεκτρόδιο και κινείται προς το άλλο χωρίς τον σχηματισμό πολλών διακλαδώσεων. Ο ανάστροφης πολικότητας δενδρίτης έχει πάρει το όνομά του από τον τρόπο με τον οποίο σχηματίστηκε, μετά από απότομη αλλαγή στην πολικότητα. Τέλος, στην κατηγορία των δενδριτών μεγάλου εύρους (cascade), καθώς κινείται ο δενδρίτης προς το απέναντι ηλεκτρόδιο, οι διακλαδώσεις πολλαπλασιάζονται σχεδόν συμμετρικά δημιουργώντας ένα πλέγμα από κανάλια σε σχήμα βεντάλιας (βλ. εικόνα 53 του πρώτου κεφαλαίου).

4.2. ΟΡΙΣΜΟΙ ΜΕΓΕΘΩΝ- ΣΧΕΣΗ ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΗΣ ΚΑΙ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΤΑΣΗΣ

Τα περισσότερα πειράματα που θα αναφερθούν σε αυτό το κεφάλαιο της εργασίας αναφέρονται σε διατάξεις ακίδος-πλάκας. Το εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του

διηλεκτρικού είναι εξ' ορισμού ανομοιογενές ενώ ο υπολογισμός του ηλεκτρικού πεδίου κατά την έναρξη του ηλεκτρικού δενδρίτη δίνεται από τον τύπο του Mason (εξίσωση 1 του 2^{ου} κεφαλαίου), ο οποίος και εξαρτάται από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της ακίδας. Για την ανάγκη περιγραφής της ηλεκτροδιακής διάταξης και από την πλευρά του ηλεκτρικού πεδίου θα χρησιμοποιείται ο όρος του μέσου πεδίου E_{μ} . Ο όρος αυτός θα χρησιμοποιείται είτε στη συνεχή είτε στην εναλλασσόμενη τάση και απλά θα ισούται με την εφαρμοζόμενη τάση διαιρεμένη με την απόσταση των ηλεκτροδίων. Ως απόσταση των ηλεκτροδίων θα οριστεί η κάθετη απόσταση μεταξύ της άκρης της ακίδας και του επίπεδου ηλεκτροδίου. Τον όρο του μέσου πεδίου θα τον χρησιμοποιήσουμε και στις περιπτώσεις των εναλλασσομένων τάσεων, χρησιμοποιώντας ως τιμή τάσης, την ενεργό τιμή της εναλλασσόμενης τάσης.

4.2.1. ΟΜΟΙΟΤΗΤΕΣ ΚΑΙ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΜΕΤΑΞΥ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ ΣΤΙΣ AC, DC ΚΑΙ ΣΤΙΣ ΚΡΟΥΣΤΙΚΕΣ ΤΑΣΕΙΣ– ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΠΟΛΙΚΟΤΗΤΑΣ

Μια πρώτη προσέγγιση στη σχέση μεταξύ συνεχούς και εναλλασσόμενης τάσης είναι η σύγκριση μεταξύ των αντιστοίχων κρίσιμων πεδίων διάσπασης. Η ομοιότητα έγκειται συνήθως στην ταύτιση από πλευράς αποτελέσματος μεταξύ του dc κρίσιμου πεδίου με την ac μέγιστη τιμή της τάσεως (πλάτος εναλλασσόμενης) [1].

Στην [2], μελετώνται οι διαφορές μεταξύ της θετικής και της αρνητικής πολικότητας στην έναυση του δενδρίτη. Η διάταξη που χρησιμοποιείται είναι πάλι ακίδα-πλάκα ενώ η αναφορά σε πολλά διαφορετικού τύπου δείγματα υπαγορεύει την ανάγκη της εισαγωγής του όρου $V_{i(imp)}$ δηλαδή της κρουστικής τάσης που εφαρμόζεται στα δείγματα ταυτόχρονα και στα οποία το 50% εξ' αυτών παρατηρείται έναυση του ηλεκτρικού δενδρίτη. Όπως είναι αναμενόμενο, όσο μεγαλύτερη είναι η εφαρμοζόμενη τάση τόσο αυτό το ποσοστό πλησιάζει το 100% (δηλαδή σχεδόν όλα τα δοκίμια θα αναπτύξουν δενδρίτη σε πολύ μεγάλες τάσεις).

Για τις κρουστικές τάσεις στην περίπτωση των θετικών παλμών έχουμε περίπου ίδια τιμή, ανεξάρτητη από το υλικό. Το πεδίο στην άκρη της ακίδας, όπως αυτό υπολογίζεται από τον τύπο του Mason είναι περίπου 700 kV/mm. Για αρνητικές κρουστικές τάσεις παρατηρείται το φαινόμενο η τάση διάσπασης να είναι μεγαλύτερη σε σχέση με το θετικό παλμό εκτός από δυο περιπτώσεις που είναι περίπου ίσες.

Για τις συνεχείς τάσεις η τάση διάσπασης είναι γενικότερα μεγαλύτερη από την αντίστοιχη κρουστική ενώ ταυτόχρονα παρατηρείται και πάλι ότι η αρνητική τάση απαιτεί μεγαλύτερες τιμές της για να δημιουργήσει τον ηλεκτρικό δενδρίτη.

Αυτό που γενικότερα πρέπει να παρατηρηθεί είναι ότι με την αύξηση της θερμοκρασίας έχουμε μείωση της τάσης διάσπασης (και σε αυτή την περίπτωση και σε οποιαδήποτε άλλη περίπτωση) αφού η άνοδος της θερμοκρασίας δημιουργεί περισσότερες διασπάσεις δεσμών. Ενεργειακά περισσότερα φορτία αποκτούν ικανή ενέργεια να φτάσουν στην ζώνη αγωγιμότητας.

Μια άλλη εργασία που καταδεικνύεται η διαφορά μεταξύ θετικής και αρνητικής τάσης είναι η [3]. Στην εργασία αυτή έχει καταγραφεί ότι η θετική τάση έναυσης είναι λίγο μικρότερη από την αρνητική τάση έναυσης. Ως τάση έναυσης ορίζεται η τάση εκείνη κατά την οποία μπορεί να προκύψει ηλεκτρικός δενδρίτης διαστάσεων 2-3 μm .

Όπως καταγράφεται στην [3], τα μήκη και η διασπορά στον χώρο των θετικών ηλεκτρικών δενδριτών είναι μεγαλύτερη από τους αρνητικούς ηλεκτρικούς δενδρίτες. Η αιτία για τα μεγαλύτερα μήκη είναι ότι κατά την θετική τάση τα ηλεκτρόνια κινούνται προς περιοχές μεγαλύτερου πεδίου (άκρη της ακίδας), οπότε και αποκτούν μεγαλύτερη ενέργεια κατά την κίνηση τους. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την πιο σφοδρή σύγκρουσή τους με τους δεσμούς του πολυμερούς οπότε η σύγκρουση αυτή γίνεται πιο καταστροφική. Αντίθετα κατά την εφαρμογή αρνητικής τάσης τα ηλεκτρόνια

κινούνται προς περιοχές μικρότερου ηλεκτρικού πεδίου (επίπεδο ηλεκτρόδιο) οπότε και οι συγκρούσεις είναι λιγότερο καταστροφικές.

Όπως έχει αναφερθεί και στην [4], η βασική αιτία των διαφορών στο συνεχές μεταξύ θετικής και αρνητικής πολικότητας αλλά και μεταξύ συνεχούς ρεύματος και εναλλασσομένου είναι η κινητικότητα των ηλεκτρονίων. Σε αυτή την εργασία τα βασικότερα σημεία σχετικά με τις παρατηρούμενες διαφορές μπορούν να συνοψιστούν παρακάτω :

- η τάση για έναρξη του δενδρίτη στο εναλλασσόμενο ρεύμα μειώνεται με την αύξηση της συχνότητας.
- Κατά τη θετική ημιπερίοδο, η εναλλασσόμενη ημιανορθωμένη τάση εναύσεως δενδρίτη (half-wave rectified ac tree initiation voltage) , μειώνεται με την αύξηση της συχνότητας και γίνεται πολύ μεγάλη και ανεξάρτητη από τη συχνότητα για τιμές συχνότητας μεγαλύτερες από 800 Hz.
- Η τάση έναυσης του δενδρίτη σε θετική πολικότητα στο συνεχές είναι μικρότερη σε σχέση με την περίπτωση που έχει εφαρμοστεί τάση αρνητικής πολικότητας στο ηλεκτρόδιο.
- Σε μικρές τιμές συνεχούς τάσης η έκθεση στο υπεριώδες δεν προκαλεί σημαντική μεταβολή στο ρεύμα αγωγιμότητας όταν το ηλεκτρόδιο είναι σε θετική πολικότητα. Αντίθετα, προκαλείται αύξηση του ρεύματος αγωγιμότητας όταν το ηλεκτρόδιο βρίσκεται σε αρνητική πολικότητα.
 - Για μεγάλες τιμές της συνεχούς εφαρμοζόμενης τάσης, η έκθεση στην υπεριώδη ακτινοβολία προκαλεί γενικά αύξηση στο ρεύμα αγωγιμότητας ανεξάρτητα από την πολικότητα της εφαρμοζόμενης τάσης.

Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι τα ηλεκτρόνια μπορούν να προσλάβουν ικανή ενέργεια ώστε να υπερβούν το φράγμα δυναμικού που υπάρχει μεταξύ των επιφανειών ηλεκτροδίου και μονωτικού υλικού και να εισχωρήσουν στην ζώνη αγωγιμότητας του πολυαιθυλενίου.

Την ίδια συμπεριφορά δεν μπορούν να την έχουν οι οπές, οπότε και χρειάζονται μεγαλύτερη τάση για να μπορέσουν να εισχωρήσουν στην ζώνη σθένους του πολυαιθυλενίου. Αυτό σημαίνει ότι στο πολυαιθυλένιο το φράγμα δυναμικού για τα ηλεκτρόνια είναι αρκετά μικρότερο σε σχέση με το φράγμα δυναμικού των οπών.

- Συμπερασματικά, τα ηλεκτρόνια εγχύονται στο εσωτερικό του μονωτικού με δυο τρόπους. Είτε με το φαινόμενο σήραγγος (tunneling effect), είτε μέσω θερμιονικής εκπομπής. Οι οπές αντίθετα εγχύονται μέσω του φαινομένου σήραγγος είτε στην ζώνη σθένους είτε σε ενδιάμεσες θέσεις που παίζουν τον ρόλο των ενεργειακών παγίδων. Το παραπάνω εξηγεί και το λόγο που οι ιδιότητες του ηλεκτρικού δενδρίτη εξαρτώνται από το έργο εξόδου (work function) από το μέταλλο του ηλεκτροδίου στην περίπτωση της αρνητικής πολικότητας ενώ οι ιδιότητες είναι τελείως ανεξάρτητες από το έργο εξόδου στην περίπτωση που το ηλεκτρόδιο βρίσκεται σε θετική πολικότητα.

Συσχετίζοντας τα παραπάνω και με το φαινόμενο της πόλωσης, στην [5], παρατηρείται το φαινόμενο της διαφοράς μεταξύ αρνητικής και θετικής τάσης στο συνεχές , όταν υπολογίζεται η τάση έναρξης του δενδρίτη. Το υλικό στο οποίο έχουν γίνει οι μετρήσεις είναι το PMMA ενώ η διάταξη που έχει χρησιμοποιηθεί είναι η ακίδα-πλάκα. Η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων είναι 2 mm ενώ η τάση που έχει χρησιμοποιηθεί είναι συνεχής και κρουστική (80/100μsec) αρνητικής και θετικής

4^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ- ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ

πολικότητας. Τα πειραματικά αποτελέσματα δείχνουν ότι ηλεκτρόδιο αρνητικής πολικότητας έχει μεγαλύτερη τάση έναρξης δενδρίτη σε σχέση με ηλεκτρόδιο θετικής πολικότητας είτε η εφαρμοζόμενη τάση είναι συνεχής είτε κρουστική.

| ΕΙΔΟΣ ΤΑΣΗΣ | ΚΡΟΥΣΤΙΚΗ | | ΣΥΝΕΧΗΣ | |
|---------------------------------|-----------|------|---------|------|
| ΠΟΛΙΚΟΤΗΤΑ | + | - | + | - |
| ΜΕΣΗ ΤΑΣΗ ΕΝΑΥΣΗΣ ΔΕΝΔΡΙΤΗ (kV) | 35,2 | 41,7 | 33,8 | 48,4 |

Πίνακας 1

Μέρος μιας άλλης εργασίας του 1965 [6], αποτελεί επίσης η σύγκριση τιμών μεταξύ θετικής και αρνητικής πολικότητας αλλά για την περίπτωση της τάσης διασπάσεως και όχι της τάσης έναρξης του δενδρίτη. Η σύγκριση πραγματοποιείται και για συνεχή αλλά και για κρουστική τάση χρησιμοποιώντας διάφορα υλικά ως δείγματα μεταξύ των ηλεκτροδίων. Ο παρακάτω πίνακας δείχνει ακριβώς αυτήν την ομοιότητα στη συμπεριφορά του υλικού για θετικές και αρνητικές τάσεις.

| Διηλεκτρικό Υλικό | Πάχος Υλικού (cm) | Τάση Διάσπασης (kV) | | | |
|-------------------|-------------------|---------------------|----|-----------|------|
| | | DC | | ΚΡΟΥΣΤΙΚΗ | |
| | | + | - | + | - |
| Χλωριούχο Νάτριο | 0.03 | 39 | 44 | 25,6 | 25,4 |
| Πολυαιθυλένιο | 0.01 | 31 | 36 | 12,2 | 14,6 |
| PMMA | 0.022 | 40 | 50 | 24 | 34 |

Πίνακας 2

Σε παρόμοια συμπεράσματα έχει καταλήξει και η [7], όπου και σε περίπτωση αρνητικά εφαρμοζόμενης τάσης απαιτείται 30% με 50% μεγαλύτερη τιμή για να προκληθεί διάσπαση σε σχέση με την θετικά εφαρμοζόμενη. Όμως με την αύξηση της θερμοκρασίας πάνω από τους 90 βαθμούς Κελσίου δεν παρατηρούνταν επίδραση της πολικότητας στην τάση διάσπασης.

Στην περίπτωση του υλικού PMMA [8] παρατηρείται διαφορετική συμπεριφορά στα δυο σχήματα για θετικό και αρνητικό εφαρμοζόμενο πεδίο. Το πεδίο είναι dc, από τις σπάνιες περιπτώσεις που χρησιμοποιείται συνεχής τάση και η διαφορά στα δυο οπτικά αποτελέσματα οφείλεται στη διαφορετική πυκνότητα φορτίων χώρου και για τις δυο περιπτώσεις. Η ανάλυση σε αυτήν την περίπτωση όπως και σε πολλές άλλες πραγματοποιείται με διάφορα εργαλεία δανεισμένα από τη θεωρία των fractals. Τέτοια μεγέθη είναι για παράδειγμα:

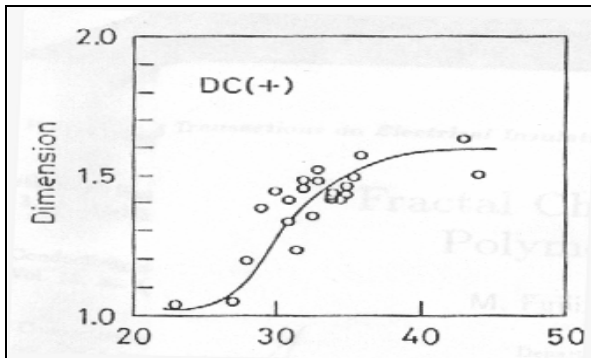
- Συνάρτηση αυτό-συσχέτισης (Self-correlation function) $C(r) \sim r^{-A}$, η οποία και υπολογίζεται από μετασχηματισμό Fourier όπου r είναι η απόσταση μετρημένη με την βοήθεια του υπολογιστή. Αν αυτή υπακούει σε εκθετικό νόμο τότε σίγουρα το σχήμα πρόκειται για Fractal.
- Διάσταση fractal $D (D=d-A)$, όπως αυτή έχει οριστεί και σε άλλες περιπτώσεις.
- Σε περιπτώσεις που η συνάρτηση αυτό-συσχέτισης είναι γραμμική, ορίζονται δυο τιμές για Γ_{min} και Γ_{max} ακριβώς στην έναρξη και στο τέλος της γραμμικής περιοχής του διαγράμματος. Η αυτό-ομοιότητα (self-similarity) είναι ακριβώς τότε έγκυρη για αυτήν την περιοχή του διαγράμματος, που είναι στην ουσία η απόσταση από το ηλεκτρόδιο από όπου έχει ξεκινήσει ο δενδρίτης μέχρι ένα σημείο στο οποίο ο ηλεκτρικός δενδρίτης συμπεριφέρεται ως fractal (fractal-established range).

Μερικά από τα χρήσιμα συμπεράσματα αυτής της εργασίας είναι ότι για θετική τάση το μήκος του δενδρίτη κατά τη διεύθυνση του πεδίου (εικόνα 3) είναι μεγαλύτερο από ότι στην περίπτωση της αρνητικής τάσης (εικόνα 4). Επίσης, στη θετική τάση και το μήκος και αλλά και το εύρος fractal φαίνονται να αυξάνονται με την αύξηση της τάσης έναρξης του δενδρίτη. Επίσης σε χαμηλές τάσεις η

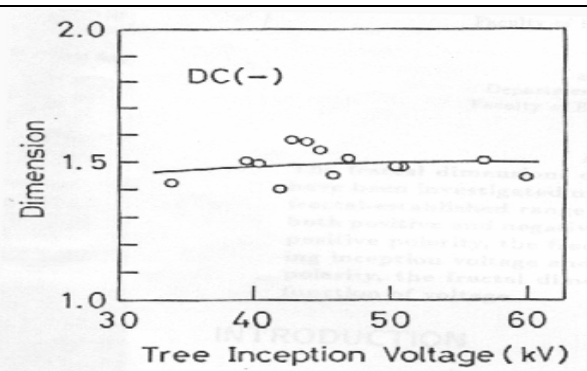
4⁰ ΚΕΦΑΛΑΙΟ- ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ

διάσταση fractal είναι περίπου ίση με την μονάδα (αφού αποτελείται από λίγους κλάδους) αλλά με την αύξηση της τάσης οι κλάδοι γίνονται περιπλοκότεροι και έτσι αυξάνεται και η διάσταση fractal, με τελική διάσταση 1,5 με 1,6 (εικόνα 1).

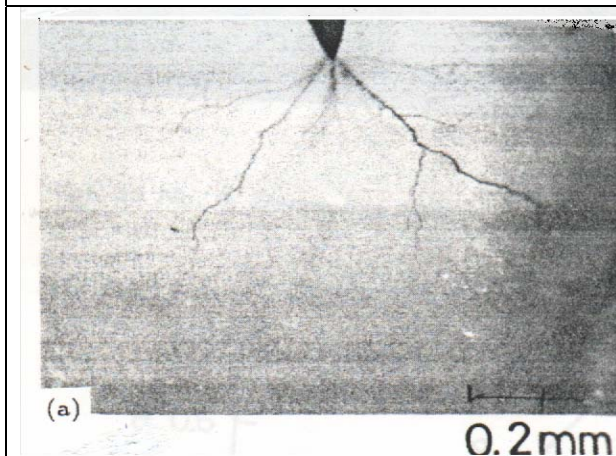
Σε αρνητικές τάσεις, το μήκος αυξάνεται γρηγορότερα σε σχέση με τη θετικά εφαρμοζόμενη τάση οπότε και το μήκος φτάνει γρηγορότερα σε μια μέγιστη τιμή (κορεσμός). Τα παραπάνω σε συνδυασμό με τη διάσταση fractal στην αρνητική τάση που είναι από την αρχή σταθερή και ίση με 1,5 δείχνουν τη διαφορετική συμπεριφορά του δενδρίτη για εφαρμοζόμενες τάσεις διαφορετικής πολικότητας (εικόνα 2).



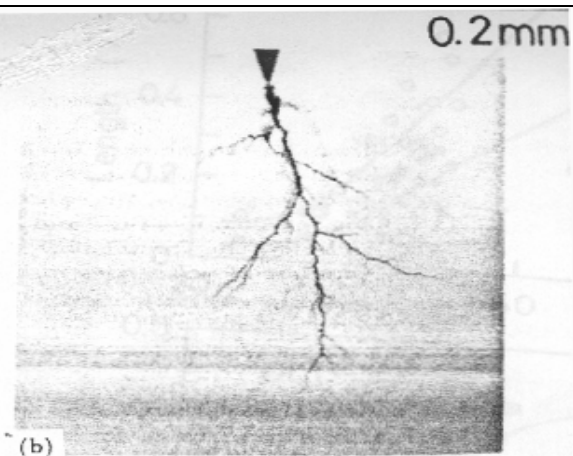
Εικόνα 1 Διάσταση των fractals ως συνάρτηση της τάσης έναυσης για θετική συνεχή τάση [8].



Εικόνα 2 Διάσταση των fractals ως συνάρτηση της τάσης έναυσης για αρνητική συνεχή τάση [8].



Εικόνα 3 Διάδοση δενδρίτη για θετική συνεχή τάση [8].



Εικόνα 4 Διάδοση δενδρίτη για αρνητική συνεχή τάση [8].

4.2.2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

4.2.3. ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΑ ΠΕΔΙΑ

Οι διατάξεις για την μελέτη των ηλεκτρικών δενδριτών διακρίνονται σε δυο μεγάλες κατηγορίες. Η πρώτη είναι η διάταξη ακίδας πλάκας και η δεύτερη είναι η διάταξη με δυο επίπεδα ηλεκτρόδια. Είτε αναφερόμαστε σε συνεχή είτε σε εναλλασσόμενα πεδία ο υπολογισμός του μέσου ηλεκτρικού πεδίου είναι σημαντικός για τη σύγκριση των αποτελεσμάτων μεταξύ τους. Στην

4^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ- ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ

περίπτωση της [9], έχει χρησιμοποιηθεί εναλλασσόμενη τάση με πάχος δείγματος 0,25 mm, με τη διάταξη ανάμεσα σε δυο επίπεδα ηλεκτρόδια. Το υλικό είναι εποξική ρητίνη και η τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης είναι 10 kV r.m.s. με μέσο πεδίο 8 kV/mm r.m.s στην περίπτωση ομοιογενών πεδίων.

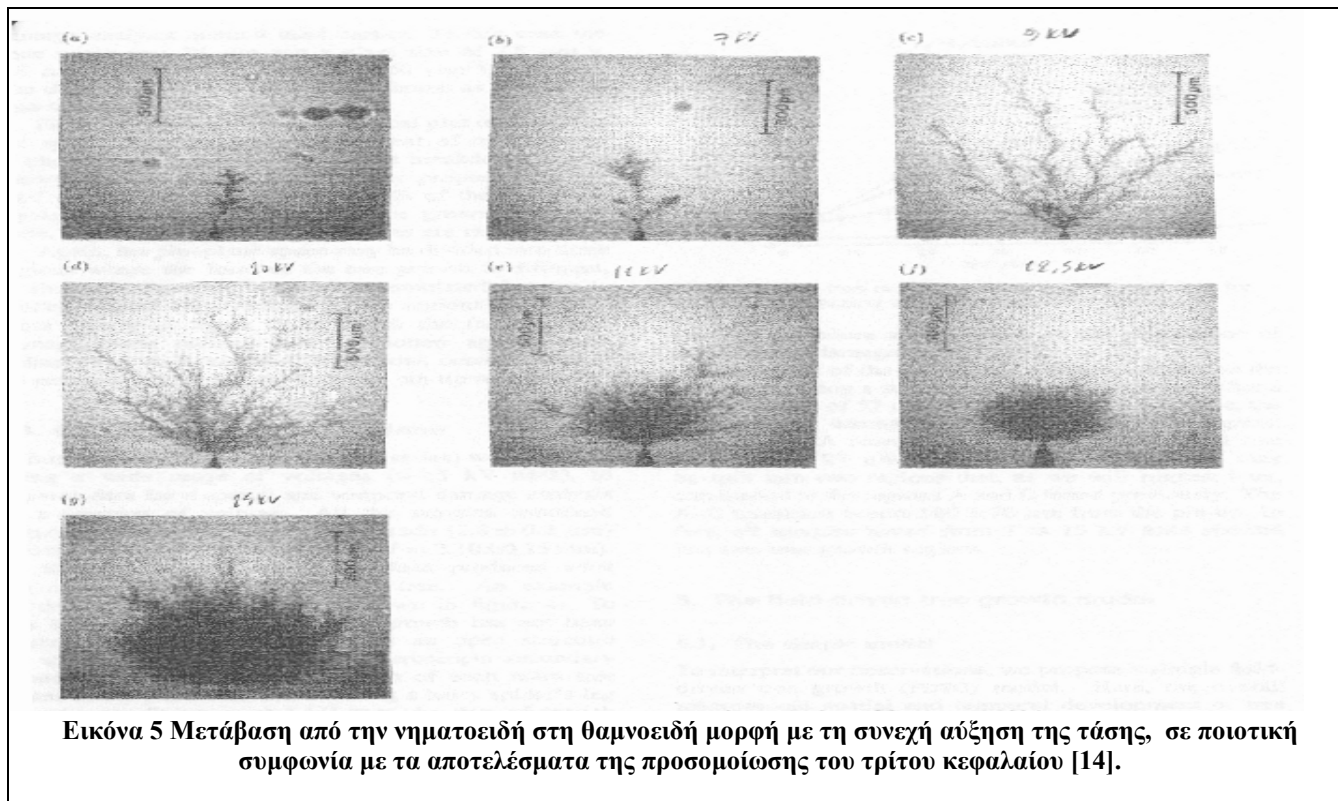
Παρατηρήσεις μετάβασης από την νηματοειδή στη θαμνοειδή (branch→bush) μορφή ηλεκτρικών δενδριτών επίσης μπορούν να πραγματοποιηθούν σε περιπτώσεις εναλλασσόμενης τάσης 12-14 kV ή επίσης 16 kV για τις περιπτώσεις ηλεκτροδιακού διαχωρισμού 2 mm. Το μέσο πεδίο σε αυτήν την περίπτωση είναι 7 kV/mm [10]. Οι μεταβάσεις από branch σε bush μπορεί επίσης να παρατηρηθεί και στην περίπτωση της μεταβολής της συχνότητας είτε από 50 Hz σε 15 Hz, όπως και στην περίπτωση της μετάβασης από 50 Hz στα 400 Hz [11].

