



ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΟ ΕΚΠΑΙΔΕΥΤΙΚΟ ΙΔΡΥΜΑ ΚΡΗΤΗΣ
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΧΑΝΙΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ
ΤΟΜΕΑΣ ΤΗΛΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΕΠΙΚΟΙΝΩΝΙΩΝ
ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ

Πτυχιακή εργασία

με θέμα

Μέθοδοι Ανάλυσης, Σχεδίασης και Προσομοίωσης Κεραιών

από τον **Νικόλαο Μάρκου.**

Χανιά, Μάιος 2012

Αφιερώνεται στην οικογένεια μου

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα πτυχιακή εργασία εκπονήθηκε στο Τεχνολογικό Εκπαιδευτικό Ίδρυμα Κρήτης - Παράρτημα Χανίων με στόχο την μελέτη και την προσέγγιση των μεθόδων ανάλυσης, σχεδίασης και προσομοιώσεις κεραιών. Η συλλογή των απαραίτητων στοιχείων για την πραγματοποίηση αυτής της πτυχιακής εργασίας έγινε κυρίως μέσω του διαδικτύου και της βιβλιοθήκης του Παραρτήματος Χανίων του Τ.Ε.Ι. Κρήτης.

Κατά την διάρκεια της εκπόνησης αυτής της πτυχιακής, η βοήθεια, η καθοδήγηση και η συμπαράσταση του επιβλέποντος καθηγητή κ. Ιωάννη Βαρδιάμπαση, ήταν σημαντική και ουσιαστική. Θα ήθελα σε αυτό το σημείο να τον ευχαριστήσω κατ' αρχάς που πίστεψε σε μένα και για την βοήθεια και την καθοδήγηση που μου έδωσε τα τελευταία χρόνια. Η εμφάνισή του κατά την διάρκεια των σπουδών μου, μου έδωσε μια νέα διάσταση και ώθηση στις σκέψεις μου, στα πιστεύω μου και στον τρόπο που πρέπει κάποιος να κυνηγάει και να εκπληρώνει τα όνειρά του. Θα ήθελα να τον ονομάσω ως μέντορά μου και να τον ευχαριστήσω για ακόμα μια φορά.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστώ και μερικούς από τους καθηγητές μου που κατά την διάρκεια των σπουδών μου έδειξαν ενδιαφέρον και πέρα των πλαισίων της διδασκαλίας. Αυτοί ήταν ο κ. Γιώργος Λιοδάκης και ο κ. Γιώργος Πλοκαμάκης.

Κλείνοντας, θα ήθελα να ευχαριστήσω -αν και ένα ευχαριστώ είναι πολύ μικρό- την οικογένεια μου που τόσα χρόνια με στηρίζουν και ιδιαίτερα κατά τα χρόνια της φοίτησής μου. Ξεχωριστά στους γονείς μου για την παιδεία, την γνώση και την αγάπη τους και τον αδερφό μου για την στήριξή του και την αγάπη του.

Η εργασία αυτή εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Μικροκυματικών Επικοινωνιών και Ηλεκτρομαγνητικών Εφαρμογών του Τμήματος Ηλεκτρονικής Τ.Ε.Ι. Κρήτης.

Μάρκου Νικόλαος

Χανιά, Μάιος 2012

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στόχος της παρούσας πτυχιακής εργασίας είναι η προσέγγιση και μελέτη των μεθόδων ανάλυσης, σχεδίασης και προσομοίωσης κεραίων.

Στο πρώτο κεφάλαιο παρουσιάζεται ο σχεδιασμός πρότυπου κεραίας με τη χρήση ολοκληρωματικών εξισώσεων και τη μέθοδο των στιγμών. Για την ανάλυση κεραίας υπάρχουν τρεις κυρίαρχες αριθμητικές προσεγγίσεις. Οι δύο από αυτές είναι η μέθοδος πεδίου συχνότητας πεπερασμένου-στοιχείου και η μέθοδος πεπερασμένου χρόνου διαφοράς, οι οποίες συζητούνται σε συνοδευτικά κεφάλαια και περιέχουν την αριθμητική λύση διαφορικών εξισώσεων. Σε αυτό το κεφάλαιο επικεντρωνόμαστε στις μεθόδους ολοκληρωματικών εξισώσεων στο πεδίο συχνότητας. Ο στόχος μας είναι να παρέχουμε στον αναγνώστη μια καθοδήγηση στην επιλογή τεχνικής και να του υποδείξουμε τη τοποθεσία του διαφημιστικού λογισμικού ή του ελεύθερου υλικού που ίσως τον εξυπηρετήσει.

Στο δεύτερο κεφάλαιο εξετάζεται ο χρόνος-χωρικής μεθόδου τελικής-διαφοράς που εφαρμόζεται σε κεραίες. Η μέθοδος τελικής – διαφοράς χώρου – χρόνου (ΤΔΧΧ) είναι μία υπολογιστική διαδικασία για την επίλυση των εξισώσεων του Maxwell, που βασίζεται σε ένα έξυπνο αλγόριθμο. Ο σκοπός αυτού του κεφαλαίου είναι να γνωστοποιήσει στον χρήστη τις βασικές γνώσεις της μεθόδου ΤΔΧΧ, όπως εφαρμόζονται σε πρακτικές κεραίες. Είναι επιθυμητό για τον χρήστη, αφού διερευνήσει το κεφάλαιο, να καταλάβει τη δύναμη και τους περιορισμούς της μεθόδου και να είναι σε θέση να αποφασίσει κατά πόσον η μέθοδος ΤΔΧΧ είναι κατάλληλη για την ανάλυση ενός προβλήματος κεραίας.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζεται η ανάλυση πεπερασμένου στοιχείου και ο σχεδιασμός προτύπου κεραίων Jian – Mingjin, Zheng Lou, Norma Riley και Douglas Riley. Η μέθοδος πεπερασμένου στοιχείου (ΜΠΣ) είναι μια αριθμητική διαδικασία για να βρούμε προσεγγιστικές λύσεις σε προβλήματα οριακής τιμής και μαθηματικής φύσης με τη βοήθεια ενός ηλεκτρονικού υπολογιστή. Σήμερα η ΜΠΣ αναγνωρίζεται ως μια διαπρεπής μέθοδος που εφαρμόζεται σε μία ευρεία γκάμα μηχανικών και μαθηματικών προβλημάτων, που περιλαμβάνουν προβλήματα στην μηχανική κεραίας και μικροκυμάτων. Πρώτα, περιγράψαμε τις μορφές της ΜΠΣ στα πεδία συχνότητας και χρόνου, χρησιμοποιώντας συναρτήσεις βάσης αγωγών, οι οποίες είναι επίσης γνωστές ως στοιχεία άκρης. Στην συνέχεια συζητήσαμε δύο σημαντικά θέματα για

την προσομοίωση της ΜΠΣ των κεραιών. Το πρώτο ήταν η τομή δικτύου και οι προσεγγίσεις που καλύφθηκαν περιελάμβαναν τους όρους απορροφητικού ορίου, τις τέλεια συμπίπτουσες στρώσεις, τις ολοκληρωματικές εξισώσεις περιορισμού και την επιφάνεια συνεπαφής της ΜΠΔ πεδίου χρόνου. Το άλλο θέμα ήταν η προτυποποίηση των τροφοδοσιών κεραιάς και η εξαγωγή των παραμέτρων κεραιάς, όπως η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής και τα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας.

Στο τέταρτο κεφάλαιο μιλήσαμε για τους γενετικούς αλγόριθμους κεραιών και τη βελτιστοποίηση κεραιάς. Βελτιστοποίηση είναι η διαδικασία ελαχιστοποίησης ή μεγιστοποίησης μίας αντικειμενικής λειτουργίας. Σε αυτό το κεφάλαιο θα εξισώσουμε τη βελτιστοποίηση με την ελαχιστοποίηση και ονομάζουμε την αντικειμενική λειτουργία, λειτουργία κόστους. Η κύρια ιδέα είναι να βρούμε το σύνολο των μεταβλητών τιμών που ελαχιστοποιούν την εξαγωγή μιας λειτουργίας κόστους. Επίσης αναφερθήκαμε στην πολλαπλή αντικειμενική βελτιστοποίηση και στην βελτιστοποίηση διατάξεων κεραιάς. Έπειτα, αναφερθήκαμε στις κεραιές ανακλαστές και μικρολωρίδας, καθώς και στην μη ομοιόμορφη απόσταση. Τέλος παρουσιάσαμε τις έξυπνες κεραιές, ένα θέμα που πιστεύω πως θα συγκινήσει κάθε αναγνώστη, λόγω της αναλυτικότητάς του και των πολλών και σαφέστατων παραδειγμάτων.

Στο πέμπτο κεφάλαιο αναφερθήκαμε στα νευρικά δίκτυα κεραιών. Τα νευρικά δίκτυα, γνωστά επίσης ως τεχνητά νευρικά δίκτυα (ΤΝΔ), αντιμετωπίζονται ως εντόνως απλοποιημένα πρότυπα του ανθρώπινου εγκεφάλου. Ένα ΝΔ είναι ένα υπολογιστικό εργαλείο που μαθαίνει από την εμπειρία (προπόνηση), γενικεύει από προηγούμενα παραδείγματα σε καινούργια και αφαιρεί σημαντικά χαρακτηριστικά από δεδομένα εισαγωγής που περιέχουν άσχετα δεδομένα. Αν και τα ΤΝΔ μπορούν να βοηθήσουν στο να κατανοήσουμε περαιτέρω τη λειτουργία του εγκεφάλου, οι μηχανικοί ενδιαφέρονται για τα ΤΝΔ στην επίλυση προβλημάτων. Έχουν παρουσιαστεί και συζητηθεί κάποια παραδείγματα κεραιών που μπορούν να σχεδιαστούν με τη χρήση νευρικών δικτύων.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	4-5
29° ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΚΕΡΑΙΑΣ ΜΕ ΤΗ ΧΡΗΣΗ ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑΤΙΚΩΝ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ ΚΑΙ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ	13-66
29.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	13
29.2. ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΑΚΕΡΑΙΩΝ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ	13-16
29.3. Η ΜΕΘΟΔΟΣ ΤΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ.....	16-17
29.4. ΚΕΡΑΙΕΣ ΛΕΠΤΟΥ ΚΑΛΩΔΙΟΥ	18-21
29.5. ΠΡΟΤΥΠΑ ΤΡΟΦΟΔΟΤΗΣΗΣ ΚΑΛΩΔΙΑΚΗΣ ΚΕΡΑΙΑΣ.....	21-23
29.6. ΛΥΣΗ ΤΗΣ ΕΞΙΣΩΣΗΣ 29.22 ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ	23-28
29.7. ΙΔΙΟΜΟΡΦΙΑ ΣΤΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΤΟΥ GREEN.....	28-29
29.8. ΒΗΜΑΤΑ ΚΑΤΑ ΤΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΜΙΑΣ ΤΥΠΙΚΗΣ ΑΝΑΛΥΣΗΣ.....	30-31
29.9. ΑΚΡΙΒΕΙΑ ΚΑΙ ΣΥΓΚΛΙΣΗ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΩΝ ΛΥΣΕΩΝ.....	31-33
29.10. ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ: ΠΙΝΑΚΑΣ ΚΟΙΝΗΣ ΣΥΝΘΕΤΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ ΓΙΑ ΠΑΡΑΘΕΣΗ ΤΡΙΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ.....	33-38
29.11. ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΕΡΑΙΩΝ ΑΠΟ ΙΔΙΟΜΟΡΦΑ ΣΧΗΜΑΤΑ ΑΓΩΓΩΝ.....	38-43
29.12. ΚΕΡΑΙΕΣ ΑΠΟΤΥΠΩΜΕΝΟΥ ΚΥΚΛΩΜΑΤΟΣ.....	43-46
29.13. ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ: ΑΝΑΛΥΣΗ ΕΠΙΘΕΜΑΤΟΣ ΜΕ ΜΙΚΡΟ-ΛΩΡΙΔΕΣ.....	46-50
29.14. ΑΝΑΛΥΣΗ ΕΥΡΕΙΩΝ ΠΑΡΑΘΕΣΕΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΙΚΩΝ ΔΟΜΩΝ.....	50-52
29.15. ΟΠΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ.....	52-54
29.16 ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΜΕΣΩ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗΣ ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ.....	54-55
29.17 ΓΡΗΓΟΡΕΣ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΓΙΑ ΜΕΓΑΛΑ Η ΠΕΡΙΠΛΟΚΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ.....	55-56
29.18. ΜΙΑ ΠΡΟΟΠΤΙΚΗ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟΥ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΥ.....	56-58
29.19. ΚΑΠΟΙΕΣ ΠΗΓΕΣ ΛΟΓΙΣΜΙΚΟΥ.....	58-59
ΠΗΓΕΣ.....	60-66

30° ΚΕΦΑΛΑΙΟ:ΧΡΟΝΟ– ΧΩΡΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ ΤΕΛΙΚΗΣ – ΔΙΑΦΟΡΑΣ ΠΟΥ ΕΦΑΡΜΟΖΕΤΑΙ ΣΕ ΚΕΡΑΙΕΣ.....67-133

30.1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	67-68
30.2. Ο ΒΑΣΙΚΟΣ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΣ ΤΗΣ ΤΔΧΧ.....	68-73
30.3. ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΣΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΔΧΧ.....	73
30.3.1. ΚΕΡΑΙΑ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ.....	74-78
30.3.2.ΚΕΡΑΙΑ ΔΕΙΚΤΗΣ.....	78-81
30.3.3. ΑΜΟΙΒΑΙΟΤΗΤΑ.....	82-82
30.3.4.ΠΕΡΙΟΧΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ.....	82-84
30.3.5. ΣΗΜΑΤΑ ΕΙΣΑΓΩΓΗΣ.....	84-87
30.4. ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΓΙΑ ΤΗΝ ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΕΡΑΙΑΣ.....	87-88
30.4.1.ΚΥΛΙΝΔΡΙΚΟ ΜΟΝΟΠΟΛΟ:ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΠΡΟΤΥΠΟ ΕΝΑΝΤΙΟΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΥ ΠΡΟΤΥΠΟΥ.....	88-99
30.4.2. ΜΕΤΑΛΛΙΚΕΣ ΑΙΧΜΕΣ ΚΑΙ ΣΠΕΙΡΕΣ : ΚΛΙΜΑΚΩΤΕΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΕΣ.....	99-116
30.4.3. ΕΠΙΘΕΜΑΤΑ ΜΙΚΡΟΛΩΡΙΔΑΣ : ΥΠΕΡΜΕΤΡΟΣ ΒΟΜΒΟΣ ΓΙΑ ΚΕΡΑΙΕΣ ΣΤΕΝΗΣ ΛΩΡΙΔΑΣ.....	116-125
30.5.ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	125-128
ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ.....	128
ΠΗΓΕΣ.....	128-133

31°ΚΕΦΑΛΑΙΟ:ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΚΕΡΑΙΩΝ JIAN – MINGJIN, ZHENG LOU, NORMA RILEY ΚΑΙ DOUGLAS RILEY.....134-256

31.1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	134-136
31.2.ΜΟΡΦΟΠΟΙΗΣΗ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ.....	136-144
31.3.ΜΟΡΦΟΠΟΙΗΣΗ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ.....	144-153

31.4.ΤΟΜΗ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ.....	153-154
31.4.1.ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΙΚΟΙ ΠΕΡΙΟΡΙΣΤΙΚΟΙ ΟΡΟΙ.....	154-155
31.4.2.ΤΕΛΕΙΑ ΣΥΜΠΠΤΟΥΣΕΣ ΣΤΡΩΣΕΙΣ.....	156-160
31.4.3.ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑΤΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΟΡΙΩΝ.....	160-165
31.4.4.ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΣΥΝΕΠΑΦΗΣ ΤΗΣ ΜΠΑ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ.....	165-168
31.5.ΠΡΟΤΥΠΟΠΟΙΗΣΗ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΚΕΡΑΙΑΣ.....	168-169
31.5.1.ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑΣ.....	169
31.5.1.1.ΚΑΘΕΤΗΡΑΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ.....	170-173
31.5.1.2.ΠΗΓΗ ΔΙΑΝΟΜΟΥΜΕΝΗΣ ΤΑΣΗΣ.....	173-174
31.5.1.3.ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΥ.....	175-179
31.5.2.ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΣΥΝΘΕΤΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ ΕΙΣΑΓΩΓΗΣ.....	179-180
31.5.3.ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΕΔΙΟΥ ΕΞΩΤΕΡΙΚΗΣ ΖΩΝΗΣ.....	180-182
31.5.4.ΟΠΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΕΝΔΟΤΕΡΟΥ ΠΕΔΙΟΥ.....	183
31.6.ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΦΑΣΗΣ.....	184
31.6.1.ΑΤΕΛΕΙΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ.....	185
31.6.1.1.ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ.....	185-188
31.6.1.2.ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ.....	188-191
31.6.2.ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΕΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ.....	191-192
31.6.2.1.ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ.....	192-195
31.6.2.2.ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ.....	196-197
31.7.ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΚΑΙ ΠΡΑΚΤΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ.....	198
31.7.1.ΕΠΙΛΟΓΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΤΟΥ ΛΥΤΗ.....	198-200
31.7.2.ΠΡΟΣΟΜΟΜΟΙΩΣΕΙΣ ΠΕΔΙΟΥ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ ΕΝΑΝΤΙΩΝ ΠΡΟΣΟΜΟΜΟΙΩΣΕΩΝ ΠΕΔΙΟΥ ΧΡΟΝΟΥ.....	200-203
31.7.3.ΑΠΟΣΥΝΘΕΣΗ ΠΕΡΙΟΧΗΣ ΚΑΙ ΠΑΡΑΛΛΗΛΗ ΧΡΗΣΗ Υ/Η.....	203-204
31.7.4.ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΜΕΤΑΣΤΡΟΦΗ.....	204-207
31.8.ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ.....	207
31.8.1.ΚΕΡΑΙΕΣ ΜΙΚΡΗΣ ΕΜΒΕΛΕΙΑΣ.....	207

31.8.1.1.ΚΕΡΑΙΑ ΕΠΙΘΕΜΑΤΟΣ.....	208
31.8.1.2.ΜΟΝΟΠΟΛΟ ΔΙΑΞΟΝΙΚΗΣ ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑΣ.....	208
31.8.2.ΚΕΡΑΙΕΣ ΜΕΓΑΛΗΣ ΕΜΒΕΛΕΙΑΣ.....	209
31.8.2.1.ΑΙΧΜΗ ΜΕ ΠΤΥΧΩΣΕΙΣ.....	209-212
31.8.2.2.ΕΛΙΚΑΣ.....	212-214
31.8.2.3.ΚΥΜΑΤΟΕΙΔΗΣ.....	214-116
31.8.2.4.ΑΝΑΣΤΡΕΨΙΜΗ ΚΩΝΙΚΗ ΕΛΙΚΑ.....	216-220
31.8.3.ΑΤΕΛΗΣ ΠΕΡΙΟΔΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ.....	220
31.8.3.1.ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ.....	220-223
31.8.3.2.ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ.....	223-227
31.8.4.ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΗ ΠΕΡΙΟΔΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ.....	227
31.8.4.1.ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ.....	227-228
31.8.4.2.ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ.....	228-234
31.8.5.ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΠΛΑΤΦΟΡΜΑΣ.....	234-241
31.9.ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	241-244
ΠΗΓΕΣ.....	244-256

32° ΚΕΦΑΛΑΙΟ:ΓΕΝΕΤΙΚΟΙ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΙ ΓΙΑ ΚΕΡΑΙΕΣ.....	257-311
32.1.ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΚΕΡΑΙΑΣ.....	257-258
32.1.1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΟΥΣ ΓΕΝΕΤΙΚΟΥΣ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΥΣ.....	259-265
32.1.2.ΠΟΛΛΑΠΛΗ ΑΝΤΙΚΕΙΜΕΝΙΚΗ ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ.....	266-270
32.1.3.ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΓΕΝΕΤΙΚΟΥ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΥ.....	270-272
32.2.ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ ΚΕΡΑΙΑΣ.....	272-273
32.2.1.ΜΗ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗ ΑΠΟΣΤΑΣΗ.....	274-275
32.2.2.ΛΕΠΤΥΝΣΗ ΦΑΣΗΣ.....	275-276
32.2.3.ΥΠΟΔΙΑΤΑΞΕΙΣ.....	276-279
32.3.ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΓΑ ΚΕΡΑΙΩΝ ΟΠΗΣ.....	280
32.3.1.ΚΕΡΑΙΕΣ ΑΙΧΜΗΣ.....	280-282

32.3.2.ΚΕΡΑΙΕΣ ΑΝΑΚΛΑΣΤΕΣ.....	282-285
32.3.3.ΚΕΡΑΙΕΣ ΜΙΚΡΟΛΩΡΙΔΑΣ.....	286-288
32.4.ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΓΑ ΤΩΝ ΚΕΡΑΙΩΝ ΚΑΛΩΔΙΩΝ.....	288-293
32.5.ΕΞΥΠΝΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ.....	293-302
32.6.ΑΛΛΑ ΣΧΕΔΙΑ ΚΕΡΑΙΑΣ ΓΑ.....	303-304
ΠΗΓΕΣ.....	304-311
33° ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΝΕΥΡΙΚΑ ΔΙΚΤΥΑ ΓΙΑ ΚΕΡΑΙΕΣ.....	312-378
33.1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	312-313
33.2 ΙΔΕΕΣ ΝΕΥΡΙΚΩΝ ΔΙΚΤΥΩΝ.....	313
33.2.1.ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΣΤΑΤΙΚΑ.....	314
33.2.2.ΣΥΛΛΗΨΗ ΙΔΕΑΣ ΕΝΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΝΕΥΡΙΚΟΥ ΔΙΚΤΥΟΥ.....	314-317
33.2.3.ΝΕΥΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΕΝΑΝΤΙΑ ΣΤΟ ΣΥΜΒΑΤΙΚΟ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟ ΠΡΟΤΥΠΟΥ.....	317-318
33.2.4.ΝΕΥΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΔΠΕ.....	319
33.2.4.1. ΔΟΜΗ ΚΑΙ ΣΥΜΒΟΛΙΣΜΟΣ ΤΟ ΔΠΕ.....	319
33.2.4.2.ΑΝΑΤΟΜΙΑ ΤΩΝ ΝΕΥΡΩΝΩΝ.....	320-321
33.2.4.3. ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΡΟΩΘΗΣΗΣ ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑΣ.....	321-322
33.2.4.4.ΣΗΜΑΝΤΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ.....	322-323
33.2.5.ΜΕΓΕΘΟΣ ΚΑΙ ΣΤΡΩΣΕΙΣ ΔΙΚΤΥΟΥ.....	323
33.2.6.ΑΛΛΕΣ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΕΙΣ ΝΕΥΡΙΚΟΥ ΔΙΚΤΥΟΥ.....	323
33.3.ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΝΕΥΡΙΚΟΥ ΔΙΚΤΥΟΥ.....	324
33.3.1.ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....	324
33.3.1.1.ΕΙΣΑΓΩΓΕΣ ΚΑΙ ΕΞΑΓΩΓΕΣ ΑΝΔ.....	324

33.3.1.2.ΕΥΡΟΣ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΝΟΜΗ ΔΕΙΓΜΑΤΩΝ.....	324-325
33.3.1.3.ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....	325-326
33.3.1.4.ΟΡΓΑΝΩΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....	326
33.3.1.5.ΠΡΟΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ.....	327
33.3.2.ΠΡΟΠΟΝΗΣΗ ΝΕΥΡΙΚΟΥ ΔΙΚΤΥΟΥ.....	327
33.3.2.1.ΜΗΔΕΝΙΣΗ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΒΑΡΟΥΣ.....	327
33.3.2.2.ΜΟΡΦΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΠΡΟΠΟΝΗΤΙΚΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ.....	327-328
33.3.2.3.ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΓΩΓΟΥ ΣΦΑΛΜΑΤΟΣ.....	328-330
33.4.ΑΛΛΑ ΝΕΥΡΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΔΙΚΤΥΟΥ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΣΤΗΝ ΠΡΟΤΥΠΟΠΟΙΗΣΗ ΚΕΡΑΙΑΣ.....	330
33.4.1.ΝΕΥΡΙΚΑ ΔΙΚΤΥΑ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΡΑΔΙΑΚΗΣ ΒΑΣΗΣ.....	330-332
33.4.2.ΝΕΥΡΙΚΑ ΔΙΚΤΥΑ ΧΑΡΤΗ ΑΥΤΟ-ΟΡΓΑΝΩΣΗΣ.....	332-334
33.5.ΕΝΑ ΤΥΠΙΚΟ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ.....	334
ΠΡΟΒΛΗΜΑ.....	335-336
ΕΚΤΕΛΕΣΗ.....	336-337
ΟΦΕΛΗ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΕΝΟΣ ΝΔ ΓΙΑ ΤΟ ΤΡΕΧΟΝ ΠΡΟΒΛΗΜΑ.....	337-339
33.6.ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΚΕΡΑΙΑΣ.....	339
33.6.1.ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΥΝΘΕΣΗ ΚΕΡΑΙΑΣ ΑΙΧΜΗΣ.....	340
33.6.1.1.ΑΝΑΓΚΑΙΟΤΗΤΑ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΝΔ.....	340
33.6.1.2.ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΑΙ ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ.....	340-350
33.6.1.3.ΕΠΙΣΗΜΑΝΣΕΙΣ ΑΠΟ ΑΥΤΗΝ ΤΗΝ ΕΦΑΡΜΟΓΗ.....	350-351
33.6.2.ΠΡΟΒΛΕΨΗ ΣΧΗΜΑΤΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΟΠΗΣ.....	351
33.6.2.1.ΑΝΑΓΚΑΙΟΤΗΤΑ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΝΔ.....	351-352
33.6.2.2.ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΑΙ ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ.....	352-355
33.6.2.3.ΕΠΙΣΗΜΑΝΣΕΙΣ ΑΠΟ ΑΥΤΗΝ ΤΗΝ ΕΦΑΡΜΟΓΗ.....	355
33.6.3.ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΜΙΚΡΟΛΩΡΙΔΑΣ.....	355
33.6.3.1.ΑΝΑΓΚΑΙΟΤΗΤΑ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΝΔ.....	355-356
33.6.3.2.ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΑΙ ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ.....	356-358

33.6.3.3.ΕΠΙΣΗΜΑΝΣΕΙΣ ΑΠΟ ΑΥΤΗΝ ΤΗΝ ΕΦΑΡΜΟΓΗ.....	358
33.6.4.ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΑΝΑΔΙΑΜΟΡΦΩΣΕΙΣ...	358
33.6.4.1.ΑΝΑΓΚΑΙΟΤΗΤΑ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΝΔ.....	358-360
33.6.4.2.ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΑΙ ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ.....	360-363
33.6.4.3.ΕΠΙΣΗΜΑΝΣΕΙΣ ΑΠΟ ΑΥΤΗΝ ΤΗΝ ΕΦΑΡΜΟΓΗ.....	364
33.7.ΚΑΠΟΙΑ ΘΕΜΑΤΑ ΧΡΗΣΗΣ ΝΔ ΓΙΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΚΕΡΑΙΑΣ.....	364-368
33.8.ΜΕΙΟΝΕΚΤΗΜΑΤΑ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΝΔ.....	368-369
33.9.ΝΕΕΣ ΤΑΣΕΙΣ.....	369
33.10.ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	369-370
ΠΗΓΕΣ.....	370-378

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 29

ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΚΕΡΑΙΑΣ ΜΕ ΤΗ ΧΡΗΣΗ ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑΤΙΚΩΝ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ ΚΑΙ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ.

29.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Υπάρχουν τρεις κυρίαρχες αριθμητικές προσεγγίσεις για την ανάλυση κεραίας. Οι δύο από αυτές είναι η μέθοδος πεδίου συχνότητας πεπερασμένου-στοιχείου και η μέθοδος πεπερασμένου χρόνου διαφοράς, οι οποίες συζητούνται σε συνοδευτικά κεφάλαια και περιέχουν την αριθμητική λύση διαφορικών εξισώσεων. Σε αυτό το κεφάλαιο επικεντρωνόμαστε στις μεθόδους ολοκληρωματικών εξισώσεων στο πεδίο συχνότητας. Τα προβλήματα στην Ηλεκτρομαγνητική έχουν διαμορφωθεί στα πλαίσια των ολοκληρωματικών εξισώσεων από τότε που ο Rocklinton ανέλυσε τη μετάδοση κυμάτων μέσω καλωδίων το 1897, αν και η αριθμητική λύση αυτών των εξισώσεων σε σύγχρονη τοποθέτηση δεν είχε αρχίσει μέχρι το 1960. Οι ολοκληρωματικές εξισώσεις προσφέρουν το πλεονέκτημα του ότι εμπεριέχουν τη λειτουργία του Green η οποία ερμηνεύει επακριβώς τη μετάδοση των κυμάτων σε οποιαδήποτε απόσταση. Έτσι λοιπόν δεν υπάρχει ανάγκη για ακρωτηριασμό του υπολογιστικού πεδίου με προσεγγιστικές μεθόδους, όπως συμβαίνει με τις μεθόδους του πεπερασμένου στοιχείου και πεπερασμένης διαφοράς.

Εν συντομία ανακεφαλαιώνουμε τη μορφοποίηση μερικών ολοκληρωματικών εξισώσεων καθώς και την πραγματοποίηση των πιο κοινών αριθμητικών τεχνικών, δίνοντας έμφαση στα όρια αυτών των προσεγγίσεων. Γενικά, ο στόχος μας είναι να παρέχουμε στον αναγνώστη μια καθοδήγηση στην επιλογή τεχνικής και να του υποδείξουμε τη τοποθεσία του διαφημιστικού λογισμικού ή του ελεύθερου υλικού που ίσως τον εξυπηρετήσει. Αναγνώστες οι οποίοι αναζητούν επιπρόσθετη ενημέρωση είναι ευπρόσδεκτη να συμβουλευθούν ένα αριθμό βιβλίων τα οποία περιλαμβάνουν τις γνώσεις αυτού του κανό [1-9]. Εμείς δεν επιχειρούμε να παρέχουμε τον υπολογισμό σε βάθος των αναγκαίων λεπτομερειών, εδώ για τους αναγνώστες που επιθυμούν να αναβαθμίσουν τους κώδικες δικών τους υπολογιστών.

29.2 ΤΟ ΥΛΙΚΟ ΑΚΕΡΑΙΩΝ ΕΞΙΣΩΣΕΩΝ

Το υλικό σε αυτόν τον τομέα και τον επόμενο έχει αποκτηθεί από την Πηγή 10. Υπολογίστε ότι έχουμε ένα ηλεκτρικό σώμα τέλειας αγωγιμότητας σε ένα ατελές ομογενές περιβάλλον διηλεκτρικής σταθεράς ϵ και ηλεκτρικής αγωγιμότητας μ . Το σώμα επι φωτίζεται από μια σταθερή πηγή κυματοειδούς κατάστασης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με ραδιακή συχνότητα ω , και όλες οι ποσότητες χρονικών διακυμάνσεων αντιπροσωπεύονται από διαγράμματα κυματοειδών

φάσεων με αναφορά σε χρόνο καταστολής $e^{j\omega t}$. Αν και αυτή η δομή αντιπροσωπεύει την επιφάνεια μιας κεραίας, εμείς εκθέτουμε το πρόβλημα υποθέτοντας ότι η κεραία διασκορπίζει το πεδίο της τροφοδοτικής πηγής. Κατά την απουσία της κεραίας, η πηγή θα παρήγαγε ένα ηλεκτρικό πεδίο $\vec{E}^{inc}(x,y,z)$ και ένα μαγνητικό πεδίο $\vec{H}^{inc}(x,y,z)$ ενδιάμεσως του περιβάλλοντος χώρου. (Αυτά δηλώνονται ως πεδία συμβάντος). Κατά την παρουσία της κεραίας αγωγού, τα πεδία διαταράσσονται και μετατρέπονται σε ολοκληρωματικά πεδία $\vec{E}^{tot}(x, y, z)$ και $\vec{H}^{tot}(x, y, z)$. Αυτή η διαταραχή μπορεί να διαπιστωθεί από την παρουσία ισότιμων επαγωγικών ρευμάτων στην επιφάνεια της κεραίας.

Η πυκνότητα του επαγωγικού ρεύματος πάνω στην επιφάνεια μπορεί να εκφραστεί ως $\vec{J}(s,t)$, όπου το s και το t είναι οι παραμετρικές μεταβλητές πάνω στην επιφάνεια. (Από εδώ και στο εξής, όλες οι αναφορές στη μεταβλητή t προτίθεται να δηλώνουν τη θέση, όχι το χρόνο). Η πυκνότητα του ρεύματος, εάν αντιμετωπιστεί ως λειτουργία πηγής η οποία υφίσταται κατά την απουσία της κεραίας αγωγού, παράγει τα διασκορπισμένα πεδία $\vec{E}^s(x,y,z)$ και $\vec{H}^s(x,y,z)$. Τα ποικίλα πεδία σχετίζονται τοιουτοτρόπως:

$$(29.01) \quad \vec{E}^{inc} + \vec{E}^s = \vec{E}^{tot}$$

$$(29.02) \quad \vec{H}^{inc} + \vec{H}^s = \vec{H}^{tot}$$

Εφ'όσον τα διασκορπισμένα πεδία παράγονται σε ατελές ομογενές περιβάλλον από ρεύμα \vec{J} , μπορούν άμεσα να καθοριστούν χρησιμοποιώντας οποιαδήποτε από τις καθιερωμένες σχέσεις πηγής-πεδίου, όπως

$$(29.03) \quad \vec{E}^s = \frac{\bar{V}(\bar{V} \cdot \vec{A}) + k^2 \vec{A}}{j\omega\epsilon}$$

$$(29.04) \quad \vec{H}^s = \bar{V} \times \vec{A}$$

όπως στην Πηγή 7 η Εξίσωση 29,4 επιστρατεύει ως εναλλακτικός τρόπος στην πιο παραδοσιακή σχέση $\vec{B} = \bar{V} \times \vec{A}$, όπου το σύνολο των κυμάτων του μέσου δίνεται από τη σχέση $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ και η πιθανή λειτουργία του μαγνητικού φορέα είναι

$$(29.05) \quad \vec{A}(x, y, z) = \iint_{surface} \vec{J}(s', t') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} ds' dt'$$

Στην εξίσωση 29,5 το R είναι η απόσταση από ένα σημείο (s', t') της επιφάνειας, σε ένα σημείο (x,y,z) , όπου το πεδίο εκτιμάται. Στη διάρκεια αυτού του κεφαλαίου, καθορισμένες συντεταγμένες χρησιμοποιούνται για να περιγράψουν την πηγή του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου (την πυκνότητα του ρεύματος), ενώ τυχαίες συντεταγμένες υποδηλώνουν την τοποθεσία του παρατηρητή όπου αυτό το πεδίο αξιολογείται. Τα ολοκληρωτικά πεδία στην Εξίσωση 29,1 και 29,2 πρέπει να τηρούν τις ηλεκτρομαγνητικές συνθήκες ορίων πάνω στην επιφάνεια της τελικής ηλεκτρικής κεραίας:

$$(29.06) \quad \hat{n} \times \vec{E}^{tot}|_{surface} = 0$$

$$(29.07) \quad \hat{n} \times \vec{H}^{tot}|_{surface} = \vec{J}$$

όπου το \hat{n} είναι με το εξωτερικό διάνυσμα και στην Εξίσωση 29,7 η επιφάνεια προσεγγίζεται από την εξωτερική πλευρά. Συσχετίζοντας τις Εξισώσεις 29.1 , 29.3 και 29.6 αποκτούμε

$$(29.08) \quad \hat{n} \times \vec{E}^{inc}|_{surface} = -\hat{n} \times \frac{\bar{V}(\bar{V} \times \bar{A}) + k^2 \bar{A}}{j\omega\epsilon}|_{surface}$$

Αυτή η εξίσωση είναι μια μορφή της ολοκληρωματικής εξίσωσης ηλεκτρικού πεδίου (ΟΕΗΠ) (Αν και στην ουσία είναι μια ολοκληρωματικό-διαφορική εξίσωση, ο όρος ολοκληρωματική εξίσωση χρησιμοποιείται ευρέως για απλοποίηση). Η εξίσωση μπορεί γενικά να λυθεί με την πυκνότητα του ρεύματος στην επιφάνεια \vec{J} να εμφανίζεται στο πιθανό μαγνητικό διάνυσμα \vec{A} . Με την σύζευξη των Εξισώσεων 29.2 , 29.4 και 29.7, έχουμε την Ολοκληρωματική εξίσωση μαγνητικού πεδίου (ΟΕΜΠ)

$$(29.09) \quad \hat{n} \times \vec{H}^{inc}|_{surface} = \vec{J} - \hat{n} \times (\bar{V} \times \bar{A})|_{surface}$$

Η εξίσωση 29.9 χρησιμοποιείται στην οριακή περίπτωση από το εξωτερικό της επιφάνειας του σώματος. Αυτή η εξίσωση μπορεί επίσης να λυθεί για το \vec{J} . Όταν το \vec{J} έχει καθοριστεί, από την επίλυση των εξισώσεων 29.8 η 29.9 τα πεδία καθώς και άλλες παρατηρήσιμες ποσότητες που σχετίζονται με την κεραία μπορούν να εκτιμηθούν με άμεσο υπολογισμό.

Η ΟΕΜΠ στην Εξίσωση 29.9 μπορεί να εφαρμοστεί μόνο σε κλειστής αγωγιμότητας σώματα όπου η Εξίσωση 29.7 ισχύει ως οριακός όρος , ενώ η ΟΕΗΠ μπορεί να χρησιμοποιηθεί για λεπτές επιφάνειες καθώς και συμπαγείς δομές, όπου η Εξίσωση 29.6 ισχύει. Αυτός ο περιορισμός στην ΟΕΜΠ οφείλεται στο ότι η Εξίσωση 29.7 ειδικεύεται σε περιπτώσεις όπου το μαγνητικό πεδίο έχει τιμή μηδέν στην εσωτερική πλευρά της επιφάνειας. Ο τύπος της ΟΕΜΠ στην Εξίσωση 29.9 δεν ισχύει, εάν η επιφάνεια είναι ανοιχτή και το πεδίο είναι μη-μηδενικό και στις δύο πλευρές της επιφάνειας. Στην ανάλυση της κεραίας χρησιμοποιείται πιο ευρέως η ΟΕΗΠ, και σε αυτήν θα επικεντρωθούμε στη συνέχεια.

Μια εναλλακτική μορφή της ΟΕΗΠ είναι η λεγόμενη ολοκληρωματική εξίσωση πολλαπλού δυναμικού (ΟΕΠΔ) στην οποία η ΟΕΗΠ της Εξίσωσης 29.8 αναδιαμορφώνεται ως εξής:

$$(29.10) \quad \hat{n} \times \vec{E}^{inc}|_{surface} = \hat{n} \times \{j\omega\mu\vec{A} + \bar{V}\Phi_e\}|_{surface}$$

Όπου η ηλεκτρική κλιμακωτή πιθανή λειτουργία είναι:

$$(29.11) \quad \Phi_e(x, y, z) = \frac{1}{-j\omega\epsilon} \iint_{surface} \{\bar{V}'_s \times \vec{J}\} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} ds' dt'$$

Η ΟΕΠΔ κάποιες φορές είναι πιο βολική ως τύπος εφαρμογής επειδή προσφέρει ένα παράγωγο λιγότερο έξω από τα ολοκληρώματα. Εφ'όσον η εκτροπή της πυκνότητας

του ρεύματος είναι ανάλογη της επιφανειακής πυκνότητας φόρτισης[†], και η πυκνότητα φόρτισης είναι η κυρίαρχη πηγή του ηλεκτρικού πεδίου της ενδότερης ζώνης, ο κλιμακωτός όρος δυναμικού στην Εξίσωση 29.10 είναι πιθανό να αποφέρει πεδία μεγαλύτερης σημασίας από το διάνυσμα δυναμικού στην εξίσωση. Η ακρίβεια μιας αριθμητικής λύσης βασίζεται εντόνως στην ακρίβεια των πεδίων ενδότερων ζωνών, έτσι λοιπόν η αντιπροσώπευση της πυκνότητας φόρτισης και η λειτουργία κλιμακωτού δυναμικού έχουν σημασία, και η ΟΕΠΔ τραβά την προσοχή σε αυτούς τους όρους. Αν και δεν συμπεριλαμβάνουμε τις κεραίες οπής σε αυτή τη συζήτηση, σημειώνουμε ότι αυτές οι κεραίες αναλύονται από παρόμοιες ολοκληρωματικές εξισώσεις που συνήθως χρησιμοποιούν την ισότιμη πυκνότητα μαγνητικού ρεύματος ως τον πρωταρχικό άγνωστο. Ανάλογοι τύποι συναντώνται στην λογοτεχνία [2,5-7]

[†] Σημειώστε ότι η εκτροπή της πυκνότητας του ρεύματος πρέπει να αντιμετωπίζεται ως μια γενικευμένη λειτουργία, ενσωματώνοντας οποιεσδήποτε λειτουργίες δέλτα του Dirac που ίσως προκύψουν στην διαδικασία.

29.3 Η ΜΕΘΟΔΟΣ ΤΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ

Οι διανυσματικές ολοκληρωματικές εξισώσεις 29.8, 29.9 και 29.10 έχουν τη μορφή:

$$(29.12) \quad L \{ \vec{J} \} = \vec{V}$$

Όπου το L δηλώνει ένα γραμμικό διανυσματικό τελεστή, το \vec{V} είναι η δεδομένη λειτουργία διέγερσης και ισότητα ισχύει για τα συστατικά επαπτόμενων διανυσμάτων πάνω στην επιφάνεια της κεραίας. Για να λυθεί αριθμητικά η Εξίσωση 29.12 πρέπει να προβληθεί από έναν συνεχή, πολυδιάστατο χώρο σε ένα διακριτό, πεπερασμένης διάστασης χώρο [ή σε λιγότερο μαθηματικούς όρους, να μετατραπεί σε εξίσωση με την μορφή πίνακα (matrix)]. Αυτή η διαδικασία είναι γνωστή ως διακριτοποίηση. Ένας τρόπος για να επιτύχουμε αυτή την διακριτοποίηση είναι η μέθοδος των στιγμών (ΜτΣ), (στην αγγλική MoM, από το Method of Moments) [1].

Όπως εφαρμόζεται εδώ, η ΜτΣ έχει την ίση σημασία με την μέθοδο του οριακού στοιχείου, την μέθοδο σημαίνοντος υπολείμματος και την διαδικασία Rayleigh-Ritz.

Η εκτέλεση τις ΜτΣ που παραθέτουμε εμπεριέχει την προσέγγιση της ποσότητας που πρέπει να υπολογισθεί, του \vec{J} , από μια επέκταση στη λειτουργία της βάσης γραμμικά ανεξάρτητου διανύσματος.

$$(29.13) \quad \vec{J}(s, t) \cong \sum_{n=1}^N I_n \vec{B}_n(s, t)$$

Οι συντελεστές του N $\{In\}$ στην Εξίσωση 25.13 αποτελούν τους άγνωστους που πρέπει να καθοριστούν. Για να αποκτήσουμε γραμμικά ανεξάρτητες εξισώσεις του N , και τα δύο μέρη της Εξίσωσης 29.12 πολλαπλασιάζονται (χρησιμοποιώντας ένα κλιμακωτό ή προϊόν κουκίδων) με τις κατάλληλες εξεταστικές διανυσματικές λειτουργίες $\{\vec{I}_m(s, t)\}$ και ολοκληρώνονται στην επιφάνεια της κεραίας για να έχουμε το εξής:

(29.14)

$$\iint \text{surface } \vec{T}_m \times L\{\vec{J}\} ds dt = \iint \text{surface } \vec{T}_m \vec{V} ds dt, \quad m = 1, 2, \dots, N$$

Με το να εκτελούμε την εξίσωση κατά αυτόν τον τρόπο, η οριακή κατάσταση που συσχετίζεται με την ολοκληρωματική εξίσωση 29.12 επιβάλλεται στο μέσο (ή σε ένα αδύναμο τρόπο) σε όλη την περιοχή της εξεταστικής λειτουργίας. Οι εξισώσεις στο 29.14 μπορούν να οργανωθούν με ένα πίνακα (matrix) της μορφής $ZI=V$, όπου στον πίνακα $N \times Z$ το Z παίρνει τιμές:

$$(29.15) \quad Z_{mn} = \iint \text{surface } \vec{T}_m \times L\{\vec{B}_n\} ds dt$$

και στην στήλη διανύσματος $N \times 1$ το V παίρνει τιμές:

$$(29.16) \quad V_m = \iint \text{surface } \vec{T}_m \times \vec{V} ds dt$$

Η αριθμητική λύση της εξίσωσης σε μορφή matrix αποφέρει τους συντελεστές $\{In\}$.

Όπως εκφράζονται στις Εξισώσεις 29.13 – 29.16, οι βασικές και εξεταστικές διεργασίες μπορούν να επεκταθούν σε ολόκληρη την επιφάνεια ή να καθοριστούν με ένα πιο περιορισμένο πλαίσιο υποστήριξης. Η χρήση των διεργασιών βάσης ολόκληρου εύρους επιφάνειας οι οποίες επεκτείνονται σε όλο το εύρος της επιφάνειας, συνήθως περιορίζεται σε κώδικες που έχουν αναπτυχθεί για συγκεκριμένες γεωμετρίες. Επειδή επιτρέπουν ευελιξία στη γεωμετρία, κώδικες βασισμένοι σε υποτμηματικές διεργασίες είναι εφαρμόσιμοι σε μια ευρεία γκάμα προβλήματος και οι περισσότεροι κώδικες για υπολογιστές που προορίζονται για ανάλυση κεραίας συγκαταλέγονται σε αυτήν την κατηγορία.

29.04 ΚΕΡΑΙΕΣ ΛΕΠΤΟΥ ΚΑΛΩΔΙΟΥ

Όπως σημειώθηκε στον προηγούμενο τομέα, τα ηλεκτρικά πεδία ενδότερης ζώνης υπόκεινται σε ισχυρή σύζευξη με την πυκνότητα φόρτισης της επιφάνειας, κάτι που αποδεικνύεται από την πυκνότητα του ρεύματος μέσω της:

$$(29.17) \quad \rho_s = \frac{1}{-j\omega} \bar{V}_s \times \vec{J}$$

Αν και η πυκνότητα του ρεύματος μπορεί να αντιμετωπιστεί ως ο πρωταρχικός άγνωστος στην ΟΕΗΠ, η αντιπροσώπευση για την πυκνότητα φόρτισης πρέπει να λαμβάνεται υπ' όψιν όταν κατασκευάζουμε μια αριθμητική λύση. Έχει παρατηρηθεί ότι οι συνέπειες αντιπροσωπεύσεις για την πυκνότητα του ρεύματος σχετίζονται με αποτυχημένη ακρίβεια στις αριθμητικές λύσεις [11].

Η διαδικασία της διαμόρφωσης και της αριθμητικής λύσης παρουσιάζεται εδώ με τη χρήση μιας εννοιολογικά απλής κεραίας : (Σχέδιο 29.1). Το δίπολο είναι ένας κύλινδρος ευθυγραμμισμένος στον άξονα z, με μία ακτίνα a και γενικό μήκος 2h. Προς το παρόν, έχουμε αγνοήσει τις λεπτομέρειες της τροφοδότησης, εκτός από την υπόθεση ότι η πηγή παράγει ένα ηλεκτρικό πεδίο \vec{E}^{inc} (incident field), το οποίο φωτίζει τα κυλινδρικά άκρα του δίπολου. Πιο συγκεκριμένα, το \vec{E}^{inc} είναι το πεδίο της τροφοδότησης όπως θα υπήρχε κατά την απουσία των μεταλλικών ράβδων του δίπολου. Η αρχή της ισοδυναμίας της επιφάνειας επικαλείται για να αφαιρέσουμε τους διπολικούς βραχίονες από το πρόβλημα, με το αποτέλεσμά τους να ερμηνεύεται από μία ισότιμη πυκνότητα ρεύματος πάνω στην επιφάνεια που συμβολίζεται με το \vec{J} και ακτινοβολείται στον ελεύθερο χώρο.

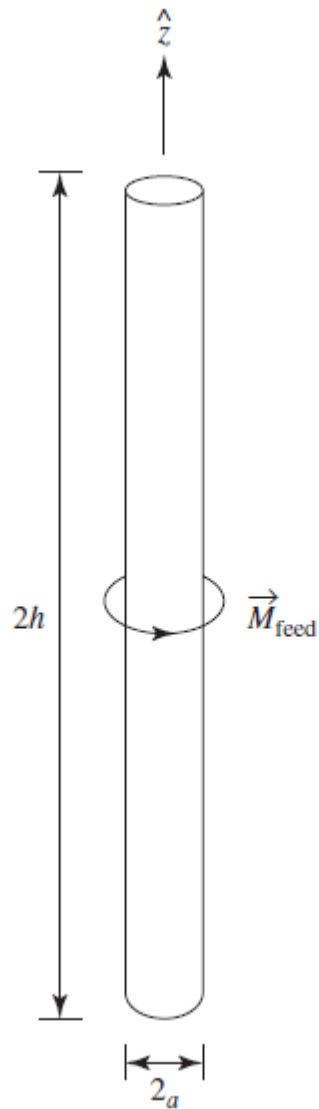


Figure 29.1 A linear dipole antenna.

Σχέδιο 29.1 Μία γραμμική διπολική κεραία

Κάποιες απλοποιήσεις είναι πιθανές εάν υποθέσουμε ότι οι κύλινδροι έχουν λεπτή επιφάνεια σε σχέση με το γενικό μήκος ($a \ll 2h$) και το μήκος κύματος ($a \ll \lambda$). Υποθέτουμε επίσης ότι η πηγή τροφοδότησης είναι ανεξάρτητη του θ και δεν παράγει την συνιστώσα θ σε ηλεκτρικό πεδίο. Αυτές οι συνθήκες υπονοούν ότι (1) δεν υφίσταται αξιόλογη ροή ρεύματος στα καλύμματα των απολήξεων των κυλίνδρων και (2) η πυκνότητα του ρεύματος στην επιφάνεια είναι ανεξάρτητη του θ . (Ισότιμα, ο πρώτος όρος μπορεί να διαπιστωθεί, εάν οι κύλινδροι είναι κενοί εσωτερικά). Έτσι λοιπόν, η ισότητα πυκνότητα ρεύματος πάνω στην επιφάνεια, είναι απλά μια χρήση του z και μπορεί να εκφραστεί ως:

$$(29.18) \quad \vec{J}(\varphi, z) = \hat{z} J_z(z)$$

Το ισότιμο ρεύμα επιφάνειας είναι ο αρχικός άγνωστος κατά τη μορφοποίηση. Όταν το \vec{J} έχει καθοριστεί, το σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας, η αμεσότητα και η σύνθετη αντίσταση τροφοδοσίας της κεραίας υπολογίζονται εύκολα από δευτερεύοντες υπολογισμούς.