Μια μικρή ομαδοποίηση ορισμένων εργασιών, με τις σημαντικότερες παραμέτρους τους, επιχειρείται στον παρακάτω πίνακα 3. Αυτή η ομαδοποίηση, καθώς και ο πίνακας 4 παρακάτω, δεν έχει σκοπό φυσικά να καταγράψει όλες τις διαδόσεις δενδρίτη κάτω από εναλλασσόμενα πεδία.

| A/A | ΥΛΙΚΟ | ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΑΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ | ΜΕΣΟ ΠΕΔΙΟ (AC) | ΔΕΝΔΡΙΤΗΣ-ΣΧΟΛΙΑ |
|-----|---------------------|----------------------|---|--|
| 1 | ΕΠΟΞΙΚΗ ΡΗΤΙΝΗ [9] | ΕΠΙΠΕΔΑ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΑ | 8 kV/mm r.m.s | Παρατήρηση μικρο-καναλιών στα τοχώματα κοιλότητας που τεχνητά εμφανίστηκε μεταξύ επιπέδων ηλεκτροδίων |
| 2 | ΕΠΟΞΙΚΗ ΡΗΤΙΝΗ [10] | ΑΚΙΔΑ-ΠΛΑΚΑ | 7 kV/mm | Μελέτη του ρυθμού ανάπτυξης του δενδρίτη σε σχέση με τον χρόνο εφαρμογής της τάσης. |
| 3 | ΕΑΑ [11] | ΑΚΙΔΑ-ΠΛΑΚΑ | 12 kV/ 3mm | Σε μικρές τιμές συχνότητας 60 Hz, ο δενδρίτης είναι νηματοειδούς μορφής ενώ σε υψηλότερες τιμές συχνότητας των 60 Hz αλλά και για μικρότερες είναι θαμνοειδούς μορφής. |
| 4 | ΠΟΛΥΑΙΘΥΛΕΝΙΟ [12] | ΑΚΙΔΑ-ΑΚΙΔΑ | 35-45 kV σε 7,62mm απόσταση ηλεκτροδίων | Νηματοειδής αλλά και μικτής μορφής. |
| 5 | LDPE [13] | ΑΚΙΔΑ-ΠΛΑΚΑ | 4-5 kV/ 6 mm | Σχηματισμός θαμνοειδούς δενδρίτη |
| 6 | LDPE [13] | ΑΚΙΔΑ-ΑΚΙΔΑ | 7 kV/2 mm | Σχηματισμός θαμνοειδούς αλλά με λιγότερες διακλαδώσεις σε σχέση με την προηγούμενη περίπτωση 5 |
| 7 | XLPE [13] | ΑΚΙΔΑ-ΠΛΑΚΑ | 5-10 kV/ 6mm | Σχηματισμός θαμνοειδούς δενδρίτη |
| 8 | XLPE [13] | ΑΚΙΔΑ-ΑΚΙΔΑ | 11-13 kV/2 mm | Σχηματισμός δενδρίτη με λιγότερες διακλαδώσεις σε σχέση με την περίπτωση 7 |
| 9 | Εποξική Ρητίνη [13] | ΑΚΙΔΑ-ΠΛΑΚΑ | 8-14 kV/ 6 mm | Σχηματισμός εξαιρετικά λεπτών νηματιών |
| 10 | Εποξική Ρητίνη [13] | ΑΚΙΔΑ-ΑΚΙΔΑ | 12 – 20 kV / 2 mm | Δεν παρατηρείται ηλεκτρικός δενδρίτης μεγάλου, όπως στις προηγούμενες περιπτώσεις, μήκους. |

Πίνακας 3 Μια ενδεικτική ομαδοποίηση πειραμάτων όπου ανιχνεύθηκε ηλεκτρικός δενδρίτης κάτω από εναλλασσόμενη τάση.

Στα αποτελέσματα της προσομοίωσης έχει αναφερθεί ότι η αύξηση γενικά της τάσης έχει ως αποτέλεσμα να παράγονται δενδρίτες που μεταβαίνουν από την νηματοειδή στη θαμνοειδή μορφή. Πειραματικά αυτό φαίνεται στα παρακάτω σχήματα. Το υλικό είναι το ίδιο και η τάση αυξάνει σε κάθε δείγμα αρχίζοντας από τα 6 kV και φτάνει μέχρι τα 15 kV. Το αποτέλεσμα είναι σε απόλυτη ποιοτική συμφωνία με όσα έχουν καταγραφεί σε όλη την έκταση των προσομοιώσεων του τρίτου κεφαλαίου [14].



Εικόνα 5 Μετάβαση από την νηματοειδή στη θαμνοειδή μορφή με τη συνεχή αύξηση της τάσης, σε ποιοτική συμφωνία με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης του τρίτου κεφαλαίου [14].

4.2.4. ΣΥΝΕΧΗ ΠΕΔΙΑ

Στην πρώτη περίπτωση [15] έχουν εμφανιστεί κυρίως νηματοειδείς δενδρίτες στο εσωτερικό της πολυολεφίνης. Επίσης στην [16] έχουν επίσης παρατηρηθεί δενδρίτες είτε σε περιβάλλον υγρασίας είτε χωρίς την παρουσία υγρασίας. Στον πίνακα, η εγγραφή με αύξοντα αριθμό 2 καταγράφεται φυσικά η περίπτωση διάδοσης δενδρίτη χωρίς υγρασία για διάρκεια έκθεσης στην τάση 12 ώρες.

| Α/Α | ΥΛΙΚΟ | ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΑΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ | ΕΦΑΡΜΟΖΟΜΕΝΟ ΠΕΔΙΟ | ΔΕΝΔΡΙΤΗΣ-ΣΧΟΛΙΑ |
|-----|---|----------------------|--|--|
| 1 | ΡΗΤΙΝΗ ΠΟΛΥΟΛΕΦΙΝΗΣ (POLYOLEFIN RESIN) [15] | ΑΚΙΔΑ-ΠΛΑΚΑ | ΑΥΞΗΣΗ ΤΗΣ ΤΑΣΗΣ ΚΑΤΑ 500 VOLT ΜΕΧΡΙ ΤΗΝ ΤΙΜΗ ΤΩΝ 20 kV. | ΤΙΣ ΠΕΡΙΣΣΟΤΕΡΕΣ ΦΟΡΕΣ ΝΗΜΑΤΟΕΙΔΟΥΣ ΜΟΡΦΗΣ |
| 2 | ΠΟΛΥΑΙΘΥΛΕΝΙΟ [16] | ΑΚΙΔΑ-ΠΛΑΚΑ | 15 kV ΣΕ ΑΠΟΣΤΑΣΗ ¼ ΤΗΣ ΙΝΤΣΑΣ | ΝΗΜΑΤΟΕΙΔΟΥΣ ΜΟΡΦΗΣ |
| 3 | PMMA [5] | ΑΚΙΔΑ-ΠΛΑΚΑ | ΑΝΑ 1 kV ΜΕΧΡΙ ΤΗΝ ΤΙΜΗ ΤΩΝ 35-40 kV. ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ 2 mm ΚΑΙ ΑΚΤΙΝΑ ΚΑΜΠΥΛΟΤΗΤΑΣ 8 μm | ΝΗΜΑΤΟΕΙΔΟΥΣ ΜΟΡΦΗΣ |

Πίνακας 4 Πειράματα στα οποία εμφανίστηκε ηλεκτρικός δενδρίτης στο συνεχές ρεύμα.

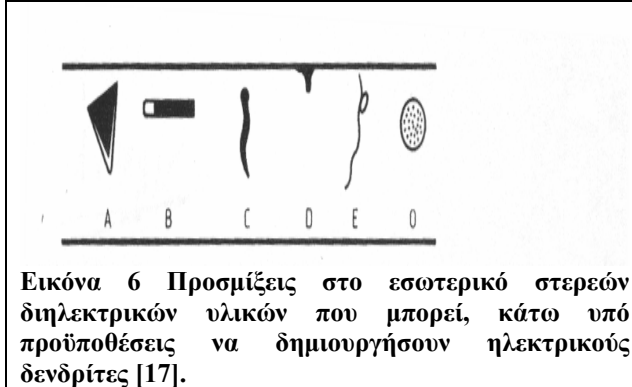
4.3. ΡΟΛΟΣ ΤΩΝ ΕΓΚΕΚΛΕΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

4.3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι οποιοσδήποτε προσμίξεις οι οποίες εμφανίζονται στο εσωτερικό ενός διηλεκτρικού είναι αναπόφευκτο φαινόμενο, άμεσα συνδεδεμένο με τη διαδικασία κατασκευής του υλικού. Οι διαστάσεις αυτών των υλικών ποικίλλουν ανάλογα με τον κατασκευαστή και ανάλογα με την μέθοδο

που ακολουθήθηκε. Σε ένα προϊόν μπορούν να βρεθούν προσμίξεις με διαστάσεις από 1 έως 100 μm [17]. Μερικές από αυτές τις προσμίξεις μπορεί και να προκαλέσουν ηλεκτρική διάσπαση:

- Προσμίξεις με πολύ μικρή διηλεκτρική αντοχή. Για την περίπτωση του πολυαιθυλενίου, τέτοιες προσμίξεις μπορεί να είναι οξειδωμένες ή επηρεασμένες από εκκενώσεις περιοχές του, καθώς επίσης και εγκεκλεισμένα σωματίδια σκόνης. Επίσης οι αέριες κοιλότητες ανήκουν σε αυτήν την κατηγορία των προσμίξεων.
- Αγώγιμα ή μονωτικά σωματίδια τα οποία και δεν έχουν προσαρμοστεί τέλεια στο εσωτερικό του υπολοίπου μονωτικού υλικού.
- Αγώγιμα αιχμηρά σωματίδια.



- Όπως και είναι φυσικό, ο χρόνος για την έναυση του δένδριτη είναι πολύ μεγαλύτερος από τον χρόνο που απαιτείται για τη διάδοση του. Αυτό οφείλεται στον χρόνο που απαιτείται για το σχηματισμό της περιοχής φορτίων χώρου γύρω από την πρόσμιξη. Αυτή η περιοχή έχει την αντιστοιχία της στην FLSC του Zeller, αναφέρεται δηλαδή στα φορτία χώρου που δημιουργούνται γύρω από την επίμαχη περιοχή ως αποτέλεσμα συγκρούσεων των ελευθέρων φορέων με τα ακίνητα πολικά μόρια του μονωτικού (ιονισμοί). Φυσικά δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί ο όρος έγχυση φορτίων στην περίπτωσή μας αφού δεν υπάρχει μεταλλικό ηλεκτρόδιο με την πληθώρα των ελευθέρων φορέων στο εσωτερικό του.

4.3.2. ΔΙΑΒΡΩΣΗ ΜΕ ΥΠΟΛΕΙΜΜΑΤΑ ΑΝΘΡΑΚΟΣ (TRACKING)

Με τον όρο tracking εννοούμε το φαινόμενο εκείνο κατά το οποίο οι διάφορες προσμίξεις εναποτίθενται στην επιφάνεια του μονωτικού υλικού ως αποτέλεσμα κάποιων ηλεκτρικών εκκενώσεων [18]. Τέτοιου είδους προσμίξεις μπορεί να είναι είτε σκόνη, είτε διάφορα μικροσωματίδια που είναι πιθανόν να κυκλοφορούν στον αέρα για την περίπτωση της μονώσεως εξωτερικών χώρων. Τέτοια σωματίδια στην επιφάνεια του μονωτικού αποτελούν τον ενδιάμεσο φορέα για την κίνηση ελευθέρων φορέων από το ένα ηλεκτρόδιο στο άλλο. Η κίνηση αυτή των φορέων αποτελεί το φαινόμενο των ρευμάτων διαρροής τα οποία έχουν γενικά δυο επιπτώσεις:

- Δημιουργούν αγώγιμους διαύλους για τα ρεύματα μεταξύ των ηλεκτροδίων. Η απελευθέρωση μεγάλου αριθμού φορέων έχει ως αποτέλεσμα το κάθε σωματίδιο σκόνης ή/και η κάθε πρόσμιξη να αποτελεί πλέον πηγή δευτερογενών ιονισμών και ρευμάτων μεταξύ πλέον των σωματιδίων.
- Προκαλούν αύξηση της θερμοκρασίας οπότε και ορισμένες περιοχές ή διαύλοι αποκτούν μόνιμα ίχνη άνθρακα (carbon-tracks).

Τα φαινόμενα treeing και tracking δεν είναι ανεξάρτητα μεταξύ τους [19]. Η αιτία είναι ότι κατά την εφαρμογή της τάσης, οι διάφορες περιοχές του μονωτικού υλικού, που είναι δυνητικά επιρρεπείς στη διάβρωση, αρχίζουν να γίνονται αγώγιμες (λόγω των πολλαπλών ιονισμών). Λόγω

π.χ. της υγρασίας, οπότε ένα αγώγιμο στρώμα είναι πιθανόν να δημιουργηθεί στην επιφάνεια του διηλεκτρικού υλικού.

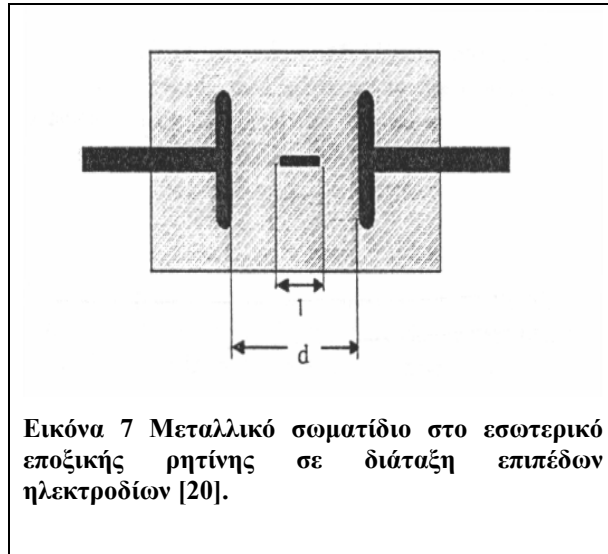
4.3.3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΚΑΙ ΕΓΚΕΚΛΕΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ

Η διεθνής βιβλιογραφία δεν περιέχει πολλές πληροφορίες για διατάξεις στις οποίες εγκεκλεισμένα σωματίδια στο εσωτερικό μονωτικού υλικού επηρεάζουν τις μονωτικές ιδιότητες του υλικού. Πολλές φορές η εισαγωγή ξένου σωματιδίου στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού γίνεται κατά τη διαδικασία κατασκευής και είναι λίγες οι φορές που αυτό πραγματοποιείται ηθελημένα, όπως είναι οι περιπτώσεις μελέτης και τα πειράματα, όπου είναι αναγκαία η εισαγωγή τέτοιου σωματιδίου. Πολλές από αυτές τις περιπτώσεις είναι ανιχνεύσιμες με την βοήθεια μεθόδων ανίχνευσης μερικών εκκενώσεων, οι οποίες έχουν αναφερθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο. Η ανίχνευση κοιλοτήτων λόγω της ύπαρξης μερικών εκκενώσεων στο εσωτερικό τους γίνεται με διάφορες μεθόδους:

- Δοκιμή του ενός λεπτού (one minute test) με την βοήθεια της κοσμικής ακτινοβολίας η οποία και είναι υπεύθυνη για την έναρξη των στοιβάδων ηλεκτρονίων.
- Έκθεση του μονωτικού υλικού σε ακτίνες-X οι οποίες θα βοηθήσουν με τη σειρά τους στην έναυση των πρωτογενών στοιβάδων ηλεκτρονίων (Η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται και για ανίχνευση κοιλοτήτων πολύ μικρών διαστάσεων)

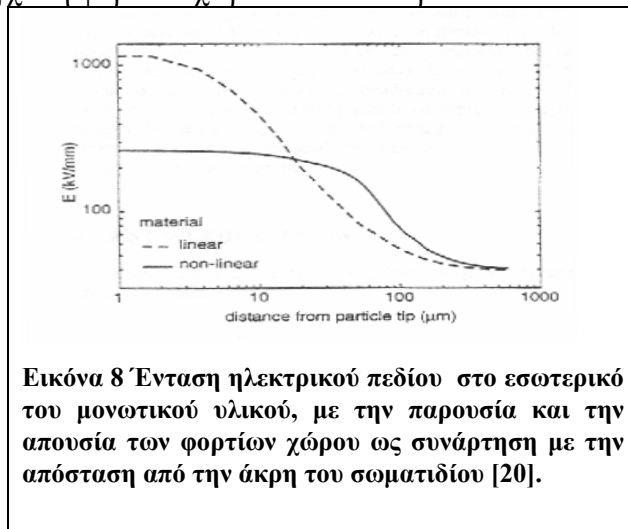
Στις δυο παραπάνω μεθόδους είναι δυνατόν να γίνει ανίχνευση των μερικών εκκενώσεων στο εσωτερικό κοιλοτήτων οπότε και επιβεβαιώνεται η ύπαρξή τους, αλλά δεν είναι δυνατόν να ανιχνευθούν αγώγιμα σωματίδια στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού. Το εγχυόμενο φορτίο χώρου που έχει σαν πηγή το μεταλλικό σωματίδιο, δεν μπορεί να μετρηθεί αφού είναι υποπολλαπλάσιο του pC .

Στην αναφορά [20], ηθελημένα έχει τοποθετηθεί συγκεκριμένων διαστάσεων μεταλλικό αντικείμενο στο εσωτερικό οπότε η διάταξη αποτελείται από εποξική ρητίνη με σωματίδια αλουμίνας (amulina filled epoxy resin). Η διάταξη εικονίζεται στην εικόνα 7 όπου φαίνονται επίσης και τα δυο επίπεδα ηλεκτρόδια μεταξύ των οποίων έχει τοποθετηθεί το σωματίδιο. Τα μεταλλικά αντικείμενα είναι διαστάσεων 10, 25 50 και 100 μm αποτελούμενα είτε από πλατίνα είτε από χρυσό. Παραβλέποντας τη διαδικασία προετοιμασίας των δειγμάτων (κοπή, έλεγχος ανωμαλιών στην επιφάνεια, τοποθέτηση στην κατάλληλη διεύθυνση κ.ο.κ.), στα δείγματα εφαρμόζεται εναλλασσόμενη τάση 50 Hz η οποία μεταβάλλεται από 10 έως 28 kV rms έχοντας ως αποτέλεσμα πεδίο από 7-28 kV_{rms}/mm. Οι δενδρίτες οι οποίοι δημιουργούνται στο εσωτερικό του υλικού έχουν ως αφετηρία κατά 90% το μεταλλικό αντικείμενο και κατά 10% ορισμένες μικροκοιλότητες που δημιουργούνται από λανθασμένη εκτίμηση κατά την κατασκευή της διάταξης ή κατά την εφαρμογή της τάσης (θεωρία δικτύου κοιλοτήτων).



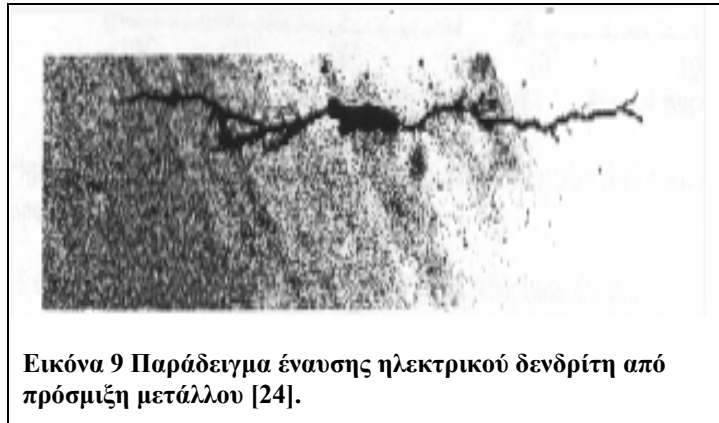
Εικόνα 7 Μεταλλικό σωματίδιο στο εσωτερικό εποξικής ρητίνης σε διάταξη επιπέδων ηλεκτροδίων [20].

Τα παραπάνω σχετικά με την έναυση ηλεκτρικού δενδρίτη και από το μεταλλικό αντικείμενο, η ηλεκτροστατική μελέτη και η αντίστοιχη προσομοίωση έρχονται σε απόλυτη συμφωνία με την [21]. Σε αυτήν την εργασία, είχε αποδειχτεί ότι ηλεκτροστατικά το ηλεκτρικό πεδίο είχε την κατάλληλη τιμή για τη διάσπαση των δεσμών του στερεού μονωτικού υλικού. Στα αποτελέσματα της [20], συγκαταλέγονται η προσπάθεια συσχέτισης του ηλεκτρικού πεδίου στα άκρα του δενδρίτη και ο χρόνος ζωής. Στην ίδια επίσης εργασία υπάρχει μια αρκετά μεγάλη διασπορά τιμών για το ηλεκτρικό πεδίο και τον χρόνο ζωής που οφείλεται στην ύπαρξη ενός ορίου στην τιμή του ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό το όριο, το οποίο υπολογίζεται από το FLSC [22] και [23], υποδεικνύει ότι παρόλο στα μικρά ηλεκτρικά πεδία τα μονωτικά υλικά συμπεριφέρονται ως μονωτές, στα υψηλά ηλεκτρικά πεδία υπάρχει μια μετάβαση σε κατάσταση υψηλής κινητικότητας των φορέων που έχει ως αποτέλεσμα την έγχυση φορτίων χώρου στο εσωτερικό του υλικού (εικόνα 8).

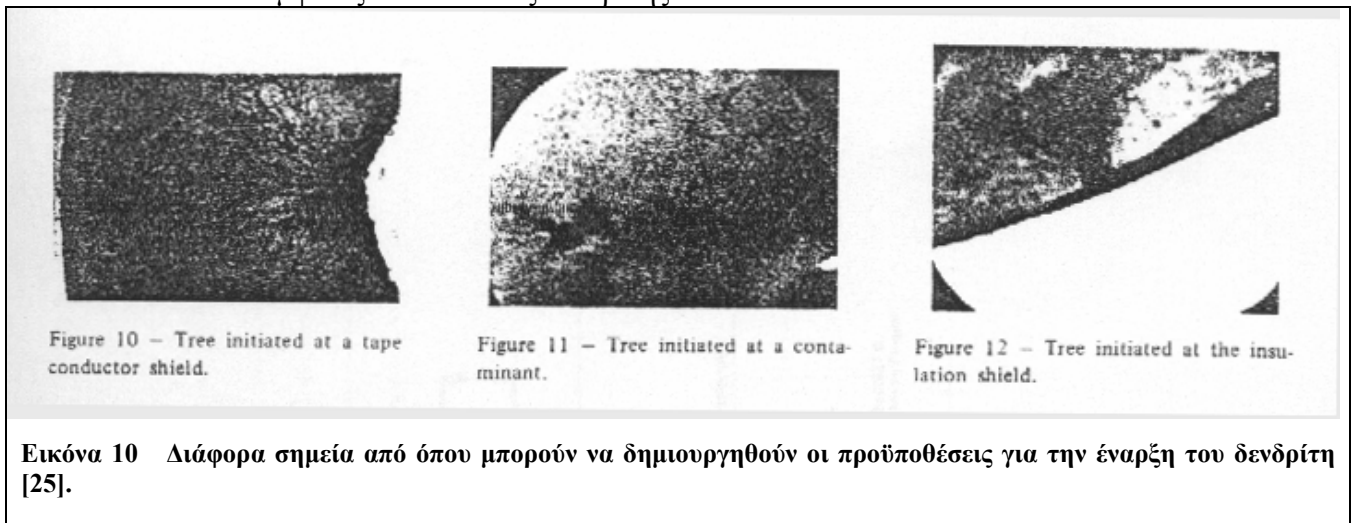


Εικόνα 8 Ένταση ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού, με την παρουσία και την απουσία των φορτίων χώρου ως συνάρτηση με την απόσταση από την άκρη του σωματιδίου [20].

Στην εικόνα 9 [24] παρουσιάζεται ηλεκτρικός δενδρίτης ο οποίος έχει ξεκινήσει από μεταλλικό εγκεκλεισμένο σωματίδιο. Φυσικά, στο προηγούμενο κεφάλαιο έχει δειχθεί από ηλεκτροστατικής απόψεως ότι είναι δυνατόν να ξεκινήσει δενδρίτης από αγωγίμο μεταλλικό σωματίδιο για την περίπτωση της τέλει επαφής μεταξύ του σωματιδίου και του κυρίως μονωτικού υλικού. Εκτός από αυτού του είδους την προσέγγιση, όπως έχει εκτεταμένα αναφερθεί, το οποιοδήποτε κενό αέρος λόγω κακής προσαρμογής του σωματιδίου με το υλικό αποτελεί πηγή μερικών εκκενώσεων και ως εκ τούτου μπορεί να αποτελέσει σημείο έναυσης του δενδρίτη.



Επίσης στην [25], υδάτινοι δενδρίτες επίσης εικονίζονται να ξεκινούν από κάποιες προσμίξεις. Η παρόμοια συμπεριφορά των ηλεκτρικών δενδριτών και των υδάτινων δενδριτών (σύμφωνα με την [25] ηλεκτροχημικών δενδριτών) στο σημείο της άφιξης από πρόσμιξη δείχνει την άμεση συσχέτιση των δυο φαινομένων. Στην παρακάτω εικόνα 10 φαίνονται και άλλα δυο σημεία του καλωδίου που εμφανίζεται υδάτινος δενδρίτης.



Στην [24], δεν διευκρινίζεται αν το σωματίδιο βρίσκεται σε τέλεια επαφή με το υλικό. Ούτε βέβαια και «εντοπίζεται» σε συγκεκριμένο σημείο της μόνωσης, δεν περιγράφεται δηλαδή η απόσταση του σωματιδίου από το σημείο εφαρμογής της υψηλής τάσης, κάτι που θα είχε ως αποτέλεσμα τον ποσοτικό καθορισμό του δυναμικού στην επιφάνειά του.

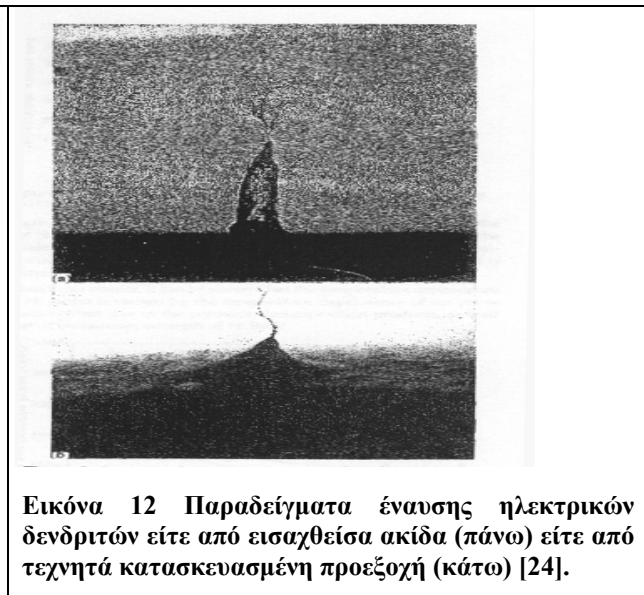
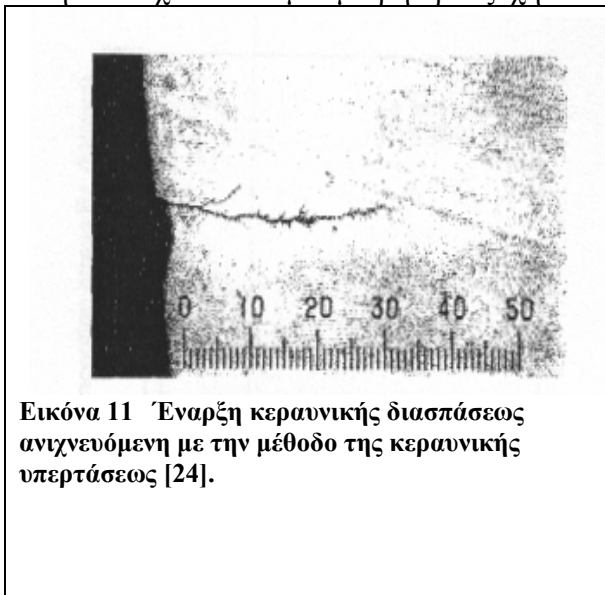
Συγκεντρώνοντας και ομαδοποιώντας τα μεγέθη που επηρεάζουν την τάση έναυσης του δενδρίτη θα παρατηρήσουμε ότι εκτός των άλλων επηρεάζεται :

- από το μέγεθος της αέριας κοιλότητας,
- από το μέγεθος των διαφόρων προσμίξεων και
- από το μήκος των προεξοχών.

Φυσικά, η τάση έναυσης του δενδρίτη, από οποιοδήποτε σημείο κι αν ξεκινά δεν εξαρτάται μόνο από την παρουσία και μόνο των τριών αυτών παραγόντων. Η ακτίνα καμπυλότητας του αιχμηρού ηλεκτροδίου για παράδειγμα διαδραματίζει και αυτή ένα πολύ σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση του ηλεκτρικού πεδίου κατά την έναυση του δενδρίτη. Όπως έχει τονιστεί και σε προηγούμενο κεφάλαιο, ο υπολογισμός του ηλεκτρικού πεδίου γίνεται με τον τύπο του Mason, οπότε και μπορεί να φτάσουμε και σε πολύ μεγάλες τιμές για το ηλεκτρικό πεδίο για τις περιπτώσεις εκείνες που έχουμε εμφανή μείωση της ακτίνας καμπυλότητας.

Στην εικόνα 11, [24] εικονίζονται φαινόμενα διασπάσεως όπως αυτά προκύπτουν από προεξοχές οι οποίες υπάρχουν στην μόνωση. Έχει τονιστεί και σε άλλα σημεία της εργασίας, αλλά και προκύπτει και από τη θεωρία για την ηλεκτροστατική ανάλυση πεδίων ότι γύρω από προεξοχές, εμφανίζεται μεγαλύτερη κλίση του δυναμικού οπότε και υπάρχει μεγαλύτερη τιμή για το ηλεκτρικό πεδίο. Οι παρακάτω διάυλοι διασπάσεως ανιχνεύονται και αναλύονται εκτελώντας δοκιμές με την μέθοδο της κεραυνικής υπερτάσεως.

Αυτό φυσικά για την περίπτωση που θεωρήσουμε πλήρη επαφή μεταξύ της προεξοχής και του υπόλοιπου μονωτικού υλικού. Αν τυχόν υπάρχει διάκενο αέρος λόγω κακής προσαρμογής, το φαινόμενο επίσης ενισχύεται. Να διευκρινιστεί ότι στην περίπτωσή μας ο δενδρίτης προκύπτει μετά από εφαρμογή κρουστικής τάσης και η ανίχνευση έχει πραγματοποιηθεί με την μέθοδο της κεραυνικής υπερτάσεως. Στην παρακάτω εικόνα 12, [24] εικονίζονται οι ηλεκτρικές δενδρίτες όπως αυτοί ξεκινούν από δυο κατηγορίες ασυνεχειών. Η μια ασυνέχεια είναι το αιχμηρό ηλεκτρόδιο ενώ η άλλη ασυνέχεια είναι μια μικρή προεξοχή.



Επίσης στις αναφορές [26] και [27] αναδεικνύεται ο ρόλος των εμφυτευμένων ιόντων χαλκού και σιδήρου αντίστοιχα στην ηλεκτρική διάσπαση οξειδίων στους ημιαγωγούς. Η περίπτωση των δυο αυτών δημοσιεύσεων δεν ανήκει στην κατηγορία των διηλεκτρικών υλικών που μελετάμε. Ωστόσο, τα εμφυτευμένα ιόντα ως ξένα σώματα στη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ Si / SiO₂ είναι ικανά να επηρεάσουν την αντοχή του υλικού μειώνοντας δραστικά την τιμή της. Η ερμηνεία της παραπάνω συμπεριφοράς, μεταξύ άλλων περιλαμβάνει και τη διάχυση των ιόντων χαλκού και σιδήρου στην περιοχή του οξειδίου του πυριτίου οπότε και η εν λόγω σημαντική περιοχή γίνεται πιο λεπτή σε πάχος. Εγγενή σφάλματα στη δομή, δεν επηρεάζουν την τάση διάσπασης διότι γενικότερα εμφανίζονται σε όλα τα δείγματα. Έτσι η μικρή αντοχή διάσπασης οφείλεται αποκλειστικά και μόνο στην παρουσία προσμίξεων στις διεπιφάνειες μεταξύ Si / SiO₂. Όπως και στις περιπτώσεις που εξετάζουμε, έτσι και σε αυτήν την περίπτωση, η πιθανότητα για διάσπαση αυξάνει στις περιοχές των διαχωριστικών επιφανειών όπου και παρατηρείται μεγαλύτερη συγκέντρωση προσμίξεων.

Σε άλλη πειραματική εργασία έχει διερευνηθεί ο ρόλος των εγκεκλεισμένων προσμίξεων σιδήρου [28]. Η σύγκριση στην περίπτωσή μας μπορεί να γίνει είτε με την παρουσία προσμίξεων είτε άνευ της παρουσία προσμίξεων στο υλικό EDPM (filled και unfilled EPDM rubber). Και σε αυτήν την περίπτωση είναι σαφής η μείωση του πεδίου διάσπασης με την προσθήκη προσμίξεων.

Επίσης στην [29], μελετάται η επίδραση διαφόρων ειδών προσμίξεων διαφόρων συγκεντρώσεων στην τάση έναρξης του ηλεκτρικού δενδρίτη. Μετά από μια διαδικασία προσθήκης

των προσμίξεων (μέσω απορρόφησης καταλλήλων ποσοτήτων οξυγόνου μετρημένες σε ppm), εφαρμόζεται τάση ανά βήματα των 2 kV rms για τη διερεύνηση έναρξης του δενδρίτη. Όπως είναι αναμενόμενο μια αύξηση της συγκέντρωσης των προσμίξεων μειώνει την τάση εμφάνισης του δενδρίτη, όπως έχει παρατηρηθεί και σε όλες τις προηγούμενες περιπτώσεις.

Η επίδραση των προσμίξεων σε διάφορες, ηλεκτρικής φύσεως, ιδιότητες του υλικού είναι το αντικείμενο έρευνας στην [30]. Στο εσωτερικό μονωτικών φύλλων (films) έχουν διαχυθεί κομμάτια χρυσού διαφόρων σχημάτων και μεγεθών. Με διάφορες τεχνικές έχουν ληφθεί χαρακτηριστικές τάσης-ρεύματος όπως επίσης έχει μετρηθεί η ηλεκτρική ειδική αντίσταση για διάφορες τιμές πρόσμιξης χρυσού. Μεταξύ άλλων έχει υπολογιστεί η εξάρτηση της ειδικής αντίστασης (άρα και ειδικής αγωγιμότητας) από το ποσοστό που καταλαμβάνουν τα σωματίδια του χρυσού. Οι μηχανισμοί αγωγιμότητας μπορεί να είναι είτε ο μηχανισμός Schottky (έγχυση) είτε ο μηχανισμός Poole-Frenkel. Ο πρώτος μηχανισμός αγωγιμότητας περιγράφει καλύτερα την έγχυση ηλεκτρονίων ή οπών από το μεταλλικό ηλεκτρόδιο στο εσωτερικό του διηλεκτρικού ενώ ο δεύτερος προσαρμόζεται καλύτερα στην περίπτωση της εκπομπής ηλεκτρονίων και οπών από εντοπισμένες παγίδες ή πηγάδια δυναμικού στο ενεργειακό διάγραμμα του διηλεκτρικού.

4.3.3.1. ΠΡΟΣΘΗΚΗ ΥΛΙΚΩΝ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΣΤΕΡΕΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ

Πολλές φορές η προσθήκη συγκεκριμένου υλικού στο εσωτερικό στερεών διηλεκτρικών αποσκοπεί είτε σε ενίσχυση των μονωτικών και των μηχανικών ιδιοτήτων του υλικού είτε στην μελέτη της συμπεριφοράς του μονωτικού συστήματος κάτω από συγκεκριμένες περιστάσεις. Έτσι, στην [31], η προσθήκη I₂ στο LDPE έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας οπότε αυτό με τη σειρά του οδηγεί σε μείωση του πεδίου διασπάσεως. Χωρίς την παρουσία του Ιωδίου, οι φορείς που εγχύονται από την κάθοδο, παγιδεύονται στις διαχωριστικές επιφάνειες μεταξύ της κρυσταλλικής και της άμορφης περιοχής του μονωτικού υλικού. Το φαινόμενο είναι ιδιαίτερα έντονο σε χαμηλές θερμοκρασίες. Τα φορτία δημιουργούν μια περιοχή φορτίων χώρου, η οποία με τη σειρά της καταπνίγει τη δημιουργία στοιβάδων, ιδιαίτερα στην περίπτωση της συνεχούς τάσης.

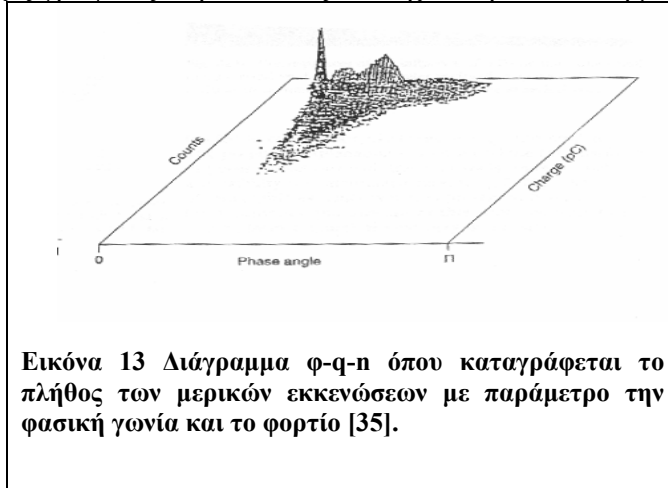
Στην [32], έχουν πραγματοποιηθεί, ανάμεσα στα άλλα και μετρήσεις σωρευτικού φορτίου (cumulative charge) ως συνάρτηση του χρόνου, αλλά και των ρευμάτων διαρροής ως συνάρτηση του χρόνου διαρροής. Για την καλύτερη μηχανική και ηλεκτρική αντοχή του μονωτικού υλικού στην υγρασία και στην μόλυνση προστίθεται τριένυδρη αλουμίνα (alumina trihydrate -ATH), ή silica σε διάφορες ποσότητες και βάθη του υλικού.

Η ύπαρξη φορτίων χώρου υποβαθμίζει γενικότερα την μονωτική ικανότητα των υλικών οπότε η απομάκρυνσή τους ή η μείωση της πυκνότητάς τους βελτιώνει τις επιδόσεις του υλικού. Έτσι στην [33], προστίθεται υλικό που απορροφά τα έτερο-φορτία (hetero-charge absorber), μειώνοντας την πυκνότητα φορτίων χώρου σε περιοχές που τα έτερο-φορτία διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στη διηλεκτρική διάσπαση του υλικού. Στην ίδια εργασία συγκρίνονται οι κατανομές φορτίων χώρου για τις περιπτώσεις που τα μονωτικά υλικά δεν έχουν ανόργανες προσμίξεις και για τις περιπτώσεις που δεν έχουν. Στην μείωση της δυνατότητας ανάπτυξης του δενδρίτη με την προσθήκη διαφόρων υλικών είχαν αναφερθεί και οι ερευνητές στην [34].

4.4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΚΑΙ ΑΕΡΙΩΝ ΚΟΙΛΟΤΗΤΩΝ

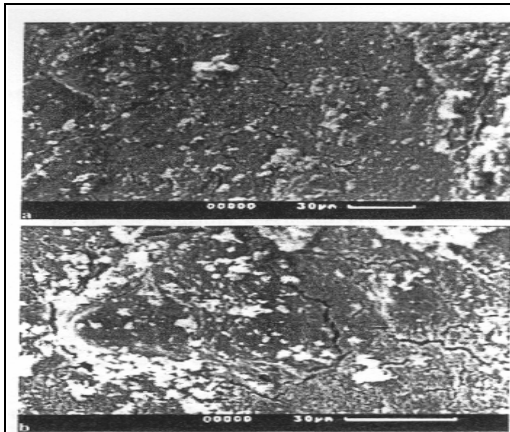
Επίσης σημαντική προσπάθεια για τη σύνδεση γενικότερων φαινομένων διάσπασης με αέριες κοιλότητες έχει πραγματοποιηθεί στην [35], όπου και έχει παρατηρηθεί ηλεκτρική διάσπαση από εγκεκλεισμένη κοιλότητα αέρος στο εσωτερικό εποξικής ρητίνης. Στη συγκεκριμένη εργασία

συνδυάζεται το φαινόμενο των μερικών εκκενώσεων με το φαινόμενο της ηλεκτρικής διαστάσεως και με τη διάδοση ηλεκτρικών δενδριτών, χρησιμοποιώντας ως εργαλείο ανάλυσης το μοντέλο Pedersen. Στα διαγράμματα ϕ - q - n παρατηρούμε το πλήθος των μερικών εκκενώσεων στο εσωτερικό της αέριας κοιλότητας με παραμέτρους την φασική γωνία και το φορτίο. Έτσι στην παρακάτω εικόνα 13 φαίνονται οι αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις που έχουν τριδιάστατη μορφή.

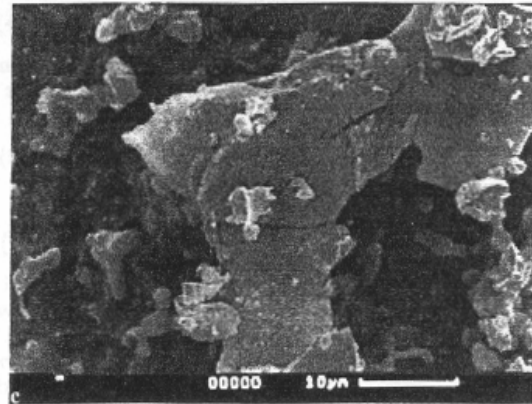


Εικόνα 13 Διάγραμμα ϕ - q - n όπου καταγράφεται το πλήθος των μερικών εκκενώσεων με παράμετρο την φασική γωνία και το φορτίο [35].

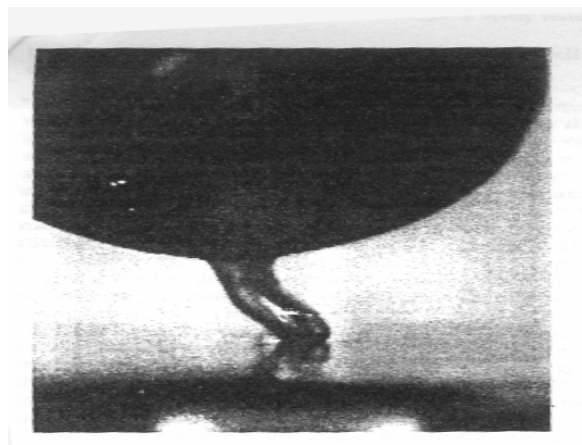
Τα παραπροϊόντα τα οποία δημιουργούνται στο εσωτερικό των αερίων κοιλότητων ήταν επίσης αντικείμενο της εν λόγω εργασίας. Τα μικροσωματίδια αυτά όπως έχει ειπωθεί, δημιουργούνται από το συνεχή βομβαρδισμό της επιφάνειας με τα φορτία των μερικών εκκενώσεων λόγω αλλοίωσης δεσμών (διάρρηξης). Εναποτίθενται, στην εσωτερική επιφάνεια οπότε και επιτόπια αυξάνουν ή γενικά τροποποιούν το ηλεκτρικό πεδίο στη συγκεκριμένη περιοχή. Η μικρή ή μεγάλη αυτή τροποποίηση επηρεάζει και τις μερικές εκκενώσεις στον κυρίως όγκο της κοιλότητας αλλά και δημιουργεί νέες εκκενώσεις και ιονισμούς σε μικρές περιοχές της επιφάνειας οι οποίες έχουν διαβρωθεί. Ο συνεχής βομβαρδισμός σε περιοχές της επιφάνειας της κοιλότητας οι οποίες δεν έχουν καλυφθεί από παραπροϊόντα είναι μια σημαντική παράμετρος για τη δημιουργία του δενδρίτη. Η διάβρωση προκαλεί με τη σειρά της μικρορωγμές οι οποίες μπορεί σιγά-σιγά να επεκταθούν και από πλευράς μήκους αλλά και από πλευράς όγκου ώστε τελικά να σχηματιστεί αγωγίμο κανάλι, δηλαδή κλάδος δενδρίτη. Μια πολύ κατατοπιστική εικόνα για τη διάβρωση των αερίων κοιλότητων που προκαλείται από τη δράση των μερικών εκκενώσεων δείχνεται στις παρακάτω εικόνες 14 και 15.



Εικόνα 14 Επιπτώσεις των μερικών εκκενώσεων στις επιφάνειες μιας αέριας κοιλότητας διαμέτρου 1 mm εγκεκλεισμένης στο εσωτερικό εποξικής ρητίνης [35].



Εικόνα 15 Σχηματισμοί διαβρώσεως στα τοιχώματα της κοιλότητας [35].

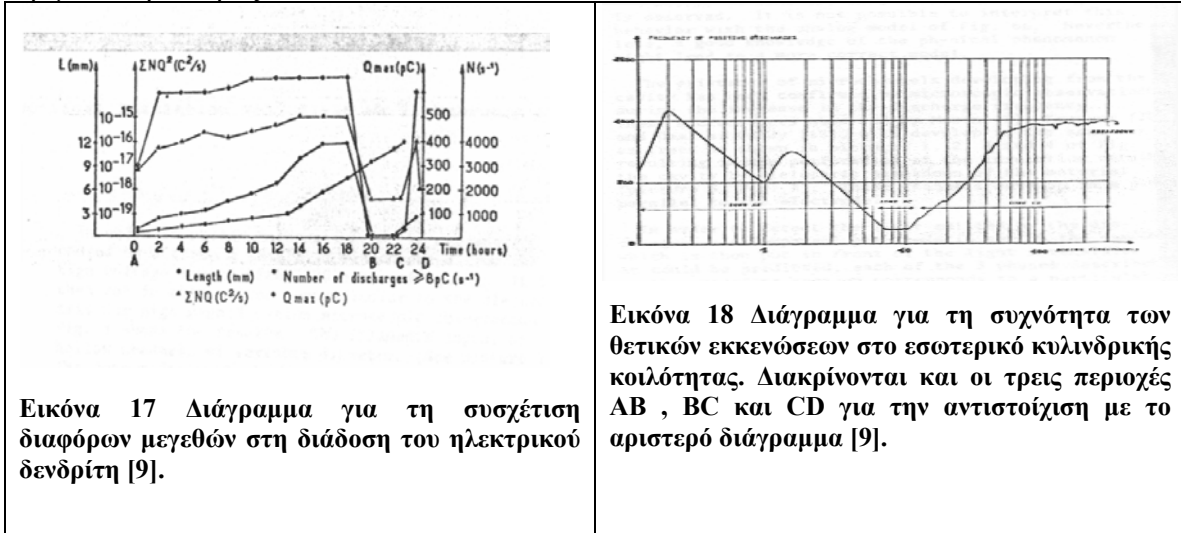


Εικόνα 16 Διάσπαση προερχόμενη από το εσωτερικό εγκεκλεισμένης κοιλότητας σε εποξική ρητίνη [35].

Στην τρίτη κατά σειρά εικόνα 16 παρατηρείται και η διάσπαση που έχει προκληθεί από το εσωτερικό της κοιλότητας προς το απέναντι ηλεκτρόδιο. Η διάσπαση αυτή περιέχει σαν αιτία και το φαινόμενο των ηλεκτρικών δενδριτών αλλά δεν είναι τόσο ξεκάθαρη η παρουσία ηλεκτρικών διακλαδώσεων. Αυτό δεν σημαίνει ότι δεν υπάρχουν οι προϋποθέσεις για ηλεκτρική διάσπαση αλλά ότι οι συνθήκες δεν ήταν οι κατάλληλες για την εμφάνιση και των διακλαδώσεων. Κάποιοι από τους λόγους για την μη εμφάνιση μπορεί να είναι η ταχύτητα της διάσπασης αλλά και η ισχυρή επιτόπια θερμική καταπόνηση του υλικού γύρω από την κοιλότητα που οδηγεί με τη σειρά της σε θερμική διάσπαση.

Από κοιλότητα αέρος στην [9] έχουν παρατηρηθεί και ανιχνευθεί φαινόμενα ηλεκτρικής διάσπασης. Η χρησιμοποιούμενη διάταξη αποτελούνταν από 3 φύλλα εποξικής ρητίνης πάχους 250 μm με το μεσαίο να περιέχει κοιλότητα διαμέτρου 3 mm. Έτσι σχηματίζεται κυλινδρική κοιλότητα. Το υλικό τοποθετείται ανάμεσα σε δυο επίπεδα ηλεκτρόδια με εφαρμοζόμενη τάση 10 kV r.m.s και με μέσο πεδίο 8 kV/mm. Η διάρκεια εφαρμογής της τάσης είναι 450-500 ώρες ενώ το υλικό που χρησιμοποιήθηκε είναι εποξική ρητίνη.

Η ανάλυση της συχνότητας των εκκενώσεων όπως αυτές ανιχνεύονται μας παρέχει την πολύ ενδιαφέρουσα πληροφορία σχετικά με τη συμπεριφορά τους στο εσωτερικό της κοιλότητας. Παρατηρώντας τα παρακάτω δυο διαγράμματα (το πρώτο έχει παρουσιαστεί στο πρώτο κεφάλαιο), βλέπουμε ότι υπάρχουν αρκετές ομοιότητες στις ζώνες (A, B, C και D) που έχουν εισαγάγει οι συγκεκριμένοι ερευνητές.



Εικόνα 18 Διάγραμμα για τη συχνότητα των θετικών εκκενώσεων στο εσωτερικό κυλινδρικής κοιλότητας. Διακρίνονται και οι τρεις περιοχές AB, BC και CD για την αντιστοίχιση με το αριστερό διάγραμμα [9].

Μια πολύ σημαντική επιπλέον επιβεβαίωση για την ανάπτυξη δενδριτών από τα άκρα αέριας κοιλότητας είναι και οι μεγεθύνσεις της παρακάτω εικόνας οι οποίες επίσης έχουν δημοσιευθεί επίσης στην [9].



Θα πρέπει επίσης να επισημανθεί ότι η ύπαρξη τριών φύλλων, με την ύπαρξη της κοιλότητας στο μεσαίο φύλλο, δεν μπορεί να αποφύγει την ύπαρξη ατελών επαφών μεταξύ των τριών φύλλων. Έτσι το πρόβλημα της ατελούς επαφής, το οποίο έχει τεθεί ήδη σε προηγούμενα κεφάλαια της εργασίας αλλά και στις αντίστοιχες δημοσιεύσεις δείχνει πλέον ότι αποτελεί σημαντική συνιστώσα μιας μόνωσης. Η ατελής επαφή, η ύπαρξη έστω και ελάχιστων σχισμών ή γενικά οποιοδήποτε παρόμοιας υφής κατασκευαστική αστοχία αποτελεί σοβαρή αιτία υποβάθμισης των μονώσεων αλλά και τροποποίησης του ηλεκτρικού πεδίου.