Η ΟΕΗΠ από την εξίσωση 29.8 μπορεί να χρησιμοποιηθεί εξειδικευμένα σε αυτήν την περίπτωση για να παράγει:

$$(29.19) \quad E_z^{inc}(z) |_{\rho = a, \varphi = 0} = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \hat{z} \times \{ \bar{V}(\bar{V} \times \bar{A}) + k^2 \bar{A} \} |_{\rho = a, \varphi = 0, -h < z < h} = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \left\{ \frac{\theta^2}{\theta_z^2} + k^2 \right\} A_z = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \left\{ \frac{\theta^2}{\theta_z^2} + k^2 \right\} \int_{z'=-h}^h J_z(z') \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} a d\varphi' dz'$$

όπου:

$$(29.20) \quad R = \sqrt{(a - a \cos \varphi')^2 + (-a \sin \varphi')^2 + (z - z')^2}$$

Μετά την αντικατάσταση της πυκνότητας του ρεύματος της επιφάνειας από το ολικό ρεύμα, με τη χρήση της:

$$(29.21) \quad I(z') = 2\pi a J_z(z'),$$

η εξίσωση 29.19 μπορεί να ξαναγραφεί ως:

$$(29.22)$$

$$E_z^{inc}(z) = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \left\{ \frac{\theta^2}{\theta_z^2} + k^2 \right\} \int_{z'=-h}^h I_z(z') G(z - z') dz'$$

όπου:

$$(29.23) \quad G(\mathbf{z} - \mathbf{z}') = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} d\varphi'$$

και όπου το R μπορεί να εξειδικευτεί ως:

$$(29.24) \quad R = \sqrt{4a^2 \sin^2\left(\frac{\varphi'}{2}\right) + (z - z')^2}$$

Η ισότητα στην εξίσωση 29.22 επικρατεί στην πρωτότυπη επιφάνεια του δίπολου ($\rho = a$, $-h < z < h$). Η εξίσωση 29.22 έχει τη μορφή της εξίσωσης 29.12 και μπορεί να λυθεί κατά την αρχή του $I(z)$.

Η ολοκληρωματική εξίσωση 29.22 μπορεί να γενικευθεί σε λυγισμένα ή καμπυλωτά καλώδια, καλώδια με ποικίλες τιμές ακτίνας, καλώδια έμφορτα με αντιστάσεις στοιχείων όγκων ή απλές αντιστάσεις και ούτω καθ' εξής [3, 12-14]. Οι πρωταρχικές αρχές της ανάλυσης πιο γενικών σχημάτων κεραίας δεν διαφέρουν ουσιαστικά από αυτές της γραμμικής διπολικής κεραίας, οπότε η επερχόμενη ανάλυση περιορίζεται στην εξίσωση 29.22 .

29.05 ΠΡΟΤΥΠΑ ΤΡΟΦΟΔΟΤΗΣΗΣ ΚΑΛΩΔΙΑΚΗΣ ΚΕΡΑΙΑΣ

Το πεδίο E_z^{inc} στην εξίσωση 29.22 είναι το πεδίο τροφοδότησης της κεραίας κατά την απουσία της ίδιας της κεραίας. Τα πιο διαδεδομένα πρότυπα τροφοδότησης καλωδιακής κεραίας είναι η μαγνητική πηγή πεδίου [15] και η πηγή εφαρμοσμένης τάσης [12]. Η πηγή πεδίου, η οποία αποτελείται από μία μαγνητική πυκνότητα ρεύματος που σχετίζεται με τον τύπο TEM ενός ομοαξονικού καλωδίου, ταιριάζει απόλυτα στο σχεδιασμό ενός μονοπολικού ή άλλου καλωδίου που τροφοδοτείται μέσω μίας εδαφικής επιφάνειας από ένα ομοαξονικό καλώδιο. Για μία εδαφική επιφάνεια όπου το $z = 0$ και μία ομοαξονική οπή τα οποία βρίσκονται στο κέντρο της αρχής, αυτό το πρότυπο παράγει ένα πεδίο συμβάντος του τύπου:

$$(29.25) \quad E_z^{inc}(\rho, z) = \frac{V_0}{\ln(b/a)} \int_{\varphi'=0}^{2\pi} \left\{ \frac{e^{-jkR_1}}{4\pi R_1} - \frac{e^{-jkR_2}}{4\pi R_2} \right\} d\varphi'$$

όπου το V_0 είναι η τάση κατά μήκος της οπής του άξονα, το a και b είναι οι ενδότερες και οι εξώτερες διαστάσεις της οπής αναλόγως,

$$(29.26) \quad R_1 = \sqrt{\rho^2 + a^2 - 2\rho a \cos \varphi' + z^2}$$

και

$$(29.27) \quad R_2 = \sqrt{\rho^2 + b^2 - 2\rho b \cos \varphi' + z^2}$$

Η πηγή εφαρμοσμένης τάσης δεν είναι τόσο έγκυρη πρακτικά όσο η μαγνητική πηγή πεδίου. Μπαίνει σε εφαρμογή με την υπόθεση ότι:

(29.28)

$$\int T_m(z) E_z^{inc}(z) dz = \begin{cases} V_0, \text{ παρατηρητής σε περιοχή τροφοδοσίας} \\ 0, \text{ σε άλλη περίπτωση} \end{cases}$$

όπου το T_m είναι η εξεταστική λειτουργία από την Εξίσωση 29.14 που τοποθετείται σε περιοχή τροφοδοσίας και το V_0 αποτελεί την επιθυμητή τάση τροφοδοσίας. Τα διάφορα διπολικά πρότυπα τροφοδοσίας παράγουν έντονα πεδία που εντοπίζονται κοντά στο σημείο τροφοδοσίας, έτσι η Εξίσωση 29.28 μας δίνει ένα λογικό, πρωταρχικό αποτέλεσμα χωρίς μια σαφή μορφή του E_z^{inc} .

Γενικά, ένα πρότυπο τροφοδοσίας που συνδέεται στενά με την ακριβή δομή τροφοδοσίας, αναμένεται να παράγει περισσότερο ακριβή αποτελέσματα όσον αφορά την τροφοδοσία ρεύματος από σύνθετη αντίσταση. Καθώς πρακτικά είναι λιγότερο έγκυρα, τα αποτελέσματα τροφοδοσίας εφαρμοσμένης τάσης πάνω στην τροφοδοσία από σύνθετη αντίσταση, αναμένεται να είναι λιγότερο ακριβή από αυτά που παράγονται από ένα καλύτερο πρότυπο τροφοδοσίας. Παρ' όλα αυτά, αποτελέσματα από σχέδια εξώτερης ζώνης πεδίου, είναι σχετικά ανεξάρτητα από τα πρότυπα τροφοδοσίας και το πρότυπο εφαρμοσμένης τάσης, συνήθως, είναι αρκετά επαρκές για κατευθυντήριους υπολογισμούς.

Άλλα πρότυπα τροφοδοσίας έχουν προταθεί [3, 12, 13] αλλά δεν χρησιμοποιούνται ευρέως. Κάποιες πρακτικές δομές τροφοδοσίας, όπως η τροφοδοσία ζεύγους-T [16], καθώς και διάφοροι τύποι μετασχηματιστών [17], μπορούν να γίνουν πρότυπα με την προσθήκη επιπρόσθετων τμημάτων καλωδίων. Στην πράξη, μπορεί να υπάρξει παρασιτική χωρητικότητα, που να σχετίζεται με διάφορες δομές τροφοδοσίας κεραίας, η οποία παραμελείται στην περίπτωση του τυπικού προτύπου τροφοδοσίας.

29.06 ΛΥΣΗ ΤΗΣ ΕΞΙΣΩΣΗΣ 29.22 ΜΕ ΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΩΝ ΣΤΙΓΜΩΝ

Γενικώς, έχουμε περιορίσει τον υπολογισμό της χρήσης των βασικών τμηματικών λειτουργιών, όπου κάθε βασική λειτουργία περιορίζεται σε μία μικρή περιοχή υποστήριξης της επιφάνειας της κεραίας.

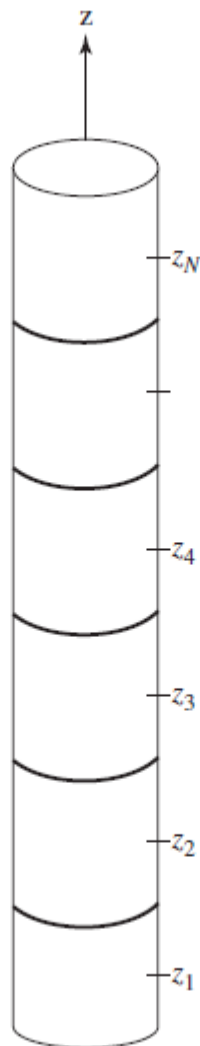


Figure 29.2 Division of the linear dipole into cells.

Σχέδιο 29.2 Διαίρεση του γραμμικού διπολικού σε τμήματα

Υποθέτουμε ότι το εν λόγω δίπολο χωρίζεται σε z τμήματα (Σχέδιο 29.2). Όπως στην εξίσωση 29.13, το ρεύμα $I(z)$ μπορεί να αντιπροσωπευθεί από μία εφαρμογή λειτουργιών βάσης όπως:

$$(29.29) \quad I(z) = \sum_{n=1}^N I_n B_n(z)$$

Αφού η εξίσωση 29.29 αντικατασταθεί με την εξίσωση 29.22, οι N συντελεστές $\{I_n\}$ ανάγονται σε αγνώστους.

Αν και μία μεγάλη ποικιλία τύπων τμηματικών λειτουργιών βάσης έχει μελετηθεί, οι δύο που χρησιμοποιούνται ευρέως για την ανάλυση της καλωδιακής κεραίας είναι το ελικοειδές τρίγωνο και το ελικοειδές τριών-όρων. Κάθε βασική λειτουργία βάσης ελικοειδούς τριγώνου διασκελίζει δύο τμήματα και παραποιεί την αξία του ρεύματος κατά την ένωση (Σχέδιο 29.3). Εάν τα εν λόγω τμήματα βρίσκονται στα διαστήματα $-d < z < 0$ και $0 < z < d$, η λειτουργία βάσης που παρεμβάλλεται στην αρχική μπορεί να οριστεί ως:

$$(29.30) \quad B_n(z) = \begin{cases} \frac{\sin(k[d-|z|])}{\sin(kd)}, & -d < z < d \\ 0 & \text{αλλοίwise} \end{cases}$$

, ή αλλιώς το Σχέδιο 29.3, που αναφέρεται στη διάσταση τμήματος d που είναι ίση με το ένα δέκατο του συνολικού μήκους κύματος, μας δείχνει ότι η λειτουργία βάσης ελικοειδούς τριγώνου, σχεδόν δεν μπορεί να διαχωριστεί, από μία συνηθισμένη γραμμική (πολυώνυμη ή διαγραμματική) λειτουργία τριγώνου. Επιπρόσθετες λειτουργίες βάσης που στηρίζονται λειτουργικά στην Εξίσωση 29.30, τοποθετούνται στο κέντρο κάθε ένωσης μεταξύ των τμημάτων κατά μήκος του καλωδίου

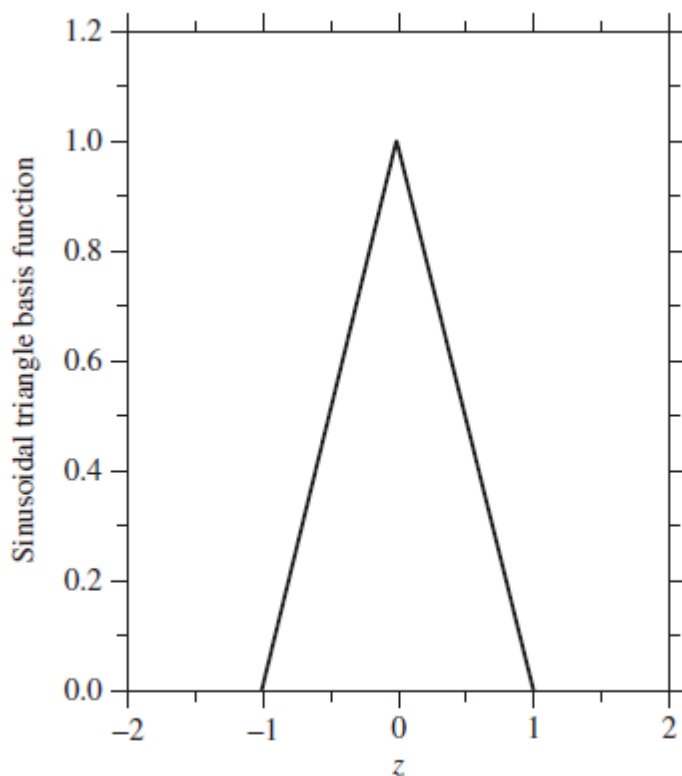


Figure 29.3 A single sinusoidal triangle basis function.

Σχέδιο 29.3 Μία μονή λειτουργία βάσης ελικοειδούς τριγώνου

, για να μας παρέχουν αντικειμενική αντιπροσώπευση. Εάν το ρεύμα πρόκειται να εξαφανιστεί στα άκρα (σε ένα κενό δίπολο ή εάν παραμελήσουμε την επιρροή στα άκρα), καμία λειτουργία βάσης δεν τοποθετείται στις απολήξεις των ακριανών τμημάτων.

Οι λειτουργίες βάσης ελικοειδούς τριγώνου, συνήθως εφαρμόζονται με λειτουργίες εξέτασης ελικοειδούς τριγώνου, ίδιες με τις λειτουργίες βάσης, για να παράγουν ένα σύστημα εξισώσεων $N \times N$. Το ελικοειδές τριών-όρων έχει τη μορφή:

$$(29.31) \quad \mathbf{B}_n(\mathbf{z}) = \alpha_n + \beta_n \sin(kz) + \gamma_n \cos(kz)$$

, όπου οι συντελεστές $\{\alpha_n, \beta_n, \gamma_n\}$, έχουν επιλεγεί για να περιγράψουν μία συγκεκριμένη συμπεριφορά στην ένωση τμημάτων. Σε μία περιοχή όπου το καλώδιο είναι ομαλό και συνεχούς ακτίνας, αυτοί οι συντελεστές συνήθως συλλέγονται, για να δημιουργήσουν ένα ελικοειδές διάγραμμα συμπεριφοράς (Σχέδιο 29.4). Φανταστείτε τρία γειτονικά τμήματα, με μία λειτουργική εξάρτηση που συμπίπτει με την Εξίσωση

29.31 σε κάθε τμήμα. Οχτώ από τους εννέα συντελεστές σε αυτά τα τρία τμήματα, μπορούν να βρεθούν, εφαρμόζοντας τη συνοχή της λειτουργίας βάσης και τους πρώτους δύο παραγώγους της στις δύο ενώσεις, και στις συνθήκες που η λειτουργία βάσης και ο πρώτος παράγωγος εξαφανίζονται στις εξώτερες άκρες των τριών τμημάτων. Για ομοιόμορφα μεγέθη τμημάτων με τα τμήματα τοποθετημένα στα διαστήματα: $-\Delta < z < -\Delta/3$, $-\Delta/3 < z < \Delta/3$, $\Delta/3 < z < \Delta$, το αποτέλεσμα είναι η διαγραμματική λειτουργία:

$$(29.32) \quad S(z) = \begin{cases} S_0 \sin\left(\frac{k\Delta}{3}\right) \{1 - \cos(k[\Delta - |z|])\}, & \frac{\Delta}{3} < |z| < \Delta \\ S_0 \left\{ \sin\left(\frac{k\Delta}{3}\right) - \sin(k\Delta) + \sin\left(\frac{2k\Delta}{3}\right) \cos(kz) \right\}, & |z| < \frac{\Delta}{3} \end{cases}$$

όπου, για να επαναφέρουμε τη λειτουργία σε ενότητα στο $z=0$,

$$(29.33) \quad S_0 = \frac{1}{\sin\left(\frac{2k\Delta}{3}\right) + \sin\left(\frac{k\Delta}{3}\right) - \sin(k\Delta)}$$

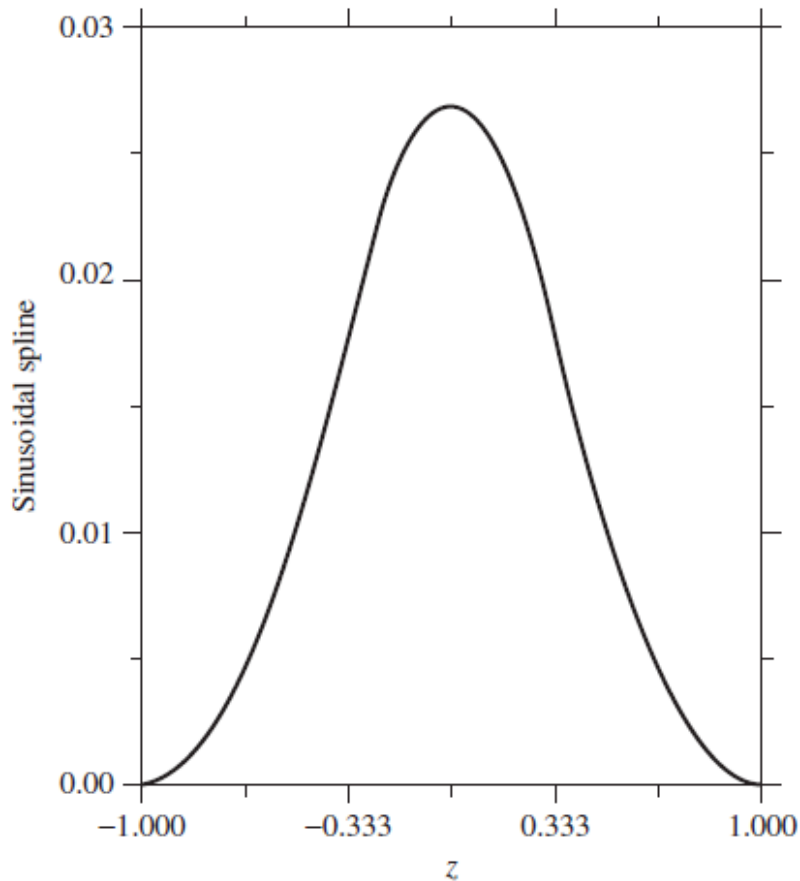


Figure 29.4 A sinusoidal spline basis function.

Σχέδιο 29.4 Μία λειτουργία βάσης ελικοειδούς διαγράμματος

(Σημειώστε ότι η κανονικοποίηση δεν είναι απαραίτητη, αφού η λειτουργία που περιγράφεται στην Εξίσωση 29.32 δεν παρεμβαίνει στην αξία του ρεύματος στη μέση της περιοχής του, όπου συνεχόμενες λειτουργίες βάσης συνεισφέρουν επίσης μία μηδενική αξία). Οι λειτουργίες βάσης διαγράμματος στην Εξίσωση 29.32 προσφέρουν το πλεονέκτημα ότι τα πεδία ενδότερης ζώνης που δημιουργούν κατά μήκος της επιφάνειας του δίπολου, είναι δεσμευμένες, συνεχείς λειτουργίες. Αντίθετα, πεδία ενδότερης ζώνης που παράγονται από λειτουργίες βάσης ελικοειδούς τριγώνου και πολλούς άλλους τύπους λειτουργιών βάσης, περιέχουν ιδιομορφίες στην ένωση τμημάτων. Συνεπώς, τα ομαλότερα πεδία των λειτουργιών διαγράμματος ικανοποιούν καλύτερα τη δεσμευτική υπόθεση της Εξίσωσης 29.6 που ενυπάρχει στην ολοκληρωματική εξίσωση (εκτός από τα άκρα του δίπολου).

Επειδή τα πεδία ενδότερης ζώνης είναι ομαλά, οι εξεταστικές λειτουργίες που συνήθως εφαρμόζονται, σε σχέση με τις λειτουργίες βάσης ελικοειδούς

διαγράμματος, είναι οι λειτουργίες δέλτα Dirac, που τοποθετούνται στο κέντρο των τμημάτων.

Σημειώνουμε ότι στα άκρα ενός καλωδίου, ή σε μία ένωση μεταξύ καλωδίων διαφορετικής ακτίνας, η μορφή του διαγράμματος στην Εξίσωση 29.32 συνήθως τροποποιείται, για να συμπεριλάβει την κατάλληλη συμπεριφορά για την πυκνότητα του ρεύματος και της φόρτισης [12]. Στην πράξη, οι λειτουργίες βάσης δεν κρέμονται από τα άκρα του καλωδίου.

Τα άκρα ενός δίπολου χρειάζονται ειδική εξήγηση. Η ειδική δομή των ακριανών καλυμμάτων προσδιορίζει την τοπική συμπεριφορά των πυκνοτήτων του ρεύματος και της φόρτισης σε αυτή την περιοχή. Το δίπολο ενδέχεται να είναι κενό εσωτερικά, με μία αιχμηρή γεωμετρία στα κυλινδρικά άκρα, ή συμπαγές, με καλύμματα επίπεδα, σφαιρικά ή κάποιου άλλου σχήματος. Εάν τα καλύμματα των απολήξεων πρόκειται να σχεδιαστούν, τότε μία ειδική λειτουργία βάσης μπορεί να συγχωνευθεί, που μεταβάλλει την επέκταση κατά μήκος της επιφάνειας του κυλίνδρου στην επέκταση του ρεύματος πάνω στο κάλυμμα της άκρης (εξαφανιζόμενο στο κέντρο του καλωδίου). Κανονικά μια τέτοιου είδους λειτουργία βάσης συγχωνεύει την υπόθεση ενός κατάλληλου άκρου για την πυκνότητα ρεύματος και τροφοδοσίας, εάν υπάρχει μία ακολουθία στην επιφάνεια της κεραίας κατά τη μετάβαση [18-20]. Για τα δίπολα, η σωστή αντιμετώπιση των άκρων, τυπικά, έχει μικρή επιρροή στην αντίσταση προβλεπόμενης τροφοδοσίας για τις τιμές $a < 0.001\lambda$, αλλά έχει μεγαλύτερη επιρροή όταν μεγαλώνει η ακτίνα.

Μία ευρεία ποικιλία άλλων τύπων λειτουργιών βάσης μπορούν να χρησιμοποιηθούν και έχουν υπολογιστεί στο σχεδιασμό προτύπου κεραίας, όπως οι συνηθισμένες λειτουργίες πολωνύμων του Legendre, του Lagrangian, του Chebyshev και του Jacobi.

29.07 ΙΔΙΟΜΟΡΦΙΑ ΣΤΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ ΤΟΥ GREEN

Όταν το επιχείρημα για τη λειτουργία G στην Εξίσωση 29.23 δεν ισχύει στο $z = z'$, αυτή η λειτουργία υποδεικνύει μία λογαριθμική ιδιομορφία. Η ολοκληρωματική συνάρτηση μέσα στην G , υποδεικνύει μία ιδιομορφία $(1/R)$, όταν $\varphi' \rightarrow 0$ και $z \rightarrow z'$. Η αριθμητική εκτίμηση των τιμών ενός πίνακα ΜτΣ θα πρέπει να εφαρμόσει ειδικές διαδικασίες για να διαχειριστεί σωστά αυτές τις ιδιομορφίες, ειδικά όταν απαιτείται υψηλή ακρίβεια. Συζητήσεις για γενικές διαδικασίες που αφορούν ιδιομορφές συναρτήσεων περιέχονται στις Πηγές 1-9 και 21-23, και συνοψίζονται συντόμως σε έναν από τους επερχόμενους τομείς. Ένας λεπτομερής υπολογισμός των εφαρμογών τους είναι πέραν του γνωστικού περιεχομένου αυτού του κεφαλαίου. Στο μακρινό παρελθόν, είχε προταθεί το ότι η Εξίσωση 29.23 θα μπορούσε να απλοποιηθεί, θεωρώντας ότι το ρεύμα είναι ένα νημάτιο τοποθετημένο στον άξονα του δίπολου, αντί για έναν κύλινδρο στην διπολική επιφάνεια. † Αυτή η προσέγγιση τροποποιεί την απόσταση R σε:

$$(29.34) \quad R \cong R_a = \sqrt{a^2 + (z - z')^2}$$

Εφ' όσον το R_a δεν βασίζεται στο ϕ' , συνεχίζει στο ότι η G στην Εξίσωση 29.23 μπορεί να προσεγγιστεί από:

$$(29.35) \quad G_a(z - z') = \frac{e^{-jkR_a}}{4\pi R_a}$$

Η λειτουργία G_a είναι γνωστή ως πυρήνας λεπτού καλωδίου ή αλλιώς ως μειωμένο πυρήνα. Προσφέρει δύο αριθμητικά οφέλη πάνω στην G : η ολοκλήρωση του ϕ' στην Εξίσωση 29.23 ακυρώνεται, μειώνοντας τους απαραίτητους υπολογισμούς και ο πυρήνας G_a δεσμεύεται και δεν υφίσταται πλέον ιδιομορφία στο $z \rightarrow z'$.

Επιπροσθέτως, αφού το G_a δεν αποτελεί ιδιομορφία, τα παράγωγα στην Εξίσωση 29.22 μπορούν να μπουν κάτω από το ολοκληρωματικό σύμβολο, για να απλοποιηθεί η εξίσωση. Η τελική εξίσωση έχει χρησιμοποιηθεί ευρέως και συχνά δίνει αριθμητικά αποτελέσματα για την αντίσταση ρεύματος και τροφοδοσίας που συμφωνούν με αριθμητικά αποτελέσματα από την Εξίσωση 29.22.

Αν και τα γενικά αποτελέσματα συνήθως συμφωνούν, ο μειωμένος πυρήνας G_a στην Εξίσωση 29.35, συνήθως δεν αποτελεί καλό μέσο προσέγγισης στο αντίστοιχο G στην Εξίσωση 29.23, όπου ισχύει: $|z - z'| < 10a$.

Η επιτυχία του μειωμένου πυρήνα φαίνεται να πηγάζει από την εξήγηση στην παρακάτω υποσημείωση, ονομαστικά, ότι μία ισότιμα έγκυρη μορφοποίηση του προβλήματος, μπορεί να προκύψει, για ένα συμπαγές δίπολο, αξιολογώντας τον δεσμευτικό όρο, ότι το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδέν στον άξονα του δίπολου. Έτσι λοιπόν, οι δύο προσεγγίσεις παράγουν παρόμοια αποτελέσματα, αν και οι εξισώσεις διαφέρουν σημαντικά. Παρ' όλο που η τυπική εφαρμογή της χρήσης του G_a είναι σχετική και αποτρέπει τα αποτελέσματα από το να συγκλίνουν, πολλοί κώδικες χρησιμοποιούν την προσέγγιση: $G \cong G_a$.

† Ένα ισότιμο και δικαιολογήσιμο αποτέλεσμα για ένα συμπαγές δίπολο, μπορεί να προκύψει με το να αφήσουμε το ρεύμα στην επιφάνεια του κυλίνδρου και να μετακινήσουμε τον παρατηρητή (άτακτες συντεταγμένες) στον διπολικό άξονα. Το πεδίο τροφοδοσίας στην Εξίσωση 29.22 θα έπρεπε τότε να εκτιμηθεί με ακτίνα: $\rho = 0$. (Αυτή η προσέγγιση, για την ακρίβεια, χρησιμοποιείται σε πολλούς κώδικες). Μία αυτό-συνεπής μορφοποίηση, απαιτεί τα ρεύματα στα καλύμματα των άκρων να διασφαλίσουν, ότι τα πεδία μέσα στο δίπολο, έχουν στην πραγματικότητα, τιμή μηδέν!

29.08 ΒΗΜΑΤΑ ΚΑΤΑ ΤΗ ΔΙΑΡΚΕΙΑ ΜΙΑΣ ΤΥΠΙΚΗΣ ΑΝΑΛΥΣΗΣ

Όταν ένας χρήστης έχει αποκτήσει μια λογική οικειότητα με την εργασία ενός ειδικού πακέτου λογισμικού ηλεκτρομαγνητικής ανάλυσης, τα βήματα που πρέπει να γίνουν κατά τον σχεδιασμό ενός προτύπου κεραίας είναι τα εξής:

Το πρώτο βήμα στη διαδικασία είναι να αποδώσουν με την γεωμετρία της κεραίας με κώδικα. Στην πιο κουραστική και λεπτομερή περίπτωση της διαδικασίας, ίσως θα πρέπει να προετοιμάσουμε ένα αρχείο εισαγωγής σύμφωνα με μια προδιαγραμμένη μορφή, με δεδομένα όπως τις συντεταγμένες των άκρων του καλωδίου, τον αριθμό των τμημάτων κατά μήκος κάθε καλωδίου, την ακτίνα κάθε τμήματος, τη συχνότητα λειτουργίας και ούτω καθεξής. Για σχεδιασμό προτύπου συμπαγούς επιφάνειας (που θα συζητήσουμε αργότερα), τα δεδομένα ίσως είναι πιο εκτενή και να περιέχουν μια μεγάλου μήκους λίστα συντεταγμένων στην επιφάνεια, συνδυασμένες με μια παράθεση δεικτών που θα σχετίζουν τα τμήματα της επιφάνειας με δεσμούς (συντεταγμένες) και με αιχμές που ορίζονται ανάμεσα στους δεσμούς. Καταυτόν τον τρόπο, η ακριβής τοποθεσία κάθε τμήματος και κάθε λειτουργία βάσης συγκεκριμενοποιούνται. Στην πράξη, οι χρήστες διαφημιστικών εργαλείων λογισμικού θα πρέπει να περιμένουν ότι το λογισμικό θα εμπεριέχει μια διασύνδεση γραφικού χρήστη που διευκολύνει την περιγραφή της γεωμετρίας της κεραίας και επιτρέπει στον χρήστη να ορίσει τη γενική δομή από ένα σύνολο πρωταρχικών και σχετικά λίγων στον αριθμό συντεταγμένων. Κατά κανόνα, ένα προσεγγμένο πακέτο λογισμικού θα πρέπει να έχει τη δυνατότητα να αφαιρέσει το βάρος του καθορισμού ειδικών λειτουργιών βάσης από τον χρήστη και αντίθετα να χρησιμοποιήσει κάποια μορφή ευπροσάρμοστης λεπτολογίας που θα καθοδηγήσει τη δημιουργία του προτύπου εσωτερικά. Παρόλα αυτά, οι κώδικες ανάλυσης ολοκληρωματικών εξισώσεων δε χρησιμοποιούνται ευρέως σε αυτό το επίπεδο λεπτολογίας.

Το δεύτερο βήμα στην ανάλυση κεραίας είναι να καθορίσουμε την διέγερση της τροφοδοσίας της κεραίας. Εδώ ο χρήστης, συνήθως, έχει τη δυνατότητα να επιλέξει ανάμεσα σε ένα σύνολο διαθέσιμων προτύπων τροφοδοσίας, ανάμεσά τους και αυτά που συζητήθηκαν προηγουμένως και μπορεί επίσης να συγκεκριμενοποιήσει πολλαπλές τροφοδοσίες στην περίπτωση της παράθεσης λειτουργιών της κεραίας.

Όταν το πρότυπο και η διέγερση έχουν περιγραφεί, η ανάλυση της μεθόδου των στιγμών μπορεί να εφαρμοστεί, αποφέροντας συντελεστές της λειτουργίας βάσης για την πυκνότητα του ρεύματος. Οι περισσότεροι κώδικες κεραίας θα υπολογίσουν

αυτόματα την είσοδο-ρεύματος της ηλεκτρικής αντίστασης ή της εισόδου στα διάφορα σημεία τροφοδοσίας, θα εκτελέσουν επίσης ένα υπολογισμό του σχεδίου ακτινοβολίας της κεραίας στην περίπτωση κάποιων συγκεκριμένων προσανξήσεων των οπτικών γωνιών και τέλος θα καθορίσουν την ολική ακτινοβολούμενη δύναμη. Ένας κώδικας μπορεί επίσης να αποδώσει συμβολικά και διασταυρωμένα-πολικά διαγράμματα ακτινοβολίας.

Το σύνολο δεδομένων που συνοδεύουν το πρότυπο δομής μιας κεραίας και τα ποικίλα αποτελέσματα, αποθηκεύονται σε αρχεία και μπορούν να χρησιμοποιηθούν για χρήσεις μετά την επεξεργασία και για επιπρόσθετη γραφική επεξεργασία. Όπως συζητείται σε επόμενο τμήμα αυτού του κεφαλαίου, σημαντική φυσική επίγνωση, μπορεί να επιτευχθεί με την αξιοποίηση αυτών των δεδομένων δημιουργικά.

29.09 ΑΚΡΙΒΕΙΑ ΚΑΙ ΣΥΓΚΛΙΣΗ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΩΝ ΛΥΣΕΩΝ

Δύο προφανή ερωτήματα προκύπτουν σε σχέση με τη λύση μιας εξίσωσης όπως η 29.22, με τη μέθοδο των στιγμών: Συγκλίνουν τα αποτελέσματα; και Συγκλίνουν προς τη σωστή απάντηση; Σημαντική προσπάθεια έχει γίνει σε σχέση με αυτά τα ερωτήματα τις τελευταίες τέσσερις δεκαετίες. Αν και οι απαντήσεις και στις δύο ερωτήσεις θα μπορούσαν να είναι ‘ναι’ κάτω από ελεγχόμενες συνθήκες, είναι σημαντικό να καταλάβουμε ότι οι περισσότεροι κώδικες ηλεκτρομαγνητικής ανάλυσης είναι απίθανο να παράγουν αποτελέσματα που μπορούν να διερευνηθούν με αυτόν τον τρόπο. (Αυτό δεν υπονοεί ότι τα αποτελέσματα είναι ασήμαντα, αλλά προειδοποιούμε τον αναγνώστη ότι υφίσταται ένα όριο για τους υπολογισμούς).

Για να συγκλίνουν τα αποτελέσματα, κάθε προσέγγιση που περιέχεται στη διαδικασία της εφαρμογής της ΜτΣ θα πρέπει να είναι πλήρως ελεγχόμενη και η αριθμητική ακρίβεια όλων των υπολογισμών πρέπει να είναι επαρκής. Για παράδειγμα, η χρήση ενός μη-φυσικού προτύπου τροφοδοσίας, όπως η εφαρμοσμένη πηγή τάσης στην Εξίσωση 29.28 αποτρέπει τα αριθμητικά αποτελέσματα από το να συγκλίνουν, καθώς ο αριθμός των λειτουργιών βάσης αυξάνεται, επειδή το ίδιο το πρότυπο τροφοδοσίας αλλάζει, καθώς αλλάζουν και τα μεγέθη των τμημάτων. Η χρήση της προσέγγισης $G \cong G\alpha$, επίσης, αποτρέπει τη σύγκλιση κατά την απουσία ρεύματος στα καλύμματα των απολήξεων. Η απαιτούμενη αριθμητική ακρίβεια πρέπει να ξεπερνά τον πιθανό αριθμό των ψηφίων που χάνονται κατά τα λάθη στρογγυλοποίησης στους διάφορους υπολογισμούς. Φυσιολογικά, αυτό μπορεί να διαπιστωθεί από τον υποθετικό αριθμό του πίνακα του συστήματος. Πρακτικά, καθώς ο αριθμός των λειτουργιών βάσης οδηγεί στην διερεύνηση της σύγκλισης, οι σχετιζόμενοι υποθετικοί αριθμοί του πίνακα μπορούν να υπερβούν το 10^6 . Υπό αυτές τις συνθήκες, εάν επιθυμούμε να δούμε αποτέλεσμα για τη σύγκλιση μέχρι πέντε(5) ψηφία, της εισαγωγής ρεύματος σε ηλεκτρική αντίσταση, είναι απαραίτητο οι τιμές του πίνακα να έχουν υπολογιστεί σε τουλάχιστον έντεκα(11) ακριβή ψηφία και αυτά τα πολλά ψηφία να διατηρηθούν σε

όλους τους υπολογισμούς. Η διασφάλιση έντεκα(11) ακριβών ψηφίων στις ολοκληρώσεις πάνω στην ιδιομορφία του Green και τις λειτουργίες της, πάνω σε μία ευρεία κλίμακα παραμέτρων, δεν είναι μία επιπόλαιη διαδικασία. Επιπρόσθετα, οι περισσότεροι κώδικες υπολογιστών που έχουν εξελιχθεί για τα προβλήματα των καλωδιακών κεραιών, δεν έχουν δημιουργηθεί με σωστή τη λογική.

Για να δείξουμε ότι τα αριθμητικά αποτελέσματα μπορούν να συγκλίνουν, ο Πίνακας 29.1 δείχνει την εισαγωγή τροφοδοσίας για ένα γραμμικό δίπολο με επίπεδα καλύμματα απολήξεων, όπως έχει προκύψει από μία υψηλή τάξης μορφή της OEMΠ, όπου η αριθμητική ακρίβεια έχει ελεγχθεί πλήρως [24].

Για να ερευνήσουμε, αν τα αριθμητικά αποτελέσματα συγκλίνουν στη σωστή απάντηση ή όχι, θα πρέπει πρώτα να λογαριάσουμε τις τελειοποιήσεις που περιέχει η Εξίσωση 29.22 και πώς αυτές διαφέρουν από την φυσική εξιδανίκευση μιας κατασκευασμένης κεραίας. Αυτές περιέχουν την τέλεια υπόθεση ενός μετάλλου ως τέλειο αγωγό ρεύματος, ένα οριακά τέλειο σχήμα, ένα συμμετρικό πεδίο τροφοδοσίας που ίσως αγνοεί την παρουσία ενός μετατροπέα και ενός συνδετικού δικτύου και την ίδια την απουσία άλλων ηλεκτρομαγνητικών διασπαστών στην γύρω περιοχή της κεραίας. Αυτά τα θέματα για πολύ καιρό σχετίζονταν με την ανάλυση ηλεκτρομαγνητικών πεδίων. Η παρουσία κάποιας γωνίας (ή κάθε τύπου ασυνέχειας της επιφάνειας) στο τελειοποιημένο πρότυπο, αξίζει ειδική αναφορά, αφού οι πυκνότητες του ρεύματος και της τροφοδοσίας επιδεικνύουν ιδιαίτερη συμπεριφορά σε αυτές τις θέσεις που θα πρέπει να συμπεριληφθεί στην παρουσίαση της λειτουργίας βάσης. Μία ακατάλληλη παρουσίαση σε μία θέση ασυνέχειας, ίσως αποτρέψει τα αριθμητικά αποτελέσματα από το να συγκλίνουν στη σωστή απάντηση.

Αν και οι περισσότεροι κώδικες υπολογιστών, που χρησιμοποιούνται στο σχεδιασμό προτύπου καλωδιακής κεραίας, δεν συγκλίνουν επακριβώς στα σωστά αποτελέσματα, λόγω των προαναφερθέντων παραμέτρων, χρήσιμα αποτελέσματα μπορούν να προκύψουν, εφαρμόζοντας ένα σημαντικό αριθμό αγνώστων και ακολουθώντας άλλες οδηγίες για χρήστες [12].

Πίνακας 29.1 Εισαγωγή Ρεύματος Τροφοδοσίας ενός Γραμμικού Δίπολου α Κεντρικής-Τροφοδοσίας με Μήκος 0.5λ , Ακτίνα $a = 0.0625\lambda$ και με Επίπεδα Καλύμματα Απολήξεων.

Αγνωστοί	$Re\{Y\}$ (mS)	$Im\{Y\}$ (mS)
120	9.9173	3.6594
240	9.9180	3.6596

360	9.9182	3.6597
480	9.9182	3.6597
600	9.9183	3.6597

^a Η τροφοδοσία είναι μία μαγνητική πηγή πεδίου που έχει: $b/a = 1.2$. Αυτή η μορφοποίηση της OEMΠ λύνεται με συναρτήσεις βάσης πολυωνύμων εντέκατου(11^{ου}) βαθμού και με εξεταστικές συναρτήσεις δέλτα του Dirac, θεωρώντας ότι έχουμε τμήματα ίσου μεγέθους κατά μήκος του κυλίνδρου. Αυτά τα δεδομένα χρησιμοποιούνται, για να υποδείξουν, ότι η σύγκλιση της τροφοδοσίας εισαγωγής ρεύματος είναι δυνατή κάτω από ελεγχόμενες συνθήκες.

Πηγή: Από την Αναφορά 24.

29.10 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ: ΠΙΝΑΚΑΣ ΚΟΙΝΗΣ ΣΥΝΘΕΤΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ ΓΙΑ ΠΑΡΑΘΕΣΗ ΤΡΙΩΝ ΣΤΟΙΧΕΙΩΝ

Για να παρουσιάσουμε τη χρήση εργαλείων αριθμητικής ανάλυσης, προτείνουμε να σκεφτείτε το σχέδιο μιας παράθεσης τριών στοιχείων χωρισμένη σε διαστήματα. Υποθέστε ότι έχουμε τρία στοιχεία δίπολου μισού κύματος που τροφοδοτούνται κεντρικά, κάθε ένα ευθυγραμμισμένο παράλληλα με τον άξονα z στο πεδίο $y=0$, με τις θέσεις κατά μήκος του άξονα x που δίνονται: $x = 0$, $x = \lambda/3$ και $x = 2\lambda/3$, όπου λ είναι το μήκος κύματος. Τα δίπολα έχουν ακτίνα $a = 0,005\lambda$. Για να έχουμε ένα ιδανικό σχεδιάγραμμα παράθεσης που χωρίζεται σε διαστήματα με την κύρια ακτίνα κατά μήκος του άξονα +x, τα ρεύματα στα σημεία τροφοδοσίας θα έπρεπε να είναι $\{ \}$. Σε ένα απλό σχέδιο που αγνοεί την κοινή ζεύξη ανάμεσα στα στοιχεία του δίπολου, τα επιθυμητά ρεύματα θα προέκυπταν μέσω της χρήσης των τάσεων τροφοδοσίας των ιδίων σχετικών φάσεων, συγκεκριμένα $\{ \}$.

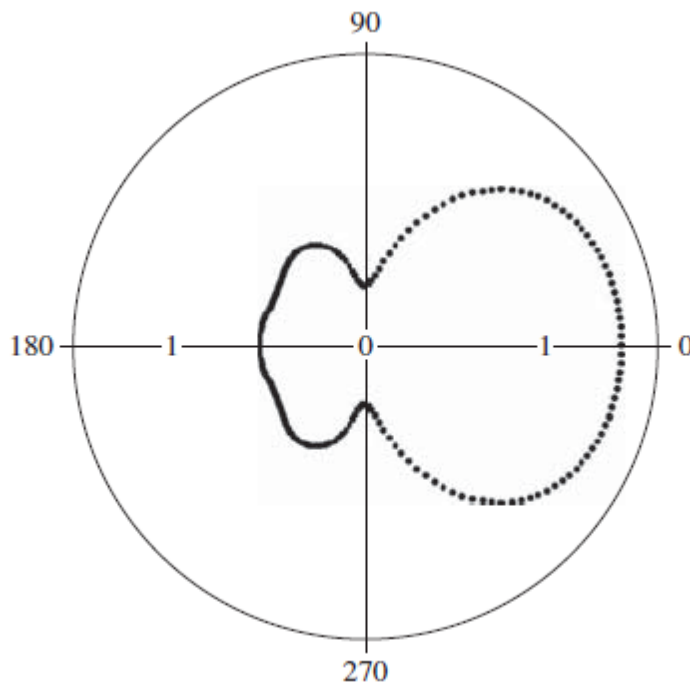
Το σχέδιο 29.5 δείχνει το σχεδιάγραμμα που προέκυψε από τη χρήση του NEC-2 [12] για τον σχεδιασμό προτύπου της χωρισμένης σε διαστήματα παράθεσης με τάσεις τροφοδοσίας $\{ \}$. Σε αυτήν την ανάλυση, κάθε δίπολο παρουσιάζεται με 21 τμήματα ίσου μεγέθους, με μία εφαρμοσμένη τροφοδοσία τάσης στο κέντρο κάθε τμήματος. Παρ' όλα αυτά, εξ' αιτίας της κοινής σύζευξης ανάμεσα στα στοιχεία, τα ρεύματα του δίπολου έχουν διαταραχθεί σε σχέση με τις επιθυμητές τιμές και το σχεδιάγραμμα αποκλίνει σημαντικά από το ιδανικό σχεδιάγραμμα με τα διαστήματα. (Το ιδανικό σχεδιάγραμμα μηδενίζεται στις 90° , 180° και 270°). Τα ρεύματα τροφοδοσίας που προκύπτουν από τη μέθοδο-των-στιγμών, σε μιλιμπέρ, είναι: $I_1 = 10,7 \times e^{-j37,4^\circ}$, $I_2 = 5,2 \times e^{-j176,7^\circ}$ και $I_3 = 3 \times e^{-j277^\circ}$. Αυτά τα στοιχεία εκθέτουν μία ποικιλία μεγέθους και κάποια απόκλιση φάσης από τις επιθυμητές τιμές.

Για να έχουμε το επιθυμητό σχεδιάγραμμα με διαστήματα, θα πρέπει να λάβουμε υπ' όψιν μας το αποτέλεσμα της κοινής σύζευξης. Με άλλα λόγια, οι τάσεις τροφοδοσίας θα πρέπει να διορθωθούν και να μετατραπούν σε αυτές που παράγουν τα σωστά ρεύματα τροφοδοσίας. Αυτές οι τάσεις περιγράφονται από τη σχέση:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & Z_{13} \\ Z_{12} & Z_{22} & Z_{12} \\ Z_{13} & Z_{12} & Z_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix}$$

Plot of 3-element array from NEC2

Σχέδιο παράθεσης τριών στοιχείων από το NEC-2



Σχέδιο 29.5 Σχέδιο παράθεσης διαστημάτων τριών στοιχείων (από το NEC-2), τροφοδοτούμενης με ιδανικές τάσεις που δεν υπολογίζουν την κοινή σύζευξη.

, όπου τα ρεύματα είναι $\{I_0 e^{j0^\circ}, I_0 e^{-j120^\circ}, I_0 e^{-j240^\circ}\}$ και η συμμετρία της παράθεσης υπολογίζεται για να μειωθεί ο αριθμός των ανεξάρτητων τιμών του πίνακα αντίστασης. Οι τιμές του πίνακα αντίστασης είναι γνωστές εκ των προτέρων, αλλά μπορούν να οριστούν με τη χρήση του NEC-2.

Μία γενική καταχώρηση στον πίνακα αντιστάσεως, η Z_{ij} στην Εξίσωση 29.36, ορίζεται επισήμως ως: η τάση στην τροφοδοσία i διαιρείται με το ρεύμα στην τροφοδοσία j , ενώ το δίπολο j αναστατώνεται με όλες τις άλλες τροφοδοσίες που βρίσκονται σε ανοιχτό κύκλωμα. Θεωρητικά, ένα πρόγραμμα, όπως το NEC-2, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να ορίσουμε τις κοινές αντιστάσεις άμεσα. Αυτό προϋποθέτει ότι η παράθεση τριών στοιχείων καθοδηγείται από το στοιχείο j , ενώ τα άλλα στοιχεία είναι ανοιχτού κυκλώματος στα σημεία τροφοδοσίας τους. Η δυσκολία μίας τέτοιου είδους προσέγγισης, έγκειται στην προφανή ανάγκη του να σχεδιάσουμε δύο πρότυπα δίπολων ανοιχτού κυκλώματος. Το NEC-2, όπως κάθε άλλος κώδικας καλωδιακής κεραίας, δεν αρμόζει απόλυτα στην αντιμετώπιση τροφοδοσίας ανοιχτού κυκλώματος, αφού τα προκαθορισμένα πρότυπα τροφοδοσίας περιέχουν μία πηγή τοποθετημένη σε καλώδιο σύντομου κυκλώματος. Επιπρόσθετα, είναι δύσκολο να εισάγουμε ένα κενό ανάμεσα σε τμήματα καλωδίου με τέτοιο τρόπο, έτσι ώστε να συμφωνήσει με τη φυσική δομή τροφοδοσίας (η οποία στην πράξη, σχεδόν ποτέ δεν περιέχει κενά ανάμεσα σε ιδανικούς κυλίνδρους). Τελικώς, οι κώδικες πολύ σπάνια προβλέπουν τον υπολογισμό της τάσης σε ένα τέτοιο κενό. Στην πραγματικότητα, κώδικες ανάλυσης αυτού του τύπου, ταιριάζουν καλύτερα, σε τροφοδοσίες σύντομου κυκλώματος, όχι σε τροφοδοσίες ανοιχτού κυκλώματος.

Αντί να προσεγγίζουμε τον πίνακα σύνθετης αντιστάσεως και τις καταχωρήσεις του άμεσα, υπολογίζουμε το αντίστροφο της Εξίσωσης 29.36,

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{12} & Y_{22} & Y_{12} \\ Y_{13} & Y_{12} & Y_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} \quad (29.37)$$

και δουλεύουμε απ' ευθείας στον πίνακα εισαγωγής ρεύματος. Ο επίσημος ορισμός της καταχώρησης Y_{ij} στην Εξίσωση 29.37 είναι το ρεύμα τροφοδοσίας i που διαιρείται από την τάση τροφοδοσίας j , με το δίπολο j σε διέγερση, ενώ όλες οι άλλες τροφοδοσίες είναι σύντομου κυκλώματος. Αυτός ο ορισμός είναι εύκολο να συσχετιστεί με το αποτέλεσμα ενός κώδικα ανάλυσης, αφού το μόνο που απαιτείται, είναι ένα στοιχείο της παράθεσης, να διεγερθεί με ένα συνήθη τρόπο, ενώ τα άλλα δύο δίπολα χρησιμοποιούνται ως πρότυπα συνεχόμενων κυλίνδρων. Άρα το NEC-2 μπορεί να εκτελεστεί αρχικά με το δίπολο #1 να είναι διεγερμένο με τάση: $V_1 = 1 \times e^{j0^\circ}$, για να καθορίσουμε το Y_{11} (το ρεύμα στο κεντρικό τμήμα του δίπολου #1), το Y_{12} (το ρεύμα στο κεντρικό τμήμα του δίπολου #2) και το Y_{13} (το ρεύμα στο κεντρικό τμήμα του δίπολου #3). Το σχέδιο 29.6 δείχνει το αρχείο δεδομένων του εισερχόμενου ρεύματος που χρησιμοποιείται με το NEC-2. Τα αποτελέσματα προκύπτουν άμεσα από τις σωστές τιμές του ρεύματος σε κάθε τμήμα τροφοδοσίας στο αρχείο δεδομένων της εξόδου ρεύματος. Ο κώδικας θα πρέπει να εκτελεστεί

δεύτερη φορά με το δίπολο #2 σε διέγερση για να οριστεί το Y_{22} . Τέλος, ο πίνακας εισόδου ρεύματος στην Εξίσωση 29.37 μπορεί να αναστραφεί με τη χρήση καθιερωμένων γραμμικών τεχνικών άλγεβρας, για να προκύψει ένας πίνακας σύνθετης ηλεκτρικής αντίστασης στην Εξίσωση 29.36 .

Για τα πρότυπα δίπολων με 21 τμήματα που περιγράφονται πιο πάνω, οι αριθμητικές τιμές που προκύπτουν για τις καταχωρήσεις του πίνακα εισόδου ρεύματος και σύνθετης ηλεκτρικής αντίστασης, δίνονται στον πίνακα 29.2 .

```
CM Example - array of 3 dipoles
CE Center-fed half-wave dipole with two parasitic dipoles
GW 1 21 0. 0. -0.25 0. 0. 0.25 0.005
GW 2 21 0.333 0. -0.25 0.333 0. 0.25 0.005
GW 3 21 0.667 0. -0.25 0.667 0. 0.25 0.005
GE
EX 0 1 11 0 1.0 0.0
FR 0 1 0 0 299.8
RP 0 5 0 1000 0. 0. 45. 0.
EN
```

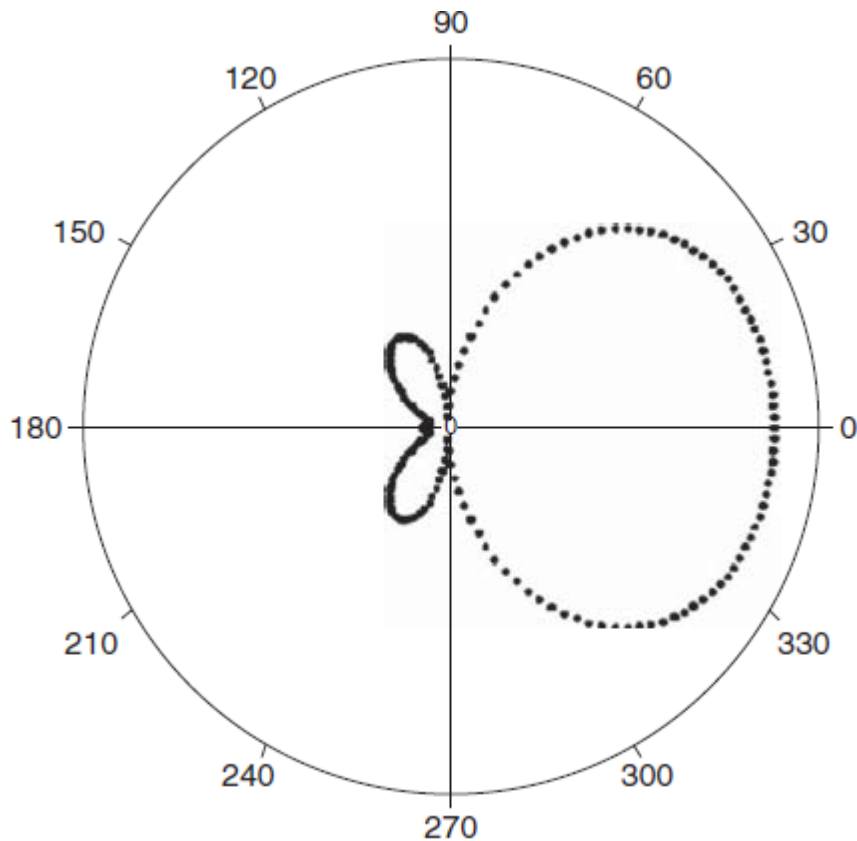
Σχέδιο 29.6 Αρχείο δεδομένων εισαγωγής ρεύματος που χρησιμοποιείται με το NEC-2.

Πίνακας 29.2 Καταχωρήσεις Πινάκων Κοινής Εισαγωγής Ρεύματος και Σύνθετης Ηλεκτρικής Αντίστασης για το Παράδειγμα της Παράθεσης Τριών-Στοιχείων ανά Διαστήματα.

Entry	Re{Y} (mS) or Re{Z} (Ω)	Im{Y} (mS) or Im{Z} (Ω)
Y_{11}	6.75	-2.98
Y_{12}	2.68	2.94
Y_{13}	-0.03	-0.60
Y_{22}	5.57	-1.43
Y_{23}	2.69	2.93
Z_{11}	94.2	52.1
Z_{12}	17.3	-53.7
Z_{13}	-37.2	6.1
Z_{22}	91.6	57.3
Z_{23}	17.1	-53.8

Οι αναγκαίες τάσεις τροφοδοσίας προκύπτουν από την Εξίσωση 29.36 με τη χρήση αυτών των τιμών, που αποφέρουν τα: $V_1 = 59,7 \times e^{j28,8^\circ}$, $V_2 = 133,8 \times e^{-j63,8^\circ}$ και $V_3 = 198,8 \times e^{-j201,7^\circ}$. (Αυτές οι τιμές βεβαίως, μπορούν να κλιμακωθούν από κάθε περίπλοκο συνεχές). Το γενικό σχεδιάγραμμα κεραίας που προκύπτει από το NEC-2 με τη χρήση αυτών των τάσεων τροφοδοσίας, εκτίθεται στο Σχέδιο 29.7 και επιδεικνύει μία σύμπνοια με το ιδανικό σχεδιάγραμμα με διαστήματα που αφορά την παράθεση με πηγές τριών σημείων. Τα μηδενικά σημεία στο σχεδιάγραμμα δεν είναι τέλεια, αφού σε αντίθεση με τις πηγές ιδανικών σημείων, υφίστανται κάποια ποικιλία φάσεων στο z κατά μήκος κάθε δίπολου.

Υπόθεση σχεδιαγράμματος με διαστήματα τριών-στοιχείων από το NEC-2.

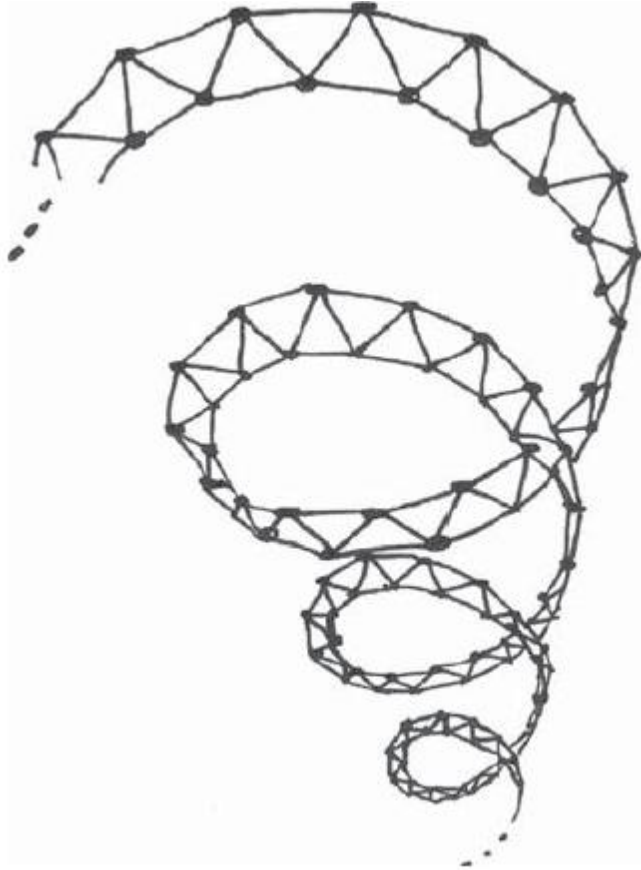


Σχέδιο 29.7 Σχεδιάγραμμα παράθεσης με διαστήματα τριών-στοιχείων (από το NEC-2), τροφοδοτούμενο με τάσεις που προέκυψαν από την ανάλυση κοινής σύζευξης.

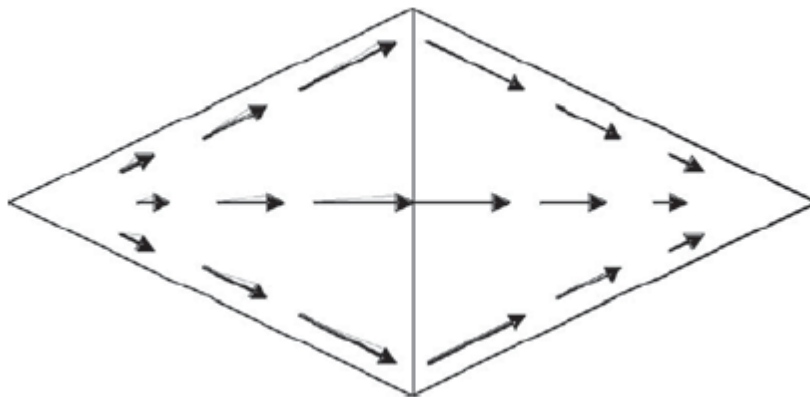
29.11 ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΕΡΑΙΩΝ ΑΠΟ ΙΔΙΟΜΟΡΦΑ ΣΧΗΜΑΤΑ ΑΓΩΓΩΝ

Ένας μεγάλος αριθμός δομών κεραίας κατασκευάζεται από υλικά με αγωγιμότητα εκτός των λεπτών καλωδίων. Αριθμητικές τεχνικές για τη διαχείριση αυτών των δομών περιέχουν μία αντιπροσώπευση της επιφάνειας υπό όρους επίπεδων ή τεθλασμένων πολυγωνικών σχημάτων των τμημάτων (Σχέδιο 29.8). Για την επίδειξη, έχουμε περιορίσει την έρευνά μας σε πρότυπα τμημάτων που είναι επίπεδης πρόσοψης και τριγωνικά. Η πυκνότητα του ρεύματος της επιφάνειας είναι μία διανυσματική ποσότητα και οι λειτουργίες βάσης που χρησιμοποιούνται πιο πολύ σε τέτοιες επιφάνειες είναι οι διανυσματικές λειτουργίες τριγωνικής οροφής του Rao-Wilton-Glisson (RWG), που φαίνονται στο Σχέδιο 29.9 [25]. Κάθε λειτουργία επικεντρώνεται σε μία αιχμή της επιφάνειας του προτύπου και διασκελίζει τα δύο τμήματα που είναι γειτονικά σε αυτήν την αιχμή. Αυτή η λειτουργία βάσης παρέχει μία αντιπροσώπευση διανύσματος που παρεμβάλλεται στην πυκνότητα του ρεύματος της επιφάνειας που ρέει κατά μήκος της εσωτερικής αιχμής.

Στην ΟΕΗΠ που έχει αναπτυχθεί στις Εξισώσεις 29.1 έως 29.8, η λειτουργία \vec{E}^{inc} είναι το πεδίο της τροφοδοσίας κατά την απουσία της δομής και θεωρείται ως γνωστή. Η λειτουργία \vec{E}^s είναι το διασκορπισμένο ηλεκτρικό πεδίο που παράγεται από το ρεύμα επιφάνειας \vec{J} , επίσης κατά την απουσία της δομής και *



Σχέδιο 29.8 Ένα τμήμα κωνικής σπειροειδούς κεραίας σχεδιασμένης με επίπεδες τριγωνικές επιφάνειες.



Σχέδιο 29.9 Μία λειτουργία βάσης RWG που διασκελίζει δύο τριγωνικά τμήματα. Η λειτουργία βάσης παρεμβάλλεται στη συνισταμένη του ρέοντος ρεύματος κατά μήκος της κεντρικής αιχμής.

*μπορεί να προκύψει από την παραλλαγή της Εξίσωσης 29.3 στην μορφή:

$$(29.38) \quad \vec{E}^s = -j\omega\mu \iint_{\text{surface}} \vec{J}(s', t') G ds' dt' + \frac{1}{j\omega\epsilon} \vec{V} \iint_{\text{surface}} \vec{V}' \times \vec{J}(s', t') G ds' dt'$$

, όπου το G χρησιμοποιείται τώρα για να δηλώσει τη λειτουργία του ελεύθερου χώρου του Green

$$(29.39) \quad G(R) = \frac{e^{-jkR}}{4\pi R}$$

(29.40)

$$R = \sqrt{[x(s, t) - x(s', t')]^2 + [y(s, t) - y(s', t')]^2 + [z(s, t) - z(s', t')]^2}$$

και η ολοκλήρωση τελειοποιείται στην επιφάνεια της κεραίας.

Η πυκνότητα ρεύματος στην επιφάνεια αντιπροσωπεύεται από το αθροιστικό αποτέλεσμα:

$$(29.41) \quad \vec{J}(s, t) = \sum_{n=1}^N I_n \vec{B}_n(s, t)$$

, όπου το $\{\vec{B}_n\}$ δηλώνει τη διανυσματική λειτουργία βάσης RWG και το $\{I_n\}$ δηλώνει τους συντελεστές N περίπλοκης τιμής, που από εδώ και στο εξής θα αποτελέσουν τους αγνώστους που πρέπει να καθοριστούν.

Η διαδικασία της ΜτΣ απαιτεί μία εξεταστική λειτουργία για να παρέχει ένα μέσο καθορισμού των γραμμικών ανεξάρτητων εξισώσεων N , η εξεταστική διεργασία ανατρέπει την εν λόγω εξίσωση σε μία πιο αδύναμη μορφή, η οποία μπορεί επίσης να χρησιμοποιηθεί για να μειωθεί ο αριθμός των παραγώγων που ενεργούν σε μία άγνωστη λειτουργία. Αν η γενική ΟΕΗΠ της Εξίσωσης 29.6 πολλαπλασιαστεί (με ένα προϊόν κλίμακας) με μία διανυσματική εξεταστική λειτουργία $\vec{T}(s, t)$, που εφάπτεται της επιφάνειας, έχουμε:

$$(29.42) \quad \iint_{\text{surface}} \vec{T} \times \vec{E}^{inc} ds dt = - \iint_{\text{surface}} \vec{T} \times \vec{E}^s ds dt$$

Με την ΟΕΗΠ, οι εξεταστικές λειτουργίες συχνά θεωρούνται ίδιες με τις λειτουργίες βάσης:

$$(29.43) \quad \vec{T}_m(s, t) = \vec{B}_m(s, t)$$

Οι εξισώσεις μπορούν να οργανωθούν στη μορφή μίας εξίσωσης στηλών:

$$(29.44) \quad ZI = V$$

, όπου τα I και V είναι N από διανύσματα μίας στήλης και το Z είναι μία N από τον πίνακα N . Οι καταχωρήσεις του I είναι οι συντελεστές $\{In\}$, ενώ αυτές του V δίνονται από τη σχέση:

$$(29.45) \quad V_m = \iint_{\text{surface}} \vec{T}_m \times \vec{E}^{inc} ds dt$$

Οι καταχωρήσεις του Z μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε πολλές ισότιμες μαθηματικά μορφές, μία από τις οποίες δίνεται από τη σχέση [10]:

$$(29.46) \quad Z_{mn} = j\omega\mu \iint_{s,t} \iint_{s',t'} \vec{T}_m(s, t) \times \vec{B}_n(s', t') G ds' dt' ds dt + \frac{1}{j\omega\epsilon} \iint_{s,t} \vec{V} \times \vec{T}_m \iint_{s',t'} \vec{V}' \times \vec{B}_n G ds' dt' ds dt$$

Η Εξίσωση 29.46 δείχνει τη συμμετρία ανάμεσα στις εξεταστικές λειτουργίες και τις λειτουργίες βάσης και επίσης τονίζει το εμφανές γεγονός, ότι κατά την απουσία κάποιας άλλης απλοποίησης, οι τιμές του πίνακα αφορούν ολοκληρώματα τεσσάρων διαστάσεων. Όταν αυτές οι τιμές του πίνακα έχουν υπολογιστεί, η οργανωμένη Εξίσωση 29.44 μπορεί να λυθεί, έτσι ώστε να προκύψουν οι συντελεστές $\{In\}$, μετά από τους οποίους οποιαδήποτε άλλη ποσότητα που μας ενδιαφέρει, μπορεί να προκύψει με την ολοκλήρωση της πυκνότητας του ρεύματος στην Εξίσωση 29.41 .

Όταν οι λειτουργίες βάσης και οι εξεταστικές λειτουργίες συμπίπτουν σε ένα κοινό τμήμα στην Εξίσωση 29.46, θα υπάρξουν γενικώς σημεία, όπου η λειτουργία R εξαφανίζεται στη λειτουργία G. Η ιδιομορφία $1/R$ που προκύπτει, περιπλέκει την αξιολόγηση των ολοκληρωμάτων. Υπάρχουν μερικοί πιθανοί τρόποι για να αξιολογήσουμε το ιδιόμορφο ολοκλήρωμα, για την επίδειξή τους αναφέρουμε σύντομα τη χρήση μιας μετατροπής από τους Khayat και Wilton [23].

Όταν η ολοκληρωματική συνάρτηση είναι ιδιόμορφη, το πεδίο του εσώτερου ολοκληρώματος στην Εξίσωση 29.46, μπορεί να διαιρεθεί σε τρία τριγωνικά υπό-τμήματα, που το καθένα να έχει την ιδιομορφία στη μία γωνία του. (Η υποδιαίρεση σε τρία τμήματα δεν υπάρχει πάντως ως επιλογή αλλά παρουσιάζει την γενική ιδέα). Αυτή η προσέγγιση μειώνει τη γενική ολοκλήρωση σε τρία ολοκληρώματα, που το καθένα θα έχει τη μορφή:

$$(29.47) \quad I = \int_{v=0}^1 \int_{u=0}^{1-v} f(u, v) \frac{1}{\sqrt{u^2 + (1-v)^2}} du dv$$

, όπου η λειτουργία f συγχωνεύει τις εξεταστικές λειτουργίες και τις λειτουργίες βάσης, τον αριθμητή των λειτουργιών του Green, το δεκαδικό παράγωγο της Εξίσωσης 29.46, καθώς και κάθε Γιακομπιανή ορίζουσα που προκύπτει από τη μετατροπή τμήματος (ή από μία ξεχωριστή απεικόνιση με τεθλασμένα τμήματα). Η μετατροπή του Khayat και Wilton [23] περιέχει μία αλλαγή από u σε w, όπου:

$$(29.48) \quad u = (1 - v) \sin h w$$

$$(29.49) \quad du = \sqrt{u^2 + (1 - v)^2} dw$$

Τα όρια της ολοκλήρωσης μεταβάλλονται, με το κατώτατο όριο $u=0$ να αντικαθίστανται από το $w=0$ και το ανώτερο όριο του $u=1-v$ να αντικαθίστανται με το

$w = \operatorname{arcsinh}(1)$. Η μετατροπή αλλάζει την τριγωνική περιοχή σε μία ορθογώνια περιοχή και παράγει την:

$$(29.50) \quad I = \int_{v=0}^1 \int_{w=0}^{\operatorname{arcsinh} 1} f(u, v) dw dv$$

Για τα επίπεδα τμήματα, ο συντελεστής στην Εξίσωση 29.49 ακυρώνει επακριβώς τον παρονομαστή της Εξίσωσης 29.47. Ενώ ο παρονομαστής δεν ακυρώνεται εντελώς κάτω από πιο γενικές συνθήκες (τεθλασμένα τμήματα ή άλλες απεικονίσεις), η οριακή συμπεριφορά της ιδιομορφίας ακυρώνεται. Η Εξίσωση 29.50 μπορεί να επιλυθεί με ανάλογο τετραγωνισμό.

Παραδείγματα του σχεδιασμού προτύπου επιθέματος-επιφάνειας κεραίας αφθονούν. Ο Makaron παρουσιάζει μία συζήτηση μαθησιακού επιπέδου για τον σχεδιασμό κεραίας σε σχήμα παπιγιόν, με σχισμή σπειροειδούς κεραίας, χρησιμοποιώντας ειδικά την προσέγγιση που παρουσιάζεται εδώ [8]. Η προσέγγιση μπορεί να επεκταθεί σε μία πιο ακριβή ανάλυση, συγχωνεύοντας τα τεθλασμένα τμήματα [10] και τις διανυσματικές ανώτερης τάξης εξεταστικές λειτουργίες και λειτουργίες βάσης [26], αν και οι περισσότεροι διαθέσιμοι κώδικες για επιφάνειες-αγωγούς, χρησιμοποιούν τις λειτουργίες βάσης RWG, με πρότυπα τμημάτων επίπεδης επιφάνειας.

29.12 ΚΕΡΑΙΕΣ ΑΠΟΤΥΠΩΜΕΝΟΥ ΚΥΚΛΩΜΑΤΟΣ

Η διευκόλυνση κατασκευασμένων τεχνικών αποτυπωμένου κυκλώματος, επιδοκιμάζει τη χρήση κεραίας επιθέματος μικρής λωρίδας, κεραίας σχισμής και σχετικής κεραίας αποτυπωμένου κυκλώματος. Η ανάλυση αυτών των κεραίων είναι παρόμοια με πολλούς τρόπους, με αυτήν που περιγράψαμε στους προηγούμενους τομείς αυτού του κεφαλαίου, με την προϋπόθεση ότι η λειτουργία του Green που χρησιμοποιείται στην ΟΕΗΠ έχει μετατραπεί για να περιλάβει το πεδίο εδάφους και το υλικό υπεδάφους.

Η λειτουργία ελεύθερου χώρου του Green που χρησιμοποιείται στις Εξισώσεις 29.19 και 29.39, αποτελεί ειδικά το δυναμικό μαγνητικού διανύσματος, που σχετίζεται με μία πηγή σημείου του ρεύματος στον πολυδιάστατο ομογενή χώρο. Το δυναμικό μαγνητικού διανύσματος, μιας εφαπτόμενης κατευθυνόμενης πηγής, που είναι τοποθετημένη στην επιφάνεια ενός εδαφικού υποστρώματος, πάχους h και συνεχή σχετική διηλεκτρική ανεκτικότητα E_r , μπορεί να βρεθεί με την κατάλληλη ανάλυση αυτού του προβλήματος οριακής τιμής. Μία τέτοιου είδους ανάλυση, αποφέρει τα εξής [27]:

$$(29.51) \quad \vec{A}(x, y, h) = \iint \vec{J}(x', y') G_a(x - x', y - y') dx' dy'$$

, όπου η ολοκλήρωση περιβάλλει την υποστήριξη της πυκνότητας ρεύματος και

$$(29.52) \quad G_A(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{-jk_\rho J_0(k_\rho \rho)}{D_2} dk_\rho$$

Εάν η μορφή συνδυασμένου δυναμικού της ΟΕΗΠ στην Εξίσωση 29.10 εφαρμοστεί, η κλιμακωτή λειτουργία δυναμικού μπορεί να εκφραστεί ως:

$$(29.53) \quad \Phi_e(x, y, h) = \frac{1}{-j\omega\epsilon} \iint \{\vec{V}'_s \times \vec{J}\} G_\varphi(x - x', y - y') dx' dy'$$

, όπου για ένα διηλεκτρικό υπόστρωμα εδάφους έχουμε:

$$(29.54) \quad G_\varphi(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{-jk_\rho J_0(k_\rho \rho) D_3}{D_1 D_2} dk_\rho$$

Σε αυτές τις αποδόσεις, η σχέση: $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, $J_0(k_\rho \rho)$, δηλώνει τη συνάρτηση της τάξης του μηδέν του Bessel:

$$(29.55) \quad D_1 = \beta_d - j\beta\epsilon_r \cot(\beta_d h)$$

$$(29.56) \quad D_2 = \beta - j\beta_d \cot(\beta_d h)$$

και

$$(29.57) \quad D_3 = \beta_d - j\beta \cot(\beta_d h)$$

, όπου εάν οι παράμετροι k , k_d και k_ρ πάρουν πραγματικές τιμές, θα έχουμε:

$$(29.58) \quad \beta = \begin{cases} \sqrt{k^2 - k_\rho^2}, & k^2 > k_\rho^2 \\ -j\sqrt{k_\rho^2 - k^2} \end{cases}$$

, αλλιώς θα έχουμε:

$$(29.59) \quad \beta_d = \begin{cases} \sqrt{k_d^2 - k_\rho^2}, & k_d^2 > k_\rho^2 \\ -j\sqrt{k_\rho^2 - k_d^2} \end{cases}$$

Η παράμετρος k είναι ο αριθμός κυμάτων στην περιοχή πάνω από το υπόστρωμα, ενώ k_d είναι ο αριθμός κυμάτων στο υπό-στρωματικό διηλεκτρικό υλικό.

Τα ολοκληρώματα στις Εξισώσεις 29.52 και 29.54, αποτελούν μία μορφή ανατροπής της μετατροπής του Fourier, γνωστή με το όνομα: Ολοκληρώματα Sommerfeld. Συνήθως παίρνουν τιμές με την αλλοίωση της διαδικασίας της ολοκλήρωσης από τον πραγματικό άξονα k_ρ στο περίπλοκο πεδίο k_ρ , σε μία διαδικασία που βρίσκεται τουλάχιστον, λίγο πιο πάνω, από τον πραγματικό άξονα, με σκοπό να αποφευχθούν οι ιδιομορφίες στα μηδενικά σημεία των παρονομαστών.[†]

Τα ολοκληρώματα στις Εξισώσεις 29.52 και 29.54 είναι δύσκολο να προσδιοριστούν με τη χρήση αριθμητικών τεχνικών, λόγω της ανάγκης να αποφευχθούν τα μηδενικά σημεία στους παρονομαστές και λόγω της αυξανόμενης, ταλαντευόμενης φύσης της λειτουργίας $k_\rho J_0(k_\rho \rho)$ στους αριθμητές! Η περιπλοκότητα της εκτίμησής τους είναι η αρχική δυσκολία που σχετίζεται με αριθμητικές λύσεις της ΟΕΗΠ για τις κεραίες αποτυπωμένου κυκλώματος. Ένας μεγάλος αριθμός διαδικασιών έχουν προταθεί, για την βολική εκτίμησή τους [9, 27-33] και παραπέμπουμε στη λογοτεχνία για περισσότερες λεπτομέρειες.

Μερικοί τύποι τροφοδοσίας είναι δυνατοί για επίπεδες κεραίες, συμπεριλαμβανομένων των τύπων κάθετης τροφοδοσίας και τροφοδοσίας οπής διαμέσου εδαφικού πεδίου και γραμμές μικρών λωρίδων τροφοδοσίας πάνω στην επιφάνεια του υποστρώματος [33]. Τα πρότυπα τροφοδοσίας μπορεί να αποτελούνται από μία εντυπωμένη πηγή ηλεκτρικού ρεύματος που αντιπροσωπεύει μία κάθετη πηγή ή μία εντυπωμένη πηγή ηλεκτρικού ρεύματος που να αντιπροσωπεύει μία πηγή

οπής ή πηγή τάσης. Για τη διέγερση μιας γραμμής τροφοδοσίας μικρών λωρίδων, είναι συνηθισμένη πρακτική να εφαρμόζουμε είτε μία εφαρμοσμένη τροφοδοσία τάσης (όπως αυτή που συζητήσαμε νωρίτερα) ή μία εντυπωμένη τροφοδοσία ρεύματος, παρ' όλο που καμία πρακτική δεν συνδέεται στενά με το μηχανισμό φυσικής τροφοδοσίας [34]. Αυτές οι τροφοδοσίες είναι τυπικά τοποθετημένες σε κάποια απόσταση από την κεραία και μία ξεχωριστή διαδικασία αποχωρισμού χρησιμοποιείται για να αφαιρέσουμε οποιοδήποτε μη-φυσικές επιρροές, αν είναι απαραίτητο να εκτιμήσουμε το εισερχόμενο ρεύμα σύνθετης αντιστάσεως [35].

Η αριθμητική λύση της ΟΕΗΠ ή της ΟΕΜΠ εξελίσσεται σύμφωνα με τα προηγούμενα παραδείγματα. Η πυκνότητα ρεύματος πάνω στη μεταλλική επιφάνεια της κεραίας αποτυπωμένου κυκλώματος, αντιπροσωπεύεται από διανυσματικές λειτουργίες βάσης, όπως στην Εξίσωση 29.41. Οι εξεταστικές λειτουργίες εισάγονται για να μειώσουν την ΟΕΗΠ σε μία οργανωμένη εξίσωση τελικής διάστασης. Η λύση αυτού του συστήματος εξίσωσης αποδίδει τους συντελεστές των λειτουργιών βάσης. Χρησιμοποιώντας ελαφρώς πιο γενικές λειτουργίες του Green από αυτές στις Εξισώσεις 29.52 και 29.54, τα πεδία που ακτινοβολούνται από τα ρεύματα, μπορούν να προκύψουν σε κάθε σημείο πάνω από το υπόστρωμα ή μέσα στο υπόστρωμα, για να αποδώσουν ένα σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας, μία σύνθετη αντίσταση εισερχόμενου ηλεκτρικού ρεύματος και άλλες πληροφορίες [33].

Δομές που περιέχουν πολλαπλά επίπεδα υποστρωμάτων, υπέρ-στρωμάτων ή ένα πολυδιάστατο διηλεκτρικό ημί-χώρο (που ίσως αντιπροσωπεύει κεραίες πάνω από τη γη), μπορούν να αξιοποιηθούν επεκτείνοντας την προσέγγιση της χρήσης των λειτουργιών του Green, που είναι κατάλληλες για την περίπτωση [31-33, 36, 37]. Μία αυστηρή εφαρμογή των λειτουργιών του Green σε αυτά τα περιβάλλοντα, σχεδόν πάντα, περιέχει τα ολοκληρώματα Sommerfeld.

29.13 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ: ΑΝΑΛΥΣΗ ΕΠΙΘΕΜΑΤΟΣ ΜΕ ΜΙΚΡΟ-ΛΩΡΙΔΕΣ

Καθώς παρουσιάζουμε την αριθμητική διαδικασία σχεδίασης μίας επίπεδης κεραίας, σκεφτείτε το σχέδιο ενός ορθογωνίου επιθέματος με μικρό-λωρίδες, που χρησιμοποιείται στα 6,5 GHz. Το επίθεμα είναι τοποθετημένο σε ένα*

*Το διάγραμμα ολοκλήρωσης σε περίπλοκο πεδίο μπορεί να διαμορφωθεί περαιτέρω και να υποδιαιρεθεί ανάλογα με τη συγκεκριμένη προσέγγιση που έχει επιλεγεί για την εκτίμηση των ολοκληρωμάτων. Σε αυτήν την περίπτωση τα k_ρ , β και β_d μετατρέπονται σε ποσότητες περίπλοκων τιμών.

*γειωμένο υπόστρωμα αλουμινίου ($E_r = 9,8 - j0,004$) με πάχος 0,4 mm. Ένα σχέδιο με μολύβι και χαρτί περιέχει τον καθορισμό της διάστασης αντήχησης, $d_x = \lambda/2$ και της μη-ηχητικής διάστασης d_y , που συνήθως θεωρείται ως: $d_y =$

0,75λ . Χρησιμοποιώντας το μήκος κύματος στο αλουμίνιο και αγνοώντας τα μαγνητικά πεδία, έχουμε ότι: $d_x \cong 7,4 \text{ mm}$ και $d_y \cong 11,0 \text{ mm}$. Όταν συμπεριλάβουμε και τα μαγνητικά πεδία, χρησιμοποιώντας καθιερωμένες εκφράσεις, όπως αυτές στον Κατάλογο Β της Πηγής 33, το d_x μειώνεται στο: $d_x = 7,19 \text{ mm}$. Επιπλέον, λαμβάνοντας υπ' όψιν, μόνο τον κυρίαρχο (Εξίσωση 29.10) τρόπο του ισότιμου συνηχητή, εκτιμούμε, ότι ένα σημείο τροφοδοσίας τοποθετημένο σε απόσταση 2,61 mm από την άκρη, κατά μήκος της κεντρικής γραμμής $d_y/2$, αποδίδει ένα λογικό ισότιμο τάσης 50Ω. Αυτή η τροφοδοσία, θα μπορούσε να είναι, ένα διαξονικό καλώδιο, που διαπερνά το εδαφικό πεδίο και το υπόστρωμα ή θα μπορούσε να είναι μία γραμμή μικρό-λωρίδας μέσα στο γενικό επίθεμα, εισαγόμενη από το πλάι. Μία γραμμή τροφοδοσίας μικρό-λωρίδας 50-Ω είναι καθορισμένη να έχει πάχος: $w = 0,39 \text{ mm}$.

Για να καθορίσουμε και να βελτιώσουμε αυτό το προκαταρκτικό σχέδιο, εκτελούμε μία αριθμητική ανάλυση της κεραίας επιθέματος, με το πρόγραμμα MultiSTRIP40 [38, 39]. Αυτό το αναλυτικό πρόγραμμα, χρησιμοποιεί την ΟΕΗΠ με ορθογώνιες λειτουργίες βάσης ταράτσας, που είναι παρόμοιες με τις λειτουργίες RWG που συζητήσαμε πριν, αλλά διασκελίζουν ορθογώνια αντί για τριγωνικά τμήματα. Το πρόγραμμα απαιτεί την εισαγωγή στοιχείων, όπως: το εύρος συχνότητας, συντελεστικές παραμέτρους, τις διαστάσεις και τη γεωμετρία του σχεδίου επιμετάλλωσης, καθώς και τις διαστάσεις των τμημάτων, μέσα στα οποία τελούνται οι λειτουργίες βάσης. Τα εισαγόμενα δεδομένα βρίσκονται σε ένα αρχείο ASCII, που εύκολα μπορεί να διαχειριστεί ο χρήστης (Σχέδιο 29.10) και επίσης μπορεί να τροποποιηθεί από τον πρόλογο του προγράμματος που απευθύνεται στον χρήστη. Ενδεικτικά αρχεία που παρέχονται μαζί με το λογισμικό, προτείνουν τις απαιτήσεις για σωστή διαμόρφωση του αρχείου.

Για διευκόλυνση, σχεδιάζουμε ένα πρότυπο του επιθέματος και της γραμμής τροφοδοσίας μικρό-λωρίδας και ομοιόμορφα ορθογώνια τμήματα. (Βελτιωμένη ακρίβεια για ένα δεδομένο ποσό υπολογισμού, μπορεί να επιτευχθεί με τη χρήση μη-ομοιόμορφων τμημάτων, με μικρότερα τμήματα, κοντά στις αιχμές του επιθέματος και στην περιοχή τροφοδοσίας). Για να σχεδιάσουμε αποτελεσματικά το πρότυπο εισαγόμενης γραμμής τροφοδοσίας, η διάσταση του τμήματος κατά μήκος της μη-ηχητικής κατεύθυνσης, έχει επιλεγεί να είναι: $\Delta y = 0,39 \text{ mm}$ ή πιο προσεγγιστικά $\Delta y = \lambda_d/38$ και έτσι, 27 τμήματα απαιτούνται για να καλύψουν τη διάσταση των 11mm του επιθέματος. (Αν και το Δy είναι πιο μικρό από ότι απαιτείται για να σχεδιαστεί η σχετικά ομοιόμορφη πυκνότητα ρεύματος κατά μήκος αυτής της διάστασης του επιθέματος, θα ήταν καλύτερο να χρησιμοποιήσουμε πολλαπλά τμήματα κατά μήκος της γραμμής τροφοδοσίας, για να αποδώσουμε με μεγαλύτερη ακρίβεια το ρεύμα τροφοδοσίας). Στην άλλη κατεύθυνση, ένα τμήμα διαστάσεων: $\Delta x = 0,218 \text{ mm}$ ($\Delta x = \frac{\lambda_d}{68}$), επιτρέπει σε 33 ομοιόμορφα τμήματα, να καλύψουν την συνηχητική διάσταση των 7,19 mm, ενώ 12 τέτοια τμήματα πλησιάζουν την εκτιμώμενη απόσταση εισαγωγής τροφοδοσίας των 2,61 mm. Το τελικό πρότυπο επιθέματος, που απαιτεί τη χρήση 1722 λειτουργιών βάσης, για να παρουσιάσει την

πυκνότητα ρεύματος στο επίθεμα και στην γραμμή τροφοδοσίας, παρουσιάζεται από τον ορισμό γεωμετρίας στο Σχέδιο 29.10 .

Ένας μεγάλος αριθμός προσομοιώσεων, έχει προκύψει από τη χρήση του MultiSTRIP40, πάνω σε συχνότητες που κυμαίνονται κοντά στα 6,5 GHz. Σχέδια του ρεύματος πάνω στην γραμμή τροφοδοσίας και το επίθεμα, όπως παρουσιάζονται από τον πρόλογο χρήστη του MultiSTRIP40, έχουν χρησιμοποιηθεί για να εκτιμήσουν ποιοτικά το εύρος της συνήχησης. Η πιο ενισχυμένη συνήχηση φαίνεται να παρουσιάζεται στα 6,74 GHz, μία μετάβαση 3,7% από την κανονική συχνότητα του σχεδίου. Αυτό προτείνει, το ότι η φυσική διάσταση του επιθέματος, πρέπει να τροποποιηθεί σε ένα παρόμοιο ποσοστό, σε $d_x = 7,45 \text{ mm}$ για να αλλάξει πάλι η συνήχηση στα 6,5 GHz. Επιπρόσθετα, η ρύθμιση της σύνθετης ηλεκτρικής αντίστασης ήταν κακή σε όλο το εύρος των συχνοτήτων, με τον χαμηλότερο συντελεστή αντανάκλασης (αντήχησης), ύψους 0,46 , να παρατηρείται στα 6,74 GHz. (Η προσαρμογή χαμηλής ηλεκτρικής σύνθετης αντιστάσεως δεν είναι κάτι που δεν περιμένουμε, αφού το σχέδιο με μολύβι και χαρτί αγνοεί όλους τους τρόπους, εκτός από τον κυρίαρχο, ο οποίος είναι μία μεγάλη προσέγγιση). Μεταφέροντας την θέση τροφοδοσίας πιο κοντά στην άκρη, μέσα από μια διαδικασία δοκιμής σωστού-λάθους, διαπιστώθηκε ότι μία απόσταση εισαγωγής ρεύματος 1,31 mm (6 τμήματα από την άκρη), παρήγαγε μία λογική ζεύξη σύνθετης ηλεκτρικής αντιστάσεως, κοντά σε μία 6,74 GHz συνήχηση. Κοντά στη συχνότητα συνήχησης*

Πίνακας: Κεραία Μικρό-λωρίδων με εισαγόμενη τροφοδοσία

*οι συντελεστές αντήχησης που προκύπτουν από την απομίμηση, κατά την οποία η γραμμή τροφοδοσίας επανατοποθετήθηκε, φαίνονται στον Πίνακα 29.3 .

Η διαδικασία που περιγράφηκε συντόμως, προηγουμένως, πρέπει να επαναληφθεί, αφού έχουμε προσαρμόσει τις φυσικές διαστάσεις, σε ένα εύρος πυκνοτήτων λειτουργιών βάσης και τοποθεσιών τροφοδοσίας, για να διασφαλιστεί το ότι τα υπολογιστικά αποτελέσματα για αυτή τη δομή είναι σχετικώς σταθερά, για τα παραμετρικά εύρη που εξετάζουμε. Ένα πρόγραμμα, όπως το MultiSTRIP40, κάνει σχετικά εύκολη την προσαρμογή παραμέτρων και την επαναλαμβανόμενη ανάλυση της γεωμετρίας μιας δεδομένης κεραίας.

ΠΙΝΑΚΑΣ 29.3 Μέγεθος Συντελεστών Αντήχησης και Ακτίνα Ισχύοντος Κύματος (ΑΙΚ) που προκύπτουν από το MultiSTRIP40 για ένα Επίθεμα Μικρό-λωρίδων.

f (GHz)	Magnitude of Reflection Coefficient	SWR
6.75	0.05	1.103
6.76	0.02	1.032
6.77	0.04	1.077

^αΤο επίθεμα μικρό-λωρίδων έχει διαστάσεις 7,19 mm και 11 mm και τροφοδοτείται με μία εισαγόμενη γραμμή μικρό-λωρίδας, που σταματά 1,31 mm πέρα από την άκρη του επιθέματος. Το πρότυπο επιθέματος περιγράφεται στο Σχέδιο 29.10 .

29.14 ΑΝΑΛΥΣΗ ΕΥΡΕΙΩΝ ΠΑΡΑΘΕΣΕΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΙΚΩΝ ΔΟΜΩΝ

Παραθέσεις ενός μικρού αριθμού στοιχείων, μπορούν να αναλυθούν με άμεση εφαρμογή των προηγούμενων προσεγγίσεων, όπως φάνηκε στο παραπάνω παράδειγμα της παράθεσης διαστημάτων τριών-στοιχείων. Για παραθέσεις μεγάλου εύρους ή για μια κεραία κατά την παρουσία μιας περιοδικής δομής (κάποιες φορές τα εδαφικά πεδία είναι περιοδικά διατηρητές, συχνά αδιάβροχα καλύμματα κατασκευάζονται με περιοδικά συμπεριληπτικά στοιχεία, για να εκτελέσουν διήθηση ή να μειώσουν το εύρος διασκορπισμού της κεραίας [40]), η άμεση εφαρμογή απαγορεύεται συνήθως, λόγω του μεγάλου αριθμού των απαιτούμενων αγνώστων.

Σε αυτές τις περιπτώσεις, προσεγγίσεις που περιέχουν τις περιοδικές λειτουργίες του Green μέσα στην ολοκληρωματική εξίσωση είναι εφαρμόσιμες.

Μία περιοδική δομή περιέχει ένα πλέγμα από ίδια τμήματα. Εάν επιφωτιστεί από ένα ομοιόμορφο κύμα πεδίου, τα πεδία και τα ρεύματα κατά μήκος της δομής είναι ομόσημα από τμήμα σε τμήμα, με την εξαίρεση της 'αλλαγής φάσης' [5, 7]. Για παράδειγμα, η πυκνότητα ρεύματος σε κάποιο σημείο της δομής με περίοδο a προς x , και περίοδο b σε κατεύθυνση y μπορεί να εκφραστεί με όρους πυκνότητας ρεύματος, μέσα στο τμήμα πρωταρχικής μονάδας ως:

$$(29.60) \quad \vec{J}(x + ma, y + nb, z) = \vec{J}(x, y, z) e^{-jk_x^{\text{inc}} ma} e^{-jk_y^{\text{inc}} nb}$$

όπου τα k_x^{inc} και k_y^{inc} χαρακτηρίζουν τις αλλαγές φάσεις ανά τμήμα όπως έχουν επηρεαστεί από το εν λόγω κύμα πεδίου.

Εάν υποθέσουμε ότι η δομή αποτελείται ολοκληρωτικά από αγωγούς, που αντιπροσωπεύονται από ισότιμα ηλεκτρικά ρεύματα, η αντίδραση αυτής της δομής είναι αναλογική με τη συσπείρωση του ρεύματος στο τμήμα πρωταρχικής μονάδας που περιέχει την περιοδική λειτουργία του Green.

$$(29.61) \quad G_\rho(x, y, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{-jkR_{mn}}}{4\pi R_{mn}} e^{-jk_x^{\text{inc}} ma} e^{-jk_y^{\text{inc}} nb}$$

όπου

$$(29.62) \quad R_{mn} = \sqrt{(x - ma)^2 + (y - nb)^2 + z^2}$$

Όταν χρησιμοποιείται σε μια περιοδική λειτουργία του Green, η άγνωστη πυκνότητα ρεύματος περιορίζεται στο τμήμα πρωταρχικής μονάδας του πλέγματος, και έτσι

περιορίζει τον συνολικό αριθμό αγνώστων. Ο περιορισμός που επιβάλλεται από αυτήν την προσέγγιση υποθέτει αρχικά ότι η διέγερση πρέπει να έχει τη μορφή ενός ομοιόμορφου κύματος πεδίου· για να ασχοληθούμε με μια πιο γενική διέγερση θα πρέπει πρώτα να την αποσυνθέσουμε σε κύματα πεδίου.

Η εφαρμογή της μεθόδου των στιγμών για να διακριτοποιήσουμε την ολοκληρωματική εξίσωση ομοιάζει σημαντικά με τις προσεγγίσεις που περιγράψαμε προηγουμένως. Παρ' όλα αυτά, όταν οι τιμές του πίνακα της μεθόδου των τιμών περιέχουν με περιοδική λειτουργία του Green, όπως στην Εξ. (29.61), ειδικές διαδικασίες πρέπει να εκτελεστούν για να υπολογίσουμε με ακρίβεια τις αργά μετατροπούμενες αθροίσεις. Μέθοδοι επιτάχυνσης που μετατρέπονται εκθετικά έχουν εξελιχθεί [7,41] και συστήνονται, σε σχέση με προηγούμενες μεθόδους που παρείχαν μόνο αλγεβρική μετατροπή.

Η αριθμητική ανάλυση πολυδιάστατων παραθέσεων που έχουν υποστεί "φάση" έχει χρησιμοποιηθεί για να συλλεχθούν πληροφορίες για την σύνθετη ηλεκτρική αντίσταση ανίχνευσης και την "τυφλότητα" ανίχνευσης [42,43]. Παρόμοιες τεχνικές έχουν χρησιμοποιηθεί για να σχεδιαστούν πρότυπα εδαφικών πεδίων με περιοδικές διατρήσεις [44-46]. Πιο γενικές θεωρήσεις της ανάλυσης των περιοδικών δομών είναι επίσης διαθέσιμες [40,47].

29.15 ΟΠΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΩΝ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

Τα αρχικά αριθμητικά δεδομένα που έχουν προκύψει από ένα κώδικα ολοκληρωματικής εξίσωσης, είναι οι συντελεστές λειτουργιών βάσης. Από αυτά τα δεδομένα, ο κώδικας είναι πιθανό να παράγει αυτόματα σχέδιο ακτινοβολίας και πληροφορίες για το εισαγόμενο ρεύμα σύνθετης ηλεκτρικής αντιστάσεως.

Συχνά οι χρήστες περιορίζουν την χρήση των αποτελεσμάτων σε αυτές τις παραμέτρους. Κάποιες φορές, επιπρόσθετα γραφικά εργαλεία χρησιμοποιούνται για

να επιδείξουν συγκεκριμένη συμπεριφορά ή να βοηθήσουν στην επιβεβαίωση της σχετικής ορθότητας ενός ειδικού αποτελέσματος. Παρ' όλα αυτά, ουσιώδης ενδοσκόπηση κατά την 'εγχείριση' μιας κεραίας ίσως επιτευχθεί με επιπρόσθετη επεξεργασία και εργαλεία οπτικοποίησης.

Για να αναφέρουμε ένα παράδειγμα που δείχνει το όφελος της επιπρόσθετης επεξεργασίας, ο Nakano εξετέλεσε λεπτομερή αριθμητικό σχεδιασμό του ρεύματος ενός αριθμού ελίκων με άξονα, χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των στιγμών για παραδοσιακές δομές λεπτού καλωδίου [48].

Μελετώντας το μέγεθος και τη φάση διάδοσης ρεύματος, ο Nakano έδειξε ότι μέσα σε μερικά μήκη κύματος του σημείου τροφοδοσίας, το ρεύμα πάνω σε σχετικά μακριά σπειροειδή καλώδια μειώνεται ομαλά προς μια ελάχιστη τιμή.

Πέρα απ' αυτό το σημείο, ένα αργό κύμα με μια αρκετά ομοιόμορφη ευρύτητα σταθεροποιείται κατά μήκος της δομής.

Αυτά τα αποτελέσματα επιβεβαιώνουν την παρουσία ενός αργού κύματος κατά μήκος της σπειροειδούς δομής, με μια συμπεριφορά φάσης που είναι κατάλληλη για την σπειροειδή περιοχή. Ο Nakano μελέτησε επίσης τη λέπτυνση των άκρων της σπείρας με σκοπό τη μείωση της αντήχησης στο τέλος, με απώτερο σκοπό να αποτραπεί μία επιδείνωση της αξονικής ακτίνας [48]. Κατ' αυτόν τον τρόπο, ένας υπολογιστικός σχεδιασμός προτύπου που ακολουθείται από απλή οπτικοποίηση έχει χρησιμοποιηθεί για να εδραιωθεί φυσική ενδοσκόπηση της λειτουργίας της έλικας με άξονα και να παρέχει οδηγίες για το σχεδιασμό σπειροειδούς κεραίας.

Η σημασία της οπτικοποίησης τονίζεται από τον Shaeffer ο οποίος δηλώνει, "εάν το μόνο που κάνουμε κατά τις προβλέψεις μας είναι να αποφέρουμε δεδομένα της ίδιας μορφής με τις μετρήσεις, τότε πετάμε ένα θησαυρό πιθανών χρήσιμων πληροφοριών [49]. Παρομοιάζει τους υπολογισμούς με ένα παγόβουνο, όπου τα παραδοσιακά αποτελέσματα που προκύπτουν από υπολογισμούς αντιστοιχούν στην κορυφή του παγόβουνου και τα επιπρόσθετα, πιθανώς χρήσιμα δεδομένα που συνήθως αγνοούνται από τη χρήστη, αποτελούν το τεράστιο, υποβαθμισμένο τμήμα. Αναλύοντας το 'βυθισμένο' τμήμα των αποτελεσμάτων, κάποιος είναι δυνατόν να κατανοήσει καλύτερα τους φυσικούς μηχανισμούς που κρύβονται πίσω από τη

λειτουργία μιας κεραίας ή κάποιου άλλου συστήματος και να κερδίσει πολύτιμη ενδοσκόπηση στη λειτουργία των σχεδίων.

Για παράδειγμα, ανέξοδες εικόνες ακτινοβολίες μπορούν να παραχθούν για να εκθέσουμε γραφικά τα τμήματα μιας κεραίας που συνεισφέρουν στο πεδίο εξώτερης ζώνης σε μια δεδομένη σχηματοποίηση [49]. Σε κάποιες περιπτώσεις, αποτελέσματα αρμονικού – χρόνου μπορούν να μετατραπούν σε παροδικά (περιοχής-χρόνου) αποτελέσματα για καλύτερη οπτικοποίηση.

Πρωτοποριακά σχέδια παροδικής ακτινοβολίας γραμμικών διπόλων, όπως στην Πηγή 50, προφανώς διευκολύνουν μία καλύτερη κατανόηση του μηχανισμού ακτινοβολίας. Γραφικές απεικονίσεις του διανύσματος Roymting στην εγγύτητα μιας κεραίας, μας δείχνουν την ακριβή ροή της ισχύος και μπορούν επίσης να βελτιώσουν την φυσική ενδοσκόπηση καθώς και να κινητοποιήσουν βελτιωμένα σχέδια [51, 52].

29.16 ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΜΕΣΩ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗΣ ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ

Οι πλατφόρμες υπολογιστών και το λογισμικό αριθμητικής ανάλυσης σήμερα είναι αρκετά ισχυρά, έτσι ώστε εργαλεία ανάλυσης να μπορούν να συγχωνευθούν μέσα από αλγόριθμους βελτιστοποίησης, που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να διαμορφώσουν τη γεωμετρία, να αλλάξουν τις παραμέτρους του υλικού ή αλλιώς να κάνουν ποικίλη τη δομή μίας κεραίας για να βελτιώσουν την απόδοσή της. Αυτή η προσέγγιση είχε θεσμοθετηθεί τη δεκαετία του 1960 από τον Harrington [1] και χρησιμοποιήθηκε περιστασιακά στο σχεδιασμό κεραίας στη δεκαετία του 1970 [53, 54], αλλά δεν είχε κοινοποιηθεί όσον αφορά το σχεδιασμό κεραίας μέχρι τη δεκαετία του 1980 [51]. Στα πρόσφατα χρόνια, οι στρατηγικές βελτιστοποίησης που βασιζόταν σε τοπικές τεχνικές έρευνας (αλγόριθμοι βασισμένοι σε κλίση εδάφους) αντικαταστάθηκαν από προσεγγίσεις παγκόσμιας έρευνας, όπως ο γενετικός αλγόριθμος [55] και ο αλγόριθμος συγκέντρωσης σωματιδίων [56]. Ο πρώτος έχει χρησιμοποιηθεί για ένα μεγάλο αριθμό σχεδίων κεραίας όπου περιέχονται τα στοιχεία καλωδίου, οπής και επιθέματος, για κεραίες ολοκληρωματικού αποτυπωμένου κυκλώματος, κεραίες επιφορτισμένες με παρασιτικούς συνηχητές και για

πολυακτινικές παραθέσεις. Πολλές από αυτές τις αυτοματοποιημένες διαδικασίες σχεδιασμού συγκεντρώνουν μία ανάλυση ολοκληρωματικής εξίσωσης εν μέσω της κυκλικής διαδρομής της βελτιστοποίησης.