Η δημιουργία κοιλότητας μπορεί επίσης να παρατηρηθεί και για μηχανικούς λόγους. Όπως έχει καταγραφεί στην [36], θεωρώντας ομοιογενές και ισότροπο στερεό, με πυκνότητα φορτίων χώρου $\rho(x)$ και ηλεκτρικό πεδίο $F(x)$, η εξίσωση για τον υπολογισμό του τελεστή της πίεσης (stress tensor) δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

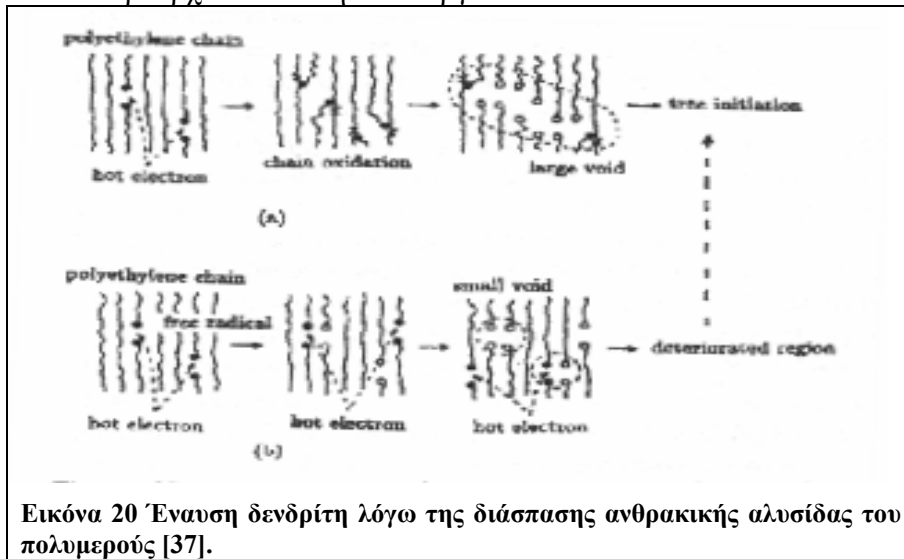
$$\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} = \frac{\partial \sigma_{ik}^0}{\partial x_k} - \frac{\varepsilon_0}{2} \cdot \left(\frac{a_1}{2} + a_2 \right) \cdot \frac{\partial F^2}{\partial x_i} + \left(1 - \frac{a_1}{2 \cdot \varepsilon} \right) \cdot \rho \cdot F_i \quad \text{Εξίσωση 1}$$

Στην παραπάνω εξίσωση σ_{ik}^0 είναι ο τελεστής της πίεσης απουσία ηλεκτρικών πεδίων ενώ a_1 και a_2 είναι δυο συντελεστές εξαρτώμενοι από ηλεκτρικά φαινόμενα συνδεδεμένα με την τριβή (electrofriction coefficients). Απουσία τώρα φορτίων χώρου η εξίσωση τροποποιείται λίγο όπως φαίνεται παρακάτω:

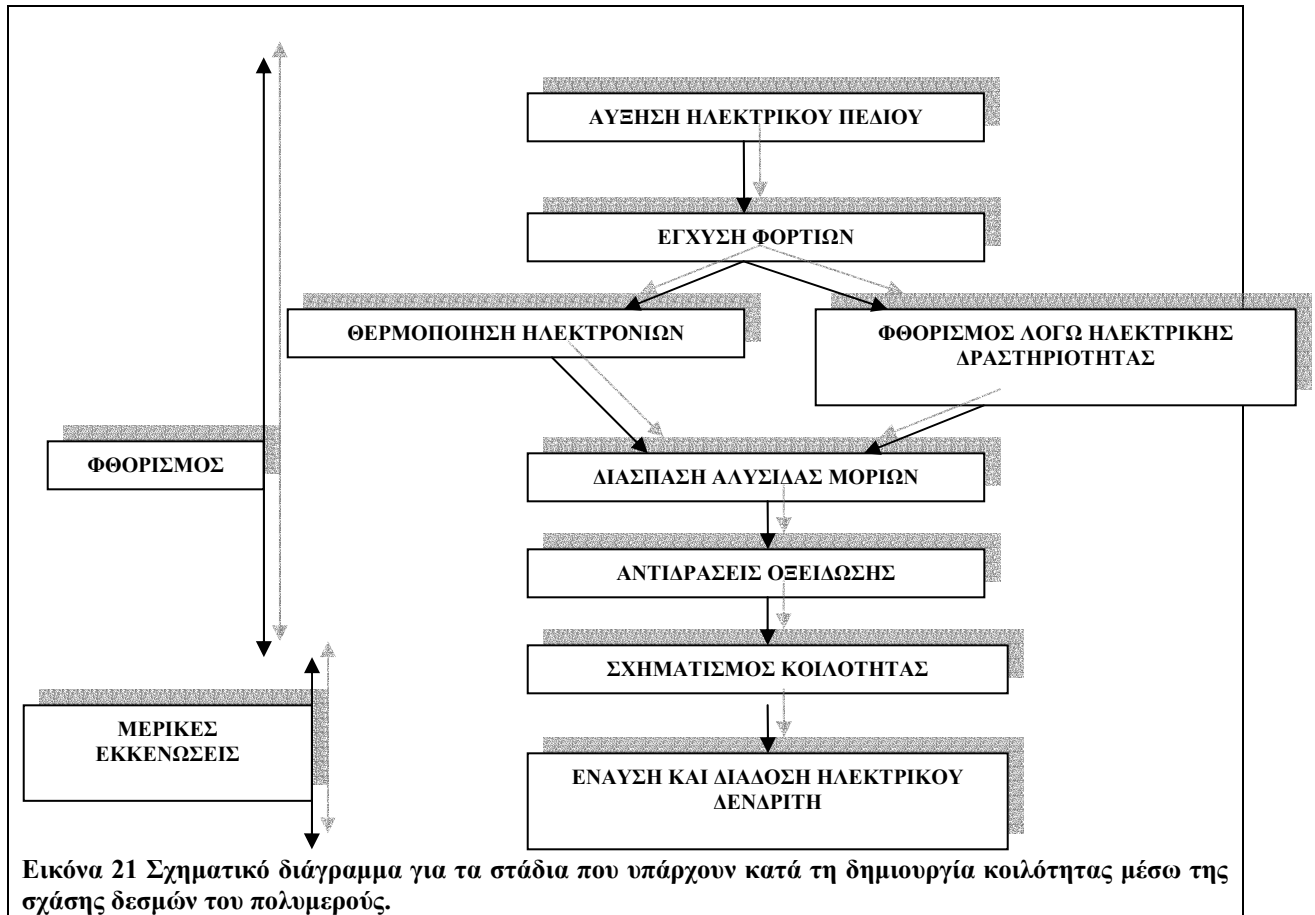
$$\sigma_{ik} = \sigma_{ik}^0 + \varepsilon_0 \cdot \left(\varepsilon - \frac{a_1}{2} \right) \cdot F_i \cdot F_k - \frac{\varepsilon_0}{2} \cdot (\varepsilon + a_2) \cdot F^2 \cdot \delta_{ik} \quad \text{Εξίσωση 2}$$

Αν η τοπική πίεση ξεπεράσει ένα κρίσιμο όριο, πλαστικής φύσεως αστάθεια (plastic flow) θα συμβεί πάνω στο υλικό. Εξαρτώμενη από τις συνθήκες αυτή η αστάθεια μπορεί να διαδοθεί και να οδηγήσει σε μακροσκοπική διάσπαση. Πολλές φορές μπορεί να οδηγήσει και σε δημιουργία κοιλότητας ακριβώς στη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ ηλεκτροδίου και υλικού. Η κοιλότητα με τη σειρά της θα αποτελέσει πηγή δενδριτικών φαινομένων.

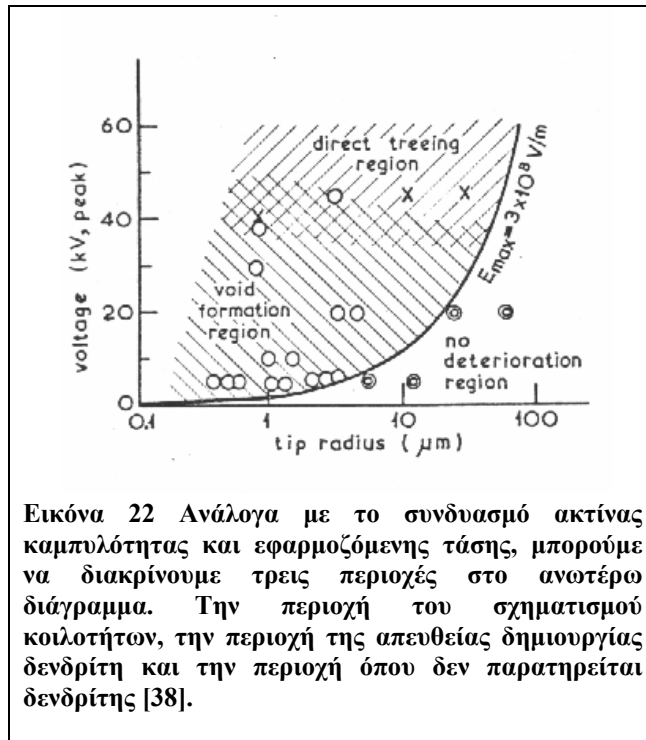
Μια πολύ σημαντική παρατήρηση σχετικά με το μήκος και την μορφή των ηλεκτρικών δενδριτών οι οποίοι προέρχονται από αέρια κοιλότητα περιέχεται στην [37]. Σχηματικά, η δημιουργία ηλεκτρικού δενδρίτη από ορισμένο σημείο του διηλεκτρικού παριστάνεται στο παρακάτω σχήμα 20 το οποίο και προέρχεται από την ίδια εργασία.



Εδώ είναι και η κατάλληλη στιγμή για να αναφερθεί η δράση των ελευθέρων ριζών (free radicals) οι οποίες δημιουργούνται στο εσωτερικό του διηλεκτρικού. Η ύπαρξή τους έχει επιβεβαιωθεί πειραματικά με πειράματα συντονισμού του spin του ηλεκτρονίου (electron spin resonance - ESR) ή με φασματική ανάλυση. Επίσης πολύ κατατοπιστικό για το φαινόμενο γενικά των δενδριτών αλλά και για το σχηματισμό κοιλοτήτων είναι η παρακάτω εικόνα 21 η οποία δείχνει τα επιμέρους στάδια που προηγούνται της έναυσης ή της ανάπτυξης του ηλεκτρικού δενδρίτη με τη σχέση που αυτά έχουν και την ακολουθία των φαινομένων.



Ο σχηματισμός κοιλότητων έχει επίσης αναφερθεί και στην [38] όπου και αναφέρεται μεταξύ άλλων ότι σε μικρά πεδία ο σχηματισμός κοιλότητων για την έναυση των δενδριτών είναι απαραίτητος ενώ αντίθετα σε μεγάλα πεδία οι δενδρίτες θα μπορούσαν να σχηματιστούν και απευθείας. Τα αποτελέσματα και οι παρατηρήσεις συνοψίζονται στο διάγραμμα που ακολουθεί όπου και συσχετίζεται η ακτίνα καμπυλότητας με την εφαρμοζόμενη τάση ενώ καταγράφεται παράλληλα και η αντίστοιχη περιοχή συμπεριφοράς του ηλεκτρικού δενδρίτη.



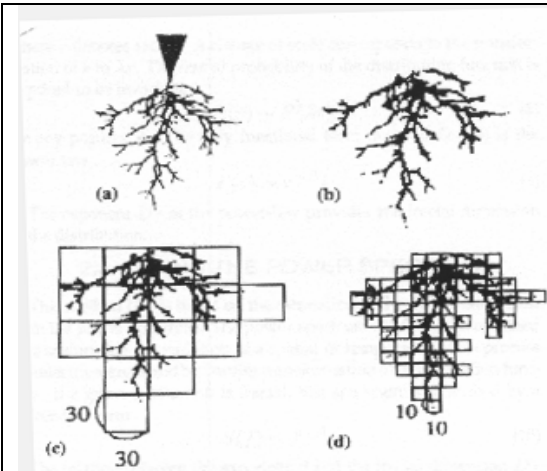
4.5. ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ FRACTALS

4.5.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

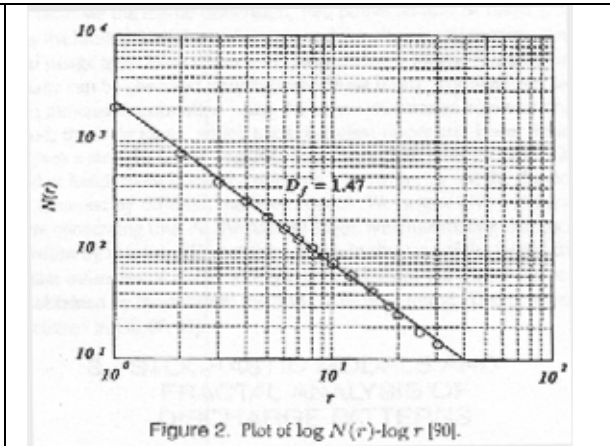
Η στοχαστική φύση του φαινομένου της διάδοσης των ηλεκτρικών δενδριτών έδωσε από τις αρχές της δεκαετίας του 1980 [39] τη δυνατότητα της ανάλυσης της διάδοσης του ηλεκτρικού δενδρίτη βασισμένοι σε δάνεια από τη θεωρία των fractals. Οι μέθοδοι που κατά καιρούς έχουν παρουσιαστεί δείχνουν τα ενδιαφέροντα αποτελέσματα της ανάλυσης διαφόρων σχημάτων ηλεκτρικών δενδριτών με όρους και μεγέθη που έχουν εισαχθεί γενικότερα από την εν λόγω ερευνητική προσέγγιση.

4.5.2. ΤΡΟΠΟΙ ΑΝΑΛΥΣΗΣ ΤΟΥ ΔΕΝΔΡΙΤΗ

Ένας ιδιαίτερα δημοφιλής τρόπος για την εύρεση της διάστασης του fractal είναι η μέθοδος box counting method. Με τον όρο fractal διάσταση (fractal dimension) εννοούμε έναν παράγοντα που εξαρτάται από το πλήθος των κατειλημμένων κελιών και από το συνολικό πλήθος των κελιών στα οποία έχει χωριστεί η περιοχή που περιέχει τη δενδριτική μορφή. Στο παρακάτω σχήμα 23 φαίνεται ξεκάθαρα η μεθοδολογία χωρισμού σε δυο περιπτώσεις. Στην πρώτη έχει χωριστεί ο δενδρίτης σε 30 κελιά ενώ στη δεύτερη περίπτωση έχει χωριστεί ο δενδρίτης σε 10 κελιά [40].



Εικόνα 23 Μέθοδος καταμέτρησης κουτιών- τετραγώνων (Box counting method) [40].



Εικόνα 24 Εύρεση της διάστασης των fractals μέσω διαγράμματος [40].

Η διάσταση του fractal – ηλεκτρικού δενδρίτη υπολογίζεται ως εξής : Καταμετρώνται το πλήθος των κελιών που καταλαμβάνουν τη δενδριτική μορφή $N(r)$ και καταγράφεται επίσης η διάσταση των κελιών r (το r μεταβάλλεται σε ένα μεγάλο εύρος τιμών). Τα αντίστοιχα σημεία λογαριθμίζονται και τοποθετούνται σε log-log διάγραμμα. Αν τα σημεία σχηματίζουν μια ευθεία γραμμή τότε η κλίση αυτής της ευθείας είναι η παράμετρος D_f δηλαδή η διάσταση του fractal (εικόνα 24).

Γενικότερα η διάσταση των fractals ως συνάρτηση κάποιας παραμέτρου καλύπτει ένα μεγάλο τμήμα των ερευνητικών εργασιών. Σε αυτήν την εργασία θα αναφερθούν δυο μόνο επιπλέον παραδείγματα συσχέτισης διότι τα πειραματικά αποτελέσματα της διεθνούς βιβλιογραφίας καλύπτουν ένα τεράστιο πλήθος (συχνά επαναλαμβανόμενων παραμέτρων). Παραδείγματα της εύρεσης της διάστασης των fractals ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης έχει δοθεί σε προηγούμενη ενότητα αυτού του κεφαλαίου, οπότε στην [41] καταγράφεται η διάσταση των fractals ως συνάρτηση του μήκους του δενδρίτη. Τέλος, στην [42] υπολογίζουμε τη διάσταση των fractals ως συνάρτηση της θερμοκρασίας.

Επιπρόσθετα, στην [43] , για την ανάλυση μέσω της θεωρίας των fractals, έγινε διαχωρισμός του χρονικού διαστήματος εφαρμογής της εναλλασσόμενης τάσης σε είκοσι διαστήματα (αντί σε τέσσερα διαστήματα όπως συνηθίζεται). Αυτό έγινε για την καλύτερη προσέγγιση του φαινομένου από πλευράς χρόνου αλλά και εφαρμοζόμενης τάσης.

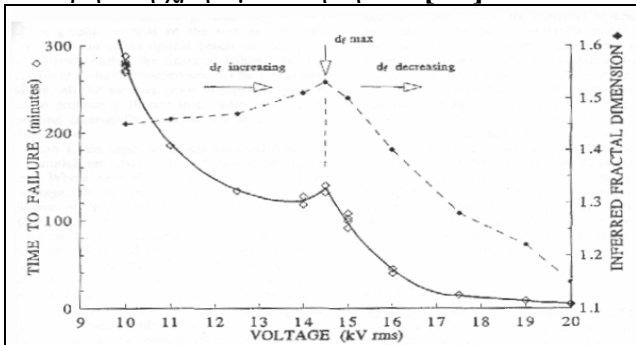
4.6. ΚΑΤΑΓΡΑΦΗ, ΜΕΣΩ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ, ΧΡΗΣΙΜΩΝ ΜΕΓΕΘΩΝ ΣΧΕΤΙΚΩΝ ΜΕ ΤΟΥΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥΣ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ

Για την πληρέστερη προσέγγιση του θέματος των ηλεκτρικών δενδριτών σε αυτή την ενότητα θα παρατεθούν συγκριτικές πληροφορίες για διάφορα σχετιζόμενα μεγέθη που παίζουν ρόλο στο φαινόμενο. Τα περισσότερα από αυτά έχουν τον χρόνο και την τάση στον ένα ή και στους δυο κύριους άξονες ενώ ως παράμετρο μπορεί να έχουμε διάφορα μεγέθη (fractal dimension, αριθμός εκκενώσεων, απαιτούμενος χρόνος για διάσπαση) καθώς και την ανίχνευση με την μέθοδο των υπερήχων.

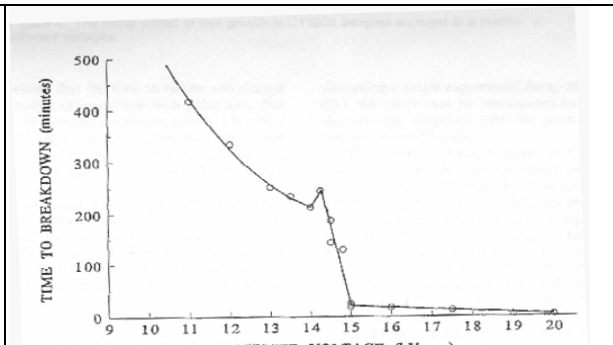
Στις παρακάτω εικόνες 25 και 26 βλέπουμε τη συσχέτιση του απαιτούμενου χρόνου για διάσπαση με την εφαρμοζόμενη τάση σε δυο διαφορετικά δείγματα. Είναι προφανής η ομοιότητα

στη συμπεριφορά των δυο δειγμάτων όπου και παρατηρείται φυσιολογικά μια μείωση του απαιτούμενου χρόνου για διάσπαση με την αύξηση της εφαρμοζόμενης τάσης. Το πολύ ενδιαφέρον στοιχείο σε αυτές τις προσομοιώσεις είναι η πολύ απότομη μείωση του χρόνου από ένα συγκεκριμένο σημείο και μετά. Η παραπάνω συμπεριφορά επιβεβαιώνει την ύπαρξη του κρίσιμου πεδίου το οποίο και έχει κατά κόρον χρησιμοποιηθεί στο τρίτο κεφάλαιο.

Στις προσομοιώσεις που έχουν γίνει, ο χρόνος ή γενικότερα η γήρανση του υλικού δεν έχει υπεισελθεί καθόλου ως παράμετρος. Τα διάφορα στάδια του δενδρίτη και η βήμα προς βήμα ανάπτυξη του δεν αντιστοιχούν σε κάποιο χρονικό διάστημα. Η ύπαρξη όμως κρίσιμου πεδίου, πέρα από το οποίο έχουμε γρήγορη εξέλιξη του φαινομένου σε τέτοιο βαθμό που να αγνοείται ο παράγοντας του χρόνου, παρατηρείται όπως βλέπουμε πειραματικά οπότε και είναι δικαιολογημένη η θεωρητική χρησιμοποίησή του [44].



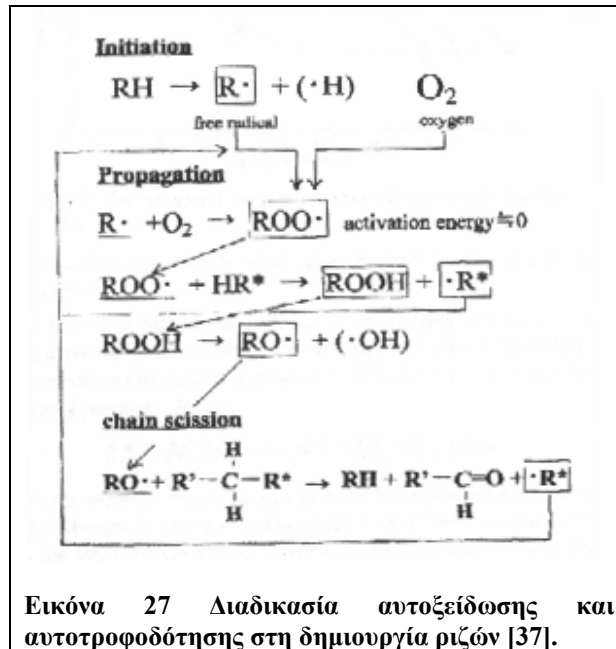
Εικόνα 25 Χρόνος για τη διάσπαση ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης και με παράμετρο τη διάσταση των fractals [44].



Εικόνα 26 Χρόνος που απαιτείται για τη διάσπαση ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης [44].

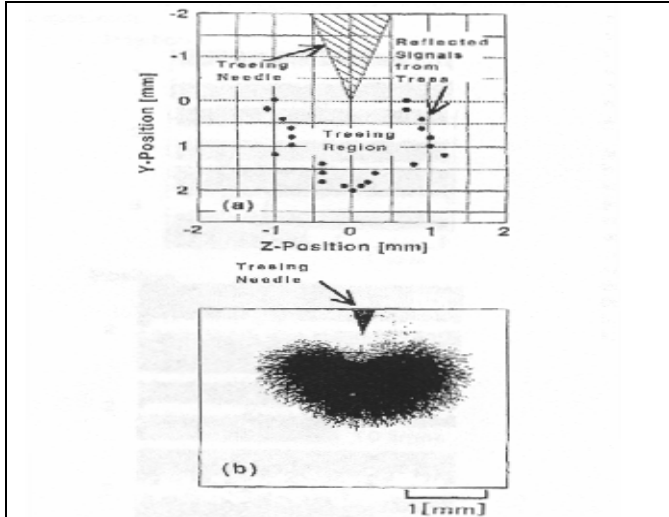
Επίσης στην [37], έχει επίσης εκτιμηθεί ο απαιτούμενος χρόνος για διάσπαση ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης με παράμετρο αυτήν την φορά τα διάφορα στοιχεία που ενσωματώνονται – εμποτίζουν (impregnated) τον κυρίως όγκο του δοκιμίου (στην περίπτωση αυτή είναι το πολυαιθυλένιο). Τα στοιχεία που χρησιμοποιούνται είναι Ar και He, τα οποία δέχονται ηλεκτρόνια από την έγχυση ηλεκτρονίων από τα ηλεκτρόδια. Τα ηλεκτρόνια αυτά διεγείρουν τα άτομα αργού και ηλίου οπότε και τα οδηγούν σε μετασταθή κατάσταση. Επανέρχονται αμέσως στη θεμελιώδη κατάσταση αποδιεγειρόμενα, δίνοντας όμως την επιπλέον ενέργεια στα μόρια του πολυμερούς τα οποία διασπών τους δεσμούς τους στην ανθρακική αλυσίδα. Η περιοχή ενεργειών που πραγματοποιούνται όλα αυτά είναι από 11,5 eV στο Αργό μέχρι 20eV στο Ήλιο.

Στην εικόνα 27 φαίνεται η διαδικασία σχάσης της ανθρακικής αλυσίδας μέσω της αυτοοξειδώσεως. Η αντίδραση ελευθέρων ριζών με το οξυγόνο έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία υδροπεροξειδίου (hydroperoxide) σε μετασταθή κατάσταση και στη συνέχεια η αποδιέγερση οδηγεί σε δημιουργία νέων ριζών.