Ας φανταστούμε το σχέδιο μιας κεραίας επίπεδου κυκλώματος η οποία αποτελείται από ένα ειδικό σχεδιάγραμμα **επιμετάλλευσης** στην υποστρωματική επιφάνεια. Εάν αυτή η επιφάνεια διαιρεθεί σε μικρά τμήματα που πρόκειται να καλυφθούν από ένα αγωγό, ή όχι (τα τμήματα ίσως διασκελίζονται ελαφρώς για να διασφαλιστεί μια σύνδεση), μία προσέγγιση όπως ο γενετικός αλγόριθμος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να καθοριστεί το σχεδιάγραμμα **επιμετάλλευσης** που μεγιστοποιεί το κέρδος σε ένα ή περισσότερα εύρη συχνότητας, ελαχιστοποιεί την διασταυρούμενη πόλωση ή με άλλα λόγια βελτιστοποιεί ένα σύνολο συγκεκριμενοποιήσεων. Όταν ο αλγόριθμος απαιτεί την ελαχιστοποίηση ή την μεγιστοποίηση μιας ειδικής τιμής αντικειμενικής λειτουργίας, από ένα ειδικό σχεδιάγραμμα **επιμετάλλευσης**, μία ανάλυση ολοκληρωματικής εξίσωσης τελείται για να αποδώσει τις αναγκαίες παραμέτρους.

29.17 ΓΡΗΓΟΡΕΣ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΓΙΑ ΜΕΓΑΛΑ Η ΠΕΡΙΠΛΟΚΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ

Οι τεχνικές ολοκληρωματικών εξισώσεων παράγουν μία πλήρως καταρτισμένη εξίσωση πίνακα η οποία πρέπει να λυθεί για να βρεθούν τα ρεύματα κεραίας. Η αριθμητική περιπλοκότητα που σχετίζεται με τη γένεση των τιμών του πίνακα εξελίσσεται ως N^2 , όπου N ο αριθμός των αγνώστων, και η λύση ενός τέτοιου συστήματος από καθιερωμένους αλγόριθμους παραγοντοποίησης LU εξελίσσεται αναλογικά στην N^3 . Για ένα μοναδικό στοιχείο κεραίας στον ελεύθερο χώρο, αυτές οι αριθμητικές απαιτήσεις δεν είναι συνήθως υπερβολικές. Παρ' όλα αυτά, σε πολλές περιπτώσεις, είναι αναμενόμενο να σχεδιαστεί η ζεύξη ανάμεσα στην κεραία και το περιβάλλον της, και η περιεκτικότητα κοντινών δομών ίσως αυξήσει τους απαιτούμενους αγνώστους σε ένα απαγορευτικό αριθμό. Επιπρόσθετα, ο σχεδιασμός μιας ηλεκτρικά μεγάλης παράθεσης κεραίας ή ενός αντηχητή ίσως είναι δύσκολος.

Κατά τις δύο περασμένες δεκαετίες, ουσιώδης πρόοδος έχει σημειωθεί στις “γρήγορες” μεθόδους που είναι εφαρμόσιμες στα προβλήματα ολοκληρωματικής εξίσωσης όπου το N αυξάνεται.

Οι περισσότερες από αυτές τις μεθόδους εφαρμόζουν αναπροσεγγιστικούς αλγόριθμους της λύσης πινάκων, ως εναλλακτικούς για τη διεύθυνση μεθόδων λύσης [57]. Οι αναπροσεγγιστικές μέθοδοι δεν απαιτούν το σύστημα πίνακα να είναι εξειδικευμένα εφοδιασμένο, και έτσι διάφορα μέσα εκμετάλλευσης της συμμετρίας ή αλλιώς, καταπίεσης του εφοδιασμού μπορούν να εφαρμοστούν. Κατά τη διάρκεια της αναπροσεγγιστικής λύσης, ο συστηματικός πίνακας πρέπει να πολλαπλασιαστεί επαναληπτικά με διάφορα διανύσματα στηλών. Είναι δυνατόν να επιταχύνουμε αυτόν τον πολλαπλασιασμό πίνακα – διανύσματος, μειώνοντας τους υπολογισμούς που σχετίζονται με αυτή την διαδικασία από N^2 σε κάτι που θα προσεγγίζει το $N \log N$. Εάν ο αναπροσεγγιστικός αλγόριθμος μετατραπεί γρήγορα, ο τελικός υπολογισμός ίσως αναπτυχθεί πολύ πιο αργά από το N^3 . Η πιο διαδεδομένη από τις διαδικασίες επιτάχυνσης είναι η “γρήγορη πολυπολική μέθοδος” [58], αν και υπάρχουν μερικές εναλλακτικές τεχνικές που προσφέρουν ανάλογες επιταχύνσεις [59, 60]. Αν και αυτές οι προσεγγίσεις είναι φύσει αναπροσεγγιστικές, πρόοδος έχει σημειωθεί στα πρόσφατα χρόνια για την επιτάχυνση άμεσων μεθόδων της λύσης για μεγάλα προβλήματα [61].

29.18 ΜΙΑ ΠΡΟΟΠΤΙΚΗ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟΥ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΥ

Προφανή οφέλη προκύπτουν από τις διαδικασίες αριθμητικών αναλύσεων μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να απεικονίσουν προτεινόμενα σχέδια κάτω από μια ευρεία κλίμακα παραμέτρων, και συνήθως είναι λιγότερο ακριβές και προσφέρουν ένα γρηγορότερο χρόνο επιστροφής αποτελεσμάτων από ένα πρόγραμμα πειραματικής πρωτοτυπίας και μέτρησης. Εάν ζητηθεί, αριθμητικές τεχνικές επιτρέπουν στις τάσεις κάποιων μετρικών διεργασιών ή στην ευαισθησία κάποιων παραμέτρων να μελετηθούν, σαν μια λειτουργία κάθε άλλης παραμέτρου. Όταν συνδυαστούν με

εργαλεία οπτικοποίησης οι αριθμητικές λύσεις μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να διευκολύνουν μία βαθύτερη φυσική κατανόηση της λειτουργίας μιας κεραίας.

Παρ' όλα αυτά υπάρχει ένα βασικό μειονέκτημα στον αριθμητικό σχεδιασμό: τα αποτελέσματα που προκύπτουν από αριθμητική προσομοίωση μπορεί να είναι ανακριβή ή εντελώς λανθασμένα, και τα περισσότερα σημερινά εργαλεία προσομοίωσης που χρησιμοποιούνται παρέχουν μικρή ή καθόλου καθοδήγηση πάνω στην οποία ο χρήστης μπορεί να βασιστεί για να καθορίσει την εγκυρότητα ενός αποτελέσματος.

Δυσκολίες όσον αφορά την ακρίβεια προκύπτουν για κάποιους λόγους. Πρώτα, ίσως υπάρχουν θεωρητικοί περιορισμοί στη βαθύτερη θεωρία. Η ΟΕΗΠ για παράδειγμα, είναι γνωστό ότι αποτυγχάνει στα κλειστά σώματα των οποίων οι επιφάνειες συμπίπτουν με συνηχητικές κοιλότητες [7]. Κάποιες εκτελέσεις της ΟΕΗΠ θα αποτύχουν για αντικείμενα που είναι ηλεκτρικώς μικρά [62].

Έπειτα, υπάρχουν προφανείς προσεγγίσεις που έχουν δημιουργηθεί για να επιτρέψουν στη φυσική δομή που εξετάζουμε να σχεδιαστεί σαν ένα τέλειο επαγωγικό μέταλλο, με ένα τέλειο σχήμα, σε ένα περιβάλλον χωρίς απώλειες και ούτω καθ' εξής. Σε πολλές περιπτώσεις, η ακριβής διηλεκτρική ανεκτικότητα ενός υλικού (υπόστρωμα, απορροφητής μικροκυμάτων, κ.λ.π.) ίσως δεν είναι γνωστή και ίσως δεν είναι ομοιόμορφη. Επίσης, ίσως υπάρχουν αριθμητικοί περιορισμοί στους υπολογισμούς που εκτελούνται οι ειδικές περιπτώσεις (όπως η ασυνήθιστα μεγάλη ποσότητα ενός λάθους κατά την στρογγυλοποίηση ή ο υποθετικός αριθμός ενός πίνακα υψηλών τιμών). Η ποσότητα ενός τέτοιου λάθους μπορεί να βασίζεται στα δεδομένα εισαγωγής με τα οποία έχει εφοδιαστεί ο χρήστης, όπως το γεωμετρικό πρότυπο κεραίας. (Ένα μη επιτυχημένο γεωμετρικό πρότυπο ίσως οδηγήσει σε ένα σύστημα πίνακα υπό λανθασμένες συνθήκες). Επιπλέον, ίσως υπάρχουν ανεπαίσθητοι ιοί στον υπολογιστικό κώδικα που δεν έχουν ανακαλυφθεί κατά την περίοδο που εκτελείται η ανάλυση. Τέλος, υπάρχουν όρια στο μέγεθος και στην περιπλοκότητα ενός σχεδίου προτυποποίησης που ίσως αναγκάσουν το χρήστη να συμβιβαστεί με μια σωστή τεχνική σχεδιασμού για να έχει αποτέλεσμα.

Αν και οι σημερινοί εξελιγμένοι κώδικες ανάλυσης αναμένεται να εξαφανίζουν τους μικρούς ιούς, ο χρήστης ενός τέτοιου εργαλείου πρέπει να έχει ανεξάρτητες μεθόδους για να καθορίζει και να επικυρώνει συγκεκριμένα αριθμητικά προβλήματα. Ο

χρήστης ενός κώδικα “γενικής χρήσης” θα ήταν συνετό να δοκιμάσει αυτόν τον κώδικα πάνω σε ένα πρόβλημα του οποίου η λύση είναι γνωστή, για να διασφαλίσει ότι ο κώδικας χρησιμοποιείται σωστά, και σταδιακά να αυξήσει την περιπλοκότητα των δομών που σχεδιάζονται καθώς επιχειρεί να επικυρώσει αυτά τα αποτελέσματα. Ιδανικά, το λογισμικό θα συνοδευόταν από μια ποικιλία περιπτώσεων “εξέτασης” ενσωματωμένες μέσα στον κώδικα έτσι ώστε η σωστή εγκατάσταση του λογισμικού να μπορεί να επιβεβαιωθεί, πρότυπα διαφορετικής κλίμακας να επιχειρηθούν και επίπεδα αναφοράς ακρίβειας να μπορούν να εγκαθιδρυθούν [63]. Δυστυχώς σήμερα, τέτοια χαρακτηριστικά, αν και είναι δυνατόν, δεν είναι ευρέως διαθέσιμα μέσα σε κώδικες ηλεκτρομαγνητικής ανάλυσης.

Ένα επιπρόσθετο θέμα για συζήτηση είναι ότι το περιβάλλον γύρω από μια κεραία μπορεί να έχει ένα ουσιώδες αποτέλεσμα στο σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας κεραίας και στην σύνθετη ηλεκτρική αντίσταση εισαγωγής [64]. Τα περισσότερα πακέτα λογισμικού παρέχουν μια ανάλυση κεραίας στον πολυδιάστατο ελεύθερο χώρο ή πάνω σε ένα ιδανικό εδαφικό πεδίο. Η ολοκλήρωση μιας τελειοποιημένης κεραίας στο πραγματικό της περιβάλλον συνήθως αντιλαμβάνεται από το χρήστη, αν και διατίθενται κώδικες που εμπεριέχουν διασκορπιστές [65].

29.19 ΚΑΠΟΙΕΣ ΠΗΓΕΣ ΛΟΓΙΣΜΙΚΟΥ

Κλείνουμε αυτό το κεφάλαιο παρέχοντας κάποιους συνδέσμους με πηγές ή ιστοσελίδες που είτε παρέχουν λογισμικό ή δείχνουν που μπορεί να αποκτηθούν κοινό λογισμικό ή πακέτα διαφημιστικού λογισμικού.

Για το σχεδιασμό καλωδιακής κεραίας, ένας κοινώς χρησιμοποιούμενος κώδικας δημοσίου – πεδίου είναι ο Αριθμητικός Κώδικας Ηλεκτρομαγνητικής (AKH – 2) [12]. Ένας αριθμός παραλλαγών αυτού του κώδικα (ο οποίος έχει βελτιστοποιηθεί για διαφορετικούς επεξεργαστές, κ.λ.π.), βιβλιάρια χρήσης και βοηθητικό λογισμικό μπορούν να “κατεβαστούν” από το Internet [66]. Υπάρχουν πολλές πηγές που περιγράφουν τη χρήση του AKH -2 για παράδειγμα, η πηγή 67 περιηγεί τον αναγνώστη μέσα σε ένα αριθμό παραδειγμάτων σχεδιασμού προσώπων. Ένας

εναλλακτικός στον ΑΚΗ – 2 είναι το Πρόγραμμα Ανάλυσης Διασκορπιστών Κεραίας (ΠΑΔΚ) που είναι επίσης διαθέσιμο στο Internet [68].

Για αυθαίρετες δομές αγωγών, πολλά πακέτα λογισμικού εφαρμόζουν διάφορες εκδοχές της RWG λύσης βάσης της ΟΕΗΠ που συζητήσαμε νωρίτερα. Μία εφαρμογή είναι γνωστή ως Πρότυπο Ακτινοβολίας Μονοδιάστατου Στοιχείου (ΠΑΜΣ) [69]. Παρόμοιοι κώδικες στις γλώσσες FORTRAN 77 ή FORTRAN 90 έχουν δημιουργηθεί σε διάφορα προγράμματα κυβερνήσεων των Η.Π. [70 -72]. Μία έκδοση στο MATLAB αυτού του τύπου κώδικα είναι επίσης διαθέσιμη [8].

Άλλες προσεγγίσεις για τη λύση της ΟΕΗΠ για καλώδια και επιφάνειες είναι πιθανές. Μία είναι ο Κώδικας Επιθέματος Ηλεκτρομαγνητικής Επιφάνειας (ΕΗΕ) που αναπτύχθηκε στο Πανεπιστήμιο της πολιτείας του Οχάιο [73,74], ο οποίος χρησιμοποιείται για να σχεδιάσει λεπτά καλώδια, πολυγωνικές επιφάνειες και διηλεκτρικά υλικά. Ο ΕΗΕ χρησιμοποιεί λειτουργίες βάσης του ελικοειδούς τριγώνου για να αντιπροσωπεύει τις πυκνότητες ρεύματος. Άλλος κώδικας είναι ο WOPL [75], που εφαρμόζει **πολυωνμικές** λειτουργίες σαν λειτουργίες βάσης σε επιφάνειες και καλώδια.

Για την ανάλυση της κεραίας επιθέματος μικρολωρίδων ή άλλων κεραιών κατά την παρουσία επιστρωμένων μέσων, υπάρχουν μερικά πακέτα διαφημιστικού λογισμικού, συμπεριλαμβανομένου του EMPLAN [76]. Το πρόγραμμα Multi STRIP που χρησιμοποιήθηκε στο προηγούμενο παράδειγμα είναι ένα άλλο [38, 39]. Κάποια καθιερωμένα διαφημιστικά πακέτα περιέχουν τον Σχεδιαστή Ansoft [77], το Agilent **Momentum** [78] και το FEKO [79]. Αυτά τα προϊόντα περιέχουν υπολογιστικές μηχανές που συνδυάζουν τεχνικές παρόμοιες σε πολλά σημεία, με αυτές που περιγράψαμε νωρίτερα, μαζί με αρκετά εξειδικευμένους προλόγους χρήστη για τη διευκόλυνση του χρήστη.

Η πηγή 80 παρέχει ένα αρκετά προσεγμένο site που διατηρείται από το Εργαστήριο Ηλεκτρομαγνητικής Συμβατότητας του Πανεπιστημίου του Μίζουρι στη Rolla, με συνδέσμους σε μια ποικιλία εργαλείων λογισμικού, πολλά από τα οποία βασίζονται σε μεθόδους ολοκληρωμάτων εξισώσεων και είναι κατάλληλα για την ανάλυση κεραίας. Αυτό το site περιλαμβάνει συνδέσμους για διαφημιστικά προϊόντα και λογισμικό για κοινή χρήση.

Το πρώτο κεφάλαιο είναι ακριβή μετάφραση του κεφαλαίου 29 με τίτλο: **Antenna Modeling Using Integral Equations and the Method of Moments** του βιβλίου **Book 2008 Balanis_Modern Antenna Handbook**.

ΠΗΓΕΣ

- 1) **R. F. Harrington**. Υπολογισμός τομέων με τις μεθόδους στιγμής, **IEEE Τύπος**, Νέα Υόρκη, 1993.(Ανάτυπο της αρχικής έκδοσης του 1968).
- 2) **R. Mittra (ΕΔ.)**. Τεχνικές υπολογιστών για την Ηλεκτρομαγνητική. Έκδοση ημισφαιρίου, Νέα Υόρκη, 1987. (Ανάτυπο της αρχικής έκδοσης του 1973.)
- 3) **J. Moore και R. Pizer (EDS.)**. Μέθοδοι στιγμής στην Ηλεκτρομαγνητική, Τύπος ερευνητικών μελετών (Wiley), Lechtworth, 1984.
- 4) **N. Morita, N. Kumagai, και J. R. Mautz**. Μέθοδοι ακεραίας εξίσωσης για την Ηλεκτρομαγνητική, Artech σπίτι, Βοστώνη, 1990. (Μετάφραση της αρχικής έκδοσης του 1987.)
- 5) **J.J. H. Wang**. Γενικευμένες μέθοδοι στιγμής στην Ηλεκτρομαγνητική. Διατύπωση και λύση των ακέραιων εξισώσεων, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 1991.
- 6) **K. Umashankar και A. Taflove**. Υπολογιστικό της Ηλεκτρομαγνητικής, Artech σπίτι, Βοστώνη, 1993.
- 7) **A. F. Peterson, S. L. Ray και R. Mittra**. Υπολογιστικές μέθοδοι για την Ηλεκτρομαγνητική, **IEEE Τύπος**, Νέα Υόρκη, 1998.
- 8) **S. N. Makarov**. Διαμόρφωση EM κεραιών με MATLAB, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2002.
- 9) **D. B. Davidson**. Υπολογιστικό της Ηλεκτρομαγνητικής για το RF και εφαρμοσμένη μηχανική μικροκυμάτων, Τύπος Πανεπιστημίου του Κέιμπριτζ, Κέιμπριτζ, 2005.
- 10) **A. F. Peterson**. Ταξινομικές διανυσματικές λειτουργίες βάσης για τις ηλεκτρομαγνητικές ακέραιες εξισώσεις, Morgan Claypool, 2006.

- 11) L. Gurel, K. Sertel και I. K. Sendur. Στην επιλογή της βάσης λειτουργιών για να διαμορφώσει τις ηλεκτρικές πυκνότητες ρεύματος της επιφάνειας στην υπολογιστική Ηλεκτρομαγνητική, *ράδιο Sci.*, εντάσεις 34, αριθ. 6, Σ. 1373-1387, Νοεμβρίου-Δεκεμβρίου 1999.
- 12) G. J. Burke και A. J. Roggio. Αριθμητική Ηλεκτρομαγνητική, Κώδικας(NEC) - μέθοδος στιγμών, τεχνικό έγγραφο 116, ναυτικό ωκεάνιο κέντρο συστημάτων, Σαν Ντιέγκο, CA, Ιανουαρίου 1981.
- 13) B. D. Popovic, M. B. Dragovic και A. R. Djordjevic. Ανάλυση και σύνθεση των κεραιών καλωδίων, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 1982.
- 14) S. T. Li, J. C. Logan και J.W. Rockway. Το σύστημα MININEC: Ανάλυση μικροϋπολογιστών των κεραιών καλωδίων, Artech σπίτι, Βοστώνη, 1988.
- 15) L. L. Tsai. Αριθμητική λύση για τους κοντινούς και μακρινούς τομείς ενός δακτυλιοειδούς δαχτυλιδιού του μαγνητικού ρεύματος, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 20, Σ. 569-576, Σεπτεμβρίου 1972.
- 16) T.A. Milligan. Σύγχρονο σχέδιο κεραιών, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2005.
- 17) B. A. Munk, Baluns, κ.λπ. Στις κεραιές για όλες τις εφαρμογές, J. D. Kraus και R. J. Marhefka (EDS.), McGraw-Hill, Νέα Υόρκη, 2002.
- 18) N. Stevens και L. Martens. Μία αποδοτική μέθοδος για να υπολογίσει τα ρεύματα επιφάνειας σε έναν PEC κύλινδρο με τα επίπεδα καλύμματα τελών, *ράδιο Sci.*, εντάσεις 38, αριθ. 1, Σ. 6.1-6.10, 2003.
- 19) M. M. Bibby. Αντίκτυπος μερικών ασυνεχειών στη σύγκλιση των αριθμητικών μεθόδων στην Ηλεκτρομαγνητική, ACES J., εντάσεις 18, Σ. 151-161, Νοεμβρίου 2003.
- 20) A. Heldring, E. Ubeta, και J. M. Rius. Αποδοτικός υπολογισμός της επίδρασης του καλωδίου τελειώνει στη λεπτή ανάλυση καλωδίων, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 54, Σ. 3034-3037, Οκτωβρίου 2006.
- 21) P. D. Graglia. Στην αριθμητική ολοκλήρωση της γραμμικής μορφής λειτουργίας χρόνων, η τρισδιάστατη Green λειτουργία ή η κλίση της σε

- ένα τρίγωνο αεροπλάνων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 41, Σ. 1448-1455, Οκτωβρίου 1993.
- 22) S. Jarvenpaa, M. Taskinen και P. Yla-Oijala. Τεχνική εξαγωγής ιδιομορφίας για τις μεθόδους ακεραίας εξίσωσης, με την υψηλότερη βάση διαταγής, λειτουργεί στα τρίγωνα αεροπλάνων και tetrahedral, INT. J. Αριθμητικές μέθοδοι Αγγλία, εντάσεις 58, Σ. 1149-1165, 2003.
- 23) M. A. Khayat και D. R. Wilton. Αριθμητική αξιολόγηση των μοναδικών και κοντινός-μοναδικών πιθανών ολοκληρωμάτων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 53, Σ. 3180-3190, Οκτωβρίου 2005.
- 24) A. F. Peterson και M. M. Bibby. Υψηλόβαθμες αριθμητικές λύσεις του MFIE για το γραμμικό δίπολο, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 52, Σ. 2684-2691, 2004.
- 25) S. M. Rao, D. R. Wilton και A. W. Glisson. Ηλεκτρομαγνητική διασπορά από τις επιφάνειες της αυθαίρετης μορφής, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 30, Σ. 409-418, Μαΐου 1982.
- 26) R. D. Graglia, D. R. Wilton και A. F. Peterson. Υψηλότερες interpolatory διανυσματικές βάσεις διαταγής για το υπολογιστικό στην Ηλεκτρομαγνητική, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 45, αριθ. 3, Σ. 329-342, Μαρτίου 1997.
- 27) J. R. Mosig. Αυθαίρετα διαμορφωμένες μικρολωριδικές δομές και η ανάλυσή τους με μια μικτή πιθανή ακέραια εξίσωση, IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής., εντάσεις 36, Σ. 314-323, Φεβρουαρίου 1988.
- 28) F. E. Gardiol. Συμβουλές για την αξιολόγηση των ολοκληρωμάτων Sommerfeld, IEEE κεραίες Propag. SOC. Newslett., Σ. 24-25, Οκτωβρίου 1986.
- 29) R. Janaswamy και F. E. Gardiol. Διόρθωση «στις συμβουλές για την αξιολόγηση των ολοκληρωμάτων Sommerfeld», IEEE κεραίες Propag. SOC. Newslett., Σ. 18-19, Φεβρουαρίου 1987.
- 30) J. R. Mosig. Τεχνική ακεραίας εξίσωσης στις αριθμητικές τεχνικές, για τις παθητικές δομές μικροκυμάτων και παθητικών χιλιομετρικών κυμάτων, T. Itoh (Ed.), John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 1989.
- 31) V.W. Hansen. Αριθμητική λύση των κεραιών στα βαλμένα σε στρώσεις μέσα, Τύπος ερευνητικών μελετών, Taunton, 1989.

- 32) A. K. Bhattacharyya. Ηλεκτρομαγνητικοί τομείς στις πολυστρωματικές δομές, Artech σπίτι, Βοστώνη, 1994.
- 33) R. Garg, P. Bhartia, I. Bahl και A. Ittipiboon. Μικρολωριδικό εγχειρίδιο σχεδίου κεραιών, Artech σπίτι, Βοστώνη, 2001.
- 34) Γ. Ω. Ελευθεριάδης και J. R. Mosig. Στο χαρακτηρισμό δικτύων των επίπεδων παθητικών κυκλωμάτων που χρησιμοποιούν τη μέθοδο στιγμών, IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής., εντάσεις 44, Σ. 438-445, Μαρτίου 1996.
- 35) J. C. Rautio. Ένας de αλγόριθμος ενσωμάτωσης για την Ηλεκτρομαγνητική, INT. J. Κύμα χιλιοστόμετρου μικροκυμάτων με τη βοήθεια υπολογιστή, Αγγλία, εντάσεις 1, Σ. 282-287, Ιουλίου 1991.
- 36) J. R. Wait. Ηλεκτρομαγνητικά κύματα στα στρωματοποιημένα μέσα, IEEE Τύπος, Νέα Υόρκη, 1996. (Ανάτυπο της αρχικής έκδοσης του 1962.)
- 37) J. R. Wait. Χαρακτηριστικά των κεραιών πέρα από την με απώλειες-γη, στη θεωρία κεραιών, R. E. Collin και F. J. Zucker (EDS.), McGraw-Hill, Νέα Υόρκη, 1969.
- 38) G. Splitt. Βελτιωμένες αριθμητικές στρατηγικές για την αυστηρή ανάλυση μικρολωριδίων των κεραιών, στην 23η ευρωπαϊκή διάσκεψη μικροκυμάτων, Μαδρίτη, Ισπανία, Σεπτεμβρίου 1993, Σ. 354-356.
- 39) <http://www.e-technik.fh-kiel.de/~splitt/html/mstrip.htm>.
- 40) B. A. Munk. Συχνότητα-εκλεκτικών επιφανειών και περιοδικών δομών στις κεραιές για όλες τις εφαρμογές, J. D. Kraus και R. J. Marhefka (EDS.), McGraw-Hill, Νέα Υόρκη, 2002.
- 41) K. E. Jordon, G. R. Richter και P. Sheng. Μία αποδοτική αριθμητική αξιολόγηση της Green λειτουργίας για το χειριστή Helmholtz στις περιοδικές δομές, επιχείρηση Phys J., εντάσεις 63, Σ. 222-235, 1986.
- 42) D. M. Pozar και D. H Schaubert. Τύφλωση ανίχνευσης στις άπειρες συγχρονισμένες σειρές τυπωμένων δίπολων, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 32, Σ. 602-610, Ιουνίου 1984.
- 43) D. M. Pozar και D. H Schaubert. Ανάλυση μιας άπειρης σειράς ορθογώνιων μικρολωριδικών μπαλωμάτων με τις εξιδανικευμένες τροφές ελέγχων, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 32, Σ. 1101-1107, Οκτωβρίου 1984.

- 44) B. Rubin και H. Bertoni. Αντανάκλαση από ένα περιοδικά διατρυπημένο αεροπλάνο που χρησιμοποιεί μια τρέχουσα τμηματική προσέγγιση, *IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής.*, εντάσεις 31, Σ. 829-836, Νοεμβρίου 1983.
- 45) G. Pan, X. Zhu και B. Gilbert. Ανάλυση των γραμμών μετάδοσης πεπερασμένου πάχους επάνω από ένα περιοδικά διατρυπημένο επίγειο αεροπλάνο στους πλάγιους προσανατολισμούς, *IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής.*, εντάσεις 43, Σ. 383-392, Φεβρουαρίου 1995.
- 46) A. Mathis and A. F. Peterson. Αποδοτική ηλεκτρομαγνητική ανάλυση μιας διπλά άπειρης σειράς ορθογώνιων ανοιγμάτων, *IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής.*, εντάσεις 46, Σ. 46-54, Ιανουαρίου 1998.
- 47) R. Mittra, C. H. Chan και T. Cwik. Τεχνικές για τις εκλεκτικές επιφάνειες συχνότητας-αναθεώρηση, *Proc. IEEE*, εντάσεις 76, Σ. 1593-1615, Δεκεμβρίου 1988.
- 48) H. Nakano. Ελικοειδείς και σπειροειδείς κεραιές- Μία-αριθμητική προσέγγιση, Τύπος ερευνητικών μελετών, Letchworth, 1987.
- 49) J. Shaeffer. Ηλεκτρομαγνητική απεικόνιση, *IEEE δυνατότητες*, Σ. 13-18, Οκτωβρίου-Νοεμβρίου 2000.
- 50) G. S. Smith. Ακτινοβολία κεραιών διδασκαλίας από μια προοπτική χρόνος-περιοχών, *AM. J. Phys.*, εντάσεις 69, Σ. 288-300, Μαρτίου 2001.
- 51) F. M. Landstorfer και R. R. Sacher. Βελτιστοποίηση των κεραιών καλωδίων, Τύπος ερευνητικών μελετών, Letchworth, 1985.
- 52) E. K. Miller και F. J. Deadrick. Ροή κοντινών-τομέων απεικόνισης ενέργειας και ακτινοβολίας, *IEEE κεραιές Propag. MAG.*, εντάσεις 42, αριθ. 6, Σ. 46-54, Δεκεμβρίου 2000.
- 53) B. J. Strait και K. Hirasawa. Περιορισμένη βελτιστοποίηση του κέρδους μιας σειράς λεπτών κεραιών καλωδίων, *IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής.*, εντάσεις 20, Σ. 665-666, Σεπτεμβρίου 1972.
- 54) T. K. Sarkar. Ένα πρόγραμμα βελτιστοποίησης για τις γραμμικές σειρές παράλληλων καλωδίων, *IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής.*, εντάσεις 22, Σ. 631-632, Ιουλίου 1974.

- 55) Y. Rahmat-Samii και E. Michielssen. Ηλεκτρομαγνητική βελτιστοποίηση από τους γενετικούς αλγορίθμους, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 1999.
- 56) J. Robinson και Y. Rahmat-Samii. Βελτιστοποίηση σημάτων μορίων στην Ηλεκτρομαγνητική, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 52, Σ. 397-407, Φεβρουαρίου 2004.
- 57) T. K. Sarkar (ΕΔ.). Εφαρμογή της συζευγμένης μεθόδου κλίσης στην Ηλεκτρομαγνητική και ανάλυση σημάτων, Elsevier, Νέα Υόρκη, 1991.
- 58) R. Coifman, V. Rokhlin και S. Wandzura. Η γρήγορη-πολλαπλή μέθοδος για την εξίσωση κυμάτων: μία για τους πεζούς συνταγή, IEEE κεραίες Propag. MAG., εντάσεις 35, αριθ. 3, Σ. 7-12, Ιουνίου 1993.
- 59) W. C. Chew, J. - M. Jin, E. Michielssen και J. Song. Γρήγοροι και αποδοτικοί αλγόριθμοι σε υπολογιστικό στην Ηλεκτρομαγνητική, Artech σπίτι, Βοστώνη, 2001.
- 60) E. Bleszynski, M. Bleszynski και T. Jaroszewicz. AIM: προσαρμοστική ακέραια μέθοδος για τα μεγάλης κλίμακας ηλεκτρομαγνητικά προβλήματα διασποράς και ακτινοβολίας, ραδιο Sci., εντάσεις 35, Σ. 1225-1251, Σεπτεμβρίου-Οκτωβρίου 1996.
- 61) F. X. Canning και K. Rogovin. Ένας καθολικός λύτης μητρών για την ακέραια-εξίσωση-βασισμένων προβλημάτων, IEEE κεραίες Propag. MAG., εντάσεις 45, αριθ. 1, Σ. 19-26, Φεβρουαρίου 2003.
- 62) J. - S. Zhao και W. C. Chew. Λύση ακεραίας εξίσωσης των εξισώσεων Maxwell από μηδενική συχνότητα στις συχνότητες μικροκυμάτων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 48, Σ. 1635-1645, Οκτωβρίου 2000.
- 63) P. J. Roache. PDE κώδικες οικοδόμησης για να είναι επαληθεύσιμοι και έγκυροι, υπολογίζοντας Sci. Αγγλία, εντάσεις 6, Σ. 30-38, Σεπτεμβρίου-Οκτωβρίου 2004.
- 64) W. D. Burnside και R. J. Marhefka. Κεραίες στα αεροσκάφη, σκάφη, ή οποιοδήποτε μεγάλο, σύνθετο περιβάλλον, στο εγχειρίδιο κεραίων: Θεωρία, εφαρμογές, και σχέδιο, Y. T. Lo και S.W. Lee(EDS.), Van Nostrand Reinhold, Νέα Υόρκη, 1988.
- 65) R. J. Marhefka. Αριθμητικός ηλεκτρομαγνητικός κώδικας-βασικός διασκορπίζοντας κώδικας (nec-BSC έκδοση 4.2), εγχειρίδιο του χρήστη,

- τεχνική έκθεση, το κρατικό πανεπιστήμιο του Οχάιου, ElectroScience εργαστήριο, Ιουνίου 2000.
- 66) <http://www.si-list.org/swindex2.html>.
- 67) L. Sevgi. Σύνθετα ηλεκτρομαγνητικά προβλήματα και αριθμητικές προσεγγίσεις προσομοίωσης, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2003.
- 68) <http://home.att.net/~ray.l.cross/asap/index.html>.
- 69) S. Lee, D. A. Shnidman και F. A. Lichauco. Αριθμητική διαμόρφωση του RCS και προβλήματα κεραιών, τεχνική έκθεση 705, εργαστήριο του Λίνκολν/Τεχνολογικό Ινστιτούτο της Μασαχουσέτης, Δεκεμβρίου 1987.
- 70) J. F. Shaeffer. Μέθοδος MOM3D του εγχειριδίου κώδικας-θεωρίας στιγμών, τεχνική έκθεση 189594, NAS1-18603, Μαρτίου 1992 της NASA.
- 71) R. M. Sharpe, J. B. Grant, NIOY TZEPSY CHAMPAGNE, W. A. Johnson, R. E. Jorgenson, D. R. Wilton, W.J. Brown και J.W. Rockway. EIGER: οι ηλεκτρομαγνητικές αλληλεπιδράσεις γενίκευσαν στην αφομοίωση των IEEE του 1997 κεραιών και του διεθνούς συμποσίου διάδοσης, Μόντρεαλ, Κεμπέκ, Ιουλίου 1997, Σ. 2366-2369.
- 72) J. M. Song, C. C. Lu, W. C. Chew και S. W. Lee. Γρήγορος τρόπος επίλυσης του κώδικα Ιλινόις (FISC), IEEE κεραιές Propag. MAG., εντάσεις 40, αριθ. 3, Σ. 27-34, Ιουνίου 1998.
- 73) E. H. Newman και D. M. Pozar. Ηλεκτρομαγνητική διαμόρφωση του σύνθετου καλωδίου και της γεωμετρίας της επιφάνειας, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 26, Σ. 784-788, Νοεμβρίου 1978.
- 74) <http://esl.eng.ohio-state.edu/codes/codes.php>.
- 75) B. M. Kolundzija, J.S. Ognjanovic και T. K. Sarkar. Εγχειρίδιο μικρόκυμα-λογισμικού WPIL-D του χρήστη, Artech σπίτι, Βοστώνη, 2005.
- 76) N. Kinaayman και M. I. Askun. EMPLAN: Ηλεκτρομαγνητική ανάλυση των τυπωμένων δομών, βαλμένα σε στρώσεις στα επίπεδα μέσα, το εγχειρίδιο λογισμικού και του χρήστη, Artech σπίτι, Βοστώνη, 2000.
- 77) <http://www.ansoft.com/products.cfm>.
- 78) http://eesof.tm.agilent.com/products/momentum_main.html.
- 79) <http://www.feko.info/>.
- 80) <http://www.emclab.umr.edu/numer.html>.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 30

ΧΡΟΝΟ – ΧΩΡΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΣ ΤΕΛΙΚΗΣ – ΔΙΑΦΟΡΑΣ ΠΟΥ ΕΦΑΡΜΟΖΕΤΑΙ ΣΕ ΚΕΡΑΙΕΣ

GLENN S. SMITH και JAMES G. MALONEY

30.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

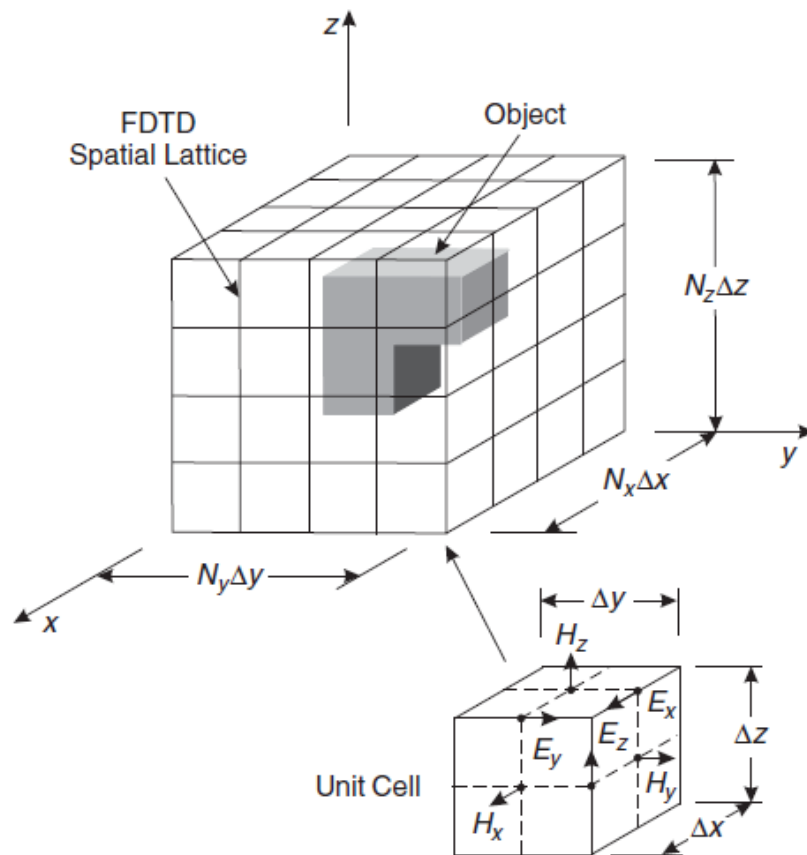
Η μέθοδος τελικής – διαφοράς χώρου – χρόνου (ΤΔΧΧ) είναι μία υπολογιστική διαδικασία για την επίλυση των εξισώσεων του Maxwell, που βασίζεται σε ένα έξυπνο αλγόριθμο που πρώτος πρότεινε ο Kane S. Yee το 1966 [1]. Όταν ο Yee πρότεινε τον αλγόριθμό του, η μέθοδος ήταν υπολογιστικά ραγδαία όσον αφορά τον εφοδιασμό και το χρόνο εκτέλεσης και μόνο προβλήματα μεσαίου μεγέθους μπορούσαν να λυθούν με τις καλύτερες υπολογιστικές διεργασίες (υπολογιστές mainframe). Από τότε η δύναμη των υπολογιστών έχει αυξηθεί σταθερά, όπως και η δημοτικότητα της ΤΔΧΧ. Οι πρώτες προσεγγίσεις αναλύσεις των πρακτικών κεραιών με τη χρήση της ΤΔΧΧ έγιναν τα πρώτα χρόνια της δεκαετίας του 1990, και σήμερα τέτοιου είδους υπολογισμοί εκτελούνται καθημερινά σε προσωπικούς υπολογιστές [2-6].

Ο σκοπός αυτού του κεφαλαίου είναι να γνωστοποιήσει στον χρήστη τις βασικές γνώσεις της μεθόδου ΤΔΧΧ, όπως εφαρμόζονται σε πρακτικές κεραιές. Είναι επιθυμητό για τον χρήστη, αφού διερευνήσει το κεφάλαιο, να καταλάβει τη δύναμη και τους περιορισμούς της μεθόδου και να είναι σε θέση να αποφασίσει κατά πόσον η μέθοδος ΤΔΧΧ είναι κατάλληλη για την ανάλυση ενός προβλήματος κεραιάς. Εξαιτίας του περιορισμένου χώρου, δεν μπορούμε να παρέχουμε λεπτομέρειες για

την εκτέλεση της μεθόδου σε ένα πρόγραμμα υπολογιστή. Αναγνώστες που ενδιαφέρονται να γράψουν δικά τους προγράμματα παραπέμπονται στην Πηγή 7 για λεπτομέρειες· άλλοι ίσως επιθυμούν να χρησιμοποιήσουν τους κώδικες υπολογιστών TΔΧΧ που είναι διαθέσιμοι στο εμπόριο.

30.2. Ο ΒΑΣΙΚΟΣ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΣ ΤΗΣ ΤΔΧΧ

Στον αλγόριθμο του Yee, και ο χώρος και ο χρόνος διακριτοποιούνται, με τα αυξήματα στο χώρο, για ορθογώνιες συντεταγμένες, να είναι Δx , Δy , Δz και το αύξημα στο χρόνο να είναι Δt [8, 9]. Το Σχέδιο 30.1 είναι μια σχηματική απεικόνιση ενός τυπικού όγκου στον οποίο οι εξισώσεις του Maxwell πρόκειται να λυθούν. Ο όγκος διαιρείται σε $N = N_x N_y N_z$ μονάδες τμημάτων που το κάθε ένα



Σχέδιο 30.1 Σχηματικό σχέδιο που δείχνει τον υπολογιστικό όγκο, το χωρικό πλέγμα της TΔXX και τη μονάδα τμήματος.

έχει όγκο $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$. Οι ηλεκτρομαγνητικές συνθετικές παράμετροι ($\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, $\mu = \mu_r \mu_0$, σ) μπορεί να διαφέρουν από τμήμα σε τμήμα, και χρησιμοποιούνται για να ορίσουν διαφορετικά αντικείμενα μέσα στον όγκο. Εδώ χρησιμοποιούμε μόνο απλά υλικά με συνεχή διηλεκτρική ανεκτικότητα, διαπερατότητα και ηλεκτρική αγωγιμότητα. Στη μέθοδο TΔXX υπάρχουν τεχνικές για τη διαχείριση πιο περίπλοκων υλικών, όπως αυτά με διασκορπιστικές και ανισοτροπικές ιδιότητες [9]. Οι έξι συνιστώσες του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου ($E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$) είναι μοιρασμένοι πάνω σε μία μονάδα τμήματος (τμήμα Yee) όπως φαίνεται στο ένθετο. Σημειώστε ότι όλοι οι συντελεστές έχουν τοποθετηθεί σε διαφορετικά σημεία μέσα στο τμήμα, και οι συνιστώσες του H παραμερίζονται από αυτές του E κατά το μισό του χωρικού αυξήματος, για παράδειγμα, $\Delta x/2$. Αν και δεν φαίνεται στο σχέδιο, οι συνιστώσες του H ορίζονται σε σημεία που έχουν αντικατασταθεί με το μισό του χρονικού αυξήματος, ονομαστικά $\Delta t/2$, από αυτούς του E .

Τα μερικά παράγωγα στις εξισώσεις του Maxwell προσεγγίζονται από ακτίνες διαφορών, για παράδειγμα:

$$(30.01) \quad \frac{\partial E_x}{\partial z} \approx \frac{\Delta E_x}{\Delta z}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial t} \approx \frac{\Delta H_y}{\Delta t}$$

Για τα χωρικά παράγωγα, η αύξηση που συμβαίνει στον αριθμητική διαμορφώνεται από αντίστοιχες διαφοροποιητικές συνιστώσες πεδίου από γειτονικές μονάδες τμημάτων, και για τα χρονικά παράγωγα, διαμορφώνεται από αντίστοιχες διαφοροποιητικές συνιστώσες πεδίου από δύο γειτονικά βήματα χρόνου, για παράδειγμα t και $t + \Delta t$. Οι διακριτοποιημένες εξισώσεις του Maxwell είναι κανονισμένες να διαμορφώνουν δύο σύνολα εξισώσεων διαφοράς, κοινώς γνωστές ως ‘‘εξισώσεις εκσυγχρονισμού’’. Το πρώτο σύνολο των εξισώσεων διαφοράς, που ονομάζουμε A , καθορίζει την αλλαγή στο μαγνητικό πεδίο, $H(t + \Delta t/2) - H(t - \Delta t/2)$, από το ηλεκτρικό πεδίο σε ένα ενδιάμεσο χρονικό διάστημα $E(t)$ και το δεύτερο σύνολο

των εξισώσεων διαφοράς που ονομάζουμε B , καθορίζει την αλλαγή στο ηλεκτρικό πεδίο $E(t + \Delta t) - E(t)$ από το μαγνητικό πεδίο σε ένα ενδιάμεσο χρονικό διάστημα $H(t + \Delta t/2)$.

Στην αρχή του υπολογισμού έχουμε τις αρχικές υποθέσεις: Σε όλο το μήκος του όγκου, το ηλεκτρικό πεδίο είναι γνωστό για χρόνο $t = 0$ και το μαγνητικό πεδίο είναι γνωστό στον νωρίτερο χρόνο $t = -\Delta t/2$. Οι εξισώσεις εκσυγχρονισμού A τότε χρησιμοποιούνται με τις αρχικές υποθέσεις για να βρούμε το μαγνητικό πεδίο σε χρόνο $t = \Delta t/2$. Στη συνέχεια, οι εξισώσεις εκσυγχρονισμού B χρησιμοποιούνται με το μαγνητικό πεδίο που μόλις αποκτήσαμε σε χρόνο $t = \Delta t/2$ και το ηλεκτρικό πεδίο σε χρόνο $t = 0$, για να βρούμε το ηλεκτρικό πεδίο σε χρόνο $t = \Delta t$. Αυτή η διαδικασία της εναλλακτικής εφαρμογής των εξισώσεων A και B για να βρεθεί λύση σε συγκεκριμένο χρόνο είναι γνωστή ως “βάδισμα στο χρόνο” ή “βήμα στο χρόνο”. Επαναλαμβάνεται ώσπου το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο να είναι γνωστό σε όλο το μήκος και πλάτος του υπολογιστικού όγκου κατά τον επιθυμητό χρόνο $t = t_{\max} = N\Delta t$.

Η επιλογή των αυξημάτων του χώρου και χρόνου (Δx , Δy , Δz , και Δt) είναι μεγάλης σημασίας για την επιτυχία του αλγορίθμου, επειδή τα μεγέθη τους καθορίζουν πόσο καλά η λύση των εξισώσεων διαφοράς προσεγγίζει τη λύση των εξισώσεων Maxwell. Τα χωρικά και χρονικά αυξήματα δεν μπορούν να επιλεγθούν ανεξάρτητα: μπορούμε να δείξουμε ότι για μετατροπή (όπως $\Delta x \rightarrow 0$, $\Delta t \rightarrow 0$, κ.λ.π.) και σταθερότητα του αλγόριθμου τα αυξήματα πρέπει να υπόκεινται στον όρο Courant – Friedrichs – Lewy, για τον οποίο ο ελεύθερος χώρος είναι:

$$(30.02) \quad c\Delta t \sqrt{\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}} \leq 1$$

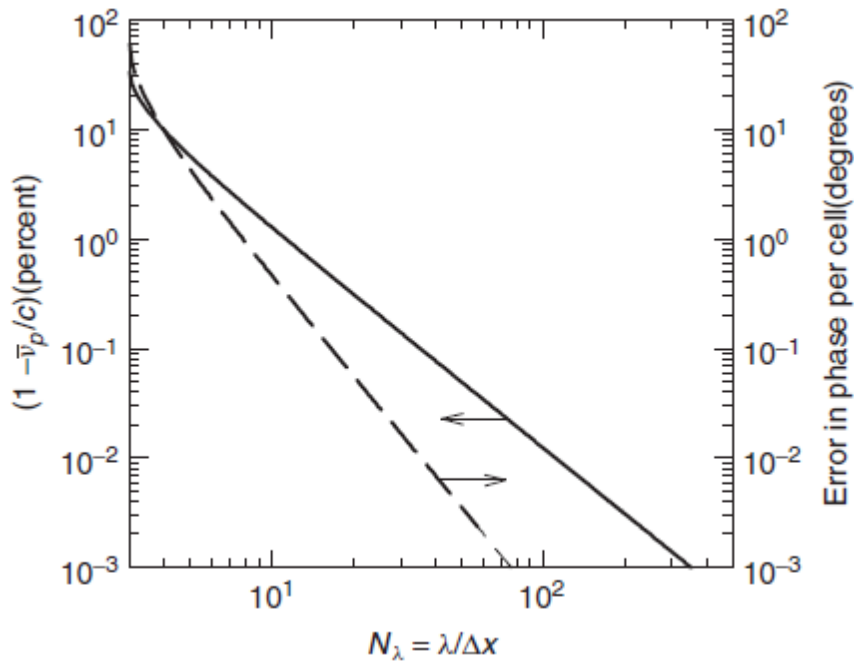
Για κυβικά τμήματα, $\Delta x = \Delta y = \Delta z$, η Εξ. (30.2) γίνεται $S = c \Delta t / \Delta x \leq \sqrt{1/3}$ όπου το S είναι γνωστό ως “αριθμός Courant” και μια λογική επιλογή είναι $S = 1/2$.

Επιπρόσθετοι περιορισμοί για τα χωρικά και χρονικά αυξήματα μπορούν να προκύψουν από τη γνώση της ποικιλομορφίας του πεδίου (της λύσης) στο χώρο και χρόνο. Βασικά πρέπει να καταστήσουμε τα Δz και Δt στην Εξ. (30.1.) αρκετά μικρά έτσι ώστε ό,τι λάθη προκύψουν από την αντικατάσταση των παραγώγων από τις ακτίνες διαφοράς, να είναι αποδεκτά. Μία προφανής απαίτηση είναι ότι το μέγεθος των χωρικών τμημάτων πρέπει να είναι αρκετά μικρά για να επιλύουν όλα τα σημαντικά δομικά χαρακτηριστικά και το τοπικό πεδίο που περιβάλλει αυτά τα χαρακτηριστικά. Μία άλλη αναγκαιότητα είναι ότι το λάθος που παρουσιάζεται, από ένα φαινόμενο γνωστό ως “αριθμητικός διασκορπισμός”, πρέπει να αγνοείται.