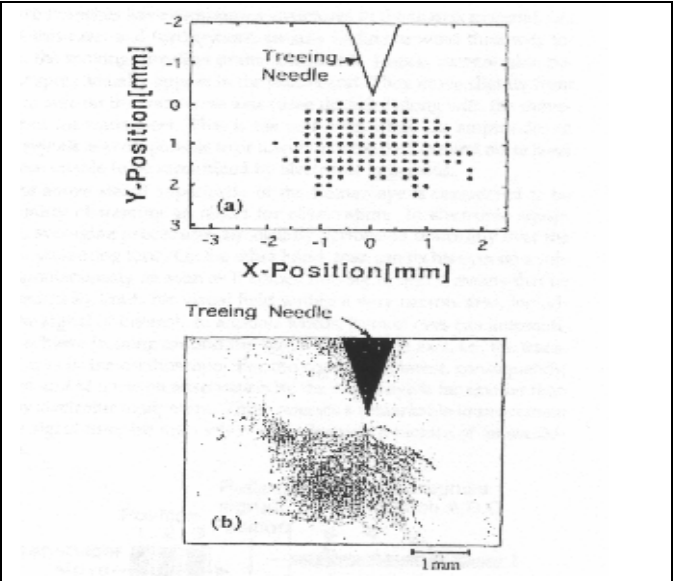


Εικόνα 27 Διαδικασία αυτοξειδωσης και αυτοτροφοδότησης στη δημιουργία ριζών [37].

Ένας άλλος τρόπος ανάλυσης είναι η ανάλυση των ηλεκτρικών δενδριτών με την μέθοδο των υπερήχων. Όπως έχει καταγραφεί στην [45], ο τρόπος αυτός ανάλυσης παρουσιάζει το πλεονέκτημα έναντι των υπολοίπων τρόπων ανάλυσης ότι δεν απαιτείται η κοπή του υλικού. Τα ηχητικά κύματα στέλνονται προς το υλικό στο οποίο και προηγουμένως έχει σχηματιστεί δενδρίτης και ανακλώνται στην περιφέρεια του δενδρίτη.



Εικόνα 28 Συσχέτιση της απεικόνισης των υπερήχων από ανάκλαση και της κανονικής εικόνας του δενδρίτη. Παρατηρούμε ότι οι ανακλάσεις αναφέρονται σε σημεία της περιφέρειας του θαμνοειδούς δενδρίτη [45].



Εικόνα 29 Οι ανακλάσεις των υπερήχων σε αυτή την περίπτωση αναφέρονται σε όλο τον όγκο [45].

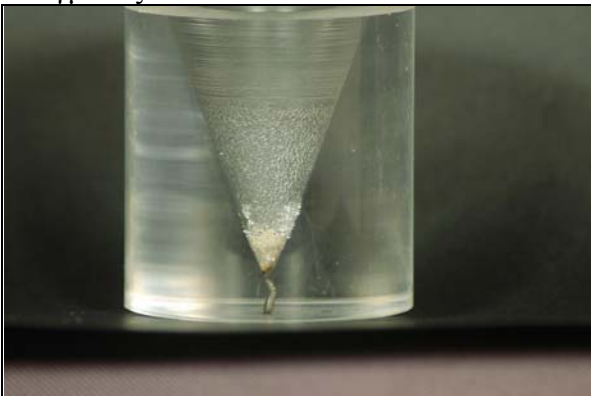
Με το κατάλληλο κύκλωμα ανιχνεύονται τα κύματα που ανακλώνται στην επιφάνεια του δενδρίτη και σε διάγραμμα x-y καταγράφονται τα σημεία απ' όπου έχει προέλθει η ανάκλαση. Οι παραπάνω εικόνες (28 και 29) είναι πολύ χαρακτηριστικές για το τελικό αποτέλεσμα της μεθόδου. Μάλιστα με βελτίωση των απεικονιστικών μεθόδων λαμβάνονται εικόνες με τριδιάστατη απεικόνιση των ηλεκτρικών δενδριτών.

Τέλος ο ρόλος της συχνότητας της εναλλασσόμενης τάσης στον χρόνο που απαιτείται για τη διάδοση του δενδρίτη αλλά και στο απαιτούμενο πεδίο για τη διάσπαση διερευνάται στην [46]. Η αύξηση της συχνότητας από 50 Hz σε 482 Hz οδηγεί σε μικρότερους χρόνους διάσπασης. Η μείωση αυτή είναι περίπου κατά μια τάξη μεγέθους δηλαδή μειώνεται ο χρόνος περίπου κατά δέκα φορές.

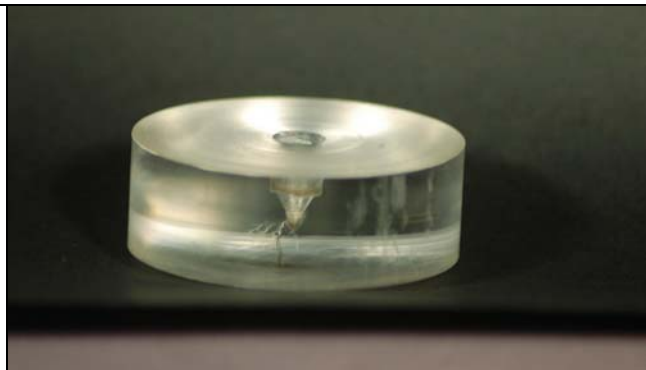
4.7. ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΙ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ ΣΤΟ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ Σ.Η.Ε. ΤΟΥ Δ.Π.Θ.

Μέσα στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής, έγινε προσπάθεια για την μελέτη του φαινομένου των ηλεκτρικών δενδριτών και σε πειραματικό επίπεδο. Το υλικό το οποίο επιλέχθηκε για αυτά τα πειράματα ήταν το PMMA διότι είναι διαφανές οπότε και οι ηλεκτρικοί δενδρίτες και οποιοδήποτε άλλο φαινόμενο που τους συνοδεύει θα μπορούσε να μελετηθεί με μεγαλύτερη ευκολία.

Αρχικά, πολλές δοκιμές για τη διάσπαση των δειγμάτων έγιναν στο Εργαστήριο Υψηλών Τάσεων στο Πολυτεχνείο της Θεσσαλονίκης. Τα δείγματα, τα οποία ήταν μικροί κύλινδροι είχαν κοπεί με τέτοιο τρόπο ώστε το ηλεκτρόδιο να εισχωρεί σε μεγάλο βάθος στο εσωτερικό του δείγματος με τέλεια σχεδόν εφαρμογή μεταξύ της επιφάνειας του ηλεκτροδίου και της επιφάνειας του δείγματος.



Εικόνα 30 Παράδειγμα δοκιμίου PMMA όπως αυτό έχει κοπεί και λειανθεί στο εργαστήριο Σ.Η.Ε.



Εικόνα 31 Δεύτερο παράδειγμα δοκιμίου με μικρότερες διαστάσεις από το πρώτο. Η κοπή και η προετοιμασία του υλικού πραγματοποιήθηκαν αρχικά με διαφορετικό τρόπο αφήνοντας μικρά κενά στην επαφή μεταξύ της επιφάνειας του ηλεκτροδίου και του υλικού.

Αυτή η τέλεια επαφή στο μεγαλύτερο μέρος της κωνικής επιφάνειας του ηλεκτροδίου με το PMMA, παρουσίαζε το μειονέκτημα της κακής επαφής μεταξύ του ηλεκτροδίου και του δείγματος στην περιοχή της άκρης της ακίδας όπου είναι και το σημείο που εμφανίζει την μεγαλύτερη ένταση του ηλεκτρικού πεδίου και ταυτόχρονα και το σημείο από όπου θα ξεκινήσει η έγχυση φορτίων χώρου. Μετά από συνεχείς προσπάθειες για διάσπαση των δειγμάτων (ή τουλάχιστον για μικρή έναυση ηλεκτρικού δενδρίτη) οι διασπάσεις πραγματοποιούνταν γύρω από το δείγμα και όχι στο εσωτερικό του δείγματος. Πραγματοποιούνταν δηλαδή διασπάσεις του αέρα και όχι διάσπαση στερεού διηλεκτρικού.

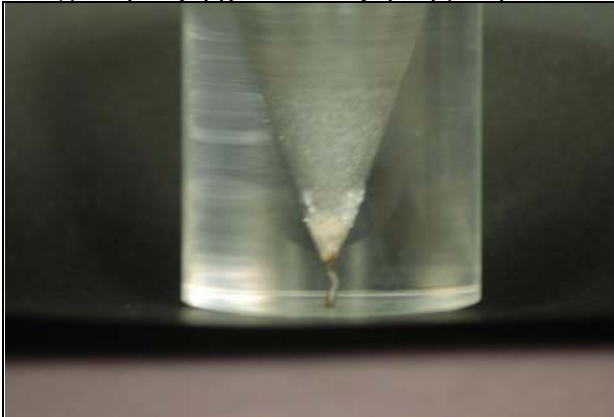
Τα παραπάνω φαινόμενα επέβαλλαν την αναζήτηση ενός διαφορετικού τρόπου κοπής. Πράγματι για τη διάνοιξη της κωνικής περιοχής στο εσωτερικό του δείγματος χρησιμοποιήθηκε ειδικό μαχαίρι, κατάλληλα κατασκευασμένο έτσι ώστε να ταιριάζει απόλυτα το ηλεκτρόδιο με την κωνική τομή στο εσωτερικό του υλικού.

Έτσι μετά από την κατάλληλη κοπή του υλικού και την τέλεια εφαρμογή του ηλεκτροδίου προκλήθηκε διάσπαση στο εσωτερικό του υλικού, αφού η έγχυση των ηλεκτρονίων μπορούσε πλέον να πραγματοποιηθεί με επιτυχία στο εσωτερικό του δείγματος μέσω της άκρης της ακίδας. Σε αυτή την εργασία θα παρουσιαστούν τρία δείγματα τα οποία ονομάστηκαν PMMA-B, PMMA-Γ και PMMA-Δ. Η τάση που εφαρμόστηκε στο εργαστήριο Σ.Η.Ε. του τμήματος των ΗΜ&ΜΥ του Δ.Π.Θ.

4^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ- ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ

ήταν 15 kV rms και η χρονική διάρκεια εφαρμογής της τάσης, μέχρι να εμφανιστούν οι δενδριτικές μορφές είναι 6-8 ώρες περίπου, ενώ σε ορισμένα απαιτήθηκαν περισσότερες ώρες.

Στις εικόνες 32-35 φαίνονται τα αποτελέσματα της διάσπασης στο PMMA-B. Οι εικόνες έχουν ληφθεί με συνεχώς καλύτερη και μεγαλύτερη εστίαση οπότε και η εικόνα 35 δείχνει ότι στο δείγμα προεξάρχει πιθανώς η θερμική διάσπαση.



Εικόνα 32



Εικόνα 33



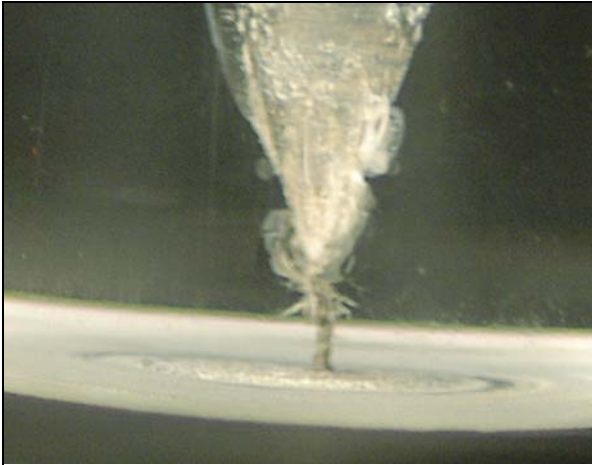
Εικόνα 34



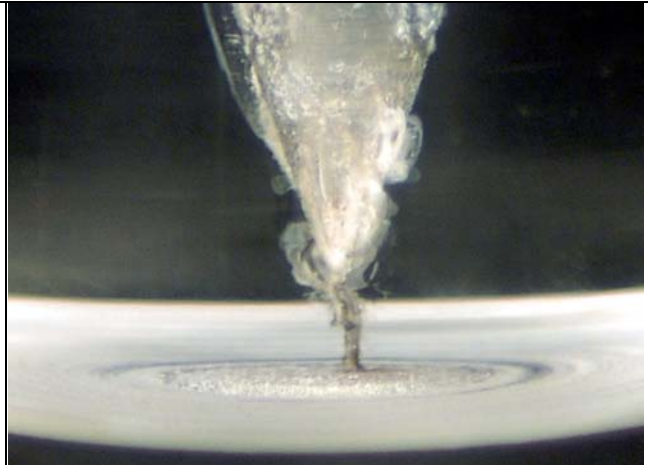
Εικόνα 35

Πίνακας 5 Τέσσερις φωτογραφίες για το δείγμα PMMA-B. Οι φωτογραφίες έχουν ληφθεί με συνεχώς μεγαλύτερη εστίαση προς την περιοχή της ακίδας.

Στις εικόνες 36 και 37 φαίνονται οι διασπάσεις PMMA-Γ όπου οι δενδριτικές διακλαδώσεις είναι πλέον ευδιάκριτες γύρω από το κεντρικό κανάλι. Το κεντρικό κανάλι έχει σαφώς μεγαλύτερες διαστάσεις σε σχέση με τις παράπλευρες διακλαδώσεις ενώ οι μικρές αλλοιώσεις της συνέχειας του δείγματος στο μέσο της κωνικής επιφάνειας δεν είναι δενδριτικές δομές αλλά έχουν προκύψει από τις μηχανικές τάσεις κατά τη διάρκεια προετοιμασίας του δείγματος.



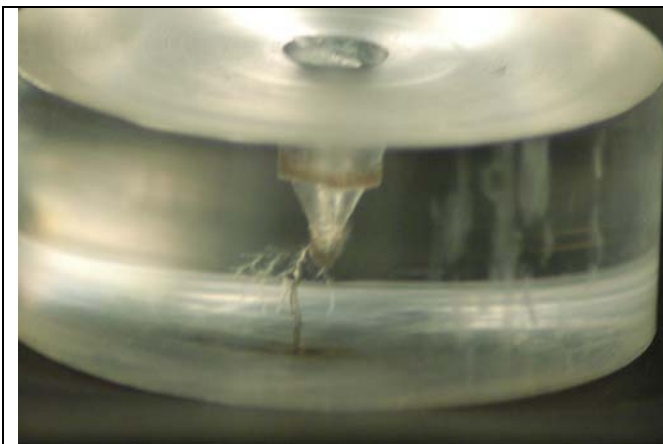
Εικόνα 36



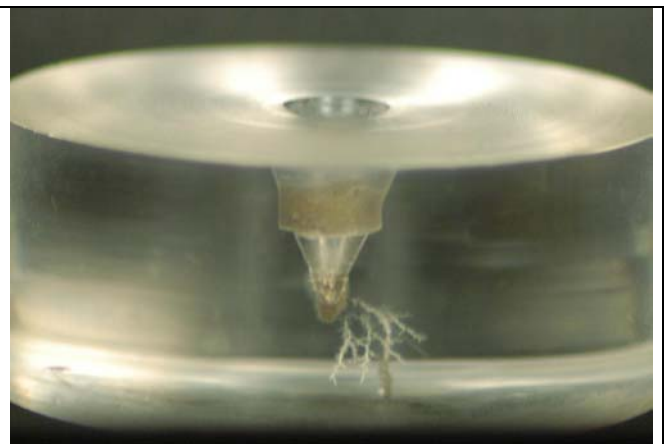
Εικόνα 37

Πίνακας 6 Δυο φωτογραφίες από το δείγμα PMMA-Γ. Έχουν ληφθεί από ελαφρώς διαφορετικές γωνίες με τη δεύτερη να παρουσιάζει καλύτερη ευκρίνεια.

Στις εικόνες 38 και 39 έχουμε το δείγμα PMMA-Δ το οποίο παρουσιάζει την πιο πυκνή δενδριτική δομή σε σχέση με τα τρία δείγματα. Ένα κεντρικό κανάλι είναι ευδιάκριτο με τη διαφορά σε σχέση με τα προηγούμενα δυο δείγματα ότι έχει μικρότερες διαστάσεις (μικρότερη ακτίνα) και δεν είναι ευθύγραμμο αλλά παρουσιάζει μια μικρή καμπύλωση. Γύρω από αυτό αναπτύσσεται ένα έντονο δίκτυο μικρότερων δενδριτών που ακολουθεί ουσιαστικά τη διαδρομή του κεντρικού καναλιού.



Εικόνα 38



Εικόνα 39

Πίνακας 7 Δυο φωτογραφίες από το δείγμα PMMA-Δ. Ιδιαίτερα στην φωτογραφία 39 που έχει ληφθεί από διαφορετική γωνία σε σχέση με την φωτογραφία 38 το πλέγμα των δενδριτικών διακλαδώσεων είναι εντυπωσιακό.

Για την μελέτη των πεδιακών εντάσεων στην άκρη της ακίδας του αιχμηρού ηλεκτροδίου θα χρησιμοποιηθεί ο κατάλληλος τύπος οπότε τα δεδομένα και οι υπολογισμοί ομαδοποιούνται στον παρακάτω πίνακα. Η ακτίνα καμπυλότητας του ηλεκτροδίου είναι $r=0,36$ mm, η εφαρμοζόμενη τάση είναι 15 kV rms και στην τελευταία στήλη υπολογίζεται με τον τύπο του Mason το μέγιστο πεδίο από την άκρη της ακίδας.

| ΔΕΙΓΜΑ | ΑΠΟΣΤΑΣΗ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΔΙΩΝ s (mm) | ΥΨΟΣ ΔΕΙΓΜΑΤΟΣ (mm) | ΜΕΣΟ ΠΕΔΙΟ (kV/mm) | ΜΕΓΙΣΤΟ ΠΕΔΙΟ (kV/mm) |
|--------|---|------------------------|-----------------------|--------------------------|
| PMMA-B | 7,65 | 52,4 | 1,96 | 18,7 |
| PMMA-Γ | 8,4 | 51,2 | 1,78 | 18,34 |
| PMMA-Δ | 7,6 | 20,1 | 1,97 | 18,7 |

Πίνακας 8

Η μορφή των δενδριτών στα δείγματα που έχουν παρουσιαστεί σε αυτήν την ενότητα παρουσιάζει ποιοτική ομοιότητα με την μορφή των δενδριτών που έχουν προσομοιωθεί και έχουν παρουσιαστεί στο τρίτο κεφάλαιο της διατριβής. Η ύπαρξη πολλών διακλαδώσεων οι οποίες τείνουν να καλύψουν ολοένα και μεγαλύτερη επιφάνεια κινούμενες προς το αντίθετο επίπεδο ηλεκτρόδιο είναι ενδεικτική της παρουσίας μικρής ποσότητας φορτίων χώρου τα οποία έχουν εγχυθεί στο εσωτερικό του υλικού λόγω της τέλει εφαρμογής μεταξύ του ηλεκτροδίου και της επιφάνειας του μονωτικού.

Η πλήρης εφαρμογή της πλευρικής επιφάνειας του ηλεκτροδίου με το υπόλοιπο μονωτικό είχε επιτευχθεί και στις προηγούμενες ανεπιτυχείς προσπάθειες αλλά το θεμελιώδες στοιχείο των πειραματικών προσπαθειών είναι η άκρη της ακίδας. Η πολύ καλή επαφή της άκρης του ηλεκτροδίου εμφανίζει δυο πλεονεκτήματα απέναντι σε οποιαδήποτε άλλη προσπάθεια. Το πρώτο είναι η μεγάλη τιμή του ηλεκτρικού πεδίου που μπορεί να επιτευχθεί (μέσω της ακτίνας καμπυλότητας). Το δεύτερο πλεονέκτημα που υπάρχει είναι η έγχυση των φορτίων χώρου ως πρόδρομο φαινόμενο της εμφάνισης των ηλεκτρικών δενδριτών. Η έγχυση αυτή μπορεί να γίνει από σημεία υψηλού ηλεκτρικού πεδίου και τέλει επαφής κάτι που επετεύχθη τελικά στο εργαστήριο.

4.8. ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ

4.8.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Ο σχηματισμός φορτίων χώρου σε διάφορα τμήματα ενός διηλεκτρικού μετά από εφαρμογή τάσης είναι μια ιδιαίτερης σημασίας παράμετρος η οποία δεν συναντάται μόνο σε συνδυασμό με την εμφάνιση του ηλεκτρικού δένδριτη αλλά έχει και μια αυτόνομη παρουσία στην μελέτη ηλεκτρικών πεδίων. Τα φορτία χώρου, όπως έχει καταγραφεί και στο πρώτο κεφάλαιο, αλλοιώνουν και τροποποιούν το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό του διηλεκτρικού υλικού.

Η παραπάνω παρατήρηση για την ύπαρξη φορτίων χώρου και ανεξάρτητα από την ύπαρξη ηλεκτρικού δένδριτη είναι σε απόλυτη συμφωνία με τις προσομοιώσεις που έχουν πραγματοποιηθεί τόσο από πλευράς υλικού όσο και από πλευράς εφαρμοζόμενης τάσης και αναπτυσσόμενης πυκνότητας φορτίων χώρου. Η χρονική εξέλιξη του φαινομένου και η θερμοκρασία, εκτός των άλλων, δεν έχουν ακόμα υπεισέλθει στο προτεινόμενο μοντέλο της παρούσας εργασίας.

Η ενασχόληση και οι προσπάθειες συσχέτισης των ηλεκτρικών δενδριτών με τα φορτία χώρου μπορούν να ιχνηλατηθούν σε διάφορες σημαντικές εργασίες του παρελθόντος. Μεταξύ άλλων ο Mason [47] πρότεινε ότι η διαφορά μεταξύ θετικού και αρνητικού πεδίου διάσπασης (negative positive breakdown strength), οφείλεται στη διαφορά του τρόπου με τον οποίο αποκτούν ενεργειακά την μόνιμη κατάστασή τους τα αντίστοιχα φορτία χώρου κοντά στην ακίδα, στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού.

Μετά τον Mason, ο Kosaki [48], διατύπωσε την άποψη ότι τα ηλεκτρόνια, δηλαδή τα αρνητικά φορτία εισχωρούν πιο εύκολα στο υλικό σε σχέση με τα θετικά φορτία. Στη συνέχεια ο

Noto et al [49], εκτελώντας πειράματα με κρουστικές τάσεις οι οποίες είχαν χρόνο ανόδου από 1 έως 100 μsec , πρότεινε ότι τα φορτία χώρου είτε μπορούν και εισχωρούν είτε μπορούν και διατηρούνται στο εσωτερικό του υλικού μόνο στην περίπτωση που η κρουστική τάση έχει χρόνο ανόδου μεγαλύτερο από 30 μsec . Οι διαφορές μεταξύ δενδριτών που έχουν παραχθεί με θετικές και αρνητικές κρουστικές τάσεις δεν πρέπει να αποδοθούν στα φορτία χώρου αλλά στις θετικές και στις αρνητικές στοιβάδες (προερχόμενες από κρουστικές τάσεις) που σχηματίζονται στο εσωτερικό των καναλιών.

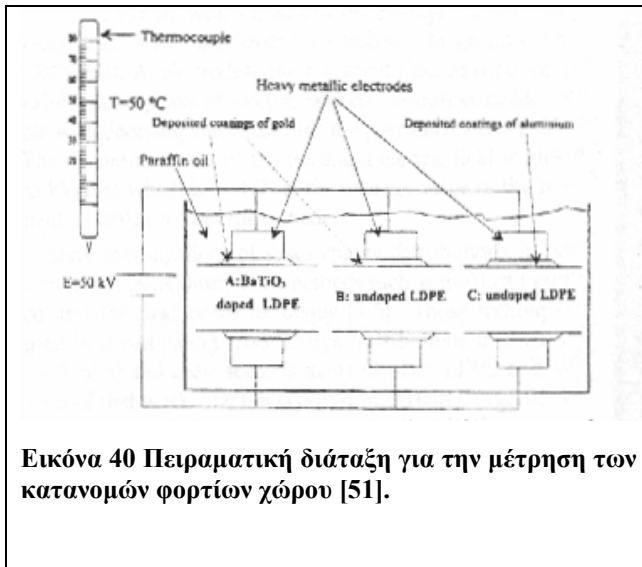
Θα πρέπει επίσης να σημειωθεί ότι φορτία χώρου αναπτύσσονται και γύρω από υδάτινους δενδρίτες μετά από πρόσφατες πειραματικές αναφορές [50]. Το γεγονός αυτό με τη σειρά του δημιουργεί τις κατάλληλες προϋποθέσεις για περαιτέρω διερεύνηση των ηλεκτρικών ιδιοτήτων των εν λόγω δενδριτών.

4.8.2. ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ

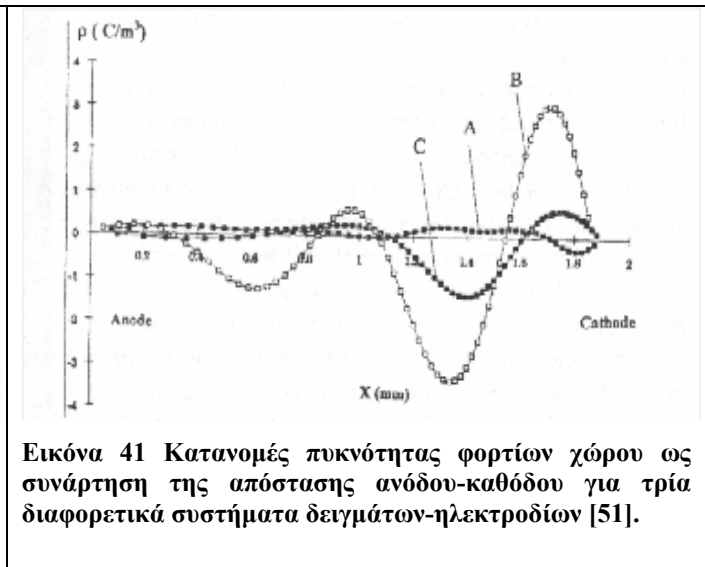
Στην [51] έχει μελετηθεί και έχει καταμετρηθεί πυκνότητα φορτίων χώρου για LDPE σε τρία δείγματα το ένα εκ των οποίων έχει πρόσμιξη 5% BaTiO_3 . Στο δείγμα με την πρόσμιξη έχει εφαρμοστεί τάση μέσω ηλεκτροδίου χρυσού ενώ στα άλλα δυο, ελεύθερα από προσμίξεις δείγματα έχει εφαρμοστεί τάση μέσω ηλεκτροδίου χρυσού και αλουμινίου αντίστοιχα.