Όταν υπάρχει αριθμητικός διασκορπισμός, ένας παλμός που αρχίζει με ένα σχήμα καταλήγει με διαφορετικό μετά που διαδίδεται δια μέσω του πλέγματος της TΔXX. Αριθμητικός διασκορπισμός προκαλείται από τις συνιστώσες διαφορετικών συχνοτήτων του παλμού που διαδίδεται μέσω του πλέγματος με ταχύτητες διαφορετικών φάσεων. Μπορεί να αποδοθεί ποσοτικά εάν υπολογίσουμε ένα κύμα πεδίου αρμονικού – χρόνου γωνιακής συχνότητας που διαδίδεται στον ελεύθερο χώρο κατά μήκος ενός άξονα του πλέγματος της TΔXX, ας πούμε του άξονα x. Υποθέτοντας ότι έχουμε κυβικά τμήματα, η ταχύτητα αριθμητικής φάσης V_p για το κύμα, όταν έχει κανονικοποιηθεί για την ταχύτητα του φωτός στον ελεύθερο χώρο c, είναι:

$$(30.03) \quad \frac{v_p}{c} = \pi \left\{ N_\lambda \sin^{-1} \left[\frac{1}{5} \sin \left(\frac{\pi s}{N_\lambda} \right) \right] \right\}$$

όπου $N_\lambda = \lambda / \Delta x$ είναι ο αριθμός των τμημάτων για κάθε μήκος κύματος [10]. Το Σχέδιο 30.2 είναι ένα γράφημα αυτής της εξίσωσης που δείχνει το σχετικό λάθος στην ταχύτητα φάσης κατά τοις εκατό (συμπαγής γραμμή) και μια σχετική ποσότητα, το λάθος στη φάση ανά τμήμα σε βαθμούς (γραμμή διακεκομμένη). Σημειώστε ότι η ταχύτητα φάσης είναι μικρότερη από την ταχύτητα του φωτός και ότι το λάθος μειώνεται μονοτονικά με μια αύξηση στο N_λ . Για μεγάλες τιμές N_λ (ας πούμε $N_\lambda > 10$), το λάθος στην ταχύτητα φάσης είναι



Αριστερά : percent : τοις εκατό , δεξιά : Λάθος στη φάση ανά τμήμα (σε βαθμούς).
Σχέδιο 30.2 Αριθμητικός διασκορπισμός ως λειτουργία του αριθμού των τμημάτων ανά μήκος κύματος N_λ , για ένα κύμα πεδίου αρμονικού – χρόνου που διαδίδεται κατά μήκος ενός από τους άξονες ενός πλέγματος TΔXX κυβικών τμημάτων. Συμπαγής γραμμή, το σχετικό λάθος στην ταχύτητα φάσης κατά τοις εκατό. Διακεκομμένη γραμμή, το λάθος στη φάση ανά τμήμα σε βαθμούς $S = 0,5$.

προσεγγιστικά $(\pi/2/6) (1 - S^2) / N_\lambda^2$, οπότε ο υποδιπλασιασμός του μεγέθους του τμήματος μειώνει το λάθος κατά ένα παράγοντα του τέσσερα. Θεωρητικά, κάθε επιθυμητή ακρίβεια μπορεί να προκύψει αυξάνοντας το N_λ .

Ιδανικά, όταν έχουμε ένα πρόβλημα ηλεκτρομαγνητικής, θα θέλαμε να εκτιμήσουμε ακριβώς τις υπολογιστικές πηγές (μνήμη υπολογιστή και χρόνος εκτέλεσης) που χρειάζονται για να λύσουμε το πρόβλημα με την TΔXX. Φυσικά αυτή η εκτίμηση βασίζεται εντόνως στο πρόβλημα και στον υπολογιστή που χρησιμοποιούμε. Στην πράξη η εκτίμηση γίνεται συνήθως με το να συγκρίνουμε τις απαιτήσεις του προβλήματος μαζί με αυτές ενός προβλήματος “σημείου τοπογράφησης” που εκτελείται με τη χρήση ενός ειδικού κώδικα της TΔXX σε ένα ειδικό υπολογιστή. Αν

και οι συγκεκριμένες απαιτήσεις για τον αλγόριθμο βασίζονται στον υπολογιστή, γενικοί κανόνες για την κλιμακοποίηση της απαιτούμενης μνήμης και του χρόνου εκτέλεσης με το μέγεθος τμήματος, μπορούν εύκολα να προκύψουν.

Σκεφτείτε ένα υπολογιστικό όγκο που είναι ένας κύβος αποτελούμενος από κυβικά τμήματα Δx : τότε ο συνολικός αριθμός των τμημάτων είναι $N = N^3x$. Επειδή μόνο οι πρόσφατες τιμές των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων χρειάζονται σε κάθε βήμα του αλγορίθμου, οι απαιτούμενες συνολικές κλίμακες όπως το N ή το N^3x , που είναι, όπως η τρίτη δύναμη του αριθμού των τμημάτων κατά μήκος της αιχμής του κυβικού όγκου. Η προσομοίωση θα πρέπει να ισχύει για ένα χρόνο σχετικά ανάλογο με αυτόν που χρειάζεται το φως για να διασχίσει τον όγκο, $t_{max} \approx N\Delta x/c$. Έτσι προκύπτει ο αριθμός των χρονικών διαστημάτων που απαιτούνται, $N_t = t_{max}/\Delta t \approx N^2x/Sa$. Τώρα ο χρόνος εκτέλεσης είναι ανάλογος με το προϊόν του αριθμού τμημάτων με τον αριθμό των χρόνων όπου τα τμήματα πρέπει να εκσυγχρονιστούν: $N_x N_t \approx N^4$. Οι κλίμακες του χρόνου εκτέλεσης όπως η τέταρτη δύναμη του αριθμού των τμημάτων κατά μήκος της αιχμής του κυβικού όγκου. Έτσι εάν υποδιπλασιάσουμε τις διαστάσεις των τμημάτων, το φορτίο θα αυξηθεί κατά τον παράγοντα 8 και ο χρόνος εκτέλεσης θα αυξηθεί κατά ένα παράγοντα 16.

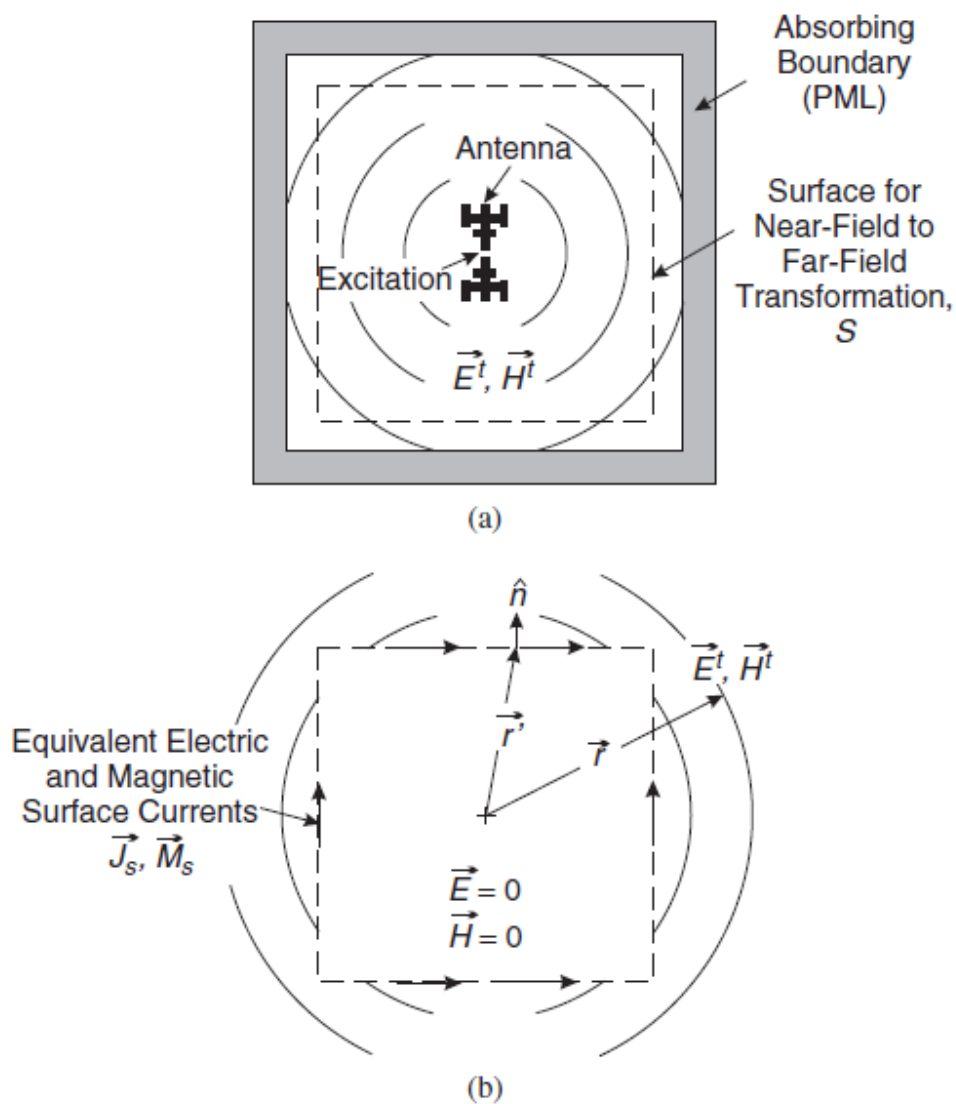
30.3 ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΣΤΗ ΜΕΘΟΔΟ ΤΔΧΧ

Οι κεραίες παραδοσιακά χρησιμοποιούνται σε δύο περιπτώσεις: μετάδοση και αποδοχή. Αν και οι δύο περιπτώσεις σχετίζονται λόγω της ενυπάρχουσας ανταλλαγής στις εξισώσεις του Maxwell, όχι όλες οι ποσότητες της μιας περίπτωσης μπορούν να προκύψουν από την άλλη. Έτσι λοιπόν πρέπει να έχουμε δύο ξεχωριστές μορφές του προβλήματος μιας κεραίας, μία για την κεραία που μεταδίδει και την άλλη για την κεραία υποδοχής.

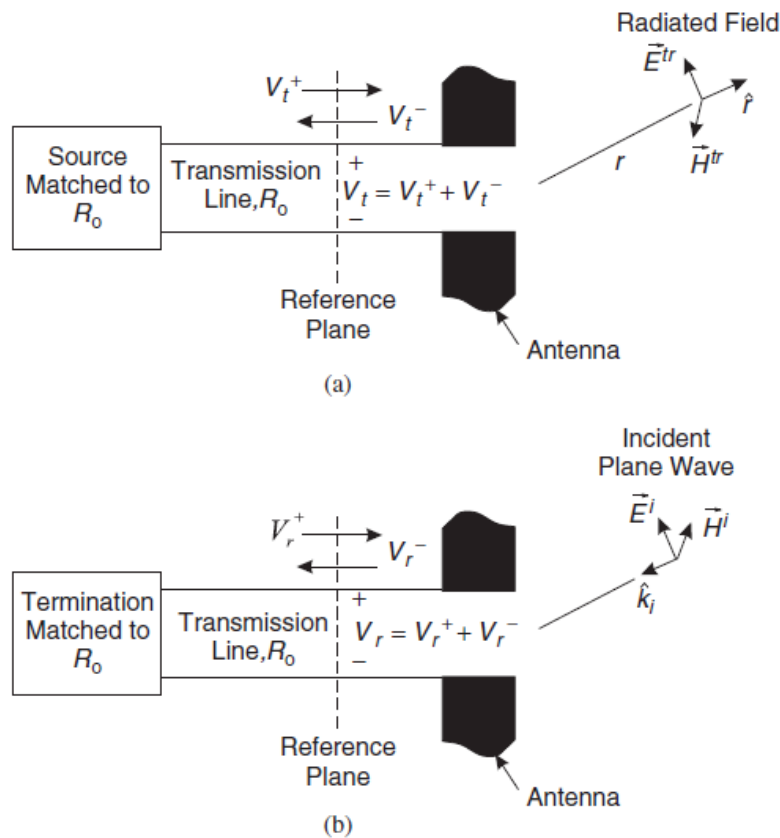
30.3.1. ΚΕΡΑΙΑ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ

Το Σχέδιο 30.3 είναι μια σχηματική απεικόνιση που δείχνει τα βασικά στοιχεία που περιέχονται στην ΤΔΧΧ ανάλυση μιας κεραίας μετάδοσης. Το σχέδιο είναι για ένα διασταυρούμενο τομέα ενδιάμεσα στον υπολογιστικό όγκο, και η κεραία είναι τοποθετημένη κοντά στο κέντρο του όγκου. Η διάταξη για την διέγερση της κεραίας απεικονίζεται στο Σχέδιο 30.4α. Η κεραία συνδέεται με την πηγή μέσω μιας γραμμής μετάδοσης (οδηγός κύματος) με χαρακτηριστικά μιας σύνθετης διηλεκτρικής αντίστασης R_0 , και η πηγή είναι σε ζεύξη με την χαρακτηριστική διηλεκτρική σύνθεση αντίσταση (δεν υπάρχει αντήχηση για ένα κύμα που εισέρχεται στην πηγή). Μέσα στο κεφάλαιο υποθέτουμε ότι η χαρακτηριστική διηλεκτρική σύνθετη αντίσταση μιας γραμμής αναμετάδοσης είναι πραγματική, μία αντίσταση. Η συγκεκριμενοποιημένη διέγερση είναι η εξωτερικευμένη διάδοση (συμβάν) κύματος τάσης $V^i(t)$ για ένα μονό τρόπο στο πεδίο αναφοράς στη γραμμή. Σημειώστε ότι σε αυτό το πεδίο αναφοράς υπάρχει επίσης μια τάση $V^t(t)$ που σχετίζεται με ένα κύμα εσωτερικευόμενης διάδοσης (αντηχούμενο).

Ο τελικός υπολογιστικός όγκος στο Σχέδιο 30.3α περιβάλλεται από ένα απορροφητικό όριο. Ο σκοπός αυτού του περιορισμού είναι να αναπαράγει στην εσωτερική του επιφάνεια τις ίδιες συνθήκες για το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που θα υπήρχαν εάν ο όγκος ήταν πολυδιάστατος.



Σχέδιο α) Διέγερση – Κεραία – Απορροφητικό όριο – Επιφάνεια για την Μετατροπή από Πεδίο Ενδότερης - Ζώνης σε Πεδίο Εξώτερης – Ζώνης, **β)** Ισότητα Ηλεκτρικά και Μαγνητικά Ρεύματα Επιφάνειας. **Σχέδιο 30.3.α)** Σχηματικό σχέδιο που δείχνει τα βασικά στοιχεία της ανάλυσης ΤΔΧΧ μιας κεραίας Μετάδοσης, **β)** Λεπτομέρειες για την μετατροπή από πεδίο ενδότερης – ζώνης σε πεδίο εξώτερης – ζώνης.



a) Radiated Field : Ακτινοβολούμενο Πεδίο, Source Matched to : Πηγή σε ζεύξη με το R_0 , Transmission Line: Γραμμή Μετάδοσης, Reference Plane: Πεδίο Αναφοράς,
 b) Incident Plane Wave: Κύμα Πεδίου - Συμβάντος, Termination Matched to R_0 : Διακοπή σε ζεύξη με το R_0 .

Σχέδιο 30.4. Οι λεπτομέρειες για την περιοχή τροφοδοσίας της α) κεραίας αναμετάδοσης και β) της κεραίας υποδοχής. Η χαρακτηριστική σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση της γραμμής μετάδοσης είναι R_0 , και η πηγή με την διακοπή είναι σε ζεύξη με αυτή την σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση.

Για να το εκφράσουμε διαφορετικά, εάν υποθέσουμε ότι το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο μέσα στον όγκο αποτελείται από μια δέσμη κυμάτων πεδίου, που είναι εξερχόμενα διαδιδόμενο και στη συνέχεια εξαφανίζεται, όλα αυτά τα κύματα θα έπρεπε να απορροφώνται χωρίς αντήχηση στη περιοριστική επιφάνεια. Αυτή την εποχή, τα πιο

αποδοτικά απορροφητικά περιοριστικά όρια είναι οι τέλεια συμπίπτουσες στρώσεις (ΤΣΣs). Η εφαρμογή τους συζητείται στη βιβλιογραφία [11, 12].

Η μέθοδος ΤΔΧΧ παρέχει το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο για όλα τα σημεία του πλέγματος μέσα στον πεπερασμένο υπολογιστικό όγκο. Παρ' όλα αυτά, για πολλές εφαρμογές κεραίας, θα θέλαμε να ξέρουμε το ακτινοβολούμενο ή πεδίο εξώτερης – ζώνης, που είναι το πεδίο μέσα στο όριο καθώς η ακτινική απόσταση από την κεραία τείνει προς το άπειρο ($\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{00}$). Αυτό το πεδίο μπορεί να βρεθεί εφαρμόζοντας τη λειτουργία που είναι γνωστή ως ‘μετατροπή’ από πεδίο ενδότερης – ζώνης σε πεδίο εξώτερης – ζώνης (EZEZ). Για την εκτέλεση αυτής της μετατροπής, μία κλειστή επιφάνεια S τοποθετείται γύρω από την κεραία a και μέσα στο περιοριστικό όριο. Είναι φανερό στην διακεκομμένη γραμμή στο Σχέδιο 30.3. Το πεδίο (E' και H') πάνω σε αυτήν την επιφάνεια προκύπτει για το συγκεκριμένο χρόνο που μας ενδιαφέρει και χρησιμοποιείται για να υπολογίσουμε τις ακόλουθες πυκνότητες ρεύματος ηλεκτρικής και μαγνητικής επιφάνειας.

$$(30.04) \quad \mathbf{J}_s(\mathbf{r}', t) = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^t(\mathbf{r}', t)$$

$$(30.05) \quad \mathbf{M}_s(\mathbf{r}', t) = -\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}^t(\mathbf{r}', t)$$

Εδώ, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 30.3b, το Γ' στοιχειοθετεί ένα σημείο στην επιφάνεια, και το \mathbf{n} είναι η φυσιολογική διανυσματική μονάδα που τείνει προς τα έξω, πάνω στην επιφάνεια σε αυτό το σημείο. Έξω από την επιφάνεια S , αυτά τα ρεύματα παράγουν το ίδιο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο με την κεραία αναμετάδοσης (E^t, H^t) και μέσα στην επιφάνεια παράγουν ένα μηδενικό πεδίο ($E=0, H=0$).

Στη θέση \mathbf{r} , το ακτινοβολούμενο ή πεδίο εξώτερης – ζώνης (που συμβολίζεται από τον επιπρόσθετο επικεφαλή Γ) προκύπτει από αυτά τα ρεύματα σε συνδυασμό με μια εκδοχή της αρχής του Huygen για τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία [8] :

(30.06)

$$E^{tr}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi r} \oint_S \left\{ \hat{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{r}} \times \frac{\partial}{\partial t'} [J_s(\mathbf{r}', t')] + \frac{1}{\zeta_0} \hat{\mathbf{r}} \times \frac{\partial}{\partial t'} [M_s(\mathbf{r}', t')] \right\}_{t'=t_r} dS'$$

(30.07) $H^{tr}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\zeta_0} \hat{\mathbf{r}} \times E^{tr}(\mathbf{r}, t)$

στην οποία ο χρόνος καθυστέρησης είναι:

(30.08) $t_r = t - (r - \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{r}')/c$

και $\zeta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ είναι η σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση κύματος στον ελεύθερο χρόνο.

Σε κάποιες περιπτώσεις χρειαζόμαστε το πεδίο ενδότερης- ζώνης σε σημεία που είναι τόσο μακριά από την κεραία, που είναι μη πρακτικό να επεκτείνουμε τον υπολογιστικό όγκο για να τα συμπεριλάβουμε. Μπορούμε τότε να χρησιμοποιήσουμε μία μετατροπή από πεδίο ενδότερης - ζώνης σε ενδότερης – ζώνης (EZEZ) για να έχουμε αυτά τα αποτελέσματα : Η ανάλυση ΤΔΧΧ εκτελείται για ένα όγκο, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 30.3α και το πεδίο στην επιφάνεια του όγκου μετατρέπεται για να βρούμε το πεδίο ενδότερης – ζώνης έξω από τον όγκο. Λεπτομέρειες από την μετατροπή EZEZ μπορούν να βρεθούν στις Πηγές 13 και 14.

30.3.2. ΚΕΡΑΙΑ ΔΕΙΚΤΗΣ

Το Σχέδιο 30.5α είναι μια σχηματική απεικόνιση των βασικών στοιχείων της ανάλυσης ΤΔΧΧ μιας κεραίας δέκτη. Όσο για την κεραία αναμεταδότη, το σχέδιο είναι για ένα διασταυρούμενο τομέα μέσα στον υπολογιστικό τομέα, και ο πεπερασμένος υπολογιστικός όγκος περιβάλλεται από ένα απορροφητικό όριο. Η

διέγερση της κεραίας αποτελεί ένα κύμα **ki** λοξής ηλεκτρομαγνητικής πεδίου **συμβάντος** να διαδίδεται στην κατεύθυνση με το πεδίο.

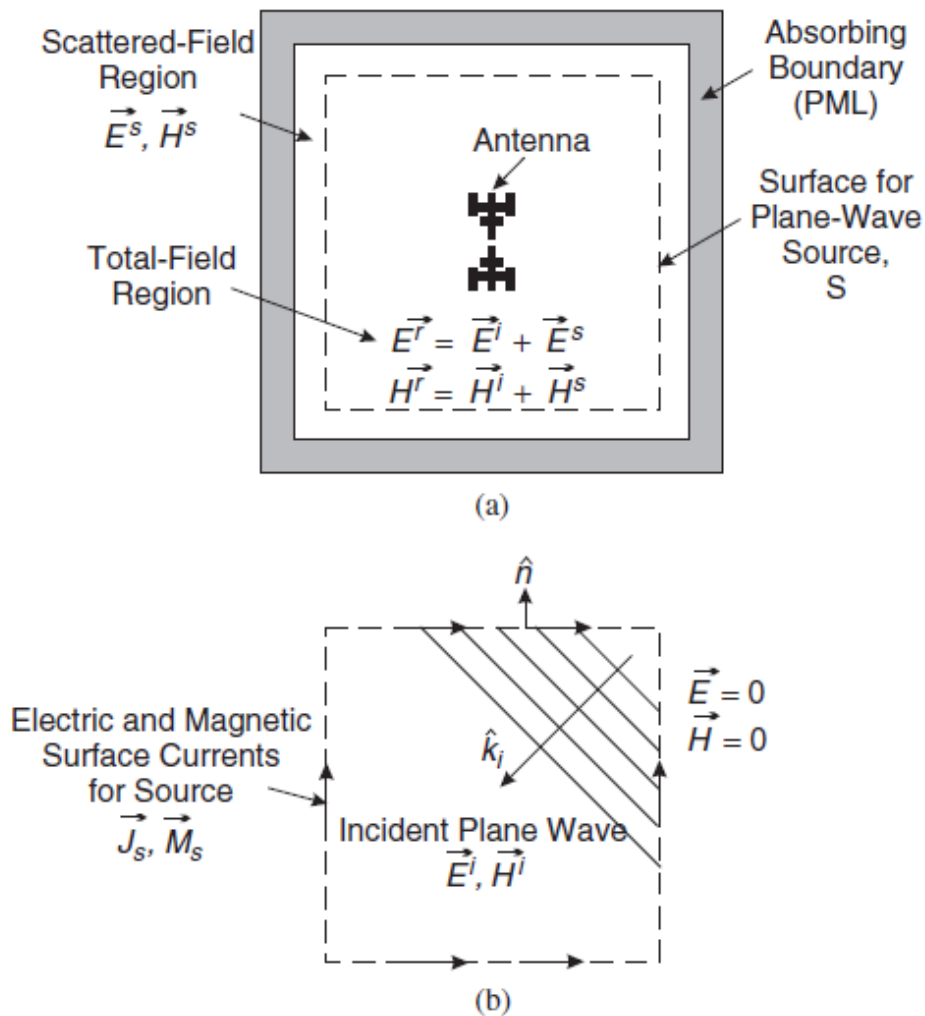
$$(30.09) \quad E^i(\mathbf{r}, t), H^i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\zeta_0} \hat{\mathbf{k}}_i \times E^i(\mathbf{r}, t)$$

Εδώ το διάνυσμα E^i είναι πλάγιο προς το $\hat{\mathbf{k}}_i$, ονομαστικά, $\hat{\mathbf{k}}_i \times E^i = 0$.

Η κλειστή επιφάνεια S με φυσιολογική διανυσματική μονάδα, που δείχνει προς τα έξω, $\hat{\mathbf{n}}$, είναι τοποθετημένη γύρω από την κεραία και μέσα στο απορροφητικό όριο. Όπως επίσης φαίνεται στο Σχέδιο 30.5b, οι ακόλουθες ηλεκτρικές και μαγνητικές πυκνότητες ρεύματος βρίσκονται πάνω στην επιφάνεια για να παράγουν το πεδίο συμβάντος (E^i, H^i) μέσα στην επιφάνεια και ένα μηδενικό πεδίο ($E = 0, H = 0$) έξω από την επιφάνεια :

$$(30.10) \quad J_s(\mathbf{r}, t) = -\hat{\mathbf{n}} \times H^i(\mathbf{r}, t), \quad M_s(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{n}} \times E^i(\mathbf{r}, t)$$

Για την κεραία δέκτη θέλουμε γενικά να ξέρουμε την τάση που παράγεται στην κεραία από το κύμα συμβάντος, και η διάταξη που χρησιμοποιείται για να το πετύχουμε αυτό βρίσκεται στο Σχέδιο 30.4b. Η κεραία συνδέεται με τη διακοπή από μία γραμμή μετάδοσης (οδηγός κύματος) με χαρακτηριστική σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση R_0 , και η διακοπή είναι σε ζεύξη με τη χαρακτηριστική σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση (δεν υπάρχει αντήχηση για ένα κύμα που εισέρχεται στη διακοπή).



a) Scattered Field Region → Περιοχή Διασκορπισμένου Πεδίου, Absorbing Boundary → Απορροφητικό όριο, Total – Field Region → Περιοχή Ολοκληρωτικού Πεδίου, Surface for Plane – Ware → Επιφάνεια για Κύμα Πεδίου, **b)** Electric and Magnetic Surface Currents for Source → Ηλεκτρικά και Μαγνητικά Ρεύματα Επιφάνειας για την Πηγή, Incident Plane Ware → Κύμα Πεδίου Συμβάντος. **Σχέδιο 30.5 (a)** Σχηματική απεικόνιση των βασικών στοιχείων της ΤΔΧΧ ανάλυσης μιας κεραίας δέκτη **(b)**. Λεπτομέρειες για την πηγή κύματος πεδίου.

Η επιθυμητή αντίδραση είναι η διαδιδόμενη προς τα μέσα τάση κύματος $\mathbf{Vr}(\mathbf{t})$ για ένα μονό τρόπο στο πεδίο αναφοράς σε αυτή τη γραμμή.

Το διασκορπισμένο πεδίο είναι το πεδίο που παράγεται από τα ρεύματα που εξωθούνται μέσα στην κεραία από το πεδίο συμβάντος. Στο Σχέδιο 30.5α σημειώστε ότι το πεδίο μέσα στην επιφάνεια S είναι το συνολικό πεδίο, δηλαδή το άθροισμα των διασκορπισμένων πεδίων και πεδίων συμβάντος ($E^r = E^i + E^s$, $H^r = H^i + H^s$). Παρ' όλα αυτά το πεδίο έξω από την επιφάνεια, στην περιοχή ανάμεσα στην επιφάνεια και το απορροφητικό όριο, είναι μόνο το διασκορπισμένο πεδίο (E^s , H^s). Εάν ενδιαφερόμαστε για τις διασκορπισμένες ιδιότητες μιας κεραίας, μπορούμε να τις βρούμε από τη γνώση πεδίου σε αυτήν την περιοχή. Για παράδειγμα, το διασκορπισμένο πεδίο εξώτερης – ζώνης μπορεί να καθοριστεί με τη χρήση της μετατροπής από πεδίο ενδότερης – ζώνης σε πεδίο εξώτερης – ζώνης, όπως στην περίπτωση της κεραίας αναμετάδοσης. Η επιφάνεια για τη μετατροπή πρέπει να τοποθετηθεί ανάμεσα στην επιφάνεια της πηγής κύματος πεδίου και το απορροφητικό όριο.

30.3.3 ΑΜΟΙΒΑΙΟΤΗΤΑ

Όπως αναφέρθηκε νωρίτερα, κάποιες ποσότητες για τις περιπτώσεις εκπομπής και υποδοχής σχετίζονται μέσω της αμοιβαιότητας. Για παράδειγμα, όταν οι διατάξεις που φαίνονται στο Σχέδιο 30.4 χρησιμοποιούνται για την πηγή και τη διακοπή, η επόμενη σχέση προκύπτει [15].

$$(30.11) \quad V_t^+(t) * V_r^-(t) = \frac{2\pi R_0}{\zeta_0} [c \int_{t'=-\infty}^t E^i(\mathbf{0}, t') dt'] \cdot * [r E^{tr}(-r\hat{k}_i, t + r/c)]$$

στην οποία το * συμβολίζει την περιέλιξη χρόνου και το $\cdot *$ συμβολίζει το προϊόν κλίμακας με την περιέλιξη χρόνου. Εδώ η αρχή του σφαιρικού συστήματος συντεταγμένων βρίσκεται στο κέντρο της κεραίας, όπως στο Σχέδιο 30.4α, και το ηλεκτρικό πεδίο συμβάντος E^i έχει τιμές στην απαρχή ($r=0$) αυτού του συστήματος. Το ακτινοβολούμενο ηλεκτρικό πεδίο E^{tr} παίρνει τιμές στην απόσταση ακτίνας r στην

διεύθυνση ($-\hat{k}_i$) από όπου το πεδίο συμβάντος έρχεται και στον χρόνο $t + r/c$. Κάποιες φορές αυτή η σχέση μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να παραμεριστεί η ανάγκη να αναλύσουμε τη μία από τις δύο περιπτώσεις (εκπομπή ή υποδοχή) όταν η άλλη είναι γνωστή, ή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την επικύρωση αποτελεσμάτων από τη μία περίπτωση με αποτελέσματα από την άλλη.

30.3.4 ΠΕΡΙΟΧΗ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

Η μέθοδος ΤΔΧΧ είναι εγγενώς μια τεχνική χρονο – χώρου. Όταν ποσότητες χρειάζονται στην περιοχή συχνότητας (γωνιακή συχνότητα ω), τις βρίσκουμε χρησιμοποιώντας τη μετατροπή Fourier (διακριτοποίηση) η οποία συμβολίζεται με το $V(t) \leftrightarrow V(\omega)$. Οι ποσότητες που παραδοσιακά χρησιμοποιούνται για να αξιολογήσουμε την λειτουργία μίας κεραίας στην περιοχή συχνότητας καθορίζονται από τις **μετατραπιούμενες** μεταβλητές. Για την κεραία αναμετάδοσης, ο συντελεστής αντήχησης τάσης Γ_A και η σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση εισαγωγής Z_A είναι:

$$(30.12) \quad \Gamma_A(\omega) = \frac{V_t^-(\omega)}{V_t^+(\omega)}$$

$$(30.13) \quad Z_A(\omega) = R_0 \left[\frac{1+\Gamma_A(\omega)}{1-\Gamma_A(\omega)} \right]$$

και το διαπιστωμένο κέρδος G_{Rel} (κέρδος που περιέχει αρνητική ζεύξη) και το κέρδος G στην διεύθυνση \hat{r} είναι:

$$(30.14) \quad G_{Rel}(\hat{r}, \omega) = \frac{4\pi r^2 \hat{r} \times R_e [S_t^{tr}(r, \omega)]}{\text{Power available from source}} = \frac{4\pi R_0 r^2 |E^{tr}(r, \omega)|^2}{\zeta_0 |V_t^+(\omega)|^2}$$

$$(30.15) \quad \mathbf{G}(\hat{\mathbf{r}}, \omega) = \frac{4\pi r^2 \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{R}_e[S_c^{tr}(r, \omega)]}{\text{Power accepted by antenna}} = \frac{1}{1-|\Gamma_A(\omega)|^2} \mathbf{G}_{Rel}(\hat{\mathbf{r}}, \omega), \text{ στα οποία } S_c$$

είναι το περίπλοκο διάνυσμα Poynting.

Για την κεραία δέκτη, η διαπιστωμένη περιοχή επιρροής $A_{Rel}(\hat{\mathbf{k}}_i, \omega)$ και η περιοχή επιρροής $A_e(\hat{\mathbf{k}}_i, \omega)$ για ένα κύμα πεδίου συμβάντος που **διαδίδεται** στη διεύθυνση $\hat{\mathbf{k}}_i$ είναι:

$$(30.16) \quad A_{Rel}(\hat{\mathbf{k}}_i, \omega) = \frac{\text{Power accepted by termination}}{\hat{\mathbf{k}}_i \times \mathbf{R}_e[S_c^i(r, \omega)]} = \frac{\zeta_0 |V_r^-(\omega)|^2}{R_0 |E_i(r, \omega)|^2}$$

Power accepted by termination : Ρεύμα που εισέρχεται στη διακοπή και

$$(30.17) \quad A_e(\hat{\mathbf{k}}_i, \omega) = \frac{\text{Power available from antenna}}{\hat{\mathbf{k}}_i \times \mathbf{R}_e[S_c^i(r, \omega)]} = \frac{1}{1-|\Gamma_A(\omega)|^2} A_{Rel}(\hat{\mathbf{k}}_i, \omega)$$

Power available from antenna : Ρεύμα διαθέσιμο από την κεραία

TABLE 30.1 Characteristics for Various Input Signals

Signal	Frequency for Spectrum 10% of Peak	Fractional Bandwidth at 10% points	Frequency for Spectrum 1% of Peak	Fractional Bandwidth at 1% points
Gaussian	$\omega = 2.15/\tau_p$		$\omega = 3.03/\tau_p$	
Differentiated Gaussian	$\omega = \begin{cases} 0.06/\tau_p \\ 2.76/\tau_p \end{cases}$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_{pk}} = 2.70$	$\omega = \begin{cases} 0.01/\tau_p \\ 3.57/\tau_p \end{cases}$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_{pk}} = 3.57$
Modulated sinusoid $\omega_0 \tau_p \gg 1$	$\omega - \omega_0 = \pm 2.15/\tau_p$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{4.29}{\omega_0 \tau_p}$	$\omega - \omega_0 = \pm 3.03/\tau_p$	$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{6.07}{\omega_0 \tau_p}$

ΠΙΝΑΚΑΣ 30.1. Χαρακτηριστικά Διαφόρων Σημάτων Εισαγωγής

Σήμα	Συχνότητα για τη Δέσμη 10% της	Κλασματικό Πλάτος σε 10% των	Συχνότητα για Δέσμη 1% της Κορυφής	Κλασματικό Πλάτος στο 1% των

	Κορυφής Κύματος	σημείων	Κύματος	σημείων
Gaussian Γκαουσιανός				
Διαφοροποιημένος Παλμός Gaussian				
Τροποποιημένος Ελικοειδής				

Το κέρδος και η περιοχή επιρροής σχετίζονται μέσω της αμοιβαιότητας, εξ. (30.11), για μια ζεύξη πόλωσης, δηλαδή:

$$|E^{tr} \times E^i| = |E^{tr}| |E^i|, \text{ έχουμε } ^+$$

$$(30.18) \quad A_{Rel}(\hat{\mathbf{k}}_i, \omega) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G_{Rel}(\hat{\mathbf{r}} = -\hat{\mathbf{k}}_i, \omega), \quad A_e(\hat{\mathbf{k}}_i, \omega) = \frac{\lambda^2}{4\pi} G(\hat{\mathbf{r}} = -\hat{\mathbf{k}}_i, \omega)$$

30.3.5. ΣΗΜΑΤΑ ΕΙΣΑΓΩΓΗΣ

Όπως έχουμε δει υπάρχει γενικά ένα σήμα εισαγωγής, $f(t)$ που χρειάζεται για το πρόβλημα της κεραίας. Για την κεραία αναμετάδοσης είναι η τάση συμβάντος στη γραμμή τροφοδοτικής μετάδοσης, και για μια κεραία δέκτη είναι το κύμα πεδίου συμβάντος. Η χρονική συμπεριφορά για κάποια τυπικά σήματα εισαγωγής που χρησιμοποιούνται στην ΤΔΧΧ μέθοδο φαίνεται στο Σχέδιο 30.6 και κάποια από τα χαρακτηριστικά αυτών των σημάτων δίνονται στον πίνακα 30.1.

Η επιλογή για το σήμα εισαγωγής θα βασιστεί στη συγκεκριμένη εφαρμογή. Για παράδειγμα, όταν καθορίζουμε τις θέσεις μιας κεραίας από την οποία αντηχήσεις ή ακτινοβολία εκπέμπονται, ένας στενός παλμός, όπως ο παλμός Gaussian που

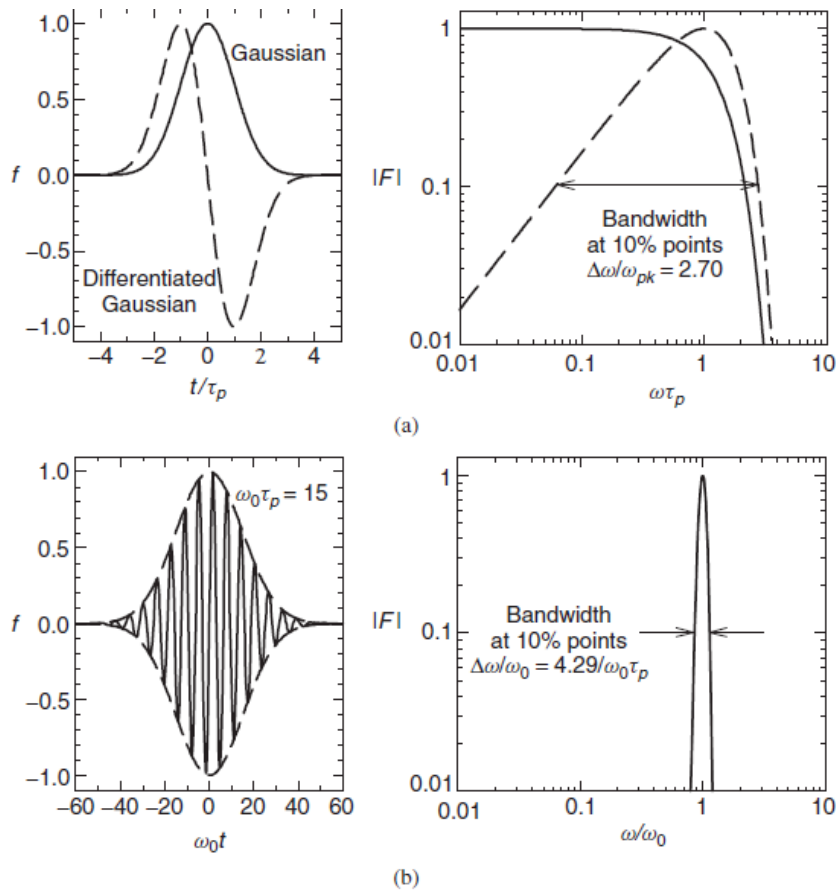
απεικονίζεται ως συνεχόμενη γραμμή στο Σχέδιο 30.6α, ίσως είναι μια κατάλληλη επιλογή:

$$(30.19) \quad f(t) = \exp[-(t/\tau_p)^2/2], \quad F(\omega) = \sqrt{2\pi}\tau_p \exp\left[-\frac{(\omega\tau_p)^2}{2}\right]$$

στην οποία τ_p είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος. Παρ' όλα αυτά η δέσμη για τον παλμό Gaussian περιέχει σημαντικό περιεχόμενο χαμηλής συχνότητας (όπως το dc) και συνήθως αυτό δεν εκπέμπεται από την κεραία (το συστατικό dc ποτέ δεν εκπέμπεται). Έτσι λοιπόν το πεδίο κοντά στην κεραία ίσως χρειαστεί ένα μη αποδεκτό χρόνο μεγάλης διάρκειας για να σταθεροποιηθεί, όταν χρησιμοποιείται ένας παλμός Gaussian.

Όταν ενδιαφερόμαστε για τη λειτουργία μίας κεραίας σε ένα εύρος συχνοτήτων, ένα παλμικό εισερχόμενο σήμα με μηδενική αξία είναι χρήσιμο και ακολουθείται από μια μετατροπή του Fourier για να βρούμε την επιθυμητή ανταπόκριση πεδίου συχνότητας. Σε αυτήν την περίπτωση, η κατάλληλη επιλογή για*

†Για μια ζεύξη πόλωσης, η κατάσταση πόλωσης για το κύμα πεδίου συμβάντος προς μια ειδική κατεύθυνση (υποδοχή) είναι σε ζεύξη με την κατάσταση πόλωσης για το ακτινοβολούμενο πεδίο στη ίδια κατεύθυνση (αναμετάδοση). Για παράδειγμα, εάν το ακτινοβολούμενο ηλεκτρικό πεδίο είναι γραμμικά πολωμένο, το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος πεδίου συμβάντος είναι γραμμικά πολωμένο και δείχνει προς την ίδια κατεύθυνση. Εάν το ακτινοβολούμενο ηλεκτρικό πεδίο είναι κυκλικά και δεξιόστροφα πολωμένο, το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος πεδίου συμβάντος είναι επίσης κυκλικά και δεξιόστροφα πολωμένο.



α) Γκαουσιανός παλμός Bandwidth:- Διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός / Πλάτος στο 10% των Σημείων, β) Bandwidth at 10% points: Πλάτος στο 10% των σημείων. **Σχέδιο 30.6** α) Ο Γκαουσιανός παλμός (συνεχόμενη γραμμή) και ο διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός (διακεκομμένη γραμμή) και το μέγεθος των μετατροπών Fourier τους. β) Το ελικοειδές της συχνότητας ω_0 ευρύτητας τροποποιημένο από ένα Γκαουσιανό παλμό και το μέγεθος της μετατροπής Fourier του, $\omega_0 \tau_p = 15$. Όλες οι μορφές κυμάτων κανονικοποιούνται έτσι ώστε να έχουν μια ανώτατη τιμή το 1.0.

*το εισερχόμενο σήμα θα μπορούσε να είναι ο διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός που αποδίδεται ως διακεκομμένη γραμμή στο Σχέδιο 30.6α,

$$(30.20) \quad f(t) = -\left(\frac{t}{\tau_p}\right) \exp\left\{-\left[\left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2 - 1\right]/2\right\}$$

$$F(\omega) = j\sqrt{2\pi}\omega\tau_p^2 \exp\left\{-\left[\frac{(\omega\tau_p)^2 - 1}{2}\right]\right\}$$

ή το ελικοειδές συχνότητας ω_0 ευρύτητας που έχει τροποποιηθεί από ένα Γκαουσιανό παλμό που φαίνεται στο Σχέδιο 30.6b,

$$(30.21) \quad f(t) = \exp\left[\frac{-(t/\tau_p)^2}{2}\right] \sin(\omega_0 t)$$

$$F(\omega) = -j\sqrt{\frac{\pi}{2}}\tau_p \left(\exp\left\{-\frac{[(\omega-\omega_0)\tau_p]^2}{2}\right\} - \exp\left\{-\frac{[(\omega+\omega_0)\tau_p]^2}{2}\right\} \right)$$

Ο διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός έχει ένα σχετικά μεγάλο κλασματικό πλάτος που έχει σταθεροποιηθεί για παράδειγμα, το πλάτος που σχετίζεται με τα σημεία στα οποία η δέσμη καταλαμβάνει το 10% (-20dB) της ανώτατης τιμής είναι: $\Delta \omega/\omega_{pk} \approx 2.70$, όπου $\omega_{pk} = 1/\tau_p$ είναι η συχνότητα στην κορυφή. Το τροποποιημένο ελικοειδές έχει ένα μεταβλητό κλασματικό εύρος που ελέγχεται από το σχετικό πλάτος του τροποποιούντος παλμού, $\omega_0\tau_p$, για παράδειγμα, το πλάτος που σχετίζεται με τα σημεία στα οποία η δέσμη είναι 10% της ανώτατης τιμής, είναι: $\Delta \omega/\omega_0 \approx \frac{4.29}{\omega_0\tau_p}$ (όπου $\omega_0\tau_p \gg 1$. Για την περίπτωση που περιγράφεται στο Σχέδιο 30.6b, ισχύει ότι: $\omega_0\tau_p = 15$, οπότε το τμηματικό εύρος είναι: $\Delta \omega/\omega_0 \approx 0.29$, που είναι πολύ πιο στενό από το τμηματικό πλάτος για τον διαφοροποιημένο Γκαουσιανό παλμό που φαίνεται στο Σχέδιο 30.6a.

30.4 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΤΗΣ ΜΕΘΟΔΟΥ ΓΙΑ ΤΗΝ ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΕΡΑΙΑΣ

Στους προηγούμενους τομείς παρουσιάσαμε τα συστατικά της μεθόδου ΤΔΧΧ και γενικά περιγράψαμε πώς χρησιμοποιείται η μέθοδος για την ανάλυση μιας κεραίας αναμετάδοσης ή υποδοχής. Σε αυτόν τον τομέα δείχνουμε τα αποτελέσματα που

προκύπτουν όταν εφαρμόζουμε τη μέθοδο για να αναλύσουμε ειδικές κεραίες. Αυτά τα παραδείγματα επιλέχθηκαν για να δώσουν έμφαση σε συγκεκριμένα θέματα που προκύπτουν και πρέπει να επιλυθούν όταν χρησιμοποιείται η μέθοδος.

30.4.1 ΚΥΛΙΝΔΡΙΚΟ ΜΟΝΟΠΟΛΟ : ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΠΡΟΤΥΠΟ ΕΝΑΝΤΙΟΝ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΥ ΠΡΟΤΥΠΟΥ

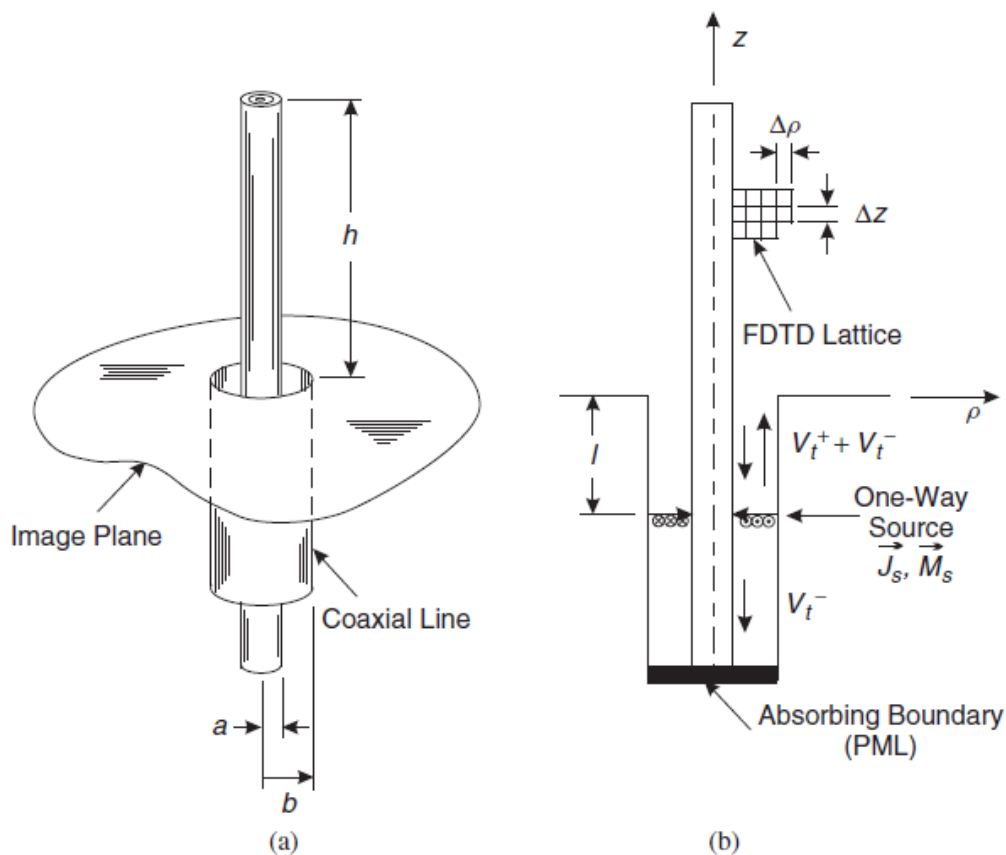
Η σημαντικότερη εξέταση κάθε φυσικής θεωρίας είναι το πόσο οι προβλέψεις της συμφωνούν με τις πειραματικές μετρήσεις, και φυσικά έτσι γίνεται στην περίπτωση της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας όταν εφαρμόζεται σε κεραίες. Ένας απ' τους πιο σημαντικούς παράγοντες που επηρεάζουν τη συμφωνία είναι το κατά πόσο το θεωρητικό πρότυπο της κεραίας συμφωνεί με το πειραματικό μοντέλο. Για να εξετάσουμε αυτό το θέμα λαμβάνουμε υπ' όψιν μας την ανάλυση ΤΔΧΧ του κυλινδρικού μονόπολου, το ισότιμο της εικόνας ενός κυλινδρικού διπόλου, που είναι η πιο συνηθισμένη κεραία.

Η μονοπολική κεραία που φαίνεται στο Σχέδιο 30.7α διαμορφώνεται με την επέκταση του μεταλλικού κεντρικού αγωγού μιας διαξονικής γραμμής κατά μια απόσταση h , πάνω από ένα πολυδιάστατο μεταλλικό εικονικό πεδίο [2,8]. Οι διαστάσεις της γραμμής μετάδοσης, η εσωτερική ακτίνα του αγωγού a και η ακτίνα του εξωτερικού αγωγού b , επιλέγονται έτσι ώστε μόνο ο τρόπος TEM διαδίδεται μέσω της γραμμής για τα εν λόγω σήματα. Το πρότυπο της ΤΔΧΧ για το μονόπολο αναμετάδοσης φαίνεται στο Σχέδιο 30.7b. Όλοι οι αγωγοί στο πρότυπο είναι τέλειοι (τέλειοι ηλεκτρικοί αγωγοί, ΤΗΑ), και η δομή περιβάλλεται από ΤΣΣς που δε φαίνονται στο σχέδιο [16]. Λόγω της περιστρεφόμενης συμμετρίας της δομής και της διέγερσης, ένα δισδιάστατο κυλινδρικό πλέγμα (ρ, z) με τα χωρικά αυξήματα $\Delta\rho$ και Δz χρησιμοποιείται στην ανάλυση ΤΔΧΧ. Η ‘‘πηγή – μονής – διαδρομής’’ διεγείρει την διαξονική γραμμή. Αυτό αποτελείται από τα ηλεκτρικά και μαγνητικά ρεύματα επιφάνειας.

$$(30.22) \quad J_s(\rho, t) = -\frac{V_t^+(t)}{2\pi R_0 \rho} \hat{\rho}, \quad M_s(\rho, t) = -\frac{\zeta_0 V_t^+(t)}{2\pi R_0 \rho} \hat{\phi}$$

στο πεδίο $z = -l$, που παράγουν το κύμα τάσης συμβάντος TEM, V_t^+ , πάνω από την πηγή και ένα μηδενικό πεδίο κάτω από την πηγή. Ένα απορροφητικό όριο είναι τοποθετημένο στον πυθμένα της γραμμής. Με αυτή τη διαμόρφωση, μόνο το κύμα τάσης αντήχησης TEM, V_t^- , εμφανίζεται κάτω από την πηγή, οπότε και καθορίζεται εύκολα. Σημειώστε την ομοιότητα αυτής της διάταξης με την πηγή κύματος πεδίου **επιφάνειας** που χρησιμοποιείται με την κεραία δέκτη / διασκορπισμού στο Σχέδιο 30.5.

Το Σχέδιο 30.8 είναι μία σύγκριση αποτελεσμάτων από την προσομοίωση της TΔXX (συνεχόμενη γραμμή) με μετρήσεις (κουκίδες) πάνω σε ένα πειραματικό πρότυπο που ανταποκρίνεται στη γεωμετρία*



a) Image Plane: Πεδίο Εικόνας, Coaxial Lire: Διαξονική Γραμμή, b) FDTD Lattice: Πλέγμα της TΔXX, Ore - Way Source : Πηγή - Μονής Διαδρομής, Absorbing

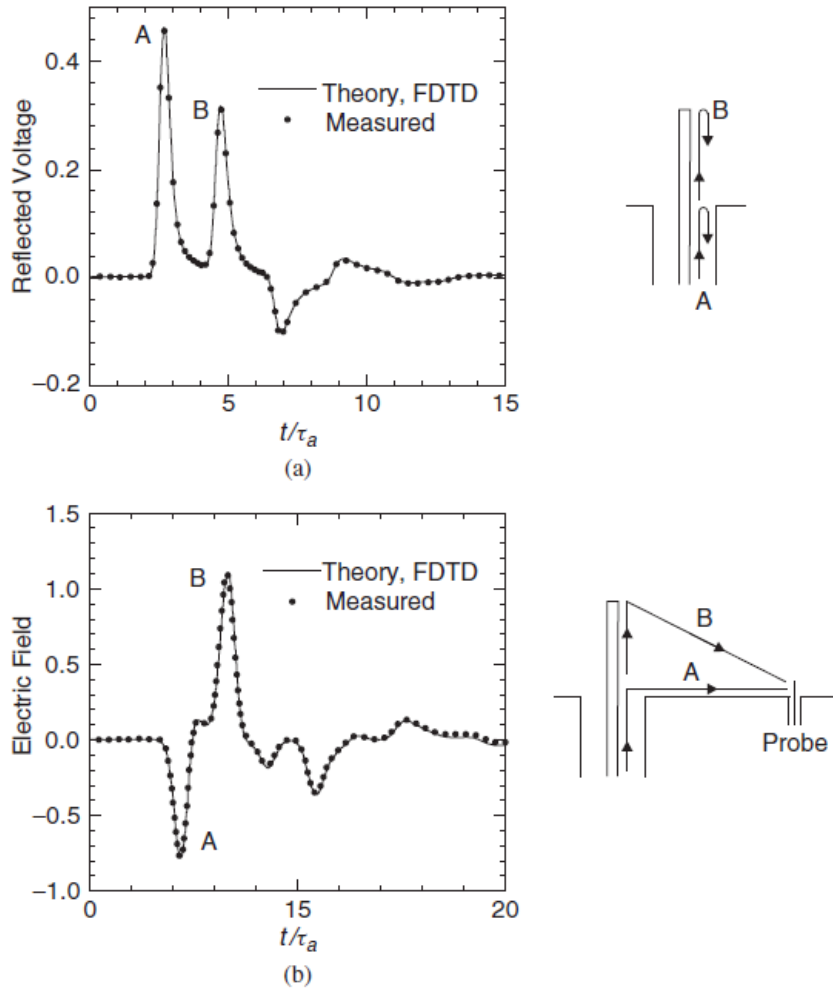
Boundary : Απορροφητικό Όριο. **Σχέδιο 30.7. (a)** Κυλινδρική μονοπολική κεραία που τροφοδοτείται μέσω ενός πεδίου εικόνας από μια διαξονική γραμμή Μετάδοσης. **(b)** Πρότυπο TΔΧΧ για την κυλινδρική μονοπολική κεραία. Οι ΤΣΣ που περιβάλλουν τον υπολογιστικό χώρο δεν φαίνονται.

*του Σχεδίου 30.7α. Το ύψος του μονόπολου είναι: $h = 5.0 \text{ cm}$ και οι διαστάσεις της διαξονικής γραμμής (γραμμή ακρίβειας με βύσμα APC-7) είναι: $a = 1.52 \text{ mm}$ και $b = 3.5 \text{ mm}$, που δίνουν μια χαρακτηριστική σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση: $R_0 = (\zeta_0/2\pi) \ln\left(\frac{b}{a}\right) = 50\Omega$. Η διέγερση V_t^+ είναι μονάδα ευρύτητας του Γκασσιανού παλμού στον χρόνο, Εξ. (30.19), με τον χαρακτηριστικό χρόνο: $\tau_\rho = 1.61 \times 10^{-1} \tau_\alpha$, όπου $\tau_\alpha = h/c$ είναι ο χρόνος που θέλει το φως για να ταξιδέψει κατά μήκος του μονόπολου. Στο πείραμα, οι αντηχήσεις από τις αιχμές του πεδίου εικόνας πεπερασμένου μεγέθους εκπαραθυρώνονται στο χρόνο.

Το Σχέδιο 30.8α είναι για την αντηχόμενη τάση, V_t^- , μέσα στη γραμμή Μετάδοσης και το Σχέδιο 30.8b είναι για το ηλεκτρικό πεδίο στο πεδίο εικόνας στην απόσταση ακτίνας: $\frac{\rho}{h} = 12.7$. Και τα δύο στοιχεία παρουσιάζονται ως μία λειτουργία του κανονικοποιημένου χρόνου: t/τ_α . Στο Σχέδιο 30.8α, βλέπουμε την αρχική αντήχηση του παλμού συμβάντος από το σημείο διαδρομής (A), να ακολουθείται από την αρχική αντήχηση του από την ανοιχτή απόληξη του μονόπολου (B). Όπως είναι αναμενόμενο, αυτά τα γεγονότα διαχωρίζονται χοντρικά από τον χρόνο που χρειάζεται το φως για να κάνει μία κυκλική διαδρομή στο μονόπολο, $(t_B - t_A)/\tau_\alpha \approx 2$. Στο Σχέδιο 30.8b βλέπουμε ότι υπάρχει ακτινοβολία κάθε φορά που ο παλμός συναντά το σημείο διαδρομής ή την ανοιχτή απόληξη του άκρου του μονόπολου. Όπως είναι αναμενόμενο, η αρχική ακτινοβολία από το σημείο διαδρομής (A), διαχωρίζεται από την αρχική ακτινοβολία από την ανοιχτή απόληξη του άκρου του μονόπολου (B), χοντρικά, από το χρόνο που χρειάζεται το φως για να διανύσει το μήκος του μονόπολου, $(t_B - t_A)/\tau_\alpha \approx 1$. Η συμφωνία αυτών των θεωρητικών και μετρικών αποτελεσμάτων θεωρείται πολύ σημαντική.

Η μέθοδος TΔΧΧ παρέχει εγγενώς πληροφορίες για το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο μέσα στον υπολογιστικό όγκο για μία ολόκληρη χρονική περίοδο της προσομοίωσης. Μόνο

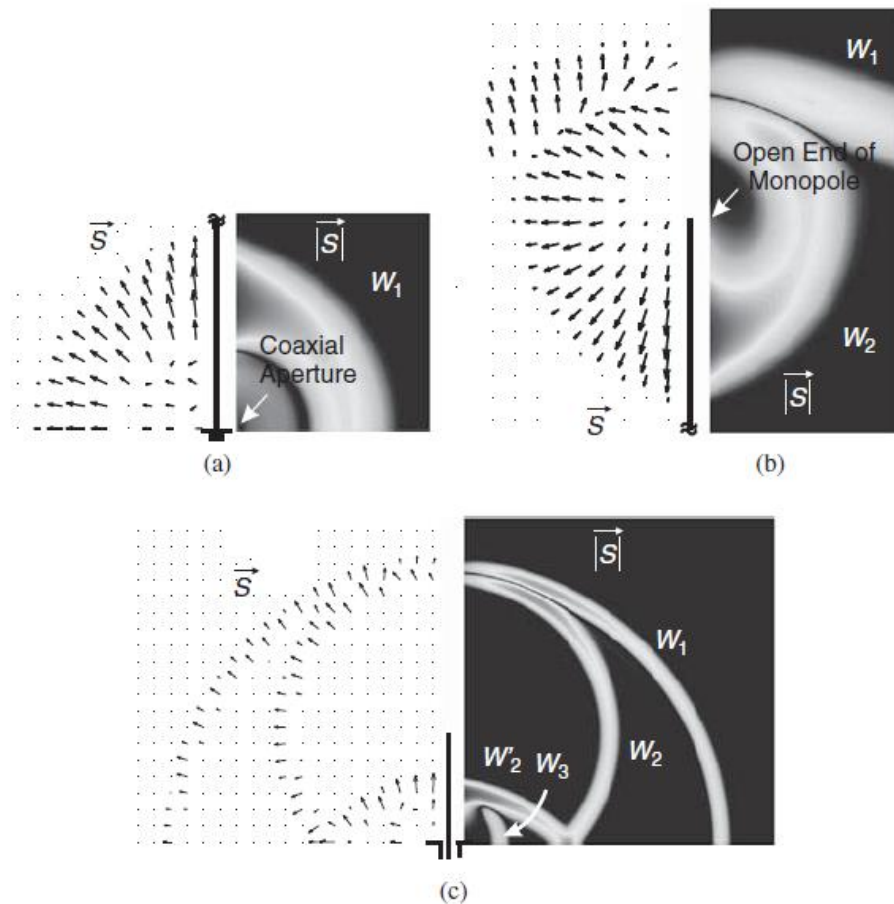
ένα μικρό μέρος των πληροφοριών χρησιμοποιείται όταν ερευνούμε συμβατικές παραμέτρους της κεραίας,



a)Reflected Voltage: Αντηχούμενη Τάση, Theory, FDTD Measured: Θεωρία, μετρημένη με την ΤΔΧΧ, **b)**Electric Field: Ηλεκτρικό πεδίο, Probe: Κάθετος σωλήνας. **Σχέδιο 30.8** Σύγκριση Θεωρητικών και μετρικών αποτελεσμάτων για την μονοπολική κυλινδρική κεραία **(a)**. Αντηχούμενη τάση στην διαξονική γραμμή **(b)**. Ηλεκτρικό πεδίο πάνω στο πεδίο εικόνας σε απόσταση $p/h = 12.7$.

όπως τα αποτελέσματα που φαίνονται στο Σχέδιο 30.8. Κάποιες φορές αυτή η επιπρόσθετη πληροφορία μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εκτελέσουμε ‘‘αριθμητικά πειράματα’’ που βελτιώνουν την κατανόησή μας της λειτουργίας ακτινοβολίας για την κεραία. Αυτό φαίνεται καλύτερα στο Σχέδιο 30.9, όπου δείχνουμε το άμεσο διάνυσμα Poynting στην περιοχή που περιβάλλει το μονόπολο [17]. Στη δεξιά πλευρά αυτών των σχεδίων, ο λογάριθμος του μεγέθους του διανύσματος Poynting, $|S|$, είναι σχεδιασμένος πάνω σε γκρι κλίμακα. Η ένταση του πεδίου αυξάνεται όταν η σκιά γίνεται από μαύρη άσπρη, και το εύρος των τιμών του $|S|$, που φαίνονται είναι $10^4 : 1$. Στην αριστερή πλευρά αυτών των σχεδίων, τα βέλη συμβολίζουν την κατεύθυνση του διανύσματος Poynting, και το μήκος κάθε βέλους είναι αναλογικό του λογάριθμου του $|S|$. Η διέγερση είναι παλμός Γκαουσιανής τάσης με $\text{gr} = 5.37 \times 10^{-2} \text{ ra}$. Για αυτή την τιμή του gr , περίπου τρεις μη – διασκελιστικοί παλμοί χωρούν κατά μήκος του μονόπολου, έτσι που οι αντηχήσεις που σχετίζονται με διαφορετικά σημεία είναι ξεχωριστές και εύκολα αναγνωρίσιμες.

Στο Σχέδιο 30.9a, ο παλμός έχει μόλις φύγει από το σημείο διαδρομής και κατευθύνεται προς το πάνω μέρος του μονόπολου. Ένα σφαιρικό τείχος κύματος W1 με κέντρο πάνω στο σημείο διαδρομής έχει διαμορφωθεί, και είναι προσκολλημένο στους παλμούς τροφοδοσίας ρεύματος που διαδίδονται προς το εξωτερικό, πάνω στο μονόπολο και το πεδίο της εικόνας. Στο Σχέδιο 30.9b, ο παλμός έχει συναντήσει την ανοιχτή απόληξη του μονόπολου και ταξιδεύει προς το κάτω μέρος του. Ένα δεύτερο σφαιρικό τείχος κύματος W2 με κέντρο την ανοιχτή απόληξη έχει



(a) Coaxial Aperture : Διαξονική Οπή

(b) Opened of Monopole: Ανοιχτή απόληξη του άκρου του Μονόπολου, **Σχέδιο**

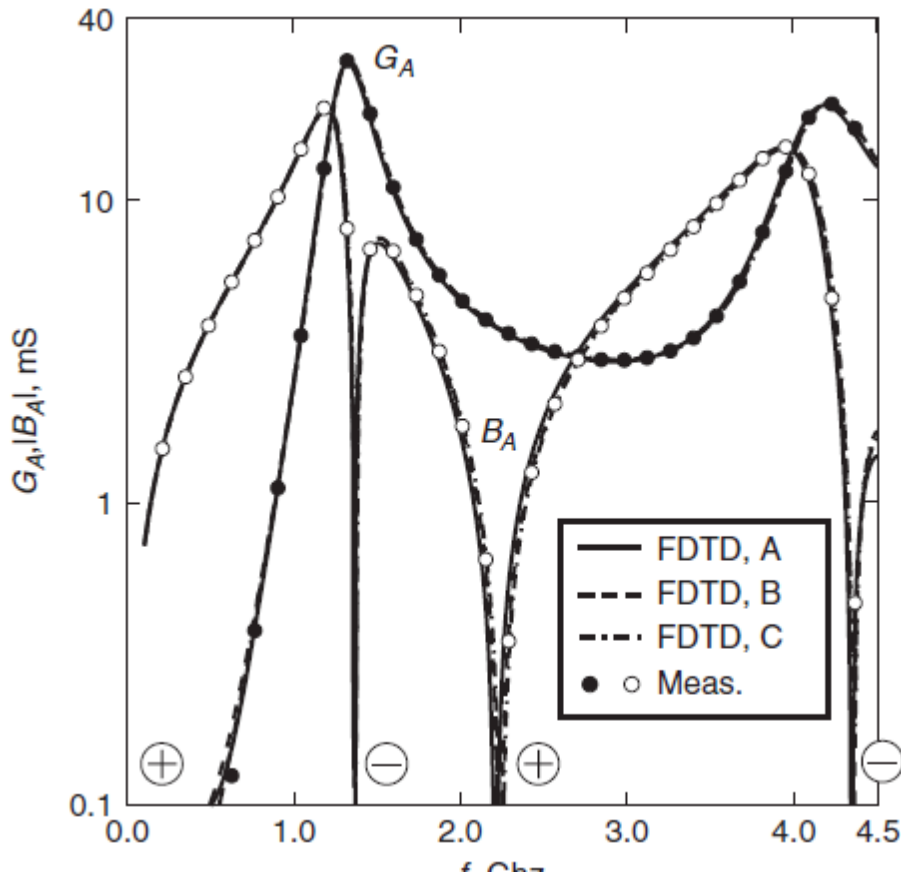
30.9. Τρεις φωτογραφίες στιγμών στο χρόνο που δείχνουν το μέγεθος (δεξιά) και την διεύθυνση (αριστερά) του διανύσματος Poynting που περιβάλλει την κυλινδρική μονοπολική κεραία : (a κοντά στην διαξονική οπή σε χρόνο $t/ra = 0.3$ και (b) κοντά σε ανοιχτό άκρο του μονόπολου σε χρόνο $t/ra = 1.3$ και (c) γύρω από όλη την κατασκευή σε χρόνο $t/ra = 2.5$. Λογαριθμική κλίμακα έχει χρησιμοποιηθεί και για τα δύο σχέδια.

Σημειώστε ότι τα (a) και (b) δείχνουν μόνο ένα μέρος του μονόπολου (από την Πηγή 17 copyright 2001 IEEE).

διαμορφωθεί και συνδέει τον παλμό τροφοδοσίας ρεύματος, ο οποίος ταξιδεύει προς το εσωτερικό πάνω στο μονόπολο, με το τείχος κύματος w_1 . Τα επιπρόσθετα τείχη κύματος w_2, w_3, \dots στο Σχέδιο 30.9 παράγονται κάθε φορά που ο παλμός συναντά στο σημείο διαδρομής και την ανοιχτή απόληξη. Όλα

αυτά τα σφαιρικά τείχη κύματος διαδίδονται προς το εξωτερικό με την ταχύτητα του φωτός. Τα διανύσματα Poynting παρατηρείται ότι είναι κυρίως φυσιολογικά πάνω στα τείχη κύματος, που υπονοεί ότι η ενέργεια μεταφέρεται μακριά και από το σημείο διαδρομής και από την ανοιχτή απόληξη.

Η σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση εισαγωγής $Z_A(\omega)$ ή η εισδοχή $Y_A(\omega) = 1/Z_A(\omega) = G_A(\omega) + jB_A(\omega)$ της μονοπολικής κεραίας είναι μια χρήσιμη παράμετρος για πρακτικές εφαρμογές και είναι επίσης ένα ευαίσθητο μέτρο της ακρίβειας κάθε θεωρητικού μοντέλου. Υπολογίζεται εύκολα από τα χρονο-χωρικά αποτελέσματα της TΔXX, με τη χρήση των Εξισώσεων (30.12) και (30.B). Στο Σχέδιο 30.10 η εισδοχή τροφοδοσίας έχει σχεδιαστεί ως λειτουργία της συχνότητας ενός μονόπολου με τις ίδιες διαστάσεις που χρησιμοποιούνται στο Σχέδιο 30.8 [18]. Αποτελέσματα της TΔXX (γραμμές) για τρία διαφορετικά επίπεδα διακριτοποίησης (A, B, C) συγκρίνονται με μετρήσεις (κουκίδες). Οι παράμετροι για τα τρία επίπεδα διακριτοποίησης δίνονται στον Πίνακα 30.2. Σε αυτό το γράφημα παρατηρούμε τη μετατροπή της μεθόδου TΔXX. Σκεφτείτε την ευαισθησία στην εισαγωγή τροφοδοσίας, B_A , το αποτέλεσμα για διακριτοποίηση A εξαφανίζεται μερικώς από τις υπολογισμένες τιμές, ενώ τα αποτελέσματα για τις διακριτοποιήσεις B και C είναι ουσιαστικά τα ίδια με τις υπολογισμένες τιμές. Έτσι λοιπόν μπορούμε να καταλήξουμε στο ότι



Meas : Υπολογισμοί / Μετρήσεις , **Σχέδιο 30.10** Σύγκριση θεωρητικών και μετρικών αποτελεσμάτων για την εισδοχή τροφοδοσίας της κυλινδρικής μονοπολικής κεραίας. Φαίνονται αποτελέσματα για τρία επίπεδα διακριτοποίησης (A, B, C) στη μέθοδο ΤΔΧΧ (από την Πηγή 18, copyright ©2003 IEEE).

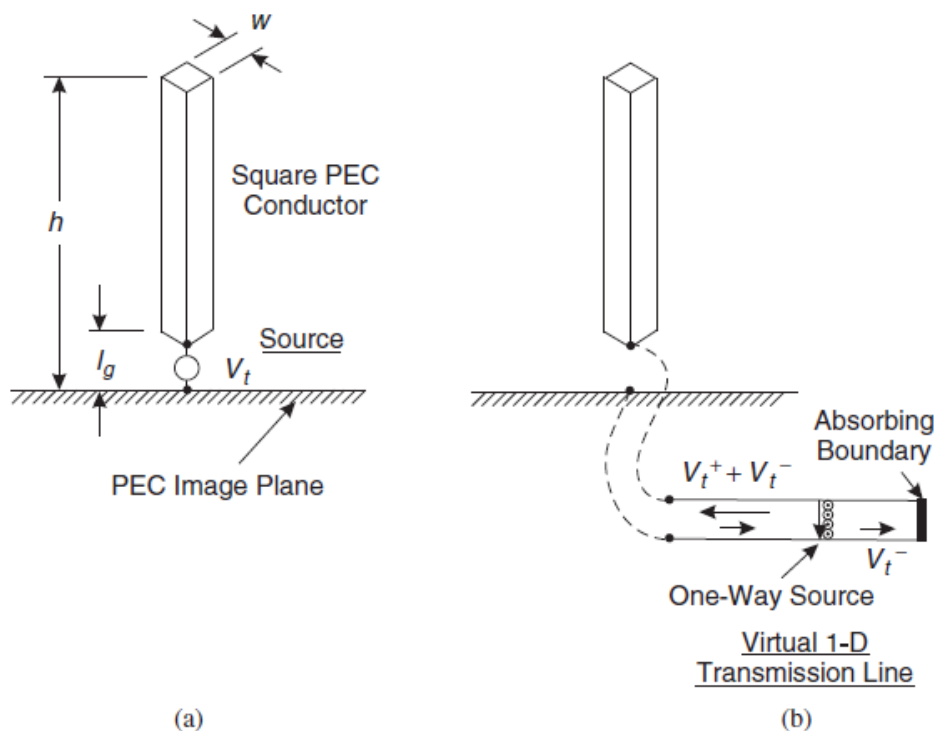
TABLE 30.2 Parameters for FDTD Analysis of the Monopole Antenna

Parameter	Level of Discretization		
	A	B	C
$(b - a)/\Delta \rho$	2	4	12
$h/\Delta \rho$	50	101	303
Min N_λ ($f = 4.5$ GHz)	67	135	303
$1 - \bar{v}_p/c$ ($S = 0.5$)	2.75×10^{-4}	6.77×10^{-5}	7.56×10^{-6}

ΠΙΝΑΚΑΣ 30.2. Παράμετροι για την Ανάλυση Κεραίας Μονόπολου με την ΤΔΧΧ,
Parameter : Παράμετρος Level of Discretization : Επίπεδο Διακριτοποίησης.

για πρακτικούς σκοπούς, τα αποτελέσματα της ΤΔΧΧ για την εισδοχή τροφοδοσίας έχουν μετατραπεί στις μετρημένες τιμές στην διακριτοποίηση B , η οποία αποτελεί το ένα από τα τέσσερα τμήματα της ΤΔΧΧ κατά μήκος του κενού στην διαξονική γραμμή, ή 101 στάσεις του τμήματος της ΤΔΧΧ έπρεπε να επιλεγθούν ειδικά για αυτό το παράδειγμα, έτσι ώστε ένας ολοκληρωματικός αριθμός τμημάτων να χωράει σε όλο το μήκος των διαστάσεων της κεραίας, έτσι ώστε τα τμήματα να μην είναι εντελώς τετράγωνα. Σημειώστε ότι η διακριτοποίηση B αντιστοιχεί σε $B5$ τμήματα ανά μήκος κύματος στην ψηλότερη συχνότητα ($f = 4.5$ GHz) και ένα σχετικό λάθος στην ταχύτητα φάσης (Εξ. 30.3. στο Σχέδιο 30.2 όπου $S= 05$) του μεγέθους $6.77 \times 10^{-3}\%$. Για αυτό το παράδειγμα, δεν είναι το λάθος στην ταχύτητα φάσης που καθορίζει την ακρίβεια της λύσης. Οι μικρές λεπτομέρειες της δομής πρέπει να σχεδιαστούν με ακρίβεια και αυτό απαιτεί τμήματα πολύ μικρότερου μεγέθους από ό,τι χρειάζεται για ένα μικρό λάθος στην ταχύτητα φάσης.

Η αρκετά καλή συμφωνία των θεωρητικών αποτελεσμάτων με τις μετρήσεις που δίνονται στα Σχέδια 30.8 και 30.10 είναι αποτέλεσμα της κοντινής ομοιότητας του θεωρητικού προτύπου για



a) Square PEC Conductor : Τετράγωνος Αγωγός PEC, Source : Πηγή, Pecimage Plane : Πεδίο Εικόνας PEC, b) Absorbing Boundary : Απορροφητικό Όριο, Ore – Way Source : Πηγή Μονής – Διαδρομής, Virtual 1 – D Transmission Line : Εικονική Μονοδιάστατη Γραμμή Μετάδοσης, **Σχέδιο 30.11**. Απλοποιημένα πρότυπα για την κυλινδρική μονοπολική κεραία (a). Πρότυπο που συγχωνεύει μία “σκληρή πηγή” (b). Πρότυπο που συγχωνεύει μία εικονική μονοδιάστατη (1D) γραμμή μετάδοσης. Ο μονοπολικός αγωγός έχει ένα τομέα τετράγωνης διασταύρωσης και στα δύο πρότυπα.

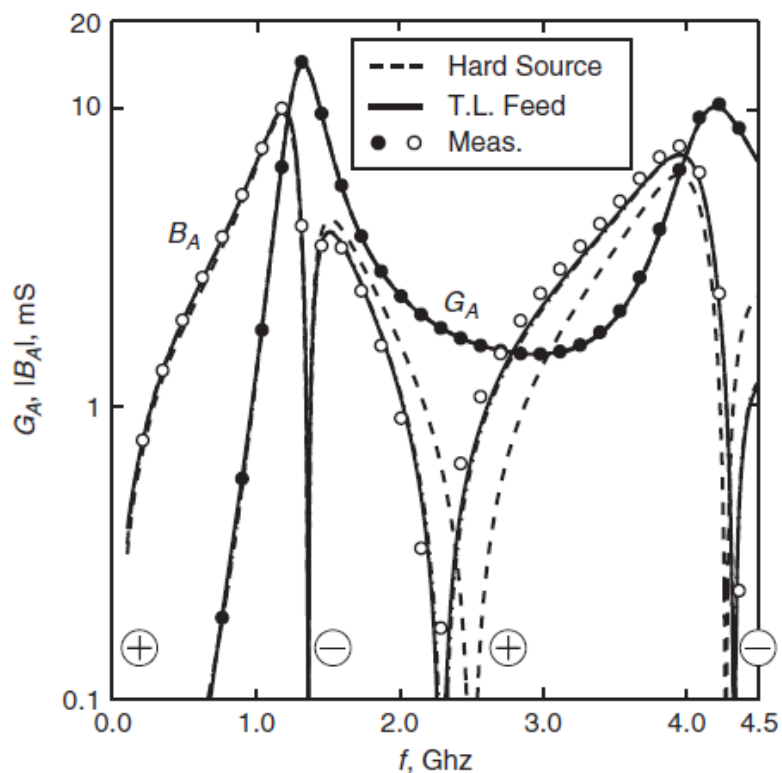
το μονόπολο στο Σχέδιο 30.7b, με το πειραματικό πρότυπο στο Σχέδιο 30.7a. Σε κάποιες περιπτώσεις, επιπρόσθετοι περιορισμοί στην ανάλυση περιλαμβάνουν μία μείωση στην πιστότητα του προτύπου TΔXX, και έτσι μία μεγάλη συμφωνία στα αποτελέσματα δεν προκύπτει. Για να δείξουμε την επιρροή μιας μείωσης της πιστότητας του προτύπου πάνω στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων, εξετάζουμε κάποιες κοινές απλοποιήσεις που γίνονται πάνω στο πρότυπο της TΔXX του μονόπολου.

Για τα πρότυπα που φαίνονται στο Σχέδιο 30.11, ο κυλινδρικός αγωγός του μονόπολου έχει αντικατασταθεί από ένα ισότιμο τετράγωνο αγωγό πλευράς $w = 1.69a$ [19].

Έτσι λοιπόν το μονόπολο μπορεί τώρα να αναλυθεί με τη χρήση συμβατικού ορθογώνιου τρισδιάστατου πλέγματος της TΔXX, αντί για το δισδιάστατο κυλινδρικό πλέγμα του Σχεδίου 30.7b.

Η διέγερση για το μονόπολο έχει επίσης αλλάξει από αυτήν στο Σχέδιο 30.7b. Για το πρότυπο στο Σχέδιο 30.11^a, μια “σκληρή πηγή” χρησιμοποιείται. Αυτό καθορίζει την ολική τάση $V_t = V_t^l + V_t$ κατά μήκος του κενού του μήκους l_g στη βάση του μονόπολου. Επίσης για το πρότυπο στο Σχέδιο 30.11b, μία εικονική μονοδιάστατη γραμμή συνδέεται κατά μήκος του κενού στη βάση του μονόπολου [20]. Αυτή η γραμμή μετάδοσης περιέχει τα ίδια στοιχεία με τη γραμμή μετάδοσης στο Σχέδιο 30.7b, και ειδικά, την πηγή “μονής – διαδρομής” που καθορίζει την τάση

συμβάντος V_t^t . Αναφερόμαστε σε αυτή τη γραμμή ως εικονική επειδή δεν εμφανίζεται στο πλέγμα της ΤΔΧΧ που περιβάλλει το μονόπολο. Είναι σε μια διαφορετική θέση και βρίσκεται σε ζεύξη με το μονόπολο μέσω της τάσης και του ρεύματος στα τερματικά τους. Η σκληρή πηγή αν και απλή στην εφαρμογή της, υποβιβάζεται από δυο μειονεκτήματα που δεν είναι φανερά στην γραμμή τροφοδοσίας της Μετάδοσης. Δεν γίνεται απόσβεση στην σκληρή πηγή εκτός εάν προστεθεί αντίσταση, οπότε το ρεύμα στην κεραία μπορεί να δονείται για ένα μεγάλο χρονικό διάστημα. Επίσης η ολική τάση έχει καθοριστεί, οπότε η τάση αντήχησης μία ποσότητα που συχνά μας απασχολεί σε προσομοιώσεις χρόνου και χώρου, δεν είναι άμεσα διαθέσιμη.



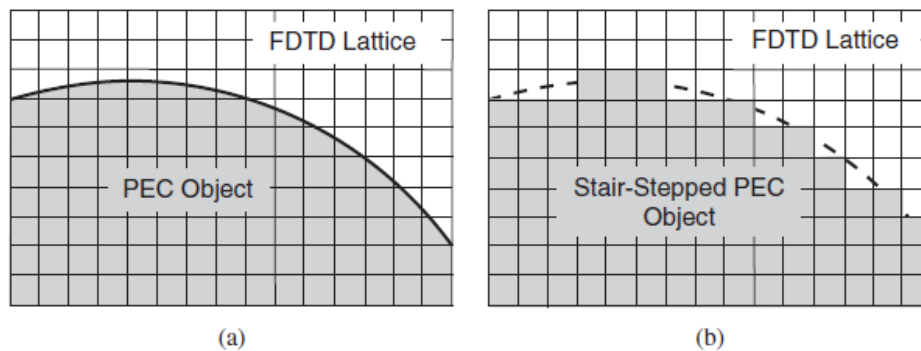
Σκληρή Πηγή, Τροφοδοσία Γραμμής Αναμετάδοσης , Μετρήσεις, **Σχέδιο 30.12** Σύγκριση Θεωρητικών και μετρημένων αποτελεσμάτων για την εισαγωγή ρεύματος σε διηλεκτρική αντίσταση της κυλινδρικής μονοπολικής κεραίας. Φαίνονται αποτελέσματα για τα δύο απλοποιημένα πρότυπα της ΤΔΧΧ (Από την Πηγή 18 copyright©2003 IEEE).

Στο Σχέδιο 30.12, τα αποτελέσματα της ΤΔΧΧ για την εισαγωγή ρεύματος σε διηλεκτρική αντίσταση και για τα δύο πρότυπα στο Σχέδιο 30.11, συγκρίνονται με τις μετρήσεις που έχουν γίνει με τη διαμόρφωση που φαίνεται στο Σχέδιο 30.7b [18]. Το επίπεδο της διακριτοποίησης που χρησιμοποιείται είναι τέτοιου είδους που οι προσομοιώσεις έχουν μετατραπεί για πρακτικούς λόγους. Τα θεωρητικά αποτελέσματα για την αγωγιμότητα τροφοδοσίας, G_A , βρίσκονται και στα δύο πρότυπα, σε μεγάλο βαθμό συμφωνίας με τις μετρήσεις. Παρ' όλα αυτά, αυτά που αφορούν την ευαισθησία τροφοδοσίας, B_A , διαφέρουν από τις μετρήσεις, ειδικά όσον αφορά την σκληρή πηγή (διακεκομμένη γραμμή). Η διαφορά στην ευαισθησία της αγωγιμότητας είναι συνέπεια της γεωμετρίας των απλοποιημένων προτύπων, που δεν αντιπροσωπεύει επακριβώς το πειραματικό πρότυπο στο Σχέδιο 30.7a, στην εγγύτητα του σημείου διαδρομής (η οπή της διαξονικής γραμμής). Η ευαισθησία αγωγιμότητας για τα απλοποιημένα πρότυπα μπορεί να προσεγγίσει μία μεγαλύτερη συμφωνία με τα μετρημένα αποτελέσματα, με την προσθήκη μιας χωρητικής αντίστασης παράλληλα με τα τερματικά του μονόπολου [18].

30.4.2 ΜΕΤΑΛΛΙΚΕΣ ΑΙΧΜΕΣ ΚΑΙ ΣΠΕΙΡΕΣ : ΚΑΙΜΑΚΩΤΕΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΕΣ

Για τις μονοπολικές κεραίες που συζητήθηκαν πιο πριν, τα όρια των τμημάτων της ΤΔΧΧ καθώς και τα όρια όλων των υλικών περιοχών (ΤΗΑ), συνέπιπταν με επιφάνειες συνεχών συντεταγμένων. Έτσι λοιπόν τα όρια υλικών περιοχών ποτέ δεν διέσχιζαν πλαγίως ένα τμήμα της ΤΔΧΧ. Αυτό είναι μία ειδική περίπτωση που δεν συναντούμε στις περισσότερες κεραίες.

Το Σχέδιο 30.13a μας δείχνει μια πιο γενική περίπτωση. Δείχνει ένα τομέα διασταύρωσης ενός αντικειμένου ΤΗΑ με το ορθογώνιο πλέγμα της ΤΔΧΧ τοποθετημένο από πάνω. Η καμπυλωτή επιφάνεια του αντικειμένου δεν συμπίπτει με καμία από τις γραμμές του πλέγματος. Σημειώστε ότι για τον υπολογισμό χρειάζεται να γνωρίζουμε μόνο το πεδίο στα τμήματα της ΤΔΧΧ που είναι έξω από τον ΤΗΑ, επειδή τα Ε και Η είναι μηδενικά μέσα στον ΤΗΑ. Υπάρχουν διαφορετικές προσεγγίσεις που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για αυτήν την



a) FDTD Lattice : Πλέγμα TΔXX , PEC Object : Αντικείμενο THA, **b)** Stair – Stepped PEC Object : Κλιμακωτό Αντικείμενο THA, **Σχέδιο 30.13(a)**. Ορθογώνιο πλέγμα TΔXX τοποθετημένο πάνω στον τομέα διασταύρωσης ενός αντικειμένου που είναι τέλειος ηλεκτρικός αγωγός (THA) **(b)**. Η επιφάνεια του αντικειμένου έχει παραμορφωθεί για να εφαρμόζει στο ορθογώνιο πλέγμα· η επιφάνεια του αντικειμένου έχει αντικατασταθεί από μια κλιμακωτή προσέγγιση.

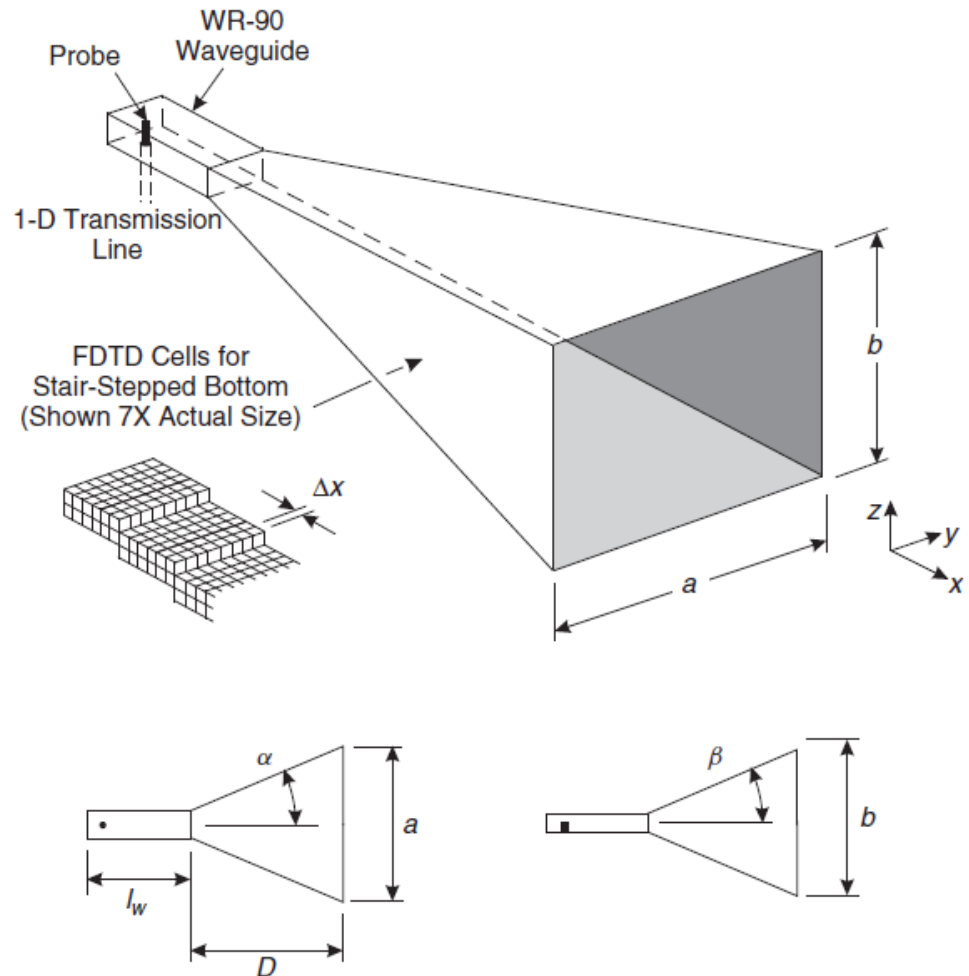
περίπτωση. Μία προσέγγιση θα ήταν να χρησιμοποιήσουμε μη ορθογώνια τμήματα TΔXX που εφαρμόζουν στην επιφάνεια του αντικειμένου· αυτά τα τμήματα θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν σε όλο το μήκος του υπολογιστικού όγκου ή σε περιοχές γειτονικές του αντικειμένου [21-23]. Μία πιο απλή προσέγγιση που φαίνεται στο Σχέδιο 30.13b, είναι να παραμορφώσουμε την καμπυλωτή επιφάνεια του αντικειμένου έτσι ώστε να εφαρμόζει στο ορθογώνιο πλέγμα της TΔXX. Η επιφάνεια του αντικειμένου φαίνεται να αντικαθίσταται από μια “κλιμακωτή” ή προσέγγιση “σκάλας”. Η κλιμακωτή προσέγγιση θα επιδείξει ένα σφάλμα, και συχνά το σφάλμα μπορεί να αγνοηθεί απλά με την επιλογή ενός μικρού μεγέθους κλίμακας, σε σχέση με τις φυσικές διαστάσεις του αντικειμένου [24, 25]. Η κλιμακωτή προσέγγιση χρησιμοποιείται ευρέως και είναι η μοναδική προσέγγιση που λαμβάνουμε υπ’ όψιν μας σε αυτή την εισαγωγική εξέταση.

Ας φανταστούμε τώρα δυο πρακτικές κεραίες για τις οποίες έχει χρησιμοποιηθεί η κλιμακωτή προσέγγιση στην προτυποποίηση της δομής στην ανάλυση TΔXX. Όπως δείχνουν αυτά τα αποτελέσματα, όταν η προσέγγιση εφαρμόζεται σωστά, μπορεί να

αποφέρει αποτελέσματα που συμφωνούν σε μεγάλο βαθμό με πειραματικές μετρήσεις. Το πρώτο παράδειγμα είναι η μεταλλική, πυραμιδική αιχμή που φαίνεται στο Σχέδιο **30.14** (Εργαλεία Μικροκυμάτων Flann, Πρότυπο 1624-20). Κεραίες όπως αυτή χρησιμοποιούνται σε πολλές εφαρμογές μικροκυμάτων και κάποιες φορές εξυπηρετούν σαν σταθερές κέρδους (αιχμές σταθερού κέρδους). Τα μικρά γραφήματα στη βάση του σχεδίου δείχνουν τα μήκη και τις γωνίες που περιγράφουν αυτή τη συγκεκριμένη κεραία αιχμής : $a = 10.95 \text{ cm}$, $b = 7.85 \text{ cm}$, $D = 2.284 \text{ cm}$, $lw = 5.08 \text{ cm}$, $\alpha = 10.74^\circ$ και $\beta = 8.508^\circ$. Ο κυματοδηγός που τροφοδοτεί την αιχμή είναι τύπου WR – 90 (X – λωρίδας, με λειτουργικό πλάτους λωρίδας 8.2 – 12.4 GHz).

Στο πρότυπο της TΔXX, τα κυβικά τμήματα έχουν μήκος πλευράς $\Delta X = 0.635 \text{ mm}$, και τα τείχη τέλειας αγωγιμότητας είναι πλακέτες πάχους δύο τμημάτων. Το ένθετο δείχνει τις προσόψεις των μεμονωμένων τμημάτων που αποτελούν το τείχος του πυθμένα της αιχμής· τα τμήματα παρουσιάζονται σε μέγεθος επτά φορές μεγαλύτερο από το πραγματικό. Οι λοξές πλευρές της κεραίας είναι κλιμακωτές όπως φαίνεται στο σχέδιο, με σπείρωμα ‘‘μήκους – σε- άνοδο’’ περίπου έξι τμήματα προς ένα. Η αιχμή τροφοδοτείται από ένα καθετήρα που εισέρχεται στον τομέα του ορθογώνιου κυματοδηγού, και οι τάσεις συμβάντος και αντήχησης σε μια μονοδιάστατη γραμμή Μετάδοσης ($R_0 = 50 \Omega$) που συνδέεται με τον καθετήρα, χρησιμοποιούνται στην ανάλυση.

Η δομή είναι συμμετρική στο πεδίο X-Z, και αυτή η συμμετρία έχει χρησιμοποιηθεί στην ανάλυση για να μειώσει το μέγεθος υπολογιστικού όγκου, το οποίο ήταν 519 X 116 X 183 τμήματα. Οι πλευρές της κεραίας ήταν 20 τμήματα από το απορροφητικό όριο ΤΣΣs (πάχος 10 τμημάτων), εκτός από την μπροστινή πλευρά (ακτινοβολούσα οπή), η οποία ήταν 40 τμήματα από το απορροφητικό όριο.



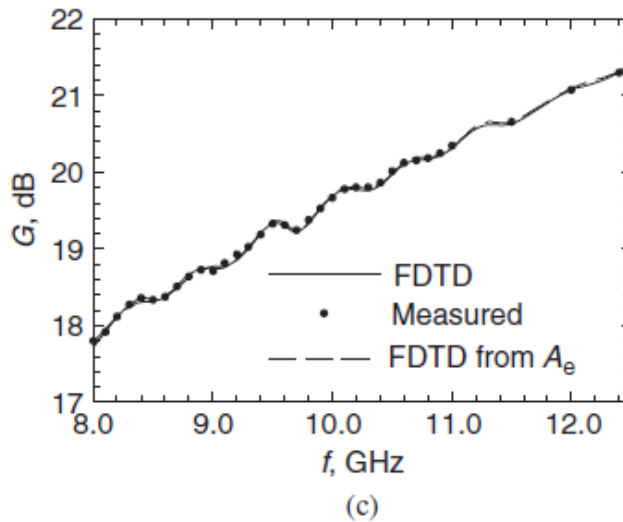
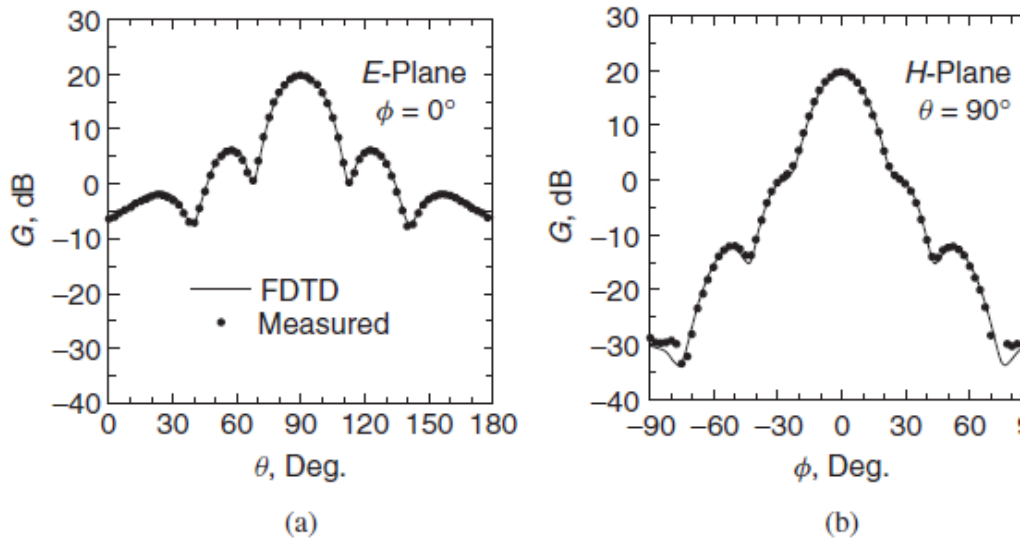
Probe : Καθετήρας, Waveguide WR -90. Κυματοδηγός WR -90, 1 –D Transmission Line: Μονοδιάστατη Γραμμή Μετάδοσης, FDTD Cells For Stair – Stepped Bottom (Shown 7X Actual Size) : Τμήματα της ΤΔΧΧ για τον Κλιμακωτό Πυθμένα (Επί 7 φορές το Πραγματικό τους Μέγεθος), **Σχέδιο 30.14**. Σχηματικό γράφημα για την πυραμιδική κεραία αιχμής. Το ένθετο δείχνει τα τμήματα της ΤΔΧΧ που έχουν χρησιμοποιηθεί στο σχεδιασμό του πυθμένα της αιχμής.

Η πυραμιδική αιχμή χρησιμοποιήθηκε πρώτα σαν κεραία μετάδοσης. Η διέγερση στη γραμμή μετάδοσης $V^t(t)$, ήταν ένας διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός, Εξ. (30.20), με χαρακτηριστικό χρόνο $\tau_p = 1.59 \times 10^{-11}$ s. Αυτός ο παλμός έχει χαρακτηριστική ενέργεια πάνω από το λειτουργικό πάχος λωρίδας : 8.2 – 12.4 GHz.

Η κορυφή της δέσμης για τον παλμό είναι στα 10.0 GHz, και η δέσμη πέφτει στο 10% της κορυφής στα 600MHz και 27.6 GHz. Στην πιο ψηλή συχνότητα (το πιο

στενό μήκος κύματος) μέσα στο λειτουργικό πάχος λωρίδας της αιχμής έχουμε $\Delta X=0.026 \lambda$, που χονδρικά αντιστοιχεί σε 38 τμήματα ανά μήκος κύματος. Από αυτό το αποτέλεσμα εκτιμούμε την αριθμητική διασπορά που χρησιμοποιεί το Σχέδιο 30.2 ή η Εξ. (30.3.). Το σχετικό σφάλμα στην ταχύτητα φάσης είναι περίπου 1%, που είναι ισότιμο με 8.1×10^{-3} βαθμούς σφάλματος φάσης ανά τμήμα, ή ενός συνολικού σφάλματος 4.2. βαθμών σφάλματος φάσης για διάδοση κατά μήκος της πιο μακριάς πλευράς του υπολογιστικού όγκου.

Το Σχέδιο 30.15 είναι μία σύγκριση των αποτελεσμάτων της TΔXX (συνεχόμενη γραμμή) για αυτήν την κεραία με μετρήσεις (κουκίδες). Τα μετρικά δεδομένα έχουν παραχωρηθεί ευγενικά από τον Δρ. David G. Gentle του Εθνικού Φυσικού Εργαστηρίου, Teddington, Middlesex, HB. Τα Σχέδια 30.15α και 30.15b δείχνουν τα πεδία E- και H- σχεδίου πεδίων στη συχνότητα 10GHz και το Σχέδιο 30.15c δείχνει το όφελος στην τοποθεσία διαμετρήματος ως λειτουργία της συχνότητας. Τα αποτελέσματα από τους υπολογισμούς της TΔXX συμφωνούν σε μεγάλο βαθμό με τις μετρήσεις. Οι μικρές διαφορές που υπάρχουν στο σχέδιο πεδίου της επιφάνειας – Η αφορούν γωνίες στις οποίες



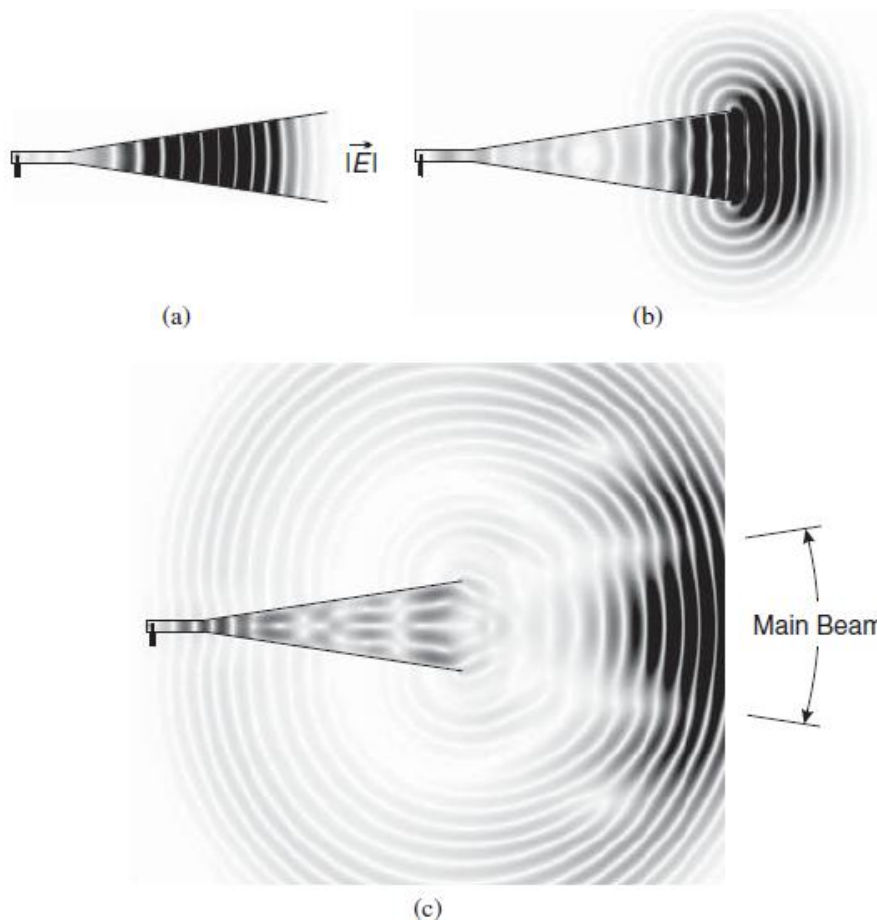
a) E – Plane : Πεδίο E-, b) H – Plane Πεδίο H - - ΤΔΧΧ, Measured : Υπολογισμένο, Σχέδιο 30.15: Σύγκριση Θεωρητικών και μετρικών αποτελεσμάτων για την πυραμιδική κεραία αιχμής (α). Σχέδιο πεδίου E – και (b) Σχέδιο H – στα 10GHz (c). Όφελος διαμετρήματος ενάντια στη συχνότητα.