Παρακάτω στις εικόνες 40 και 41 εικονίζονται η πειραματική διάταξη αλλά και τα αποτελέσματα της μέτρησης των φορτίων χώρου μέσω της μη επεμβατικής θερμικής βηματικής μεθόδου (thermal step method). Και στα τρία δείγματα έχει εφαρμοστεί μέσο συνεχές πεδίο περίπου 28 kV/mm στους 50 βαθμούς Κελσίου. Ο χρόνος εφαρμογής της τάσης ήταν 72 ώρες και τα δείγματα είναι δίσκοι με πάχος 1,9 mm και 170 mm διάμετρο. Η όλη διάταξη περιβάλλεται από λάδι παραφίνης ώστε να αποφευχθούν οι εξωτερικές υπερπηδήσεις.

Στη συνέχεια καταγράφονται τα δεδομένα των ρευμάτων και των φορτίων χώρου μέσω της θερμικής βηματικής μεθόδου. Τα αποτελέσματα εικονίζονται στη δεξιά εικόνα. Για την περίπτωση του δείγματος με την προσθήκη του οξειδίου παρατηρούμε ότι γύρω από την κάθοδο έχουμε πολύ μικρή πυκνότητα φορτίων ίδιου προσήμου (αρνητική κάθοδος αρνητική πυκνότητα φορτίων χώρου), η οποία στη συνέχεια ακολουθείται από μια θετική πυκνότητα φορτίων. Αυτή η κατανομή φθίνει καθώς πλησιάζουμε προς την άνοδο (ΟΜΑΔΑ Α). Παρατηρούμε ότι η μέγιστη τιμή για την πυκνότητα φορτίων χώρου βρίσκεται σε απόσταση 0,2 mm από την κάθοδο και προσδιορίζεται στα 0,4 C/m³. Για την περίπτωση του ελεύθερου LDPE με ηλεκτρόδια από χρυσό (ΟΜΑΔΑ Β), η συγκέντρωση φορτίων χώρου είναι αντίθετης πολικότητας κοντά στην κάθοδο (heterocharges) ακολουθούμενη από στρώσεις αρνητικού, θετικού, αρνητικού και θετικού φορτίου. Η μέγιστη τιμή για την πυκνότητα είναι 3,5 C/m³ σε απόσταση 0,65 mm από την κάθοδο.



Εικόνα 40 Πειραματική διάταξη για την μέτρηση των κατανομών φορτίων χώρου [51].



Εικόνα 41 Κατανομές πυκνότητας φορτίων χώρου ως συνάρτηση της απόστασης ανόδου-καθόδου για τρία διαφορετικά συστήματα δειγμάτων-ηλεκτροδίων [51].

Τέλος για την περίπτωση του ελευθέρου από προσμίξεις (undoped) LDPE (ΟΜΑΔΑ Γ), παρατηρείται θετική πυκνότητα κοντά στην κάθοδο ακολουθούμενη με τη σειρά της από αρνητική και στη συνέχεια θετική πυκνότητα φορτίων χώρου (η τελευταία φυσικά όπως φαίνεται και από το σχήμα βρίσκεται κοντά στην άνοδο). Η μέγιστη τιμή βρίσκεται στα 0,6 mm με $1,5 \text{ C/m}^3$.

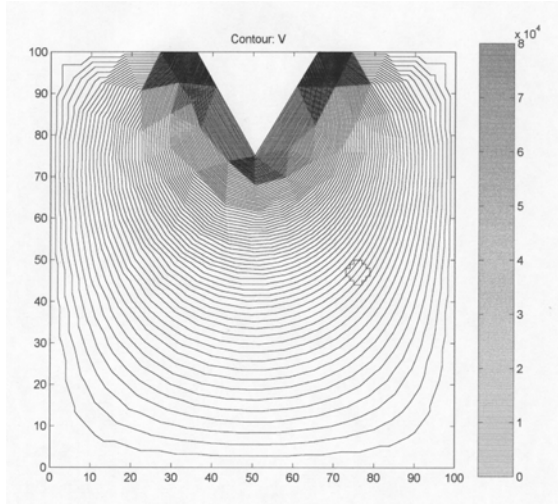
Παρόμοιες κατανομές φορτίων χώρου, έχουν υπολογιστεί σε ένα μεγάλο πλήθος εργασιών. Ενδεικτικά θα αναφερθούν μερικές από αυτές, καθώς οι περισσότερες από αυτές καταλήγουν σε ίδιας περίπου μορφής γραφικές παραστάσεις. Στην [52], υπολογίζεται μεταξύ άλλων, η πυκνότητα των φορτίων χώρου στο εσωτερικό ομοαξονικού καλωδίου με παραμέτρους τη διάρκεια εφαρμογής της τάσης, την αναστροφή της πολικότητας, την χρονική διάρκεια μετά το βραχυκύκλωμα, την άνοδο της θερμοκρασίας κ.ά.

Ένα παράδειγμα κατανομών φορτίων χώρου σε μονωτικό σύστημα αποτελούμενο από τρία στρώματα (triple laminated), έχει υπολογιστεί και καταγραφεί στην [53]. Στην εργασία αυτή περιγράφεται η επίδραση των διαφόρων προσμίξεων και ριζών στο εσωτερικό μονωτικών υλικών πάνω στα φορτία χώρου και στην πυκνότητα ρεύματος.

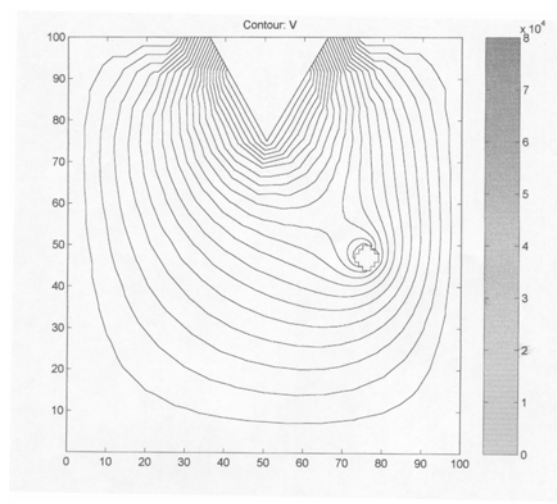
Οι παραπάνω αναφορές επιβεβαιώνουν όλες τις προσομοιώσεις στις οποίες έχει υποτεθεί ότι υπάρχει συγκεκριμένη τιμή φορτίων χώρου. Σε πολλές από αυτές έχουν χρησιμοποιηθεί τιμές 1 C/m^3 αλλά και 4 C/m^3 ενώ σε ακραίες περιπτώσεις έχουμε φτάσει στα 400 C/m^3 . Οι μικρές τιμές έχουν χρησιμοποιηθεί για συνθηκικές συνθήκες τύπου Dirichlet και Neumann ενώ οι μεγάλες μόνο για την περίπτωση συνθηκών τύπου Dirichlet. Το γεγονός είναι ότι κάτω από ορισμένες προϋποθέσεις φορτία χώρου μπορεί να υπάρχουν σε ένα υλικό χωρίς αυτά να συνδέονται πάντα με έναυση δενδρίτη. Βέβαια οι δυνατότητες του PDE Toolbox περιορίζονται στην ύπαρξη μιας σταθερής πυκνότητας φορτίων στο διηλεκτρικό και όχι των εναλλαγών που παρατηρούμε πειραματικά. Κοντά όμως στην περιοχή της ακίδας μπορεί να υπάρχει είτε το ένα είτε το άλλο είδος φορτίων. Τοπικά το ηλεκτρικό πεδίο που είναι και το μέγεθος που μας ενδιαφέρει επηρεάζεται από τα φορτία της γύρω περιοχής. Ταυτόχρονα δε, τα φορτία χώρου μπορεί (και πρέπει) να υπάρχουν σε ένα υλικό ταυτόχρονα με την ύπαρξη ξένων σωματιδίων. Στο ίδιο ακριβώς πλαίσιο εντάσσονται οι δημοσιεύσεις [21], [54] – [55]. Στις εν λόγω δημοσιεύσεις και στα αντίστοιχα συνέδρια μελετήθηκε με προσεγγιστικό τρόπο το φαινόμενο της διάδοσης των ηλεκτρικών δενδριτών με παραμέτρους στη διάταξη την πυκνότητα των φορτίων χώρου και την ύπαρξη σωματιδίων είτε αγώγιμων είτε μονωτικών. Το προκύπτον μέσο πεδίο ήταν 26 kV/mm πολύ κοντά δηλαδή στο DC πεδίο της προαναφερθείσας πειραματικής μέτρησης. Στις παρακάτω τέσσερις εικόνες παρατηρούμε τις ισοδυναμικές γραμμές για δυο πυκνότητες φορτίων χώρου (αρνητικών και θετικών) και για την περίπτωση απουσίας των φορτίων χώρου (εικόνες 42,

4^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ- ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΑΙ ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ

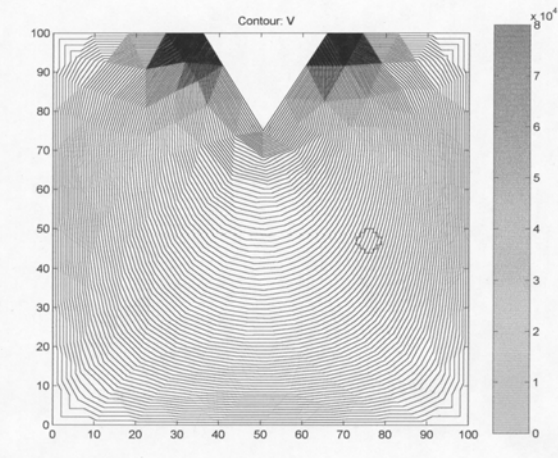
44, 45) και χωρίς την επίδραση του σωματιδίου. Στην εικόνα 43 παρατηρούμε τις ίδιες γραμμές με την επίδραση του μονωτικού σωματιδίου.



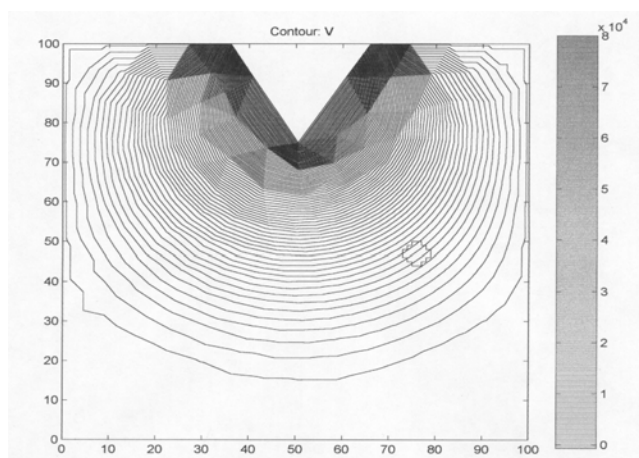
Εικόνα 42 Ισοδυναμικές γραμμές χωρίς την επίδραση του σωματιδίου σε διάταξη ακίδας-πλάκας. Εφαρμοζόμενη τάση 80 kV απουσία φορτίων χώρου.



Εικόνα 43 Ισοδυναμικές γραμμές με την επίδραση της διαχωριστικής επιφάνειας του μονωτικού σωματιδίου. Εφαρμοζόμενη τάση 80 kV απουσία φορτίων χώρου.

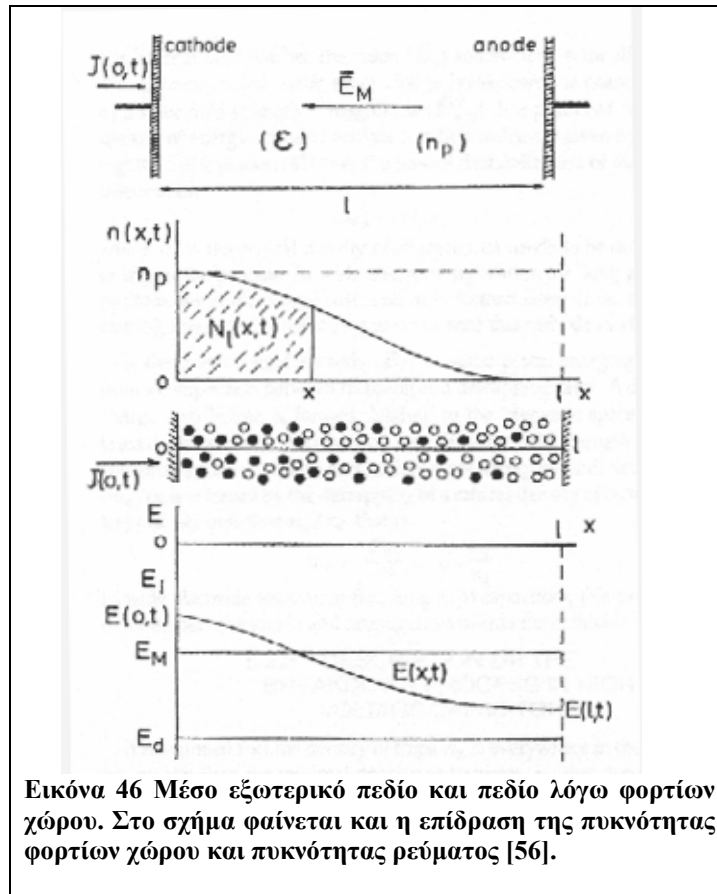


Εικόνα 44 Ισοδυναμικές γραμμές χωρίς την επίδραση του σωματιδίου σε διάταξη ακίδας-πλάκας. Εφαρμοζόμενη τάση 80 kV παρουσία φορτίων χώρου πυκνότητας 100 C/m^3 .



Εικόνα 45 Ισοδυναμικές γραμμές χωρίς την επίδραση του σωματιδίου σε διάταξη ακίδας-πλάκας. Εφαρμοζόμενη τάση 80 kV παρουσία φορτίων χώρου πυκνότητας -30 C/m^3 .

Μια προσέγγιση των κατανομών φορτίων χώρου από πλευράς Φυσικής Στερεάς Κατάστασης έχει γίνει στην [56]. Εκτός των υπολοίπων, για την μελέτη της διάχυσης και της παγίδευσης των φορτίων στο εσωτερικό διηλεκτρικών, έχει υποτεθεί πυκνωτής με διηλεκτρικό διηλεκτρικής σταθεράς ϵ στο εσωτερικό του. Το διηλεκτρικό στο ενεργειακό του διάγραμμα περιέχει μια σειρά από παγίδες n_p με ομοιόμορφη πυκνότητα. Επίσης γίνεται η υπόθεση ότι η κατανομή των φορτίων οφείλεται στην ροή ηλεκτρονίων $q \cdot J(0, r)$ από την κάθοδο προς το μέσο. Μετά την εφαρμογή ενός στατικού πεδίου E_M για χρονική διάρκεια t , η πυκνότητα των φορτίων χώρου σε απόσταση x από την άνοδο είναι $q \cdot n(x, t)$. Το συνολικό φορτίο σε απόσταση από 0 έως x από την άνοδο είναι $q \cdot N(x, t)$ ενώ η πυκνότητα ρεύματος (ροή) στο σημείο x την χρονική στιγμή t είναι $q \cdot J(x, t)$.



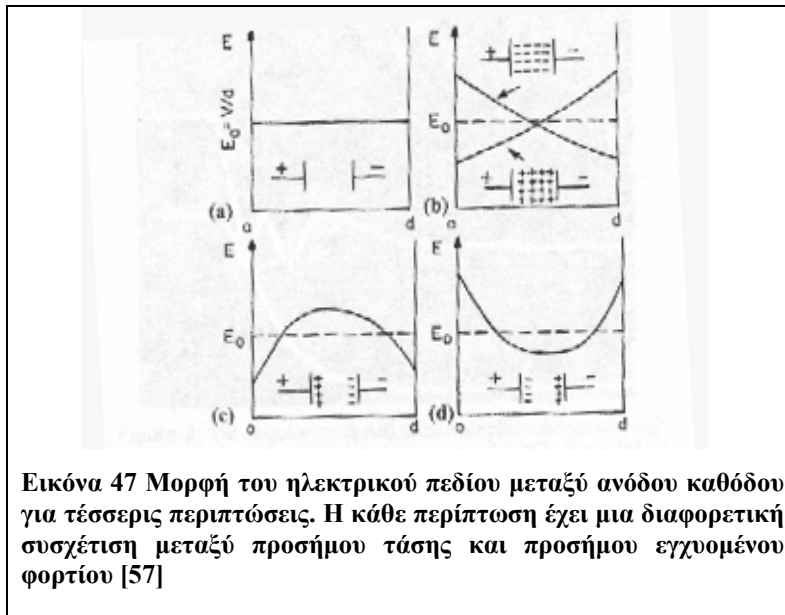
Έτσι το συνολικό πεδίο το οποίο προκύπτει μετά την παγίδευση των φορτίων χώρου είναι το μέσο πεδίο σε συνδυασμό με το πεδίο που δημιουργούν τα φορτία χώρου.

$$E(x, t) = E_M + E_{sc}(x, t) \quad \text{Εξίσωση 3}$$

Στο ίδιο αποτέλεσμα κατέληξε και η προσέγγιση των φορτίων χώρου στο μοντέλο DIMET αφού το τελικό πεδίο επηρεάζεται από συγκεκριμένες τιμές πυκνότητας φορτίων χώρου. Το τελικό δηλαδή ηλεκτρικό πεδίο στα σημεία που ενδιαφέρουν την προσομοίωση δεν μπορεί να μην λάβει υπ' όψιν του τα θετικά ή τα αρνητικά φορτία που είναι παγιδευμένα στο εσωτερικό του υλικού.

Μια διαφορετική οπτική στο θέμα των κατανομών των φορτίων χώρου δόθηκε στην [57]. Οι φορείς στο εσωτερικό του υλικού μπορεί να προέρχονται είτε από έγχυση φορτίων από ηλεκτρόδιο είτε από διέγερση φορέων αγωγιμότητας μέσα στο ίδιο το υλικό. Στο παρακάτω σχήμα 47 εικονίζονται οι τέσσερις περιπτώσεις έγχυσης και ο τρόπος που αυτές επηρεάζουν το ηλεκτρικό πεδίο στο υλικό.

- Στην πρώτη περίπτωση δεν υπάρχει έγχυση φορτίων χώρου οπότε και το ηλεκτρικό πεδίο είναι ομοιογενές.
- Στη δεύτερη περίπτωση υπάρχει έγχυση φορτίων είτε θετικών είτε αρνητικών οπότε και το ηλεκτρικό πεδίο παρουσιάζει μέγιστο κοντά στην περιοχή του ηλεκτροδίου απ' όπου δεν εγχύονται φορτία. Αυτή η αύξηση οδηγεί στο αποτέλεσμα η διάσπαση να γίνεται σε μικρότερες εφαρμοζόμενες τάσεις.



- Στην τρίτη περίπτωση θετικό φορτίο εγχύεται από την άνοδο και αρνητικό φορτίο εγχύεται από την κάθοδο. Όπως φαίνεται και στο τρίτο σχήμα αυτή η έγχυση οδηγεί στην μείωση του ηλεκτρικού πεδίου κοντά στα δυο ηλεκτρόδια και σε αύξηση στο μέσο περίπου της απόστασης μεταξύ των ηλεκτροδίων. Όπως έχει αποδειχτεί στην παρούσα εργασία αλλά και στις ανάλογες δημοσιευμένες εργασίες κάτι τέτοιο είναι πλήρως δικαιολογημένο λόγω της αύξησης των τιμών του δυναμικού μπροστά από τα δυο ηλεκτρόδια που έχει ως αποτέλεσμα την μείωση του ηλεκτρικού πεδίου.
- Μια ξαφνική εναλλαγή της εφαρμοζόμενης τάσης δεν οδηγεί και σε απευθείας εναλλαγή των παγιδευμένων φορτίων. Ιδιαίτερα για τους θετικούς φορείς η κίνηση είναι ιδιαίτερα αργή. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την ύπαρξη ιδιαίτερων χαμηλών τιμών δυναμικού (αντιθέτου προσήμου) μπροστά από κάθε ηλεκτρόδιο. Έτσι το ηλεκτρικό πεδίο είναι ιδιαίτερα ενισχυμένο μπροστά στα ηλεκτρόδια και μειωμένο στο κέντρο του υλικού. Η κατανομή του ηλεκτρικού πεδίου φαίνεται στην τέταρτη εικόνα. Ένας δενδρίτης που θα μπορούσε να ξεκινήσει από την άκρη του ηλεκτροδίου έχει ήδη ονομαστεί δενδρίτης αντιστροφής πολικότητας.

4.9. ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΤΕΤΑΡΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

1. L.A. Dissado, J.C. Fothergill– Electrical Degradation and Breakdown in Polymers – Peter Peregrinus, 1992.
2. H. Kawamura, M. Nawata – DC Electrical Treeing Phenomena and Space Charge – IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5 no. 5, 1998, pp. 741-747.
3. Y. Sekii- Initiation and Growth of Electrical Trees in LDPE Generated by Impulse Voltage- IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5, no. 5, 1998, pp. 748- 753.
4. K. C. Kao, De Min Tu – Formation of Electrical Treeing in Polyethylene – Conference on Electr. Insulation and Diel. Phenomena, October 17-21, 1982, Amherst, MA, pp. 598-603.

5. D.B. Watson, P.C. Morrin – Initial Tree Growth in PMMA – IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol. EI-15 no. 5, 1980, pp.394-397.
6. D.B. Watson, W. Heyes, K.C. Kao, J.C. Calderwood – Some Aspects of Dielectric Breakdown in Solids – IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol. EI-1 no. 2, 1965, pp. 30-37.
7. J.H. Mason –Assessing the Resistance of Polymers to Electrical Treeing – IEE Proc. Vol. 128 pt. A no. 3, April 1981, pp. 193-201.
8. M. Fujii, M. Watanabe, I. Kitani, K. Arie, K. Yoshino - Fractal character of DC trees in PMMA, IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol. 26, no. 6, 1991, pp. 1159-1162.
9. C. Laurent, C. Mayoux, A. Sergent – Electrical Breakdown due to Discharges in Different Types of Insulation – IEEE Trans. on Electrical Insulation, vol. EI-16 no. 1, Feb. 1981 , pp. 52-58.
10. J.V. Champion, S.J. Dodd – The Effect of Voltage and Material Age on the Electrical Tree Growth and Breakdown Characteristics of Epoxy Resins – J. Phys. D: Appl. Phys. 28 , 1995, pp. 398-407.
11. K. Wu, Y. Suzuoki, T. Mizutani, H. Xie – Model for Partial Discharges Associated with Treeing Breakdown: II. Tree Growth Affected by PDs – J. Phys. D: Appl. Phys. 33, 2000, pp. 1202-1208.
12. E.J. McMahon-A Tree Growth Inhibiting Insulation for Power Cable- IEEE Trans. on Electrical Insulation, EI-16, no. 4, 1981, pp. 304-318.
13. N. Yoshimura, S. Fujita , F. Noto – Comparison of Single and Double Needle Tests for Evaluation of Resistance to Treeing Breakdown – IEEE Trans. on Electrical Insulation EI-18 no 1, Feb. 1983 , pp. 42-47.
14. J.V. Champion, S.J. Dodd, G.C. Stevens - Analysis and Modeling of Electrical Tree Growth in Synthetic Resins over a Wide Range of Stressing Voltages - J. Phys. D: Appl. Phys. 27, 1994, pp. 1020-1030.
15. E.J. McMahon, J.R. Perkins - Evaluation of Polyolefin High-Voltage Insulating Compounds; Dendrite Formation under Highly Divergent Fields- IEEE Trans. Power Apparatus System PAS-83, Dec. 1964, pp. 1253-1260.
16. Eichhorn- Effect of Moisture on Needle Testing of Polyethylene- Proc. Conf. on Electr. Insulation and Dielectric Phenomena, CEIDP, 1972, pp.289-298.
17. F.H. Kreuger: Industrial High Voltage. Eds. Delft University Press, 1991.
18. C.L. Wadhwa – High Voltage Engineering – New Age Ltd. Publishers, 1994.
19. M.S. Naidu, V. Kamaraju – High Voltage Engineering – Tata McGraw-Hill, Publishing Company Ltd, 1995.
20. M. Lakner, J. Rhyner, D. Sologuren - Effect of Small Metal Particles on Ageing of Epoxy Insulation – Proc. IEEE Int. Symp. Electr. Insulation, 1997, pp. 477-480.
21. G.E. Vardakis- M.G. Danikas - Simulation of Electrical Tree Propagation Using Cellular Automata: The Case of Conducting Particle Included in a Dielectric in Point-Plane Electrode Arrangement - Journal of Electrostatics 63, 2005, pp. 129-142.