το πεδίο είναι πολύ αδύνατο, 50dB κάτω από την κορυφή. Σημειώνουμε ότι οι ακριβείς λεπτομέρειες του καθετήρα που τροφοδοτεί τον κυματοδηγό στο πρότυπο ΤΔΧΧ δεν επηρεάζουν τον υπολογισμό οφέλους, Εξ. (30.15), της κεραίας αιχμής. Δεν θα ήταν τέτοιου είδους οι συνθήκες, εάν το διαπιστωμένο όφελος, Εξ. (30.14) (όφελος που περιλαμβάνει αρνητική ζεύξη) ήταν διαπιστωμένο.

Η πυραμιδική αιχμή έχει αναλυθεί επίσης ως κεραία δέκτης. Για αυτή την περίπτωση ένα κύμα πεδίου υφίσταται από την διεύθυνση της διαμέτρησης ($\mathbf{ki}=-\mathbf{x}$) με το ηλεκτρικό πεδίο να στρέφεται προς την διεύθυνση Z.

Το ηλεκτρικό πεδίο συμβάντος ήταν ένας διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός στο χρόνο, Εξ. (30.20), με τον ίδιο χαρακτηριστικό χρόνο που χρησιμοποιήθηκε για την περίπτωση μετάδοσης, $\tau_p = 1.59 \times 10^{-11}$ s. Η περιοχή επιρροής που προέκυψε από την ανάλυση αποδοχής μετατράπηκε σε όφελος, με τη χρήση της Εξ. (30.18), και το αποτέλεσμα φαίνεται ως διακεκομμένη γραμμή στο Σχέδιο 30.15c. Όπως αναμένεται από την αμοιβαιότητα, τα αποτελέσματα των δύο υπολογισμών της ΤΔΧΧ (μετάδοσης και αποδοχής) είναι σχεδόν ταυτόσημα.

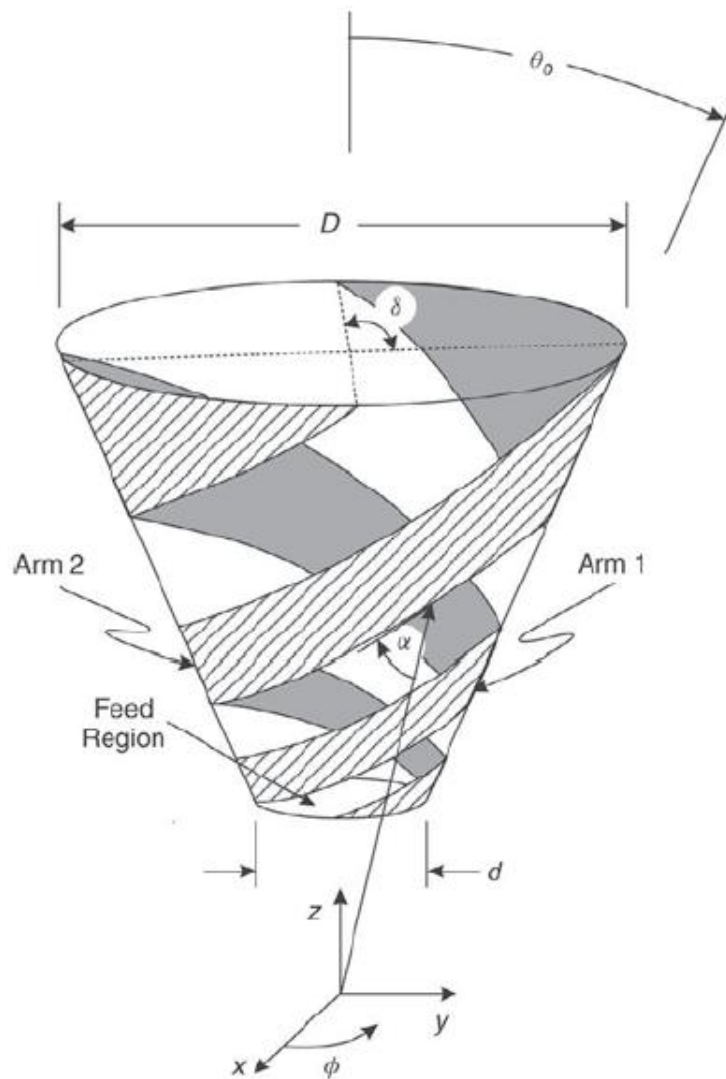
Η ΤΔΧΧ μέθοδος παρέχει το πεδίο κατά μήκος του υπολογιστικού όγκου, και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την κατασκευή γραφικών αποτελεσμάτων που δείχνουν την διαδικασία της ακτινοβολίας για την κεραία αιχμής αποδοχής. Για τέτοια παραδείγματα, θέλουμε μια διέγερση της οποίας το φάσμα να βρίσκεται μέσα στο λειτουργικό εύρος λωρίδας της κεραίας. Συχνότητες που βρίσκονται έξω από αυτήν την λωρίδα είτε θα αποκοπούν από τον κυματοδηγό είτε θα τον προσπεράσουν. Μία καλή επιλογή για την τάση $V_t^l(t)$ είναι το ελικοειδές συχνότητας W_0 εύρος, τροποποιημένο από ένα Γκαουσιανό παλμό, όπως στην Εξ. (30.21) που φαίνεται στο Σχέδιο 30.6b. Με $f_0 = w_0/2\pi = 10.0$ GHz και



c) Main Beam : Κύρια Ακτίνα, **Σχέδιο 30.16**. Σχέδια ασπρόμαυρης κλίμακας για το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου στο πεδίο κάθετης συμμετρίας της κεραίας αιχμής μετάδοσης. Η διέγερση είναι ένα ελικοειδές εύρος τροποποιημένο από ένα Γκαουσιανό παλμό.

$\tau_p = 7.96 \times 10^{-11}$ s, το φάσμα για αυτό το σημάδι είναι το 10% της κορυφής του σε $f = 5.7$ GHz και $f = 14.3$ GHz. Το Σχέδιο 30.16 δείχνει τρία ασπρόμαυρα σχέδια για το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου στο πεδίο X-Z της κεραίας μετάδοσης. Στο Σχέδιο 30.16α ο παλμός έχει εισχωρήσει στην αιχμή από τον κυματοδηγό, αλλά δεν έχει φτάσει στην οπή. Το κενό ανάμεσα στις άσπρες γραμμές (σημεία μηδέν) αντιστοιχεί χονδρικά στο ενάμισο μήκος κύματος του οδηγού. Σημειώστε ότι αυτά τα διαστήματα μειώνονται καθώς πηγαίναμε από τη βάση της αιχμής προς την οπή. Στον ορθογώνιο κυματοδηγό, ο οδηγός μήκος κύματος είναι περίπου 1.3. φορές το

μέγεθος του ελεύθερου χώρου του μήκους κύματος, ενώ στην οπή της αιχμής πλησιάζει πιο πολύ τον ελεύθερο χώρο του μήκους κύματος. Το Σχέδιο 30.166 είναι για όταν ο παλμός έχει φτάσει στην οπή. Σημειώστε ότι οι άσπρες γραμμές στην αιχμή κοντά στην οπή είναι παραμορφωμένες: υπάρχει ένα μικρό τμήμα που είναι ένα κοίλο στα δεξιά. Αυτό προκαλείται από την αντήχηση από την οπή που ταξιδεύει προς τα πίσω, προς τη βάση της αιχμής. Ακριβώς μπροστά από την οπή, το ακτινοβολούμενο κύμα είναι χονδρικά επίπεδο. Στο Σχέδιο 30.16c, το πεδίο έχει επεκταθεί μακριά από την αιχμή, και ένα σφαιρικό κυματικό τείχος έχει σχηματιστεί που σχεδόν τοποθετείται στο κέντρο της οπής. Η αλλαγή στον τόνο του γκρι καθώς περιβάλλει την κεραία (σκούρο μπροστά σε ανοιχτό πίσω). Στην διεύθυνση προς τα εμπρός, ελάχιστα σημεία εμφανίζονται κατά μήκος του τείχους κύματος και αυτά τα ελάχιστα σημεία καθορίζουν την κύρια ακτίνα στην εξώτερη ζώνη. Μέσα στην αιχμή,



Arm 1, 2 : Βραχίονες 1, 2, Feed Region : Περιοχή Τροφοδοσίας, **Σχέδιο 30.17**.
 Γεωμετρία για την σπειροειδή κωνική κεραία δύο βραχιόνων.(Από Πηγή 26
 copyright c 2002 IEEE)

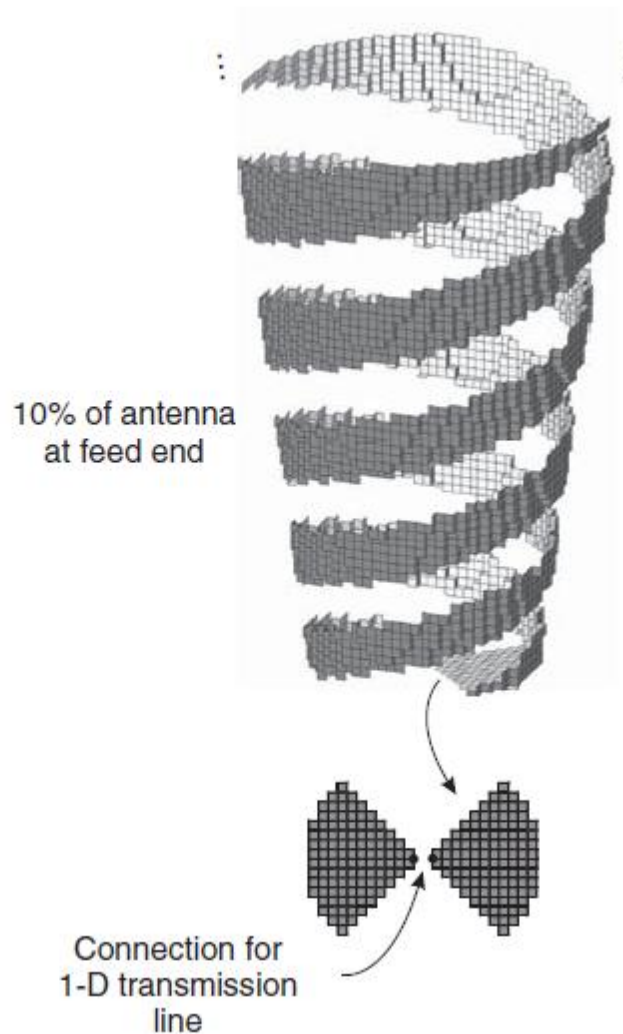
Το πεδίο έχει μερικά ελάχιστα και μέγιστα σημεία κατά μήκος του πλάτους του. Σηματοδοτούν την παρουσία προτύπων υψηλότερης τάξης που έχουν διεγερθεί όταν ο αρχικός παλμός συναντά την σπή.

Το δεύτερο παράδειγμα που εξετάζουμε είναι η κωνική σπειροειδής κεραία δύο βραχιόνων που φαίνεται στο Σχέδιο 30.17 [26]. Χρησιμοποιείται σε εφαρμογές που απαιτούν μία κεραία να ακτινοβολεί κυκλική πόλωση σε ένα ευρύ πλάτος λωρίδας. Αυτή η κεραία διαμορφώνεται με το να δένονται δύο μεταλλικές λωρίδες γύρω από

την επιφάνεια ενός κομμένου κώνου. Οι γωνίες και διαστάσεις για την συγκεκριμένη κεραία που έχουμε θέσει υποθετικά είναι $d = 1.9 \text{ cm}$, $D=15.2 \text{ cm}$, $\theta_0=7.5^\circ$, $\alpha=75^\circ$ και $\delta=90^\circ$. Έχει σχεδιαστεί έτσι ώστε να έχει συνεχές όφελος και σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση εισαγωγής ($Z_A \approx 100\Omega$) σε ένα λειτουργικό πλάτος λωρίδας που εκτείνεται από $f_{\min}=0.5 \text{ GHz}$ σε $f_{\max} = 3.3 \text{ GHz}$.

Στο πρότυπο της ΤΔΧΧ, οι βραχίονες της έλικας διαμορφώνονται με το να δημιουργούν επιλεγμένες προσόψεις των κυβικών τμημάτων ($\Delta\chi=0,8\text{mm}$) ως ΤΗΑ. Το αποτέλεσμα είναι η κλιμακωτή προσέγγιση στο Σχέδιο 30.18. Για ξεκάθαρα αποτελέσματα, μόνο το καλύτερο 10% τμήμα της κεραίας φαίνεται στο σχέδιο. Η σπείρα τροφοδοτείται από μια μονοδιάστατη (1Δ) γραμμή μετάδοσης ($R_0 = 100\Omega$) που συνδέεται με τον πυθμένα της κεραίας: η ίδια διάταξη που χρησιμοποιείται με τη μονοπολική κεραία στο Σχέδιο 30.11b. Η διέγερση στη γραμμή μετάδοσης, $V^i(t)$ είναι ένας διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός, Εξ. (30.20), του οποίου το φάσμα τοποθετείται στο κέντρο του λειτουργικού πλάτους λωρίδας της κεραίας.

Ο υπολογιστικός όγκος ήταν $691 \times 240 \times 240$ τμήματα, με τις πλευρές της κεραίας 15 τμήματα απόσταση από το απορροφητικό όριο ΤΣΣν (πάχους 10 τμημάτων), εκτός από την πλευρά του πυθμένα (κύρια



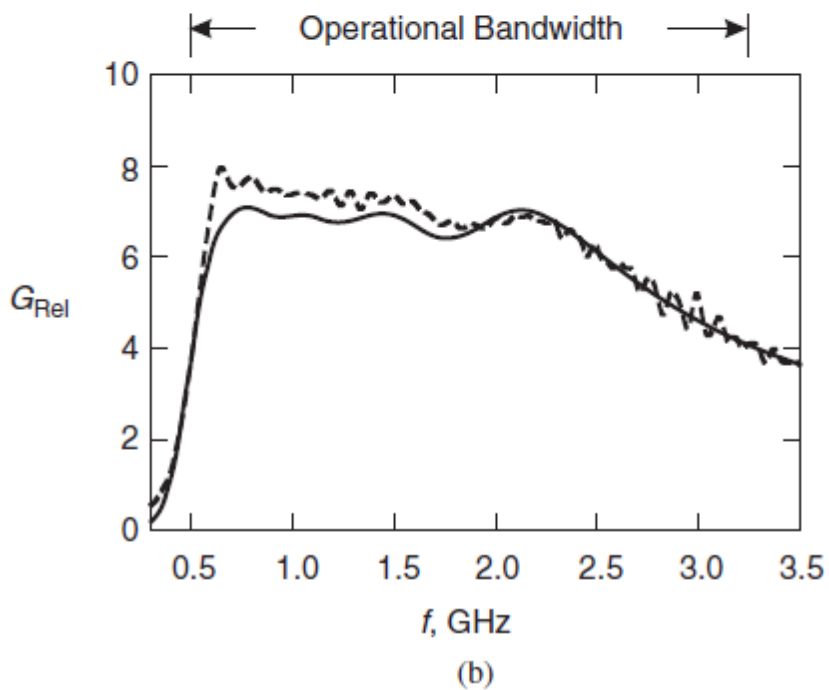
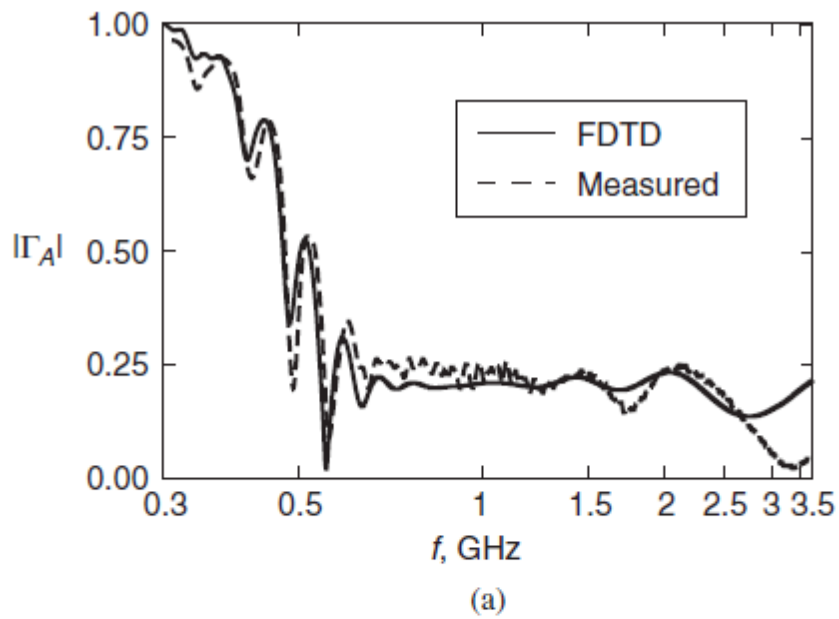
10% Of Antenna at feed end : 10% της κεραίας στο τελικό μέρος τροφοδοσίας, Connection for 1 – Dtransmission lire: Σύνδεση για Μονοδιάστατη γραμμή μετάδοσης, **Σχέδιο 30.18**. Σχηματική απεικόνιση της διάταξης των τμημάτων της ΤΔΧΧ που χρησιμοποιούνται για να σχεδιάσουν την κωνική σπειροειδή κεραία. Για καθαρά αποτελέσματα, μόνο το κατώτερο 10% της κεραίας φαίνεται. (Από Πηγή 26, copyright©2002 IEEE).

διεύθυνση για την ακτινοβολία, που απείχε 30 τμήματα από το απορροφητικό όριο. Στην υψηλότερη συχνότητα (στο στενότερο μήκος κύματος) μέσα στο λειτουργικό πλάτος λωρίδας της αιχμής έχουμε $\Delta X = 0.0093 \lambda$, που αντιστοιχεί χονδρικά σε 107

τμήματα ανά μήκος κύματος. Από αυτό το αποτέλεσμα μπορούμε να υπολογίσουμε την αριθμητική διασπορά χρησιμοποιώντας το Σχέδιο 30.2 ή την Εξ. (30.3). Το σχετικό σφάλμα στην ταχύτητα φάσης είναι περίπου 0.01% που αντιστοιχεί σε 3.6×10^{-4} βαθμούς σφάλματος φάσης ανά τμήμα, ή ένα συνολικό σφάλμα 0.25 βαθμών σφάλματος φάσης για επέκταση κατά μήκος της πιο μακριάς πλευράς του υπολογιστικού όγκου. Όπως και με την προηγούμενη περίπτωση της μονοπολικής κεραίας, δεν είναι το σφάλμα στην ταχύτητα φάσης που καθορίζει την ακρίβεια της λύσης, αλλά ο βαθμός στον οποίο οι μικρές λεπτομέρειες της κατασκευής έχουν σχεδιαστεί.

Το Σχέδιο 30.19 είναι μία σύγκριση των αποτελεσμάτων της TΔXX (συνεχόμενη γραμμή) για αυτήν την κεραία, με μετρήσεις (διακεκομμένη γραμμή). Το Σχέδιο 30.19a δείχνει το μέγεθος του συντελεστή αντήχησης στα άκρα της κεραίας, και το Σχέδιο 30.19b δείχνει το διαπιστωμένο όφελος, Εξ. (30.14), κατά μήκος του διαμετρήματος (-Z διεύθυνση) ως μια λειτουργία της συχνότητας. Τα αποτελέσματα από τους υπολογισμούς της TΔXX φαίνεται να συμφωνούν αρκετά με τις μετρήσεις. Οι διαφορές που υπάρχουν οφείλονται κυρίως **σε 2 στοιχεία** του πειραματικού προτύπου που δεν συμπεριλαμβάνονταν στο θεωρητικό πρότυπο. Στο πειραματικό πρότυπο, οι μεταλλικοί βραχίονες βρίσκονταν πάνω σε ένα πολύ λεπτό διηλεκτρικό υπόστρωμα (kapton, πάχους 0.051 mm), το οποίο δεν συμπεριλαμβανόταν στο θεωρητικό πρότυπο. Επιπρόσθετα, οι τερματικές μετρήσεις έχουν γίνει μέσω ενός μετασχηματιστή, και οι ατέλειες στον μετασχηματιστή δεν έχουν ληφθεί υπ' όψιν.

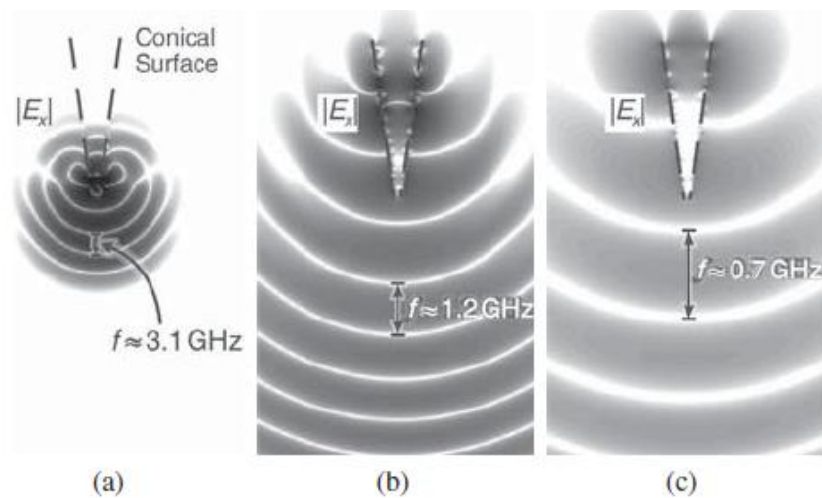
Η μέθοδος TΔXX παρέχει λεπτομερείς πληροφορίες για το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που περιβάλλει την έλικα, και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την γραφική απεικόνιση του πώς η ενέργεια ακτινοβολείται



a) FDTD, Measured : Αποτελέσματα της ΤΔΧΧ, Αποτελέσματα Μετρήσεων,
 b) Operational Bandwidth: Λειτουργικό Πλάτος Λωρίδας, **Σχέδιο 30.19** . Σύγκριση θεωρητικών και αποτελεσμάτων μετρήσεων για την κωνική σπειροειδή κεραία (a). Μέγεθος του συντελεστή αντήχησης ενάντια της συχνότητας (b). Διαπιστωμένο όφελος προς τη διεύθυνση διαμέτρησης ενάντια της συχνότητας. (Από Πηγή 26©2002 IEEE).

από αυτή την κατασκευή [27]. Το Σχέδιο 30.20 δείχνει τρία ασπρόμαυρης κλίμακας σχέδια του μεγέθους του συντελεστή X του ηλεκτρικού πεδίου στον $X-Z$ πεδίο. Κάθε σχέδιο είναι για ένα διαφορετικό κανονικοποιημένο χρόνο t/rL , όπου rL είναι ο χρόνος που χρειάζεται το φως για να διασχίσει το μήκος του σπειροειδούς βραχίονα. Μπορούμε να παρατηρήσουμε ότι η ακτινοβολία είναι χονδρικά περιοδική, με τα κενά ανάμεσα στα μηδενικά σημεία (άσπρες γραμμές) να είναι $\lambda/2$. Η συχνότητα που αντιστοιχεί σε αυτό το μήκος κύματος απεικονίζεται σε κάθε σχέδιο. Αυτά τα σχέδια δείχνουν καθαρά ότι η περιοχή από την οποία φεύγει η ακτινοβολία από την κεραία αλλάζει με το μήκος κύματος, μετακινούμενη από το μικρό άκρο (με διάμετρο d) για τα στενότερα μήκη κύματος (ψηλότερη συχνότητα), στο μεγάλο άκρο (διάμετρος Δ για τα μεγαλύτερα μήκη κύματος (χαμηλότερη συχνότητα). Αυτό στηρίζει την ιδέα της “ενεργής περιοχής”, που υποστηρίζει ότι η ακτινοβολία ξεκινά να εκπέμπεται στον τομέα διασταύρωσης της σπείρας, που είναι περίπου ένα μήκος κύματος σε περιφέρεια [28].

Στα δύο προηγούμενα παραδείγματα, οι κλιμακωτές προσεγγίσεις που χρησιμοποιούνται στη γεωμετρία των κεραιών στα πρότυπα της ΤΔΧΧ, ήταν επαρκείς για να βρούμε θεωρητικά αποτελέσματα που συμφωνούσαν με τις μετρήσεις. Αυτό είναι μια συνέχεια της επιλογής του ότι το



a) Conical Surface : Κωνική Επιφάνεια, Σχέδιο 30.20 Ασπρόμαυρης κλίμακας σχέδια για το μέγεθος του ηλεκτρικού πεδίου κοντά στην κωνική σπειροειδή κεραία για τρεις

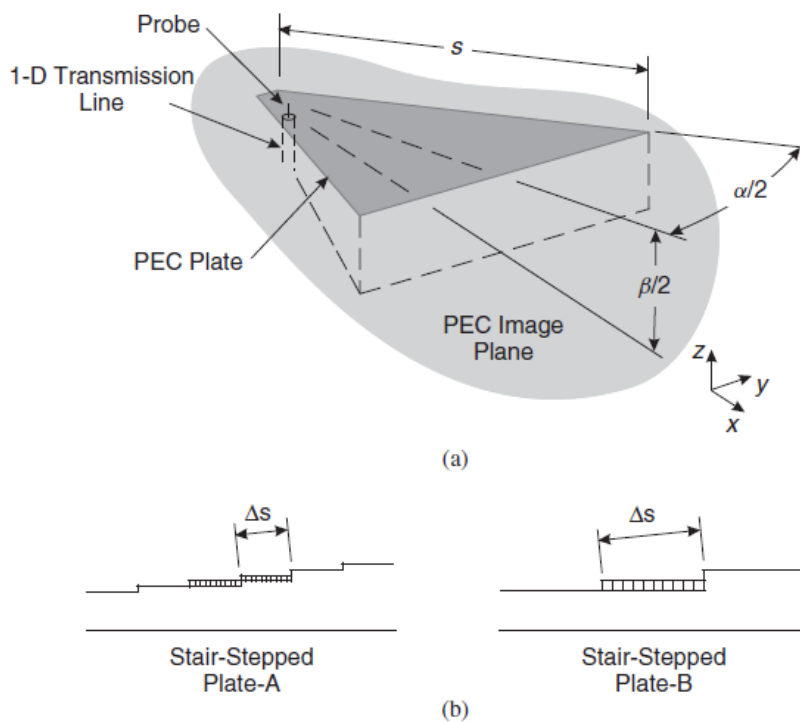
συγκεκριμένες στιγμές στο χρόνο : (a) $t/rL = 0.1$, (b) $t/rL = 0.6$ και (c) $t / rL = 1.1$, όπου rL είναι ο χρόνος που χρειάζεται το φως για να ταξιδέψει κατά μήκος του σπειροειδούς βραχίονα (Από Πηγή 27, copyright©2003 IEEE).

μέγεθος των τμημάτων να είναι μικρό σε σχέση με τις διαστάσεις που καθορίζουν τη γεωμετρία των κεραιών. Για παράδειγμα, για την πυραμιδική αιχμή, το ύψος ενός “σκαλιού” είναι μόνο το 10% της μικρότερης διάστασης της κεραίας (το ύψος του ορθογώνιου κυματοδηγού). Τώρα υποθέτουμε ότι η κλιμακωτή προσέγγιση οδηγεί σε σημαντικά σφάλματα στα υπολογιστικά αποτελέσματα.

Η πλάγια ηλεκτρομαγνητική (ΠΗΜ) αιχμή είναι μια απλή κεραία που εφαρμόζεται όπου απαιτείται ευρύ πλάτος λωρίδας. Το πρότυπο ΓΔΧΧ για τη μονοπολική εκδοχή αυτής της κεραίας φαίνεται στο Σχέδιο 20.21α. Διαμορφώνεται από μία πλακέτα ΤΗΑ που είναι ισοσκελές τρίγωνο με μήκος πλευράς S και γωνία κορυφής α . Η πλακέτα τείνει στη γωνία $\beta/2$ στην επίπεδη εικόνα ΤΗΑ, και η κεραία τροφοδοτείται από μια γραμμή μετάδοσης που συνδέεται ανάμεσα στην κορυφή της πλακέτας και την επιφάνεια εικόνας. Η πλακέτα – επιφάνεια εικόνας διαμορφώνει μια γραμμή μετάδοσης ΠΗΜ, και για το παράδειγμα που θα συζητήσουμε ($\alpha = 25.4^\circ$, $\beta = 112^\circ$), η χαρακτηριστική σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση αυτής της γραμμής είναι $R_o \approx 50\Omega$ [29-31]. Η γραμμή μετάδοσης που τροφοδοτεί την κεραία έχει την ίδια χαρακτηριστική σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση.

Η επιφάνεια για αυτήν την κεραία είναι κλιμακωτή στο πρότυπο ΓΔΧΧ κατά τον τρόπο που φαίνεται στο Σχέδιο 30.21b. Δύο διαφορετικά σχέδια για την κλίμακα εξετάζονται: η υπόθεση Α όπου το ύψος του “σκαλιού” είναι $\Delta Z = 1\text{mm}$ και το μήκος του $\Delta s = 1\text{cm}$, και η υπόθεση Β όπου ισχύει $\Delta Z = 2\text{mm}$ και $\Delta s = 2\text{cm}$. Σημειώστε ότι το επίπεδο διακριτοποίησης για την υπόθεση Β είναι διπλά πιο τραχύ από ό,τι στην υπόθεση Α. Οι μικρότερες διαστάσεις της κεραίας βρίσκονται πάνω στο σημείο διαδρομής, όπου το πρώτο “σκαλοπάτι” και για τις δύο περιπτώσεις είναι 4mm πάνω από το πεδίο εικόνας. Οπότε για την περίπτωση Α, το ύψος της κλίμακας ΔZ είναι / αποτελεί περίπου το 25% της μικρότερης διάστασης της αιχμής, ενώ στην περίπτωση Β είναι περίπου το 50% της μικρότερης διάστασης της αιχμής.

Το Σχέδιο 30.22α δείχνει την αντηχόμενη τάση $Vt(t)$, στην γραμμή μετάδοσης της τροφοδοσίας της αιχμής όπου η τάση συμβάντος, $Vt'(t)$ είναι μια μονάδα εύρους, ένας διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός, Εξ. (30.20), με τον χαρακτηριστικό χρόνο $\tau_p = 5.31 \times 10^{-11}s$. Η κορυφή του φάσματος του παλμού είναι στα 3.0 GHz. Η συνεχόμενη γραμμή είναι για την περίπτωση A και η διακεκομμένη γραμμή είναι για την περίπτωση B. Η αρχική αντήχηση από το σημείο διαδρομής είναι στοιχειώδης και είναι παρόμοια και για τις δύο περιπτώσεις, και η αντήχηση από το ανοιχτό άκρο της αιχμής έχει εκπαραθυρωθεί. Υπάρχει ένας έντονος κυματισμός στο αποτέλεσμα με την πιο τραχεία κλίμακα, στην υπόθεση B. Ο κυματισμός οφείλεται ξεκάθαρα στην κλίμακα, επειδή η περίοδος του ανταποκρίνεται χονδρικά στον χρόνο κυκλικής διαδρομής πάνω σε ένα



(a) Probe: Καθετήρας, 1-D Transmission Line: Μονοδιάστατη Γραμμή Μετάδοσης, PEC Plate: Πλακέτα ΤΗΑ, PEC Image Plane: Πεδίο Εικόνας ΤΗΑ, (b) Stair-Stepped Plate - A, B : Κλιμακωτή Πλακέτα A, B , Σχέδιο 30.21 (a) Σχηματική απεικόνιση για την ΠΗΜ κεραία αιχμής (μονοπολική διαμόρφωση) (b) Τομείς διασταύρωσης

που δείχνουν την κλιμακωτή προσέγγιση για την κεραία σε δύο διαφορετικές περιπτώσεις, A και B.

“σκαλοπάτι”, ο οποίος είναι $\Delta t = 2\Delta s_B/c \approx 2.5$ ps. Σημειώστε ότι το εύρος του κυματισμού μειώνεται με το πέρασμα του χρόνου. Αυτό συμβαίνει επειδή οι αντανάκλασεις που συμβαίνουν αργότερα στο χρόνο συμβαίνουν σε “σκαλιά” πολύ πιο έξω κατά το μήκος της κεραίας, όπου το ύψος της κλίμακας, ΔZ , είναι ένα μικρότερο τεμάχιο του διαχωρισμού ανάμεσα στην πλακέτα και το πεδίο εικόνας.

Το Σχέδιο 30.22b δείχνει το εύρος της μετατροπής Fourier (φάσμα) του συντελεστή αντανάκλασης για την κεραία. Σημειώστε ότι τα αποτελέσματα για τις δύο περιπτώσεις, A και B, διαφέρουν αρκετά. Ειδικά για την περίπτωση B υπάρχει μια χαρακτηριστική κλίση στον συντελεστή αντανάκλασης, κοντά στο $2f\Delta s_B/c = 1$ ($f = 7.5$ GHz). Σε αυτή την συχνότητα, $\Delta s_B/\lambda = 1/2$, οπότε όλες οι μικρές αντηχήσεις από όλα τα “σκαλιά” στην κλίμακα προσθέτουν φάση.

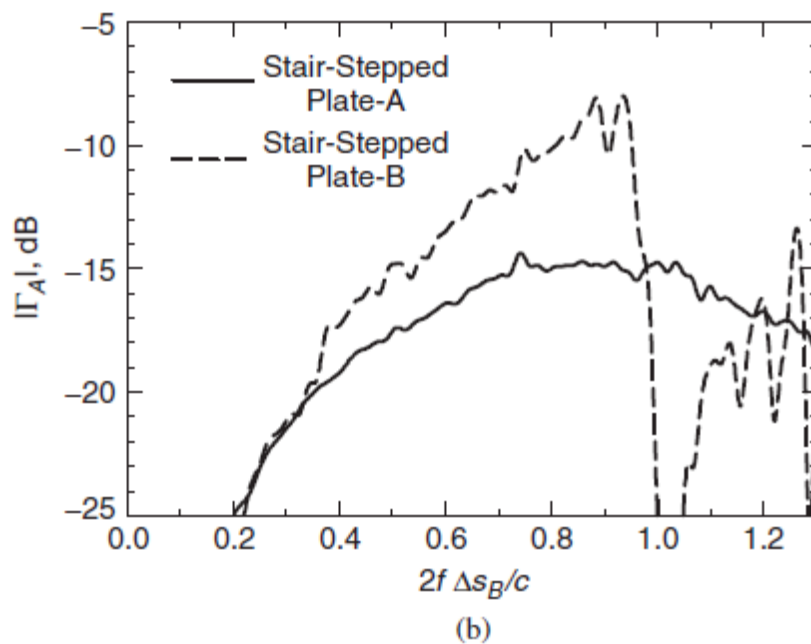
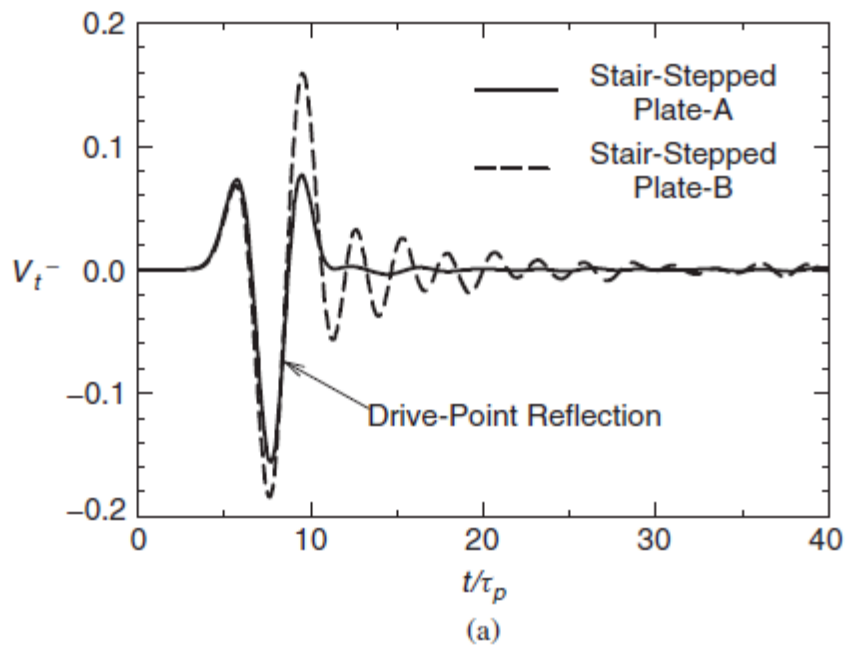
Για να αποφύγουμε το πρόβλημα που περιγράφεται πιο πάνω, πρέπει να χρησιμοποιήσουμε μια πιο λεπτομερή κλίμακα, όπως στην περίπτωση A. Για κεραίες αιχμής ΠΗΜ με χαμηλή χαρακτηριστική σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση (γενικά μικρό β) αυτό ίσως αποκτήσει ένα πολύ λεπτομερές επίπεδο διακριτοποίησης. Ένα παρόμοιο πρόβλημα συναντούμε με κεραίες “παπιγιόν” με χαμηλή χαρακτηριστική σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση [32].

30.4.3. ΕΠΙΘΕΜΑΤΑ ΜΙΚΡΟΛΩΡΙΔΑΣ : ΥΠΕΡΜΕΤΡΟΣ ΒΟΜΒΟΣ ΓΙΑ ΚΕΡΑΙΕΣ ΣΤΕΝΗΣ ΛΩΡΙΔΑΣ

Οι κεραίες που εξετάσαμε στον προηγούμενο τομέα, μία κωνική σπείρα και τις αιχμές, είναι κεραίες ευρείας λωρίδας. Τώρα εξετάζουμε το άλλο άκρο, ονομαστικά,

τις κεραίες στενής λωρίδας. Για το παράδειγμά μας χρησιμοποιούμε τη βασική, ορθογώνια επιθέματος μικρολωρίδος κεραία που φαίνεται στο Σχέδιο 30.2.3.

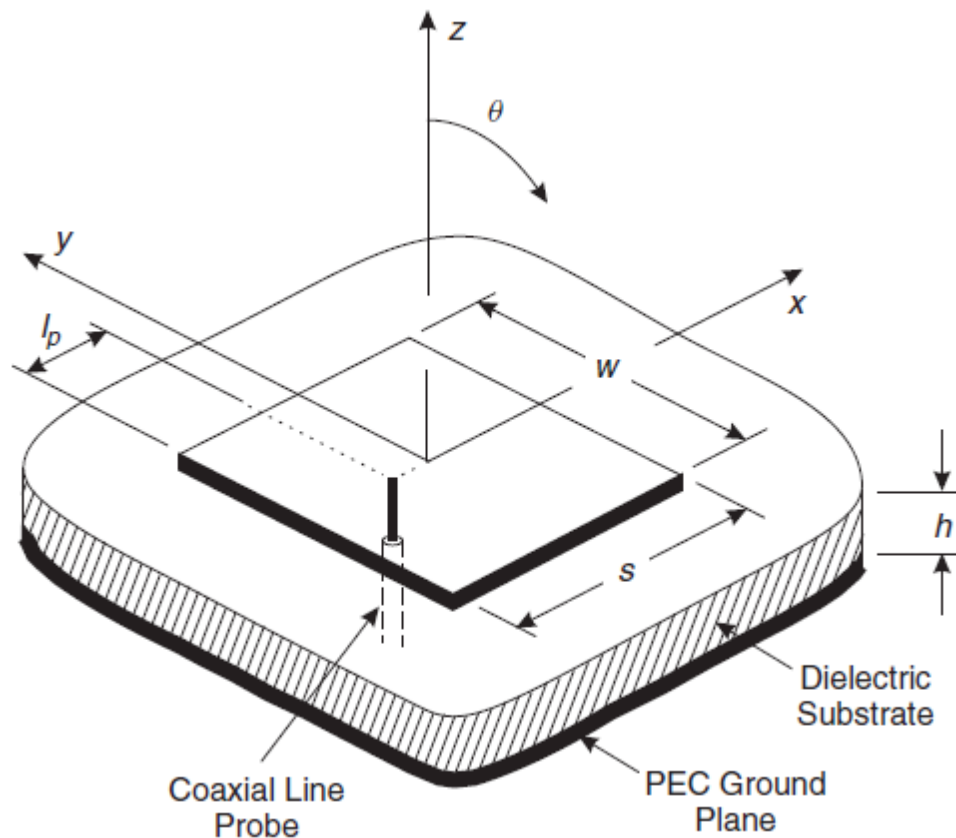
Στα μέσα της δεκαετίας του 1980, οι Chang και al. [33] προχώρησαν σε εκτενείς μετρήσεις αυτής της κεραίας, και πρώτα συγκρίνουμε αυτές τις μετρήσεις τους με τα αποτελέσματα της ΤΔΧΧ. Οι διαστάσεις για ένα επίθεμα σχεδιασμένο για συχνότητες γύρω στις $f = 7.0$ GHz είναι $S = 1.1$ cm, $N = 1.7$ cm, και



(a) Stair – Stepped Plate A,B: Κλιμακωτή Επιφάνεια A,B, Drive – Point Reflection : Αντανάκλαση Σημείου Διαδρομής , **Σχέδιο 30.22**. Αποτελέσματα για δύο διαφορετικές κλιμακωτές προσεγγίσεις (A και B) που εφαρμόζονται στην κεραία αιχμής ΠΗΜ (α). Η αντανακλούμενη τάση στην γραμμή μετάδοσης τροφοδοσίας, η αντανάκλαση από το ανοιχτό άκρο της αιχμής έχει εκπαραθυρωθεί (b). Το μέγεθος της μετατροπής Fourier του συντελεστή αντανάκλασης για την κεραία.

$h = 3.175 \text{ mm}$. Όπως φαίνεται στο σχέδιο, ο καθετήρας της τροφοδοτικής διαξονικής γραμμής ($R_0 = 50 \Omega$) μετακινείται από την ευρεία πλευρά του επιθέματος κατά $l_p = 1.5 \text{ mm}$. Στο πρότυπο, το διηλεκτρικό υπόστρωμα είναι $10 \times 10 \text{ cm}$ με ηλεκτρικές ιδιότητες $\epsilon_r = 2.23$ και $\sigma = 21 \times 10^{-3} \text{ S/m}$, ενώ το πεδίο εδάφους είναι πολυδιάστατη. Η τάση συμβάντος, $V_t^l(t)$, στην τροφοδοτική γραμμή μετάδοσης είναι ένα εύρος μονάδας, διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός, Εξ. (30.20), με τον χαρακτηριστικό χρόνο $\tau_p = 2.65 \times 10^{-11} \text{ s}$. Η κορυφή του φάσματος για αυτόν τον παλμό βρίσκεται στα 60GHz.

Οι διαστάσεις των ορθογώνιων τμημάτων της ΤΔΧΧ ($\Delta X = 0.529 \text{ mm}$, $\Delta y = 0.500 \mu\text{m}$, $\Delta z = 0.500 \text{ mm}$) έχουν επιλεγεί έτσι ώστε όλες οι λεπτομέρειες της τροφοδοτικής διαξονικής γραμμής μπορούν να συμπεριληφθούν στο πρότυπο, και το διάστημα χρόνου είναι $\Delta t = 9.44 \times 10^{-3} \text{ s}$. Ο αριθμός των χρονικών διαστημάτων, N_t , που απαιτείται για την προσομοίωση, έχει καθοριστεί από την παρατήρηση του μεγέθους της τάσης αντανάκλασης $|V_t|$ στην τροφοδοτική γραμμή μετάδοσης σε σχέση με τον κανονικοποιημένο χρόνο $t/\Delta t$ αυτό φαίνεται στο Σχέδιο 30.24α. Σημειώστε ότι η κάθετη κλίμακα είναι λογαριθμική. Όταν $t/\Delta t = 3000$, η τάση αντανάκλασης πέφτει κατά έξι τάξεις μεγέθους από την κορυφή της,



Coaxial Line Probe : Καθετήρας Διαξονικής Γραμμής, Dielectric Substrate : Διηλεκτρικό Υπόστρωμα , PEC Ground Plane : Πεδίο Εδάφους ΤΗΑ, **Σχέδιο 30.23**. Ορθογώνια Κεραία Επιθέματος μικρολωρίδας που τροφοδοτείται από ένα καθετήρα διαξονικής γραμμής.

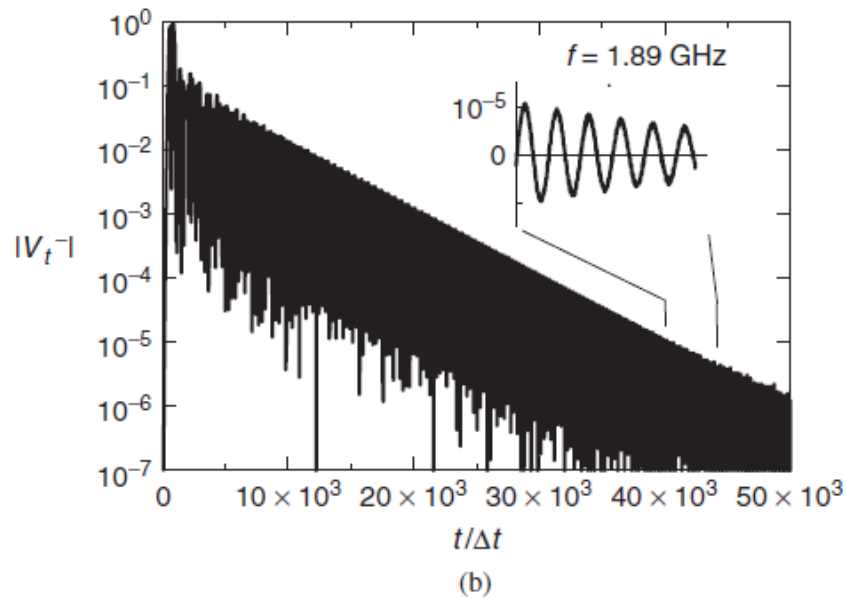
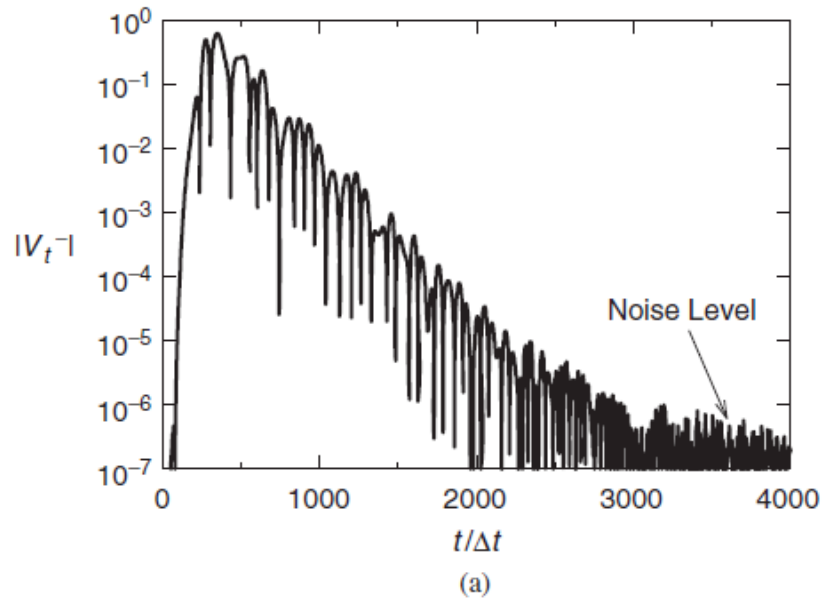
και βρίσκεται στο επίπεδο θορύβου για τον υπολογισμό. Άρα κάθε αριθμός διαστημάτων χρόνου μεγαλύτερος του 3000 θεωρείται επαρκής για την προσομοίωση ($Nt = 4000$ έχει χρησιμοποιηθεί).

Το Σχέδιο 30.25 είναι μια σύγκριση των θεωρητικών αποτελεσμάτων της ΤΔΧΧ με τις μετρήσεις. Το γράφημα στο Σχέδιο 30.25α δείχνει το μέγεθος του συντελεστή αντανάκλασης σε σχέση με τη συχνότητα : θεωρία (συνεχόμενη γραμμή) και μετρήσεις (κουκίδες). Η συμφωνία είναι μεγάλη, ειδικά όταν σκεφτούμε ότι κάποιες

γεωμετρικές λεπτομέρειες για τη μέτρηση, όπως η ακριβής γεωμετρία στην τροφοδοσία, δεν ήταν γνωστές για χρήση στο πρότυπο της TΔXX.