22. T. Hibma, H.R. Zeller - Direct Measurement of Space Charge Injection from a Needle Electrode into Dielectrics - *Journal of Applied Physics* 59 (5), 1985, pp. 1614-1620.
23. H.R. Zeller, W.R. Schneider - Electrofracture Mechanics of Dielectric Aging - *Journal of Applied Physics* 56(2), 1984, pp. 455-459.
24. A. Ishibashi, T. Kawai, S. Nakagawa, H. Muto, S. Katakai, K. Hirotsu, T. Nakatsuka - A Study of Treeing Phenomena in the Development of Insulation for 500 kV XLPE Cables- *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation* vol. 5 no. 5, 1998, pp. 695-706.
25. G. Bahder, T.W. Dakin, J.H. Lawson – Analysis of Treeing Type Breakdown – *CIGRE Paper* 15-05, 1974.
26. K. Honda, A. Ohsawa, N. Toyokura - Breakdown in Silicon Oxides-Correlation with Cu Precipitates- *Appl. Phys. Letters* 45 (3), 1985, pp. 270-271.
27. K. Honda, A. Ohsawa, N. Toyokura - Breakdown in Silicon Oxides-Correlation with Fe Precipitates- *Appl. Phys. Letters* 46(6), 1985, pp.582-584
28. J. Svahn, S.M. Gubanski – Influence of Metal Inclusions on AC Breakdown Strength in EDPM - *IEEE Intern. Conf. on Conduction and Breakdown in Solid Dielectrics*, Sweden, 22-25 June 1998, pp. 498-501.
29. S. Rasikawan , N. Shimizu – Effect of Additives on Treeing Initiation as a Function of Oxygen Concentration in Polyethylene – *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, vol. 27 no. 6, 1992, pp.1089-1094.
30. C. Laurent, E. Kay, N. Souag – Dielectric Breakdown of Polymer Films Containing Metal Clusters– *J. Appl. Physics* 64 (1), 1988, pp. 336-343.
31. Y. Inuishi –Effect of Space Charge and Structure on Breakdown of Liquids and Solids – *Ann. Ref. Conf. Electr. Insul. and Diel. Phenomena – Amherst, MA USA*, 17-21 Oct. 1982, pp. 328-338.
32. R.S. Gorur, E.A. Cherney, R. Hackam – Performance of Polymeric Insulating Materials in Salt-Fog – *IEEE Trans. on Power Delivery*, vol. PWRD-2 no. 2, April 1987, pp. 486-492.
33. S. Wang, M. Fujita, G. Tanimoto, F. Aida, Y. Fujiwara – Decreasing Space Charge Accumulation in Polyethylene with an Inorganic Filler – *Journal of Electrostatics* 42, 1997, pp. 219-225.
34. R.C. Lever, B. T. Mackenzie, N. Singh - Influence of Inorganic Fillers on the Voltage Endurance of Solid Dielectric Power Cables - *IEEE Power Eng. Soc. (PES) Winter Meeting*, New York, USA, Jan. 28-Feb. 2 1973, pp. 1169-1173.
35. M.G. Danikas, G. Adamidis – Partial Discharges in Epoxy Resin Voids and the interpretational Possibilities and Limitations of Pedersen’s Model – *Electr. Engineering* 80, 1997, pp. 105-110.
36. H.R. Zeller - Breakdown and Prebreakdown Phenomena in Solid Dielectrics - *IEEE Trans. on Electrical Insulation*, EI-22, no. 2, 1987, pp. 115-122.
37. N. Shimizu, C. Laurent – Electrical Tree Initiation- *IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 5 no. 5 , 1998, pp. 651-659.

38. Y. Shibuya, S. Zoledziorski, J.H. Calderwood - Void Formation and Electrical Breakdown in Epoxy Resin –IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-96, no. 1, 1977, pp. 198-206.
39. L. Niemeyer, L. Pietronero, H.J. Wiesmann - Fractal Dimension of Dielectric Breakdown - Phys. Rev. Lett. vol. 52, 1984, pp. 1033-1036.
40. K. Kudo – Fractal Analysis of Electrical Trees - IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5 no. 5 , 1998, pp. 713- 727.
41. R. Sarathi – Stochastic Modelling and Characterisation of Electrical Trees – Solid State Communications, vol. 97 no. 7, 1996, pp. 617-621.
42. J.M. Cooper, G.C. Stevens – The Influence of Physical Properties on Electrical Treeing in a Cross-Linked Synthetic Resin – J. Phys. D: Appl. Phys. 23, 1990, pp. 1528-1535.
43. Y. Ehara, M. Naoe, K. Urano, H. Kishida, M. Matsuyama, T. Ito – Fractal Analysis of the Treeing Process From Luminous Discharge Image and Measurement of Discharge Magnitude- IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5 no. 5, 1998, pp. 728-733.
44. J.V. Champion, S.J. Dodd- The Effect of Voltage and Material Age on the Electrical Tree Growth and Breakdown Characteristics of Epoxy Resins- J. Phys. D: Appl. Phys. 28, 1995, pp. 398-407.
45. E. Watanabe, T. Moriya, M. Yoshizawa - Ultrasonic Visualization Method of Electrical Trees in Organic Insulating Materials – IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation , vol. 5 no. 5, 1998, pp.767-773.
46. H. Matsuba- Treeing in Inorganic Insulating Materials – Electrical Engineering in Japan, vol. 89, no. 5, 1969 , pp. 96-105.
47. J.H Mason - Breakdown of Solids Dielectrics in Divergent Fields - Proc. IEE 102C, 1955, pp.254-263.
48. M. Kosaki, N. Shimizu, K. Horn - Treeing of Polyethylene At 77 K – IEEE Trans. on Electrical Insulation , vol. 12 no. 1, 1977, pp. 40-45.
49. F. Noto - Tree Initiation in Polyethylene by Application of DC and Impulse Voltage- IEEE Trans. on Electrical Insulation 12, 1977, pp. 26-34.
50. Y. Okhi, Y. Ebinuma, S. Katakai – Space Charge Formation in Water-Treed Insulation – IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5 no. 5, Oct. 1998, pp.707-712.
51. M.S Khalil, A. Cherifi, A. Toureille, J.P. Reboul - Influence of BaTiO₃ Additive and Electrode Material on Space Charge Formation in Polyethylene - IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 3, no. 6, 1996, pp. 743-747.
52. X. Wang, Tu D., Tanaka Y., Muronaka T., Takada T., Shinoda C., Hashizumi T. - Space Charge in XLPE Power Cable under DC Electrical Stress and Heat Treatment. IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 2 no. 3, 1995, pp. 467-474.
53. S.H. Lee, J. K. Park, C.R. Lee, K.S. Suh – The Effect of Low-Molecular-weight Species on Space Charge and Conduction in LDPE – IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 4 no. 4 August 1997, pp. 425-432.

54. M.G. Danikas, G.E. Vardakis - Propagation of Electrical Trees in Solid Dielectrics Containing Conducting Particles by Using Cellular Automata - Joint Congress XVITH EMFM&MM'02, Bratislava 11-13 September 2002, pp. 33-36.
55. G.E. Vardakis, M.G. Danikas -Simulation of Tree Propagation (by Using Cellular Automata) in Polyethylene Including Insulating Particles: The Effect of Space Charges - Medpower 2002, 4-6 November 2002, Athens.
56. G. Blaise, W.J Serjeant- Space Charge in Dielectrics Energy Storage and Transfer Dynamics from Atomistic to Macroscopic Scale - IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5, no. 5, 1998, pp. 779-808.
57. M. Zahn – Optical, Electrical and Electromechanical Measurement Methodologies of Field, Charge and Polarization in Dielectrics - IEEE Trans. on Dielectrics and Electrical Insulation, vol. 5, no. 5, 1998, pp. 627-650.

4.10. ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΤΕΤΑΡΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ

| | |
|---|------------|
| ΚΕΦΑΛΑΙΟ ΤΕΤΑΡΤΟ..... | 143 |
| ΠΟΙΟΤΙΚΗ ΚΑΙ ΠΟΣΟΤΙΚΗ ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ..... | 143 |
| 4.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ | 143 |
| 4.2. ΟΡΙΣΜΟΙ ΜΕΓΕΘΩΝ- ΣΧΕΣΗ ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΗΣ ΚΑΙ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΤΑΣΗΣ..... | 143 |
| 4.2.1. ΟΜΟΙΟΤΗΤΕΣ ΚΑΙ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΜΕΤΑΞΥ ΔΕΝΔΡΙΤΩΝ ΣΤΙΣ AC, DC ΚΑΙ ΣΤΙΣ ΚΡΟΥΣΤΙΚΕΣ ΤΑΣΕΙΣ- ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΠΟΛΙΚΟΤΗΤΑΣ..... | 144 |
| 4.2.2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ..... | 147 |
| 4.2.3. ΕΝΑΛΛΑΣΣΟΜΕΝΑ ΠΕΔΙΑ..... | 147 |
| 4.2.4. ΣΥΝΕΧΗ ΠΕΔΙΑ..... | 149 |
| 4.3. ΡΟΛΟΣ ΤΩΝ ΕΓΚΕΚΛΕΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ..... | 149 |
| 4.3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 149 |
| 4.3.2. ΔΙΑΒΡΩΣΗ ΜΕ ΥΠΟΛΕΙΜΜΑΤΑ ΑΝΘΡΑΚΟΣ (TRACKING)..... | 150 |
| 4.3.3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΚΑΙ ΕΓΚΕΚΛΕΙΣΜΕΝΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ..... | 151 |
| 4.3.3.1. ΠΡΟΣΘΗΚΗ ΥΛΙΚΩΝ ΣΤΟ ΕΣΩΤΕΡΙΚΟ ΣΤΕΡΕΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ..... | 155 |
| 4.4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ ΦΑΙΝΟΜΕΝΩΝ ΔΙΑΣΠΑΣΗΣ ΚΑΙ ΑΕΡΙΩΝ ΚΟΙΛΟΤΗΤΩΝ..... | 155 |
| 4.5. ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΩΝ FRACTALS..... | 161 |
| 4.5.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 161 |
| 4.5.2. ΤΡΟΠΟΙ ΑΝΑΛΥΣΗΣ ΤΟΥ ΔΕΝΔΡΙΤΗ..... | 161 |
| 4.6. ΚΑΤΑΓΡΑΦΗ, ΜΕΣΩ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ, ΧΡΗΣΙΜΩΝ ΜΕΓΕΘΩΝ ΣΧΕΤΙΚΩΝ ΜΕ ΤΟΥΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥΣ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ..... | 162 |
| 4.7. ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΙ ΔΕΝΔΡΙΤΕΣ ΣΤΟ ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ Σ.Η.Ε. ΤΟΥ Δ.Π.Θ..... | 165 |
| 4.8. ΦΟΡΤΙΑ ΧΩΡΟΥ..... | 168 |
| 4.8.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ..... | 168 |
| 4.8.2. ΚΑΤΑΝΟΜΕΣ ΦΟΡΤΙΩΝ ΧΩΡΟΥ..... | 169 |
| 4.9. ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΤΕΤΑΡΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ..... | 173 |
| 4.10. ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ ΤΕΤΑΡΤΟΥ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ..... | 177 |

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΟΠΤΙΚΕΣ

Η διδακτορική διατριβή παρουσιάζει τα αποτελέσματα ερευνητικών προσπαθειών σχετικών με τη διάδοση των ηλεκτρικών δενδριτών. Οι ηλεκτρικοί δενδρίτες αποτελούν τον βασικό άξονα πάνω στον οποίο οικοδομείται η παρούσα εργασία. Το μεγαλύτερο μέρος της περιλαμβάνει την ερευνητική εργασία σχετικά με την προσομοίωση της διάδοσης των ηλεκτρικών δενδριτών μέσω των Κυψελιδωτών Αυτομάτων. Το πρόγραμμα προσομοίωσης και η μέθοδος που έχει ακολουθηθεί περιλαμβάνει την κατασκευή της εκάστοτε γεωμετρικής διάταξης για τη μελέτη των ηλεκτρικών δενδριτών αλλά και το πρόγραμμα επεξεργασίας των δεδομένων από την επίλυση είτε της εξίσωσης Laplace είτε της εξίσωσης Poisson.

Μια περαιτέρω βελτίωση του προγράμματος, το οποίο είναι m.file του MATLAB είναι ο καθορισμός της διάταξης, της επιθυμητής ανάλυσης και των οριακών συνθηκών αρχικά και στη συνέχεια, αν υπάρχουν οι κατάλληλες προϋποθέσεις η διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη ακόμα και μέχρι το απέναντι επίπεδο ηλεκτρόδιο. Η διαδικασία προσομοίωσης μέχρι τώρα περιελάμβανε τον αρχικό καθορισμό αλλά και τον βήμα προς βήμα καθορισμό των οριακών συνθηκών. Αυτό αποτέλεσε μειονέκτημα της προσομοίωσης από πλευράς χρόνου αφού ο δενδρίτης έπρεπε να διαδίδεται, να ελέγχεται και να εκτελεί το επόμενο βήμα με την βοήθεια του χρήστη. Η επικοινωνία του PDE Toolbox με το m.file που περιέχει τον αλγόριθμο με σκοπό την αυτόματη κίνηση του δενδρίτη θα πρέπει να περιλαμβάνει τις ακόλουθες περιπτώσεις:

- Αυτόματη έξοδο των καθολικών μεταβλητών (π.χ. p,e,t,u) στον workspace και αυτόματη επεξεργασία τους (ως μεταβλητές εισόδου) στο m.file.
- Επειδή η κατασκευή των νέων κελιών γίνεται ήδη αυτόματα, το πρόβλημα είναι ο καθορισμός των οριακών συνθηκών τόσο στις παλιές όσο και στις νέες επιφάνειες.
- Ενημέρωση του m.file για τα νέα κελιά που ανήκουν πλέον στο δενδρίτη και δεν ανήκουν φυσικά στο στερεό μονωτικό υλικό.
- Επανάληψη της διαδικασίας από την αρχή αν συντρέχουν φυσικά δυο λόγοι:
 - Δεν έχει φτάσει ο δενδρίτης στο απέναντι ηλεκτρόδιο
 - Το ηλεκτρικό πεδίο έστω προς μια κατεύθυνση είναι μεγαλύτερο από αυτό που έχει οριστεί ως κρίσιμη τιμή.

Στην παραπάνω βελτίωση και αυτοματοποίηση της διαδικασίας μπορούν επίσης να προστεθούν οι ακόλουθες περιπτώσεις για την αρχικό καθορισμό :

- Επιλογή σχήματος, θέσης και είδους ασυνέχειας (αέρια κοιλότητα, σχισμή, μονωτικό σωματίδιο, αγωγίμο σωματίδιο ή απλά προεξοχή)
- Επιλογή διάταξης (επίπεδα ηλεκτρόδια , ακίδα-πλάκα κτλ)
- Επιλογή ανάλυσης (100x100, 500x500 κ.ο.κ.)
- Επιλογή διαστάσεων υλικού και σχήματος ακίδας
- Καθορισμός φορτίων

Ως επέκταση των παραπάνω μπορούν να μελετηθούν, χάριν της ακρίβειας στους ηλεκτροστατικούς υπολογισμούς, σύνθετα μονωτικά συστήματα αποτελούμενα από δυο και πλέον υλικά ή μονωτικά υλικά που περιέχουν στο εσωτερικό τους παραπάνω από ένα και διαφορετικού είδους προσμίξεις. Όλα τα παραπάνω φυσικά, σε συνδυασμό με ένα περιβάλλον φιλικότερο προς τον χρήστη που θα του επιτρέπει να εξάγει συμπεράσματα, να εκτυπώνει αποτελέσματα και να τροποποιεί παραμέτρους. Τέλος, η μελέτη άλλων παραμέτρων και η εισαγωγή προς επεξεργασία και επίλυση νέων εξισώσεων που επηρεάζουν τη συμπεριφορά των ηλεκτρικών δενδριτών θα προήγαγε περισσότερο την επιστημονική έρευνα σε αυτό το πεδίο. Η θερμοκρασία για παράδειγμα και ο τρόπος που επηρεάζει το μονωτικό υλικό και την αγωγιμότητα θα ήταν μια επιπλέον χρήσιμη παράμετρος. Η

υγρασία, ο χρόνος (εμπειρικές εκτιμήσεις), οι μερικές εκκενώσεις είτε μέσα στα αγωγίμα κανάλια είτε στο εσωτερικό αερίων κοιλοτήτων, η δυναμική απεικόνιση της κίνησης και της παγίδευσης των φορτίων χώρου, τα φορτία πόλωσης και η πόλωση των διηλεκτρικών αποτελούν τα σημεία εκείνα που μπορούν να συνδυαστούν με το πεδίο των ηλεκτρικών δενδριτών

Όλα τα παραπάνω μπορεί να αποτελέσουν συνιστώσες μιας διεξοδικότερης έρευνας πάνω στους ηλεκτρικούς δενδρίτες ώστε η αντιμετώπιση του θέματος να καλύπτει όλες τις πλευρές του σύνθετου αυτού φαινομένου. Το σημείο εκκίνησης θα μπορούσε να είναι η εύρεση ξεκάθαρων σχέσεων μεταξύ ηλεκτρικών και υδάτινων δενδριτών και ως δεύτερη προτεραιότητα η εκτίμηση της διάρκειας ζωής μιας μονώσεως.

Πέρα από την επιστημονική έρευνα για τις ποικίλες όψεις του φαινομένου, υπάρχει και η οικονομική παράμετρος που ενδιαφέρει πρακτικά. Ένα μονωτικό σύστημα (όχι απαραίτητα μόνο στερεών συνιστωσών) έχει μια συγκεκριμένη διάρκεια πλήρους και άριστης λειτουργίας και από ένα σημείο και μετά υποβαθμίζεται για μια σειρά από αιτίες μια εκ των οποίων είναι και οι ηλεκτρικοί δενδρίτες. Ο στόχος ενός ερευνητή των στερεών μονωτικών υλικών πρέπει να είναι διπλός:

- Θα πρέπει να μπορεί να εκτιμήσει σε ένα μονωτικό σύστημα εν λειτουργία, τη διάρκεια ζωής του είτε σε 100% απόδοση χωρίς υποβάθμιση είτε σε ικανοποιητικό βαθμό έχοντας υποστεί ελαφρά υποβάθμιση.
- Θα πρέπει να μπορεί να εφαρμόζει τεχνητή γήρανση στο υλικό κάτω από συνθήκες που μπορούν να επαναληφθούν οπουδήποτε ώστε να μπορεί να πετύχει αξιόπιστη ένδειξη του βαθμού υποβάθμισης σε συγκεκριμένο χρονικό διάστημα.

Η οποιαδήποτε λοιπόν προσπάθεια ουσιαστικά αποβλέπει στην εξεύρεση μιας αξιόπιστης μεθόδου μελέτης της συμπεριφοράς των ηλεκτρικών δενδριτών που θα μπορούσε να προσαρμοστεί σε διάφορες διατάξεις και μονώσεις. Η εργασία αυτή κινήθηκε προς την παραπάνω κατεύθυνση. Κάλυψε κάποιες πλευρές της διεθνούς βιβλιογραφίας σχετικά με την ηλεκτροστατική μελέτη του θέματος του υπολογισμού του ηλεκτρικού πεδίου, συμπεριέλαβε διάφορα σωματίδια στο εσωτερικό των υλικών και εξέλαβε το υλικό που περιβάλλει το δενδρίτη ως σημαντική παράμετρο που επηρεάζει την ίδια τη διάδοση του δενδρίτη.

Αναλυτικότερα μπορούν να διατυπωθούν τα ακόλουθα:

- Για πρώτη φορά (εξ όσων είναι γνωστό), μοντελοποιήθηκε και προσομοιώθηκε η διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη παρουσία φορτίων χώρου, είτε όμοιο-φορτία είτε έτερο-φορτία στον χώρο του μονωτικού υλικού. Οι πυκνότητες των φορτίων χώρου και οι εφαρμοζόμενες τάσεις βρίσκονται στα όρια τιμών της διεθνούς βιβλιογραφίας. Σε κάποιες μάλιστα περιπτώσεις χρησιμοποιήθηκαν ακριβώς οι τιμές πειραμάτων που έχουν πραγματοποιηθεί.
- Στο εσωτερικό του μονωτικού υλικού τοποθετήθηκαν σχισμές αέρος, μονωτικό σωματίδιο και αγωγίμο σωματίδιο. Η μελέτη της διάδοσης του δενδρίτη επηρεάζεται, όπως έχει δειχθεί, από την παρουσία των ασυνεχειών στη δομή του μονωτικού. Στη διδακτορική διατριβή έχουν αναλυθεί ηλεκτροστατικά αυτές οι περιπτώσεις. Η ηλεκτροστατική προσέγγιση του θέματος, με τον τρόπο που πραγματοποιήθηκε, γίνεται επίσης για πρώτη φορά, εξ όσων γνωρίζουμε, στη διεθνή βιβλιογραφία. Ειδικότερα σε αυτό το σημείο, θα πρέπει να αναφερθούν τα επιφανειακά φορτία λόγω πόλωσης, στη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ του μονωτικού υλικού και του αέρα. Ενώ αποτελούν σημαντική παράμετρο στον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου, οι μέθοδοι που ακολουθήθηκαν μέχρι τώρα παρέλειπαν να δώσουν επαρκή στοιχεία για τον υπολογισμό τους. Στην εργασία αυτή, αναδεικνύεται το θέμα από κάποιες πλευρές του. Η εργασία αυτή μελέτησε την επίδραση των φορτίων χώρου στη διάδοση του δενδρίτη και όχι των επιφανειακών φορτίων στη διάδοση του δενδρίτη.

- Ο τρόπος που προσεγγίστηκε το φαινόμενο των ηλεκτρικών δενδριτών, αναγορεύει το ίδιο το υλικό σε σημαντική συνιστώσα των παραμέτρων εκείνων που επηρεάζουν τους ηλεκτρικούς δενδρίτες. Αυτό επιτυγχάνεται με τη διακύμανση του παράγοντα ανομοιογένειας g , ο οποίος με τη σειρά του εξαρτάται από της διακυμάνσεις της διηλεκτρικής σταθεράς. Ο τρόπος ανάλυσης και υπολογισμού του ηλεκτρικού πεδίου στο εσωτερικό του μονωτικού αλλά και η έννοια γενικότερα της ανομοιογένειας του πεδίου είναι σε ποιοτική και ποσοτική συμφωνία με τη διεθνή βιβλιογραφία.
- Μοντελοποιήθηκε, η διάδοση του ηλεκτρικού δενδρίτη μεταξύ επιπέδων ηλεκτροδίων. Φυσικά, τα φορτία χώρου επίσης λαμβάνονται υπόψη στον υπολογισμό του ηλεκτρικού πεδίου και σε αυτή την περίπτωση. Οι χρησιμοποιούμενες τιμές είναι στα πλαίσια των δημοσιευμένων πειραματικών αποτελεσμάτων.
- Με την κατάλληλη πειραματική προεργασία, εμφανίστηκαν ηλεκτρικοί δενδρίτες σε δείγματα PMMA. Ο τρόπος που διεξήχθησαν τα πειράματα, διαφέρει από τον τρόπο που έχει υιοθετηθεί από τις υπόλοιπες ερευνητικές ομάδες. Η κοπή των δειγμάτων και η τοποθέτηση του αιχμηρού κωνικού ηλεκτροδίου στο εσωτερικό του δείγματος πραγματοποιήθηκαν επιτυχώς διότι βρέθηκε κατάλληλος μηχανισμός για την κοπή του δείγματος ακριβώς στις διαστάσεις του ηλεκτροδίου. Η τέλεια επαφή επιτυγχάνεται και στο σημείο της άκρης της ακίδος όπου κατεξοχήν αποτελεί και το σημείο έγχυσης των ηλεκτρονίων στο εσωτερικό του υλικού. Έτσι απεφεύχθη η δαπανηρή οδός της θέρμανσης και τήξης του μονωτικού υλικού σε πολύ μεγάλες θερμοκρασίες και η μετέπειτα τοποθέτησή του γύρω από το ηλεκτρόδιο με ταυτόχρονη ψύξη του.
- Επίσης, επιχειρείται μια προσέγγιση θεωριών και μοντέλων της διεθνούς βιβλιογραφίας, σχετικά με τους ηλεκτρικούς δενδρίτες και με τις μερικές εκκενώσεις. Γίνεται προσπάθεια ώστε να διευκρινιστούν ορισμένες πτυχές των μοντέλων αυτών και να συγκριθούν είτε μεταξύ τους είτε με πειραματικά αποτελέσματα.
- Τέλος αυτή η εργασία περιλαμβάνει πληροφορίες, αποτελέσματα και συμπεράσματα της διεθνούς βιβλιογραφίας που είναι απαραίτητα στην κατανόηση των ηλεκτρικών δενδριτών. Έγινε προσπάθεια να ταξινομηθούν και να ομαδοποιηθούν οι αιτίες, τα φαινόμενα και τα μεγέθη που διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στους ηλεκτρικούς δενδρίτες αλλά και στη διηλεκτρική κατάρρευση γενικότερα.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ ΚΩΔΙΚΑ ΣΤΟ ΜΑΤΛΑΒ ΓΙΑ ΤΗ ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΤΟΥ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΥ. ΤΟ ΑΡΧΕΙΟ ΕΙΝΑΙ ΑΠΟΘΗΚΕΥΜΕΝΟ ΩΣ m.file ΚΑΙ ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΕΙ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΟΥ ΑΓΩΓΙΜΟΥ ΣΩΜΑΤΙΔΙΟΥ ΣΕ ΔΙΑΤΑΞΗ ΑΚΙΔΑΣ-ΠΛΑΚΑΣ. Η ΑΝΑΛΥΣΗ ΕΙΝΑΙ 500x500 ΜΕ ΔΙΑΣΤΑΣΕΙΣ ΚΕΛΙΩΝ 10 μ m x 10 μ m. ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΕΙΝΑΙ ΤΟ ΡΜΜΑ ΜΕ ΚΡΙΣΙΜΗ ΤΙΜΗ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΑΝΤΟΧΗΣ 20 kV/mm.

```
function cond2(u,p,ans)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% eisagwgi diastasewn neou pinaka %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

diax=500;
diay=500;
a1=0.01;
a2=0.01;
ec=20;

% diax=input('DWSE DIASTASH X-AXONA :');
% diay=input('DWSE DIASTASH Y-AXONA :');
% a1=input('DWSE MHKOS (mm) STON X-AJONA :');
% a2=input('DWSE MHKOS (mm) STON Y-AJONA :');
% ec=input('DWSE KRISIMH TIMH ENTASHS (kV/mm) :');
ec=ec*(1000000);
a3=sqrt((a1^2)+(a2^2));

dimx=diax;
dimy=diay;

for i=1:diax
    for j=1:diay
        e(i,j)=0;
    end
end

for i=1:diax
    for j=1:diay
        e(i,j)=ans(i,j);
    end
end
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% DHMIOYRGIA TOY ANTISTOIXOY PINAKA %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

for i=1:diax
    for j=1:diay
        pin(i,j)=0;
    end
end

dix=input('Dwse diastasi pinaka p :');
% tas=input('DWSE DYNAMIKO STA AKRA THS AKIDAS (KV) :');

tas=40000;

for i=1:diax
    for j=1:diay
        tab(i,j)=0;
    end
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% EYRESH MIN KAI MAX KAI STIS 2 DIASTASEIS %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% O P EINAI O PINAKAS 2*N DIASTASEWN POY H
% PRWTH TOY TIMH EINAI H SYNTETAGMENH TOY AXONA X
% KAI H DEYTERH TIMH EINAI TOY Y-AXONA

% O U EINAI O PINAKAS TOY DYNAMIKOY
%
%
% O U KAI O P EINAI PINAKES POY PROERXONTAI APO TO TOOLBOX

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
% EISAGVGH TIMHS GIA Tis diastaseis toy pinaka
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%

```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
a=dimy;  
s=dimx;
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  
%  
% DHMIOYRGIA AKIDAS  
%  
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
w=251;  
po=251;
```

```
for r=1:500  
pin(r,499)=-80000;  
end
```

```
for k=0:99  
for j=2*k+1:2*k+2  
for i=1:(100-k)  
pin(j,w-i)=-80000;  
pin(j,w+i)=-80000;  
end  
end  
end
```

```
for r=1:199  
pin(r,w)=-80000;  
end
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  
%  
% DHMIOYRGIA AGVGIMOY SVMATIDIOY  
%  
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  
%  
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
pin(201,251)=tas;
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
pin(201,250)=0;  
pin(201,252)=0;
```

```
pin(202,250)=tas;  
pin(202,251)=tas;  
pin(202,252)=tas;
```

```
tas2=20000;
```

```
pin(328,351)=tas2;  
pin(329,350)=tas2;  
pin(329,351)=tas2;  
pin(329,352)=tas2;  
pin(330,349)=tas2;  
pin(330,350)=tas2;  
pin(330,351)=tas2;  
pin(330,352)=tas2;  
pin(330,353)=tas2;  
pin(331,350)=tas2;  
pin(331,351)=tas2;  
pin(331,352)=tas2;  
pin(332,351)=tas2;
```

```
% ΤΑΙΝΟΜΗΣΕΙΣ - ΚΡΙΤΗΡΙΑ ΓΙΑ ΤΗΝ ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΔΙΑΚΛΑΔΥΣΕΩΝ
```

```
kelia=1000;
```

```
    for q=1:kelia  
        xsyn(q)=0;  
        ysyn(q)=0;  
    end  
        f=0;  
        for q=1:s  
            for z=a:(-1):1  
                if (pin(q,z)==tas)  
                    f=(f+1);
```

```
ysyn(f)=q;  
xsyn(f)=z;  
end  
end  
end
```


ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
er=f;
for x=1:f
d=ysyn(x);
w=xsyn(x);

    for i=1:8
    k(i)=0;
    end

    % EYRESH DIAFORWN DYNAMIKOY ANAMESA STHN AKRH TOY
    % DENDRITH KAI STO GEITONIKO TOY KELLI

%%
%

    mo=0;

    if (pin(d,w-1)==tas)
    (k(1)==0);
    else
    if (pin(d,w-1)==-80000)

    (k(1)==0);
    else

dyn=0;
% ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;          % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN

for i=1:dix  % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
    if (p(1,i)>(w-2))
    if (p(1,i)<(w-1))
    if (p(2,i)>(dimy-d))
if (p(2,i)<(dimy-d+1))

dyn=dyn+u(i);
t=t+1;
end
end
end
end

end
mo=dyn/t ;
k(1)=(e(d,w-1)*(tas-mo))/(0.001*a1);
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
end
end
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
```

```
mo=0;
if (pin(d,w+1)==tas)
(k(2)==0);
else
if (pin(d,w+1)==-80000)
(k(2)==0);
else
dyn=0;
t=0;
```

```
% ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
% ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN
```

```
for i=1:dix % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
if (p(1,i)>w)
if (p(1,i)<(w+1))
if (p(2,i)>(dimy-d))
if (p(2,i)<(dimy-d+1))
```

```
dyn=dyn+u(i);
t=t+1;
end
end
end
end
```

```
end
```

```
mo=dyn/t;
```

```
k(2)=(e(d,w+1)*(tas-mo))/(0.001*a1);
```

```
end
```

```
end
```

```
mo=0;
if (pin(d+1,w-1)==tas)
(k(3)==0);
else
if (pin(d+1,w-1)==-80000)
(k(3)==0);
else
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
dyn=0; % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0; % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN

for i=1:dix % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
if (p(1,i)>(w-2))
if (p(1,i)<(w-1))
if (p(2,i)>(dimy-d-1))
if (p(2,i)<(dimy-d))

dyn=dyn+u(i);
t=t+1;
end
end
end
end
end

mo=dyn/t ;
k(3)=(e(d+1,w-1)*(tas-mo))/(0.001*a3);

end
end
%%%%%%%%%%
%
mo=0;

if (pin(d+1,w)==tas)
(k(4)==0);
else
if (pin(d+1,w)==-80000)
(k(4)==0);
else

dyn=0; % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0; % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN

for i=1:dix % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
if (p(1,i)>(w-1))
if (p(1,i)<w)
if (p(2,i)>(dimy-d-1))
if (p(2,i)<(dimy-d))

dyn=dyn+u(i);
t=t+1;
end
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
end
end
end
end
mo=dyn/t ;
k(4)=(e(d+1,w)*(tas-mo))/(0.001*a1);
end
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
mo=0;
if (pin(d+1,w+1)==tas)
(k(5)==0);
else
if (pin(d+1,w+1)==-80000)

(k(5)==0);
else

dyn=0;          % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;           % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN

for i=1:dix % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
if (p(1,i)>w)
if (p(1,i)<(w+1))
if (p(2,i)>(dimy-d-1))
if (p(2,i)<(dimy-d))

dyn=dyn+u(i);
t=t+1;

end
end
end
end

end

mo=dyn/t ;
k(5)=(e(d+1,w+1)*(tas-mo))/(0.001*a3);
end
end
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
%%%%%%%%%%
%
mo=0;
if (pin(d-1,w-1)==tas)
(k(6)==0);
else
if (pin(d-1,w-1)==-80000)
(k(6)==0);
else

dyn=0;                                % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;                                    % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN

for i=1:dix % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
if (p(1,i)>w-2)
if (p(1,i)<(w-1))
if (p(2,i)>(dimy-d+1))
if (p(2,i)<(dimy-d+2))
dyn=dyn+u(i);
t=t+1;
end
end
end
end

end
mo=dyn/t ;
k(6)=(e(d-1,w-1)*(tas-mo))/(0.001*a3);
end
end
%%%%%%%%%
%
mo=0;

if (pin(d-1,w)==tas)
(k(7)==0);
else
if (pin(d-1,w)==-80000)

(k(7)==0);
else

dyn=0;                                % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;                                    % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
for i=1:dix % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
```

```
if (p(1,i)>w-1)
  if (p(1,i)<(w))
if (p(2,i)>(dimy-d+1))
  if (p(2,i)<(dimy-d+2))
```

```
dyn=dyn+u(i);
```

```
  t=t+1;
```

```
end
```

```
end
```

```
end
```

```
end
```

```
end
```

```
mo=dyn/t ;
```

```
k(7)=(e(d-1,w)*(tas-mo))/(0.001*a1);
```

```
end
```

```
end
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
```

```
mo=0;
```

```
if (pin(d-1,w+1)==tas)
```

```
(k(8)==0);
```

```
else
```

```
if (pin(d-1,w+1)==-80000)
```

```
( k(8)==0);
```

```
else
```

```
dyn=0;
```

```
% ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
```

```
t=0;
```

```
% ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN
```

```
for i=1:dix % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
```

```
if (p(1,i)>w)
```

```
  if (p(1,i)<(w+1))
```

```
    if (p(2,i)>(dimy-d+1))
```

```
      if (p(2,i)<(dimy-d+2))
```

```
dyn=dyn+u(i);
```

```
t=t+1;
```

```
end
```

```
end
```

```
end
```

```
end
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
end
mo=dyn/t ;
k(8)=(e(d-1,w+1)*(tas-mo))/(0.001*a3);
end
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
diax=dimx;
diay=dimy;

if (k(1)>ec)
pin(d,w-1)=tas;
pderect([w-2 w-1 dimy-d+1 dimy-d ])
end

if (k(2)>ec)

pin(d,w+1)=tas;
pderect([w w+1 dimy-d+1 dimy-d])
end

if (k(3)>ec)

pin(d+1,w-1)=tas;
pderect([w-2 w-1 dimy-d dimy-d-1])
end

if (k(4)>ec)
pin(d+1,w)=tas;
pderect([ w-1 w dimy-d dimy-d-1])
end

if (k(5)>ec)

pin(d+1,w+1)=tas;
pderect([w w+1 dimy-d dimy-d-1 ])
end

if (k(6)>ec)

pin(d-1,w-1)=tas;
pderect([w-2 w-1 dimy-d+2 dimy-d+1 ])

end

if (k(7)>ec)

pin(d-1,w)=tas;
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
pdirect([w-1 w dimy-d+2 dimy-d+1 ])
```

```
end
```

```
if (k(8)>ec)
```

```
pin(d-1,w+1)=tas;
```

```
pdirect([w w+1 dimy-d+2 dimy-d+1 ])
```

```
end
```

```
end
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  
TAJINOMHSEIS - KRITHRIA GIA THN DHMIOYRGIA DIAKLADVSEWN
```

```
%
```

```
%
```

```
% deysterh perioxh endiaferontos. H diadikasia
```

```
% einai akribws idia opws kai sthn prwth perioxh
```

```
%
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  
kelia=1000;
```

```
% kelia=input('dwse ektimwmwno plthos keliwn poy einai phges dendrith(ligo perissoteres gia  
dendrith apo swmatidio) :');
```

```
for q=1:kelia
```

```
xsyn(q)=0;
```

```
ysyn(q)=0;
```

```
end
```

```
f=0;
```

```
for q=1:s
```

```
for z=a:(-1):1
```

```
if (pin(q,z)==tas2)
```

```
f=(f+1);
```

```
ysyn(f)=q;
```

```
xsyn(f)=z;
```

```
end
```

```
end
```

```
end
```

```
for x=1:f
```

```
d=ysyn(x);
```

```
w=xsyn(x);
```


ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
for i=1:8
b(i)=0;
end

% EYRESH DIAFORWN DYNAMIKOY ANAMESA STHN AKRH TOY
% DENDRITH KAI STO GEITONIKO TOY KELLI

% EYRESH DIAFORWN DYNAMIKOY ANAMESA STHN AKRH TOY
% DENDRITH KAI STO GEITONIKO TOY KELLI

%%%%%%%%%%%%%%
%
mo=0;
if (pin(d,w-1)==tas2)

(b(1)==0);
else
dyn=0;           % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;            % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN

for i=1:dix    % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
                if (p(1,i)>(w-2))
                if (p(1,i)<(w-1))
                if (p(2,i)>(dimy-d))
                if (p(2,i)<(dimy-d+1))
dyn=dyn+u(i);
t=t+1;

end
end
end
end
end
mo=dyn/t ;
b(1)=((e(d,w-1)*(tas2-mo))/(0.001*a1));
end
%%%%%%%%%%%%%%
%
mo=0;
if (pin(d,w+1)==tas2)

                (b(2)==0);
                else
                dyn=0;           % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
                t=0;            % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN

                for i=1:dix    % LOOP GIA OLES TIS TIMES
SYNTETAGMENWN
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
        if (p(1,i)>w)
            if (p(1,i)<(w+1))
                if (p(2,i)>(dimy-d))
                    if (p(2,i)<(dimy-d+1))
                        dyn=dyn+u(i);
                        t=t+1;
```

```
end
end
end
end
```

```
end
```

```
mo=dyn/t;
```

```
b(2)=((e(d,w+1)*(tas2-mo))/(0.001*a1));
```

```
end
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
```

```
mo=0;
```

```
if (pin(d+1,w-1)==tas2)
```

```
(b(3)==0);
```

```
else
```

```
dyn=0;
```

```
% ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
```

```
t=0;
```

```
% ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN
```

```
for i=1:dix % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
```

```
    if (p(1,i)>(w-2))
```

```
        if (p(1,i)<(w-1))
```

```
            if (p(2,i)>(dimy-d-1))
```

```
                if (p(2,i)<(dimy-d))
```

```
                    dyn=dyn+u(i);
```

```
                    t=t+1;
```

```
                end
```

```
            end
```

```
        end
```

```
    end
```

```
end
```

```
mo=dyn/t ;
```

```
b(3)=((e(d+1,w-1)*(tas2-mo))/(0.001*a3));
```

```
end
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
mo=0;

if (pin(d+1,w)==tas2)
(b(4)==0);
else
dyn=0;          % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;           % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN
for i=1:dix    % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
if (p(1,i)>(w-1))
if (p(1,i)<w)
if (p(2,i)>(dimy-d-1))
if (p(2,i)<(dimy-d))
dyn=dyn+u(i);
t=t+1;
end
end
end
end

end
mo=dyn/t ;
b(4)=((e(d+1,w)*(tas2-mo))/(0.001*a1));
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
mo=0;
if (pin(d+1,w+1)==tas2)
( b(5)==0);
else
dyn=0;          % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;           % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN
for i=1:dix    % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
if (p(1,i)>w)
if (p(1,i)<(w+1))
if (p(2,i)>(dimy-d-1))
if (p(2,i)<(dimy-d))

dyn=dyn+u(i);
t=t+1;

end
end
end
end
end
mo=dyn/t ;
b(5)=((e(d+1,w+1)*(tas2-mo))/(0.001*a3));
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

end

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
mo=0;
if (pin(d-1,w-1)==tas2)
( b(6)==0);
else
dyn=0;          % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;           % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN
for i=1:dix    % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
    if (p(1,i)>w-2)
        if (p(1,i)<(w-1))
            if (p(2,i)>(dimy-d+1))
                if (p(2,i)<(dimy-d+2))

                    dyn=dyn+u(i);
                    t=t+1;
                end
            end
        end
    end
end
mo=dyn/t ;
b(6)=((e(d-1,w-1)*(tas2-mo))/(0.001*a3));
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
mo=0;
if (pin(d-1,w)==tas2)
( b(7)==0);
else
dyn=0;          % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;           % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN
for i=1:dix    % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
    if (p(1,i)>w-1)
        if (p(1,i)<(w))
            if (p(2,i)>(dimy-d+1))
                if (p(2,i)<(dimy-d+2))
                    dyn=dyn+u(i);
                    t=t+1;
                end
            end
        end
    end
end
end
end
end
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
mo=dyn/t ;
b(7)=((e(d-1,w)*(tas2-mo))/(0.001*a1));
end
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
mo=0;
if (pin(d-1,w+1)==tas2)
    ( b(8)==0);
else
```

```
dyn=0;                % ARXIKH TIMH DYNAMIKOY = MHDEN
t=0;                  % ARXIKH TIMH METRHTH = MHDEN
```

```
                for i=1:dix    % LOOP GIA OLES TIS TIMES SYNTETAGMENWN
if (p(1,i)>w)
    if (p(1,i)<(w+1))
        if (p(2,i)>(dimy-d+1))
            if (p(2,i)<(dimy-d+2))
```

```
                dyn=dyn+u(i);
                t=t+1;
```

```
end
end
end
end
end
```

```
mo=dyn/t ;
b(8)=((e(d-1,w+1)*(tas2-mo))/(0.001*a3));
end
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%
```

```
diax=dimx;
diay=dimy;
```

```
    if (b(1)>ec)
        pin(d,w-1)=tas2;
        pderect([w-2 w-1 diay-d+1 diay-d ])
    end
```

```
    if (b(2)>ec)
        pin(d,w+1)=tas2;
```

```
pderect([w w+1 diay-d+1 diay-d])  
end
```

```
if (b(3)>ec)  
pin(d+1,w-1)=tas2;  
pderect([w-2 w-1 diay-d diay-d-1])  
end
```

```
if (b(4)>ec)  
pin(d+1,w)=tas2;  
pderect([ w-1 w diay-d diay-d-1])  
end
```

```
if (b(5)>ec)  
pin(d+1,w+1)=tas2;  
pderect([w w+1 diay-d diay-d-1 ])  
end
```

```
if (b(6)>ec)  
pin(d-1,w-1)=tas2;  
pderect([w-2 w-1 diay-d+2 diay-d+1 ])  
end
```

```
if (b(7)>ec)  
pin(d-1,w)=tas2;  
pderect([w-1 w diay-d+2 diay-d+1 ])  
end
```

```
if (b(8)>ec)  
pin(d-1,w+1)=tas2;  
pderect([w w+1 diay-d+2 diay-d+1 ])  
end
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%  
%
```

```
pin(328,351)=-40000;  
pin(329,350)=-40000;  
pin(329,351)=-40000;  
pin(329,352)=-40000;  
pin(330,349)=-40000;  
pin(330,350)=-40000;  
pin(330,351)=-40000;
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

pin(330,352)=-40000;
pin(330,353)=-40000;
pin(331,350)=-40000;
pin(331,351)=-40000;
pin(331,352)=-40000;
pin(332,351)=-40000;

pin(201,251)=-80000;

%%
% %%%%
% %%%%
%%

GRAFIKH ANAPARASTASH PINAKA

surf(pin)

ΚΩΔΙΚΑΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΤΗΣ ΓΕΩΜΕΤΡΙΑΣ ΣΤΟ PARTIAL DIFFERENTIAL EQUATION TOOLBOX. ΓΙΑ ΛΟΓΟΥΣ ΣΥΝΕΠΕΙΑΣ, Ο ΚΩΔΙΚΑΣ ΤΗΣ ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΗΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ ΑΝΤΙΣΤΟΙΧΕΙ ΣΤΟΝ ΠΡΟΗΓΟΥΜΕΝΟ ΚΩΔΙΚΑ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑΣ ΤΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

```
function pdemodel
[pde_fig,ax]=pdeinit;
pdetool('appl_cb',5);
set(ax,'DataAspectRatio',[250 250 1]);
set(ax,'PlotBoxAspectRatio',[1 1 1]);
set(ax,'XLim',[0 500]);
set(ax,'YLim',[0 500]);
set(ax,'XTick',[ 0,...
50,...
100,...
150,...
200,...
250,...
300,...
350,...
400,...
450,...
500,...
]);
set(ax,'YTick',[ 0,...
50,...
100,...
150,...
200,...
250,...
300,...
350,...
400,...
450,...
500,...
]);
pdetool('gridon','on');

% Geometry description:
pderect([0 500 500 0],'R1');
pderect([250 251 300 299],'R2');
pderect([249 252 301 300],'R3');
pderect([150 152 500 499],'R4');
pderect([348 350 500 499],'R5');
pdepoly([ 151.49580792682929,...
151.49580792682929,...
250.43349847560998,...
349.9952362804878,...
```


ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
],...
[ 499.75082082551592,...
 499.45766885553473,...
 299.24953095684793,...
 499.8314376172608,...
],...
'P1');
pdirect([348 353 171 170],'R6');
pdirect([349 352 172 169],'R7');
pdirect([350 351 173 168],'R8');
pdirect([249 252 301 302],'R9');
pdirect([248 253 304 302],'R10');
pdirect([247 254 306 304],'R11');
pdirect([249 250 299 298],'SQ1');
pdirect([250 251 299 298],'SQ2');
pdirect([251 252 299 298],'SQ3');
set(findobj(get(pde_fig,'Children'),'Tag','PDEEval'),'String','R1-R2-R3-R4-R5-P1-R6-R7-R8-R9-R10-
R11-SQ1-SQ2-SQ3')
```

% Boundary conditions:

```
pdetool('changemode',0)
pdesetbd(60,...
'neu',...
1,...
'0',...
'0')
pdesetbd(59,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(58,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(57,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(56,...
'neu',...
1,...
'0',...
'0')
pdesetbd(55,...
'neu',...
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

1,...
'0',...
'0')
pdesetbd(54,...
'neu',...
1,...
'0',...
'0')
pdesetbd(53,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(52,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(51,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(50,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(49,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(48,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(47,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(46,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')

pdesetbd(45,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(44,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(43,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(42,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(41,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(40,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(39,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(38,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(37,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(36,...
'dir',...
1,...

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

'1',...
'20000')
pdesetbd(35,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(34,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(33,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(32,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(31,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(30,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(29,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(28,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(27,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(26,...

'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(25,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(24,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(23,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(22,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(21,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(20,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(19,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(18,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(17,...
'dir',...
1,...
'1',...

'40000')
pdesetbd(16,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(15,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(14,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(13,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(12,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(11,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(10,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(9,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(8,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(7,...
'dir',...

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(6,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(5,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(4,...
'dir',...
1,...
'1',...
'20000')
pdesetbd(3,...
'dir',...
1,...
'1',...
'40000')
pdesetbd(2,...
'neu',...
1,...
'0',...
'0')
pdesetbd(1,...
'dir',...
1,...
'1',...
'0')
```

```
% Mesh generation:
setupprop(pde_fig,'Hgrad',1.3);
setupprop(pde_fig,'refinemethod','regular');
pdetool('initmesh')
pdetool('refine')
```

```
% PDE coefficients:
pdeseteq(1,...
'3.1',...
'0.0',...
'1',...
'1.0',...
'0:10',...
'0.0',...
```

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

```
'0.0',...
'[0 100]')
setupprop(pde_fig,'currparam',...
[3.1';...
'1 '])

% Solve parameters:
setupprop(pde_fig,'solveparam',...
str2mat('0','16776','10','pdeadworst',...
'0.5','longest','0','1E-4','fixed','Inf'))

% Plotflags and user data strings:
setupprop(pde_fig,'plotflags',[1 1 1 1 1 1 1 0 0 0 1 1 0 0 0 0 1]);
setupprop(pde_fig,'colstring','');
setupprop(pde_fig,'arrowstring','');
setupprop(pde_fig,'deformstring','');
setupprop(pde_fig,'heightstring','');

% Solve PDE:
pdetool('solve')
```


ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΤΟΥ ΒΑΡΔΑΚΗ ΓΕΩΡΓΙΟΥ

1. M.G. Danikas, G.E.Vardakis - The Case of Pedersens' Theory to Model Partial Discharges in Cavities Enclosed in Solid Insulation: A Criticism of Some of its Aspects From an Electrical Engineers' and from a Physicists' Point of View - Journal of Electrical Engineering, vol. 52, no. 5-6, 2001, pp. 166-170.
2. G.E Vardakis, M.G. Danikas - The Pioneering Work by Zeller on Treeing in Insulating Materials: Some Comments - Journal of Electrical Engineering, vol. 51, no. 11-12, 2000, pp. 341-344.
3. Μ.Γ. Δανίκας, Γ.Ε. Βαρδάκης - Προσομοίωση με Κυψελιδωτά Αυτόματα Διάδοσης Ηλεκτρικού Δενδρίτη σε Πολυαιθυλένιο - XVII Πανελλήνιο Συνέδριο Φυσικής Στερεάς Κατάστασης, Ξάνθη 6-9 Σεπτεμβρίου 2001, σελ. 405-408.
4. G.E. Vardakis, M.G. Danikas, I. Karaffylidis - Simulation of Space Charge Effects in Electrical Tree Propagation Using Cellular Automata - Materials Letters 56, October 2002, pp. 404-409.
5. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Tree Propagation in Polyethylene Including Air Void by Using Cellular Automata: The Effect of Space Charges - Archiv fur Elektr. Vol. 84, no. 4, September 2002, pp. 211-216.
6. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Tree Propagation in Polyethylene Containing Air Voids at Various Positions Using Cellular Automata - 8th International Conference on Optimization of Electrical and Electronic Equipments, Brasov 16-17 May 2002, Romania, pp. 131-134.
7. M.G. Danikas, G.E. Vardakis - Propagation of Electrical Trees in Solid Dielectrics Containing Conducting Particles by Using Cellular Automata - Joint Congress XVIth EMFM&MM'02, Bratislava 11-13 September 2002.
8. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Tree Propagation (by Using Cellular Automata) in Polyethylene Including Insulating Particles: The Effect of Space Charges - MEDPOWER 2002, 4-6 November 2002, Athens.
9. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Tree Propagation (by Using Cellular Automata) in Polyethylene in Plane-Plane Electrode Arrangement - 17TH International Conference and Exhibition on Electricity Distribution, CIRED 2003, 12-15 MAY, BARCELONA, SPAIN.
10. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Tree Propagation in Polyethylene in Plane-Plane Electrode Arrangement Using Cellular Automata: The Effect of Homocharges And Heterocharges - 38th International Universities Power Engineering Conference, 1-3 September 2003, THESSALONIKI, Greece.
11. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Tree Propagation in Polyethylene Containing Air Voids at Various Positions Using Cellular Automata - Journal of Electrical Engineering, vol. 3, 2003 (online περιοδικό).
12. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Electrical Tree Propagation Using Cellular Automata: The Case of Conducting Particle Included in a Dielectric in Point-Plane Electrode Arrangement - Journal of Electrostatics 63 (2), Feb. 2005, pp. 129-142.
13. G.E. Vardakis, M.G. Danikas - Simulation of Electrical Tree Propagation in a Solid Insulating Material Containing Spherical Insulating Particle of a Different Permittivity with the Aid of Cellular Automata - Facta Universitatis, vol. 17, No. 3 Dec. 2004, pp. 377-389.