Τα διαγράμματα του πεδίου μετρήθηκαν με το υπόστρωμα 10-cmx 10-cm τοποθετημένο στο κέντρο κυκλικού πεδίου εικόνας αλουμινίου, διαμέτρου 1m. Επιλέξαμε να μην σχεδιάσουμε αυτή τη διαμόρφωση με την ίδια καθαρή ανάλυση που χρησιμοποιήσαμε στον υπολογισμό της TΔXX του συντελεστή αντανάκλασης, εξαιτίας του μεγάλου ποσού μνήμης που θα απαιτούσε. Αντίθετα, χρησιμοποιήσαμε μεγαλύτερα τμήματα, με τις διαστάσεις $\Delta X = 1.59\text{mm}$, $\Delta y = 1.42\mu\text{m}$ και $\Delta z = 1.57\mu\text{m}$. Η χρήση μεγαλύτερων τμημάτων αποφέρει λιγότερο σφάλμα στα διαγράμματα πεδίου εξώτερης ζώνης. Τα διαγράμματα πεδίου των μετρήσεων και της TΔXX για την συχνότητα $f = 6.8\text{ GHz}$ συγκρίνονται στο Σχέδιο 30.25b. Αυτά τα σχέδια δείχνουν το όφελος, Εξ. (30.15), σε σχέση με τη γωνία Θ , κανονικοποιημένο σε OdB στην κορυφή. Δίνονται αποτελέσματα και για το πεδίο E (X – Z πεδίο, συνεχόμενη γραμμή και κουκίδες), και για το πεδίο H πεδίο y – z διακεκομμένη γραμμή και τρίγωνα. Τα αποτελέσματα αποφέρουν επίσης μια καλή συμφωνία.

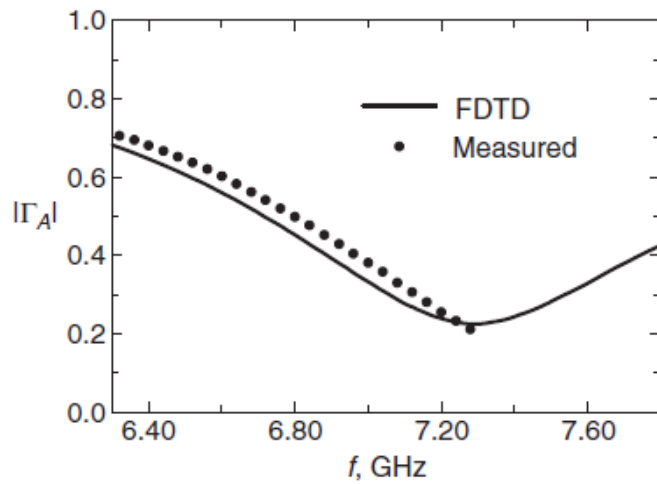
Για το δεύτερο παράδειγμά μας, επιλέξαμε μια ορθογώνια κεραία επιθέματος μικρολωρίδας, που να λειτουργεί γύρω στα $f = 1.9\text{ GHz}$ και να είναι παρόμοια με αυτήν που αναφέραμε στη λογοτεχνία [34]. Οι διαστάσεις του επιθέματος είναι $s = 5.12\text{ cm}$, $w = 6.0\text{ cm}$ και $h = 1.575\text{ mm}$, και ο καθετήρας της διαξονικής γραμμής τροφοδοσίας ($R_0 = 50\Omega$) έχει μετατοπιστεί από την ευρεία πλευρά του επιθέματος κατά $l_p = 1.64\text{ cm}$. Το διηλεκτρικό υπόστρωμα ($\epsilon_r = 2.2$ και $\sigma = 1.1 \times 10^{-3}\text{ S/m}$) και το πεδίο εδάφους έχουν το ίδιο μέγεθος : $11.5\text{ cm} \times 11.5\text{ cm}$. Η τάση συμβάντος, $V_t(t)$, στην γραμμή μετάδοσης τροφοδοσίας είναι ένα εύρος μονάδας, ένας διαφοροποιημένος Γκαουσιανός παλμός, Εξ. (30.20), με χαρακτηριστικό χρόνο $\tau_p = 1.061 \times 10^{-10}\text{ s}$, και η κορυφή του φάσματος αυτού του παλμού βρίσκεται στα 1.5 GHz . Ξανά, οι παράμετροι για την προσομοίωση της TΔXX επιτρέπουν ένα ολοκληρωμένο σχεδιασμό προτύπου



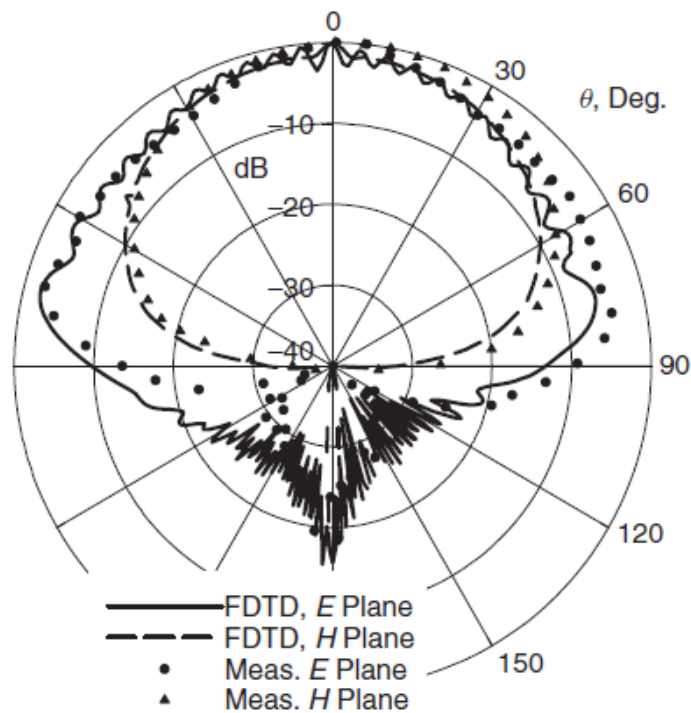
(a) Noise Level: Επίπεδο Θορύβου, **Σχέδιο 30.24**. Το μέγεθος της τάσης αντανάκλασης στη διαξονική γραμμή τροφοδοσίας σε σχέση με τον κανονικοποιημένο χρόνο : (α) ορθογώνιο επίθεμα μικρολωρίδας και (b) στενής λωρίδας, επίθεμα ορθογώνιας μικρολωρίδας.

των λεπτομερειών της διαξονικής γραμμής τροφοδοσίας ($\Delta X = 0.529\text{mm}$, $\Delta y = 0.500\text{ mm}$, $\Delta z=0.500\text{ mm}$, $\Delta t = 9.91 \times 10^{-3}\text{s}$). Το ηλεκτρικό πλάτος του υποστρώματος για αυτό το παράδειγμα είναι περίπου το ένα όγδοο από αυτό που χρησιμοποιήσαμε για το προηγούμενο, $h/\lambda = 0.010$ (για συχνότητα $f=0.077$, για συχνότητα $f= 7.3\text{ GHz}$), έτσι αναμένουμε αυτή η κεραία να έχει σημαντικά στενότερο πλάτος λωρίδας [35].

Το Σχέδιο 30.24b δείχνει το μέγεθος της τάσης αντανάκλασης $|\mathbf{Vt}|$ στην γραμμή μετάδοσης τροφοδοσίας (λογαριθμική κλίμακα), σε σχέση με τον κανονικοποιημένο χρόνο $t/\Delta t$. Ως συνέπεια του στενότερου επιθέματος λωρίδας, η τάση που αντανακλάται μειώνεται πολύ πιο αργά, με αυξανόμενο $t/\Delta t$ από ό,τι στο προηγούμενο παράδειγμα, Σχέδιο 30.24a. Η αντανακλούμενη τάση έχει πέσει κατά έξι τάξεις μεγέθους από το ανώτατο σημείο της, και προσεγγίζει το επίπεδο θορύβου για τον υπολογισμό όταν $t/\Delta t = 50,000$. Οπότε, περίπου 50,000 διαστήματα χρόνου ($Nt = 50,000$) απαιτούνται για την προσομοίωση, σε σχέση με 3000 για το προηγούμενο παράδειγμα! Το ένθετο στο Σχέδιο 30.24b δείχνει την αντανακλούμενη τάση σχεδιασμένη σε μια γραμμική κλίμακα, για χρόνους γύρω στα



(a)

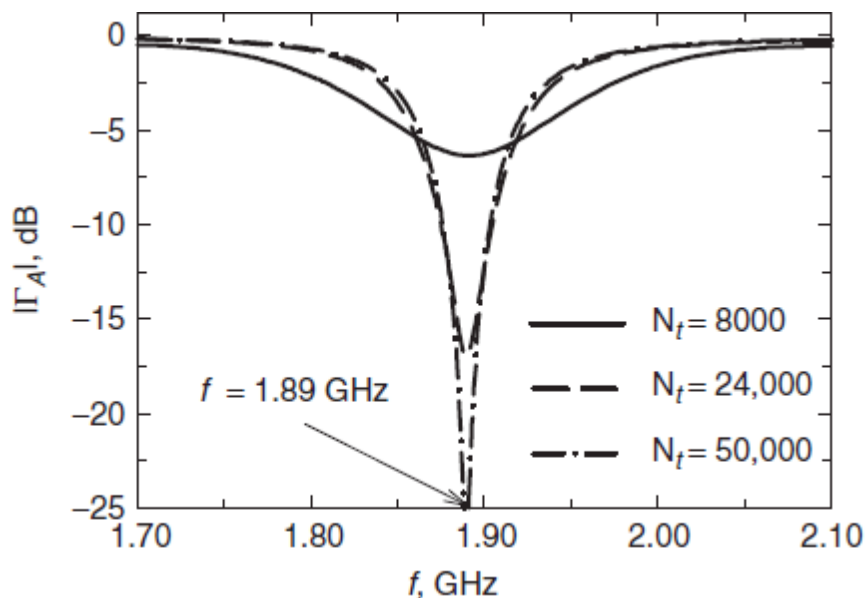


(b)

(a) FDTD: ΤΔΧΧ, Measured : Μετρημένα Αποτελέσματα , (b) Deg : Μοίρες E, H Plane: Πεδία E, H, Σχέδιο 30.25. Σύγκριση θεωρητικών και μετρικών αποτελεσμάτων για την ορθογώνια κεραία επιθέματος μικρολωρίδας : (α) μέγεθος του συντελεστή αντανάκλασης σε σχέση με τη συχνότητα και (b) σχέδια πεδίου για τα πεδία E- και H- στη συχνότητα $f=6.8$ GHz. Τα μετρικά αποτελέσματα είναι από την Πηγή 33.

$t/\Delta t = 40,000$. Η τάση φαίνεται να μειώνεται σταδιακά ελικοειδώς στη συχνότητα $f \approx 89 \text{ GHz}$.

Στο Σχέδιο 30.26 δείχνουμε το μέγεθος του συντελεστή αντανάκλασης σε σχέση με τη συχνότητα για προσομοιώσεις με διαφορετικούς αριθμούς διαστημάτων χρόνου = $N_t = 8000$, $N_t = 24,000$, $N_t = 50,000$. Για κάθε περίπτωση ένα παράθυρο Hanning εφαρμόζεται στο χρόνο για να εξαλείψει κατασκευάσματα εκτομής. Η κεραία φαίνεται να ρυθμίζεται στη συχνότητα $f = 1.89 \text{ GHz}$ και το ‘προφανές’ πλάτος λωρίδας για τη ρύθμιση φαίνεται να βασίζεται στον αριθμό των διαστημάτων χρόνου που απαιτούνται για την προσομοίωση. Έτσι λοιπόν εάν επρόκειτο να υποτιμήσουμε τον αριθμό των διαστημάτων χρόνου που απαιτούνται για να μετατραπεί η προσομοίωση, θα σκεφτόμασταν ότι η κεραία έχει ένα πιο πλατύ εύρος λωρίδας για το συντελεστή αντανάκλασης από ό,τι έχει στην πραγματικότητα. Με την λεπτομερή ανάλυση που παρουσιάσαμε πιο πάνω αυτή η άποψη ίσως καταστεί προφανής. Παρ’ όλα αυτά κάποιες φορές, ειδικά



Σχέδιο 30.26. Κεραία στενής λωρίδας ορθογώνιου επιθέματος μικρολωρίδας : μέγεθος του συντελεστή αντανάκλασης σε σχέση με την συχνότητα, για τρεις διαφορετικούς αριθμούς χρονικών διαστημάτων.

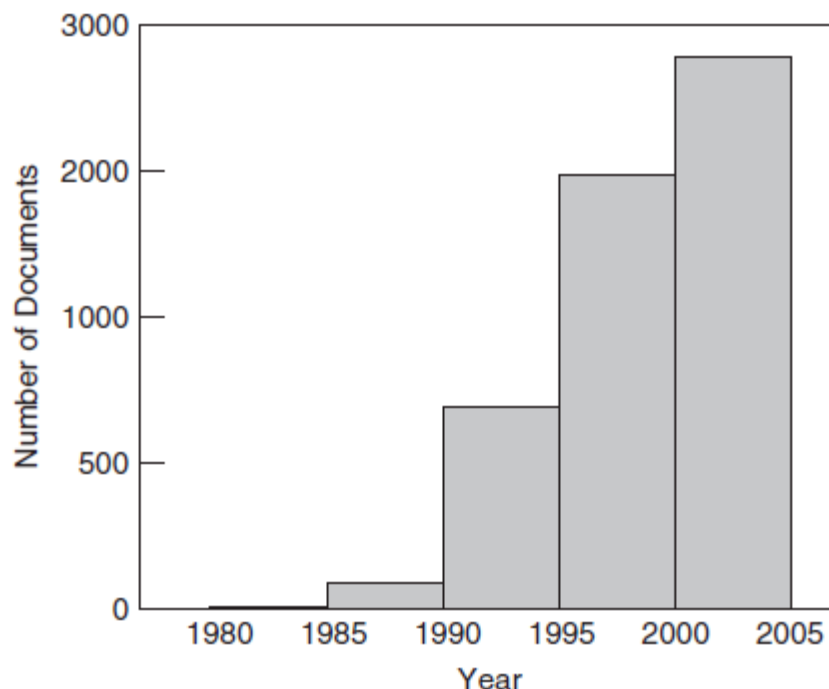
όταν ένας υπολογισμός αυτοματοποιείται, αυτός ο βαθμός ανάλυσης δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί κάθε φορά που μια παράμετρος της κεραίας, όπως το πάχος του υποστρώματος, μετατρέπεται. Σε κάποιες περιπτώσεις, ειδικές τεχνικές μπορούν να εφαρμοστούν για να συντομεύσουν τον υπολογισμό για μια κεραία στενής λωρίδας. Για παράδειγμα, επειδή έχουμε ένα καλώς καθορισμένο, μειωμένο ελικοειδές τείχος κύματος στο συντελεστή αντανάκλασης για αυτήν την κεραία, ένας μικρότερος χρόνος υπολογισμού, γύρω στα $Nt = 20,000$ θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί με ένα προϋπολογισμό για το υπόλοιπο του τείχους κύματος. Τέτοιες τεχνικές αναλύονται στην βιβλιογραφία [36].

30.5 ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάσαμε την μέθοδο τελικής διαφοράς χωρο – χρόνου, με σκοπό την πληροφόρηση ατόμων με λίγη ή καθόλου εμπειρία πάνω σε αυτήν. Έτσι περιορίσαμε την παρουσίαση στα βασικά της μεθόδου και αποφύγαμε να αναφέρουμε πολλές εξειδικεύσεις, που γενικά περιορίζονται σε ειδικές εφαρμογές. Για να δώσουμε στον αναγνώστη μια αίσθηση του εύρους εφαρμογής κάτω από αυτές τις εξειδικεύσεις, παρουσιάζουμε μια ενδεικτική λίστα.

- Τεχνικές για τη διαχείριση υλικών με διασκορπιστικές ιδιότητες (ιδιότητες ως λειτουργία της συχνότητας), ανισοτροπικές ιδιότητες (ιδιότητες που βασίζονται στην κατεύθυνση των παραγώγων πεδίου) και μη γραμμικές ιδιότητες.
- Μέθοδοι που συγχωνεύουν όρους περιορισμού της σύνθετης διηλεκτρικής αντίστασης.
- Υπομηματικές μέθοδοι για τη διαχείριση στρώσεων υλικών, πιο λεπτών από ένα τμήμα της λ_{XX} .

- Μέθοδοι που συγχωνεύουν περιοδικούς όρους περιορισμών που είναι χρήσιμες στη διαχείριση διάταξης κεραίας.
- Σχήματα της ΤΔΧΧ που παρουσιάζουν μικρότερο σφάλμα (αριθμητική διασπορά) από τον συμβατικό αλγόριθμο Yee.
- Τεχνικές που συγχωνεύουν μη ομοιόμορφα και μη ορθογώνια πλέγματα.
- Ειδικές διαδικασίες για τη διαχείριση υλικών που είναι σώματα έγερσης.



Number of Documents : Αριθμός Εγγράφων, Year : Έτος, **Σχέδιο 30.27**. Αριθμός εγγράφων που εκδόθηκαν τα τελευταία εικοσιπέντε χρόνια χρήσης του όρου “τελικής διαφοράς” χρονο – χωρική” ή “ΤΔΧΧ” του τίτλου. Κάθε ράβδος δείχνει το συνολικό αριθμό των εγγράφων που εκδόθηκαν μέσα σε μια περίοδο πέντε ετών.

Η συντομία της συνεισφοράς παρεμπόδιζε την παραγωγή μαθηματικών τύπων που σχετίζονται με τη μέθοδο, για παράδειγμα εξισώσεις για την αναβάθμιση της ΤΔΧΧ και εξισώσεις για την τέλεια ρυθμισμένη στρώση. Αυτοί οι τύποι μπορούν να

βρεθούν στην αντιμετώπιση εις βάθος της μεθόδου, που περιέχεται σε ένα βιβλίο που εκδόθηκε από τους A. Taflore και S.C. Hagness [9].

Για να εκτιμηθεί η δημοτικότητα της TΔXX μεθόδου, εκτελέστηκε μία έρευνα με το INSPEC, για έγγραφα που περιείχαν είτε τις λέξεις “τελικής διαφοράς χρονο – χωρική) είτε “TΔXX” στον τίτλο. (Μερικά από αυτά τα έγγραφα εφαρμόζουν την τελικής διαφοράς και χρονο – χωρική μέθοδο σε προβλήματα εκτός της ηλεκτρομαγνητικής, όπως ακουστικά προβλήματα). Τα αποτελέσματα της έρευνας όπως παρουσιάζονται στο Σχέδιο 30.27, δείχνουν καθαρά την ταχεία ανάπτυξη στη δημοτικότητα της μεθόδου τα τελευταία εικοσιπέντε χρόνια.

Σύμφωνα με το αντικείμενο αυτού του βιβλιαρίου χρήσης, η έμφαση σε όλο το κεφάλαιο δίνεται στην εφαρμογή της TΔXX στην ανάλυση κεραιών. Μετά από σύντομες συζητήσεις πάνω στις ειδικές μορφές που σχετίζονται με τις κεραίες πομπούς και δέκτες, οι λεπτομέρειες της ανάλυσης κάποιων διαφορετικών τύπων κεραιάς παρουσιάστηκαν. Εξαιτίας, πάλι, της σύντομης συνεισφοράς που μπορούμε να κάνουμε, δεν έγινε προσπάθεια αναφοράς όλων των διαφορετικών κεραιών που έχουν αναλυθεί με τη μέθοδο. Πολλοί έχουν χρησιμοποιήσει τη μέθοδο για να αναλύσουν κεραιές : η ένδειξη του αριθμού για παράδειγμα από την έρευνα του INSPEC περιλαμβάνει πάνω από 500 έγγραφα με την TΔXX και κεραιές στον τίτλο.

Όλα τα αριθμητικά αποτελέσματα που παρουσιάζονται στα παραδείγματα, προέκυψαν από εμάς ή τους φοιτητές μας. Έτσι μπορούμε να έχουμε πολύ λεπτομερή γνώση του κάθε παραδείγματος και να κάνουμε ακριβείς δηλώσεις για τα αποτελέσματα. Αυτά τα παραδείγματα επιλέχθηκαν όχι μόνο για να δείξουν τη δύναμη της TΔXX, ειδικά την συμφωνία σε μεγάλο βαθμό με πειραματικές μετρήσεις, αλλά επίσης να δείξουν ότι η μέθοδος έχει κάποιους περιορισμούς· αν και κάποιες φορές οι περιορισμοί οφείλονται στην αυστηρότητα του θεωρητικού προτύπου της κεραιάς ή στην επιλογή των παραμέτρων για την προσομοίωση.

Η τελειοποίηση της TΔXX και η εφαρμογή της σε πρακτικά προβλήματα είναι μία ιστορία που συνεχίζεται. Αναμφίβολα, θα υπάρχουν κάποια συναρπαστικά επιτεύγματα στο μέλλον. Ένας τομέας που υπόσχεται πολλά είναι η χρήση της μεθόδου στην σύνθεση κεραιάς. Εδώ δεν εννοούμε τη συμβατική προσέγγιση, στην οποία η μέθοδος συνδυάζεται με μια τυπική διαδικασία βελτιστοποίησης και

χρησιμοποιείται για να επιλεγθούν οι παράμετροι για μια καθιερωμένη κεραία (δίπολο, αιχμή, κ.λ.π.), έτσι που να επιτυγχάνονται συγκεκριμένα κριτήρια. Αυτό που εξετάζουμε για την σύνθεση κεραίας είναι μια διαφορετική, πιο σύγχρονη προσέγγιση. Σε αυτήν την προσέγγιση, τη δομή της κεραίας δεν είναι προκαθορισμένη, μόνο με μερικές παραμέτρους που πρόκειται να επιλεγθούν, αλλά η δομή εξελίσσεται ως μέρος της σύνθεσης !Η μέθοδος ΤΔΧΧ ταιριάζει απόλυτα για χρήση σε τέτοια σχήματα· εξαιτίας της ελαστικότητας της μεθόδου, μια νέα δομή μπορεί εύκολα να εισαχθεί. Η δομή της κεραίας μεταβάλλεται με το να αλλάζουμε απλώς τις ηλεκτρομαγνητικές συστατικές παραμέτρους που σχετίζονται με μεμονωμένα τμήματα. Η συγκεκριμένη τεχνική που εφαρμόσαμε σε αυτή την σύνθεση βασίζεται στην ιδέα της “διασπαμένης οπής”, και συζητείται στις Πηγές [37 -40].

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Ο Πρεσβύτερος εκδότης (G.S) θα επιθυμούσε να ευχαριστήσει τους πρότερους και τους τρέχοντες φοιτητές που εκτελούν το διδακτορικό τους στο Ινστιτούτο Τεχνολογίας της Τζώρτζια, οι οποίοι συνέβαλαν στην κατανόηση της μεθόδου ΤΔΧΧ για την ανάλυση κεραίας : Σε αυτούς συμπεριλαμβάνονται οι J.M. Bourgeois, I.R. Capoglu, T.H. Hertel, R.T. Lee, J.G.Maloney, T.P.Montoya, R.R.Reid, W.R. Scott, Jr., και K.L.Shlager.

Το δεύτερο κεφάλαιο είναι ακριβή μετάφραση του κεφαλαίου 30 με τίτλο: **Finite-Difference Time-Domain Method Applied to Antennas** του βιβλίου **Book 2008 Balanis_Modern Antenna Handbook**.

ΠΗΓΕΣ

1. K. S. Yee. Αριθμητική λύση των αρχικών προβλημάτων αξίας ορίου που περιλαμβάνουν τις εξισώσεις Maxwell στα ισοτροπικά μέσα, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 14, Σ. 302-307, Μαΐου 1966.
2. J. G. Maloney, G. S. Smith και W. R. Scott. Νεώτερος, ακριβής υπολογισμός της ακτινοβολίας από τις απλές κεραίες που χρησιμοποιούν την πεπερασμένη-διαφορά μεθόδου χρόνου-περιοχών, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 38, Σ. 1059-1068, Ιουλίου 1990.
3. J.J. Boonzaaier και C. W. Pistorius. Λεπτό καλώδιο μια δίπολο-πεπερασμένη-διαφορά προσέγγισης χρόνου-περιοχών, Ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 26, Σ. 1891-1892, 25 Οκτωβρίου 1990.
4. D. S. Katz, M. J. Picket-May, A. Taflove και K. R. Umashankar. Ανάλυση FDTD της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας κυμάτων από τα συστήματα που περιέχουν τις κεραίες κέρατων, IEEE κεραίες συνδιαλλαγής Propag., εντάσεις 39, Σ. 1203-1212, Αυγούστου 1991.
5. P.A. Tirkus και C.A. Balanis. Πεπερασμένη-διαφορά μεθόδου χρόνου-περιοχών για την ακτινοβολία κεραίων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 40, Σ. 334-340, Μαρτίου 1992.
6. R. J. Luebbers και J. Beggs. Υπολογισμός FDTD του εύρου κέρδους κεραίων και της αποδοτικότητας, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 40, Σ. 1403-1407, Νοεμβρίου 1992.
7. J. G. Maloney και G. S. Smith. Διαμόρφωση των κεραίων, στις προόδους στην υπολογιστική ηλεκτροδυναμική, της Πεπερασμένης-Διαφοράς μεθόδου χρόνου-περιοχών, A. Taflove (ΕΔ.), σπίτι Artech, Βοστώνη, 1998, κεφ. 7, Σ. 409-460. Επίσης, J. G. Maloney, G. S. Smith, E. Thiele, O. Gandhi, N. Chavannes, και S. Hagness. Στην υπολογιστική ηλεκτροδυναμική: Η Πεπερασμένη-Διαφορά μεθόδου χρόνου-περιοχών, 3^η εκδ., A. Taflove, και το S. Hagness, (EDS.), Artech σπίτι, Βοστώνη, 2005, κεφ. 14, Σ. 607-676.
8. G. S. Smith. Μια εισαγωγή στην κλασσική ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, Τύπος Πανεπιστημίου του Κέιμπριτζ, Κέιμπριτζ, UK, 1997.

9. A. Taflove και S. C. Hagness (EDS.). Υπολογιστική ηλεκτροδυναμική: Η Πεπερασμένη-Διαφορά μεθόδου χρόνου-περιοχών, Artech σπίτι, Βοστώνη, 2005.
10. J. B. Schneider και C. L. Wagner. Η διασπορά FDTD ξαναεπισκέφθηκε: γρηγορότερη-από-ελαφριά διάδοση, IEEE καθοδηγημένο μικρόκυμα κύμα Lett., εντάσεις 9, Σ. 54-56, Φεβρουαρίου 1999.
11. S. Gedney. Ένα ανισότροπο τέλεια αντιστοιχημένο στρώμα-απορροφώντας μέσο, για την αποκοπή FDTD των δικτυωτών πλεγμάτων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 44, Σ. 1630-1639, Δεκεμβρίου 1996.
12. S. Gedney. Τέλεια αντιστοιχημένοι όροι ορίου στρώματος, απορροφώντας στην υπολογιστική ηλεκτροδυναμική :Η Finite-Difference μέθοδος χρόνου-περιοχών, 3η έκδοση, A. Taflove και S. C. Hagness(EDS.), Artech σπίτι, Βοστώνη, 2005, Κεφάλαιο 7, Σ. 273-328.
13. K. L. Shlager και G. S. Smith. Κοντινός-τομέας στον κοντινό-τομέα μετασχηματισμού για τη χρήση με τη μέθοδο FDTD και την αίτησή του στα παλλόμενα προβλήματα κεραιών, ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 30, Σ. 1262-1264, 4 Αυγούστου 1994.
14. K. L. Shlager και G. S. Smith. Η σύγκριση δύο κοντινών-τομέων στον κοντινό-τομέα μετασχηματισμών, εφαρμόστηκε στα παλλόμενα προβλήματα κεραιών, ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 31, Σ. 936-938, 8 Ιουνίου 1995.
15. G. S. Smith. Μια άμεση παραγωγή, μιας σχέσης αμοιβαιότητας ενιαίας-κεραίας για τη χρονική περιοχή, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 52, Σ. 1568-1577, Ιουνίου 2004.
16. J. G. Maloney, M. P. Kesler και G. S. Smith. Γενίκευση PML στην κυλινδρική γεωμετρία, στη 13η ετήσια αναθεώρηση της προόδου σε εφαρμοσμένο υπολογιστικό στην Ηλεκτρομαγνητική, Monterey, CA, Μαρτίου 1997, Σ. 900-908.
17. G. S. Smith και T. W. Hertel. Στην παροδική ακτινοβολία της ενέργειας από τις απλές τρέχουσες διανομές και τις γραμμικές κεραιές, IEEE κεραίες Propag. MAG., εντάσεις 43, Σ. 49-62, Ιουνίου 2001.

18. T. W. Hertel και G. S. Smith. Στη σύγκλιση των κοινών προτύπων τροφών FDTD για τις κεραίες, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 51, Σ. 1771-1779, Αυγούστου 2003.
19. R. W. P. King. Η θεωρία των γραμμικών κεραιών, Γραφείο Πανεπιστημίου του Χάρβαρντ, Κέιμπριτζ, MA, 1956, Σ. 20.
20. J. G. Maloney, K. L. Shlager και G. S. Smith. Ένα απλό πρότυπο FDTD για την παροδική διέγερση των κεραιών από τις γραμμές μετάδοσης, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 42, Σ. 289-292, Φεβρουαρίου 1994.
21. S. Dey και R. Mittra. Ένας τοπικά σύμμορφος finite-difference αλγόριθμος χρόνου-περιοχών (FDTD), για την τρισδιάστατη τέλεια διαμόρφωση διεύθυνσης αντικειμένων, IEEE καθοδηγημένο μικρόκυμα κύμα Lett., εντάσεις 7, Σ. 273-275, Σεπτεμβρίου 1997.
22. A. Taflove, M. Celuch-Marcysiak και S. Hagness. Τοπικά κελιά πρότυπα των λεπτών γεωμετρικών χαρακτηριστικών γνωρισμάτων, στην υπολογιστική ηλεκτροδυναμική: Η Finite-Difference μέθοδος χρόνου-περιοχών, 3η έκδοση, A. Taflove και S. C. Hagness (EDS.), Artech σπίτι, Βοστώνη, 2005, Κεφάλαιο 10, Σ. 407-462.
23. S. Gedney, F. Lansing και N. Chavannes. Ανομοιόμορφα πλέγματα, πλέγματα μη ορθογώνια, μη δομημένα πλέγματα και subgrids, στην υπολογιστική ηλεκτροδυναμική: Η Finite-Difference μέθοδος χρόνου-περιοχών, 3η έκδοση, A. Taflove και S. C. Hagness (EDS.), Artech σπίτι, Βοστώνη, 2005, Κεφάλαιο 11, Σ. 463-516.
24. A. C. Cangellaris και D. B. Wright. Ανάλυση του αριθμητικού λάθους που προκαλείται από την σκαλοπάτι-περπατημένη προσέγγιση ενός ορίου διεύθυνσης στις προσομοιώσεις FDTD των ηλεκτρομαγνητικών φαινομένων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 39, Σ. 1518-1525, Οκτωβρίου 1991.
25. R. Holland. Παγίδες της σκάλας που παγιδεύει, IEEE ηλεκτρομαγνητική συμβατότητα συνδιαλλαγής, εντάσεις 35, Σ. 434-439, Νοεμβρίου 1993.
26. T. W. Hertel και G. S. Smith. Ανάλυση και σχέδιο των κωνικών σπειροειδών κεραιών δύο-βραχιόνων, IEEE ηλεκτρομαγνητική συμβατότητα συνδιαλλαγής, εντάσεις 44, Σ. 25-37, Φεβρουαρίου 2002.

27. T. W. Hertel και G. S. Smith. Στις ιδιότητες διασποράς της κωνικής σπειροειδούς κεραίας και της χρήσης της για την παλλόμενη ακτινοβολία, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής*, εντάσεις 51, Σ. 1426-1433, Ιουλίου 2003.
28. J. D. Dyson. Τα χαρακτηριστικά και ο σχεδιασμός της κωνικής log-spiral κεραίας, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής*, εντάσεις 13, Σ. 488-499, Ιουλίου 1965.
29. K. L. Shlager, G. S. Smith και J. G. Maloney. Ακριβής ανάλυση των κεραιών κέρατων TEM για την ακτινοβολία σφυγμού, *IEEE ηλεκτρομαγνητική συμβατότητα συνδιαλλαγής*, εντάσεις 38, Σ. 414-423, Αυγούστου 1996.
30. R. T. Lee και G. S. Smith. Στη χαρακτηριστική σύνθετη αντίσταση της κεραίας κέρατων TEM, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής*, εντάσεις 52, Σ. 315-318, Ιανουαρίου 2004.
31. R. T. Lee και G. S. Smith. Μία μελέτη σχεδίου για τη βασική κεραία κέρατων TEM, *IEEE κεραίες Propag. MAG.*, εντάσεις 46, Σ. 86-92, Φεβρουαρίου 2004.
32. K. L. Shlager, G. S. Smith και J. G. Maloney. Βελτιστοποίηση των κεραιών τόξο-δεσμών για την ακτινοβολία σφυγμού, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής*, εντάσεις 42, Σ. 975-982, Ιουλίου 1994.
33. E. Chang, S. A. Long και W. F. Richards. Μια πειραματική έρευνα για τις ηλεκτρικά παχιές ορθογώνιες μικρολωριδικές κεραίες, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής*, εντάσεις 34, Σ. 767-772, Ιουνίου 1986.
34. H. Abdallah, W. Wasyliwskyj, K. Parikh και A. Zaghoul. Σύγκριση των υπολογισμών επιστροφής απώλειας με τις μετρήσεις των περιορισμένης ζώνης μικρολωριδικών κεραιών μπαλωμάτων, *ACES J.*, εντάσεις 19, Σ. 184-186, Νοεμβρίου 2004.
35. D. R. Jackson και N. G. Alexopoulos. Απλοί κατά προσέγγιση τύποι για την αντίσταση, το εύρος ζώνης, και την αποδοτικότητα εισαγωγής ενός ηχηρού ορθογώνιου μπαλώματος, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής*, εντάσεις 39, Σ. 407-410, Μαρτίου 1991.
36. S. Chebolu, R. Mittra και W. D. Becker. Η ανάλυση των κεραιών μικροκυμάτων που χρησιμοποιούν τη FDTD μέθοδο, *Microwave J.*, εντάσεις 39, Σ. 134-150, Ιανουαρίου 1996.

37. **J. G. Maloney, P. H. Harms, M. P. Kesler, T. L. Fountain και G. S. Smith.** Νέες, επίπεδες κεραίες που σχεδιάζονται χρησιμοποιώντας το γενετικό αλγόριθμο, στη ράδιο-συνεδρίαση της επιστήμης USNC/URSI του 1999, Ορλάντο, FL, Ιουλίου 1999, Σ. 237.
38. **J. G. Maloney, M. P. Kesler, P. H. Harms, T. L. Fountain και G. S. Smith.** Η τεμαχισμένη κεραία ανοιγμάτων: Ανάλυση FDTD και μέτρηση, στη διάσκεψη χιλιετίας σχετικά με τις κεραίες και τη διάδοση (AP 2000), Davos, Ελβετία, Απριλίου 2000.
39. **J. G. Maloney, M. P. Kesler, P. H. Harms και G. S. Smith.** Τεμαχισμένες κεραίες ανοιγμάτων και ευρυζωνικά επίγεια αεροπλάνα, ΑΜΕΡΙΚΑΝΙΚΟ δίπλωμα ευρεσιτεχνίας αριθ. 6.323.809 B1, 27 Νοεμβρίου 2001
40. **L. N. Pringle, P. H. Harms, S. P. Blalock, G. N. Kiesel, E. J. Kuster, P. G. Friederich, R. J. Prado, J. M. Morris και G. S. Smith.** Μια επαναδιατασσόμενη μονάδα κεραίας ανοιγμάτων, βασισμένη σε μεταστρεφόμενες συνδέσεις μεταξύ των ηλεκτρικά μικρών μεταλλικών μπαλωμάτων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 52, Σ. 1434-1445, Ιουνίου 2004.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 31

ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΚΕΡΑΙΩΝ JIAN – MINGJIN, ZHENG LOU, NORMA RILEY και DOUGLAS RILEY.

31.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η μέθοδος πεπερασμένου στοιχείου (ΜΠΣ) είναι μια αριθμητική διαδικασία για να βρούμε προσεγγιστικές λύσεις σε προβλήματα οριακής τιμής, μαθηματικής φύσης, με τη βοήθεια ενός ηλεκτρονικού υπολογιστή. Η μέθοδος προτάθηκε πρώτα από τον Courant το 1943 για την επίλυση ποικίλων προβλημάτων στη δυναμική θεωρία [1]. Από εκεί και έπειτα η μέθοδος έχει εξελιχθεί και έχει εφαρμοστεί εκτενώς σε προβλήματα δομικής ανάλυσης, και στη συνέχεια αυξανόμενα σε προβλήματα άλλων τομέων. Σήμερα η ΜΠΣ αναγνωρίζεται ως μια διαπρεπή μέθοδο που εφαρμόζεται σε μία ευρεία γκάμα μηχανικών και μαθηματικών προβλημάτων, που περιλαμβάνουν προβλήματα στην μηχανική κεραίας και μικροκυμάτων.

Η πρώτη εφαρμογή της ΜΠΣ στη μηχανική μικροκυμάτων και στην ηλεκτρομαγνητική, εμφανίστηκε το 1969 όταν ο Silvester τη χρησιμοποίησε στην ανάλυση της κυματικής διάδοσης μέσα σε ένα κενό κυματοδηγό [2]. Η σημασία της μεθόδου αναγνωρίστηκε γρήγορα και επιτυχείς εφαρμογές εκτελέστηκαν για την ανάλυση ηλεκτρομαγνητικών, μαγνητοστατικών και προβλημάτων διηλεκτρικού φορτίου κυματοδηγού. Το 1974, ο Mei ανέπτυξε μία τεχνική που συνδύαζε την ΜΠΣ με την επέκταση ιδιοσυνάρτησης, για να αντιμετωπίσει προβλήματα ηλεκτρομαγνητικής ανοικτής περιοχής, όπως η ανάλυση κεραίας και διασκορπισμού

[3]. Το 1982, ο Morin ανέπτυξε μία εναλλακτική μέθοδο για την επίλυση προβλημάτων διασκορπισμού σε ανοικτή περιοχή, η οποία συνδύαζε την ΜΠΣ με μια οριακή ολοκληρωματική εξίσωση [4].

Μία σημαντική εξέλιξη στην ανάλυση πεπερασμένου στοιχείου που αφορούσε προβλήματα ηλεκτρομαγνητικού πεδίου αγωγών, σημειώθηκε τη δεκαετία του 1980 με την εξέλιξη στοιχείων αγωγών αιχμής [5-7]. Αυτά τα νέα στοιχεία σχεδιάζουν επακριβώς τη φύση των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων και καταρρίπτουν πολλές από τις προκλήσεις που σχετίζονται με παραδοσιακά δεσμικά κλιμακωτά στοιχεία. Από την εξέλιξη των στοιχείων αγωγών, η ΜΠΣ έχει γίνει μία πολύ ισχυρή αριθμητική τεχνική στην υπολογιστική ηλεκτρομαγνητική. Σήμερα η μέθοδος χρησιμοποιείται το κύριο εργαλείο σχεδιασμού για κεραίες και συσκευές μικροκυμάτων. Η βασική αρχή της μεθόδου, καθώς και μια ποικιλία εφαρμογών της έχουν περιγραφεί σε πολλά βιβλία, όπως αυτά των Silvester και Ferrari [8], του Jin [9], και των Volakis, Chatterjee και Kempel [10].

Η εφαρμογή της ΜΠΣ στην ανάλυση και το σχεδιασμό διαφόρων τύπων κεραίας χρονολογείται στη δεκαετία του 1970, όταν ο Mei ανέπτυξε την πρώτη ακριβή προσέγγιση που έδωσε τη δυνατότητα στην ΜΠΣ να επιλύσει μη δεσμικά προβλήματα ανοικτής περιοχής [3]. Η μέθοδος εφαρμόστηκε σε αξονοσυμμετρικές κεραίες. Για πολλά χρόνια, η ΜΠΣ περιοριζόταν σε απλοποιημένα δισδιάστατα πρότυπα κεραιών λόγω της δυσκολίας της χρήσης δεσμικών στοιχείων στην προτυποποίηση ηλεκτρομαγνητικών πεδίων αγωγών [11, 12]. Η πρώτη τρισδιάστατη ανάλυση κεραιών πεπερασμένου στοιχείου πλήρους κύματος εμφανίστηκε στα πρώτα χρόνια της δεκαετίας του 1990 [13], χάρη στην εξέλιξη των στοιχείων αιχμής. Από εκεί και έπειτα, μία ποικιλία των αριθμητικών τεχνικών που βασίζονται στην ΜΠΣ έχουν αναπτυχθεί για την ανάλυση και την προσομοίωση διαφόρων κεραιών και διατάξεων κεραίας. Αυτό που αξίζει να σημειώσουμε είναι ότι οι αριθμητικές τεχνικές που βασίζονται στην ΜΠΣ έχουν εξελιχθεί για να αναλύουν πολυδιάστατα περιοδικές διατάξεις κεραίας [14-17], κεραίες πεπερασμένης διάταξης [18-21], κεραίες περίπλοκης αιχμής [22-26] κεραίες εισαγωγής [27-29], κεραίες διηλεκτρικού φακού [30-31], κεραίες που είναι τοποθετημένες σε περίπλοκα υλικά [32,33] και κεραίες που στηρίζονται σε πεπερασμένη πλακέτα [34-38]. Οι περισσότερες από αυτές τις τεχνικές αναπτύχθηκαν για ανάλυση στο πεδίο συχνότητας. Για την

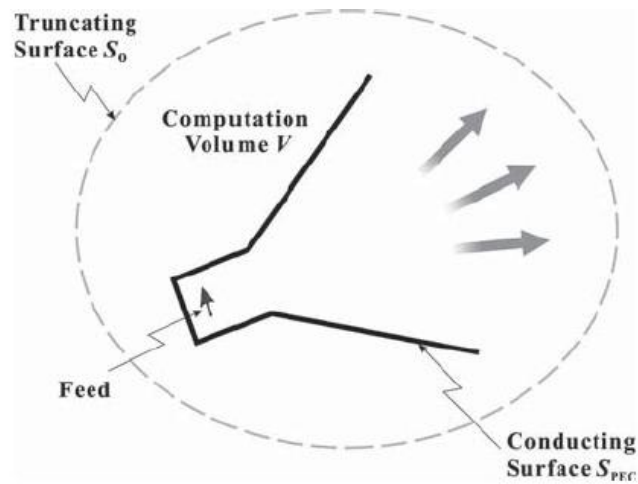
εκτέλεση μίας σαρωτικής ανάλυσης συχνότητας, μία τεχνική μείωσης τάξης προτύπου έχει επίσης προταθεί [39, 40]. Πρόσφατα, η ΜΠΣ έχει αναπτυχθεί για την ανάλυση κεραίας απευθείας στο πεδίο χρόνου [41-44]. Μία τέτοιου είδους ανάλυση στο πεδίο χρόνου είναι σημαντικά χρήσιμη στον χαρακτηρισμό των αντιδράσεων μεγάλης εμβέλειας και είναι ικανή να προτυποποιεί μη γραμμικά υλικά και συσκευές. Καινούργια αριθμητικά σχήματα έχουν αναπτυχθεί για την ανάλυση πεπερασμένων και απείρων περιόδων διατάξεων κεραίας, που χρησιμοποιούν μορφοποιήσεις πεπερασμένου στοιχείου στο πεδίο χρόνου [45-47].

31.2 ΜΟΡΦΟΠΟΙΗΣΗ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

Πρώτα μορφοποιούμε την ανάλυση πεπερασμένου στοιχείου στο πεδίο συχνότητας. Σκεφθείτε μια χαρακτηριστική κεραία, που φαίνεται στο Σχέδιο 31.1. Αυτή η κεραία δέχεται διέγερση από μια κυματική πηγή με πυκνότητα ηλεκτρικού ρεύματος j_{imp} . Αυτό το ρεύμα ακτινοβολεί ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που τροποποιείται από την κεραία. Ο κύριος στόχος της ανάλυσης μίας κεραίας είναι να προβλέψει τα χαρακτηριστικά λειτουργίας της κεραίας, που περιλαμβάνουν την σύνθετη διηλεκτρική αντίσταση εισαγωγής και τα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας. Σε αυτό το σημείο θα πρέπει να επιλύσουμε τις εξισώσεις του Maxwell:

$$(31.01) \quad \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} - \mathbf{M}_{imp}$$

$$(31.02) \quad \nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} + \mathbf{J}_{imp}$$



Truncating Surface S_0 : Επιφάνεια Τομής S_0 , Computation Volume V : Όγκος Υπολογισμού V , Feed : Τροφοδοσία , Conducting Surface: Αγωγική Επιφάνεια , **Σχέδιο 31.1.** Υπολογιστική περιοχή για την ανάλυση πεπερασμένου στοιχείου κεραίας. Μία κατασκευασμένη επιφάνεια τέμνει την περιοχή υπολογισμού σε ένα πεπερασμένο όγκο.

$$(31.03) \quad \nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = -\frac{1}{j\omega} \nabla \cdot \mathbf{J}_{imp}$$

σε συνδυασμό με τον περιοριστικό όρο:

$$(31.04) \quad \nabla \cdot (\mu \mathbf{H}) = -\frac{1}{j\omega} \nabla \cdot \mathbf{M}_{imp}$$

$$(31.05) \quad \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E} = \mathbf{0} \text{ on } S_{PEC}$$

όπου το SPEC δηλώνει την τέλεια ηλεκτρική αγωγιμότητα (ΤΗΑ) της επιφάνειας της κεραίας. Στην εξ. (31.1.) το \mathbf{M}_{imp} δηλώνει την πυκνότητα μαγνητικού ρεύματος ενός αποτυπωμένου μαγνητικού ρεύματος. Αν και ένα μαγνητικό ρεύμα δεν υπάρχει στην

πραγματικότητα, είναι μια χρήσιμη ποσότητα στο σχεδιασμό προτύπων συγκεκριμένης τροφοδοσίας κεραίας, όπως η γεννήτρια μαγνητικής πηγής. Σε συνδυασμό με την Εξ. (31.5), τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία πρέπει να ικανοποιούν τον όρο της ακτινοβολίας του Sommerfeld στο άπειρο :

$$(31.06) \quad \lim_{r \rightarrow \infty} r \left[\nabla \times \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} + jk_0 \hat{r} \times \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} \right] = \mathbf{0}$$

όπου k_0 είναι ο αριθμός κυμάτων στον ελεύθερο χώρο. Το ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα που ορίζεται στις Εξισώσεις (31.1.) – (31.6) λύνεται αναλυτικά μόνο σε λίγες περιπτώσεις όπου το SPEC έχει ένα πολύ απλό σχήμα. Για τα περισσότερα πρακτικά προβλήματα θα πρέπει να καταφύγουμε σε μια αριθμητική μέθοδο όπως η ΜΠΣ. Αφού η κεραία ακτινοβολεί ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο στο άπειρο, το πρόβλημα έχει χώρο λύσης μη δεσμευμένο. Για τη χρήση της ΜΠΣ, αυτός ο μη δεσμευμένος χώρος θα πρέπει να καταταμηθεί σε ένα πεπερασμένο χώρο. Αυτό επιτυγχάνεται με την εισαγωγή μίας πλασματικής επιφάνειας που θα περικλείσει την κεραία. Αυτή η επιφάνεια δηλώνεται ως S_0 στο Σχέδιο 31.1. Για να καθορίσουμε ειδικώς το ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα που δεσμεύεται από την S_0 , θα πρέπει να συγκεκριμενοποιήσουμε ένα δεσμευτικό όρο στην S_0 . Αυτός ο δεσμευτικός όρος θα έπρεπε να καταστήσει την S_0 όσο το δυνατόν πιο διαφανή στο ακτινοβολούμενο πεδίο. Ο ιδανικός δεσμευτικός όρος είναι να καταστήσουμε την S_0 εντελώς διαφανή, έτσι ώστε το ακτινοβολούμενο πεδίο να μπορεί να τη διαπεράσει χωρίς παραμόρφωση ή αντανάκλαση. Αυτό, δυστυχώς, δεν είναι δυνατόν πρακτικά. Έτσι λοιπόν εφαρμόζουμε ένα προσεγγιστικό δεσμευτικό όρο.

$$(31.07) \quad \hat{n} \times \nabla \times \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} + jk_0 \hat{n} \times \hat{n} \times \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} \approx \mathbf{0} \text{ on } S_0$$

που είναι παρόμοιος με τον όρο ακτινοβολίας του Sommerfeld στην Εξ. (31.6). Αυτός ο εγγύς όρος ακτινοβολίας ονομάζεται απορροφών δεσμευτικός όρος πρώτης τάξης (ΑΔΟ). Για να είναι λογικά ακριβής ο ΑΔΟ, η S_0 πρέπει να τοποθετηθεί σε κάποια απόσταση από την κεραία. Μία πιο ακριβής περιγραφή της τεμαχισμένης επιφάνειας S_0 δίνεται στον τομέα 31.4.

Το ηλεκτρομαγνητικό πρόβλημα που ορίζεται στις Εξισώσεις (31.1) – (31.5). και (31.7) μπορεί να επιλυθεί υπό όρους του ηλεκτρικού πεδίου E ή του μαγνητικού πεδίου H . Εδώ περιγράφουμε τη διαδικασία λύσης για το ηλεκτρικό πεδίο· το μαγνητικό πεδίο μπορεί να επιλυθεί με παρόμοιο τρόπο. Με την παράλειψη του H στις εξισώσεις (31.1) – (31.4) μπορούμε να έχουμε την εξίσωση κύματος αγωγού για το E ως

$$(31.08) \quad \nabla = \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times E \right) - k_0^2 \epsilon_r E = -jk_0 Z_0 J_{imp} - \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu_r} \right), \text{ in } V$$

όπου $\mu_r = \mu/\mu_0$ και $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$ είναι η σχετική διαπερατότητα και ανεκτικότητα αναλόγως, $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ και $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ είναι ο αριθμός κυμάτων στον ελεύθερο χώρο και η ενδογενής σύνθετη αντίσταση και το V δηλώνει τον όγκο που περικλείεται από την S_0 . Για να λύσουμε την Εξ. (31.8) για το E , μπορούμε να πολλαπλασιάσουμε την Εξ. (31.8) με μια κατάλληλη συνάρτηση εξέτασης T και να ολοκληρωματοποιήσουμε πάνω στο V για να βρούμε

$$(31.09) \quad \iiint_V \mathbf{T} \cdot \left[\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} \right] dV = - \iiint_V \mathbf{T} \cdot \left[j k_0 Z_0 \mathbf{J}_{imp} + \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu_r} \right) \right] dV$$

Με το να επικαλούμαστε την ταυτότητα αγωγού

$$(31.10) \quad \mathbf{T} \cdot \left[\nabla \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) \right] = \frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{T}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - \nabla \cdot \left[\mathbf{T} \cdot \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) \right]$$

και το θεώρημα του Gauss,

$$(31.11) \quad \iiint_V \nabla \cdot \left[\mathbf{T} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) \right] dV = \oint_{S_0} \left[\mathbf{T} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) \right] \cdot d\mathbf{S}$$

Έχουμε:

$$(31.12) \quad \iiint_V \left[\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{T}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{T} \cdot \mathbf{E} \right] dV = \iint_{S_{PEC}} \frac{1}{\mu_r} (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{T}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) dS - j k_0 \oint_{S_0} (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{T}) \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}) dS - \iiint_V \mathbf{T} \cdot \left[j k_0 Z_0 \mathbf{J}_{imp} + \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu_r} \right) \right] dV$$

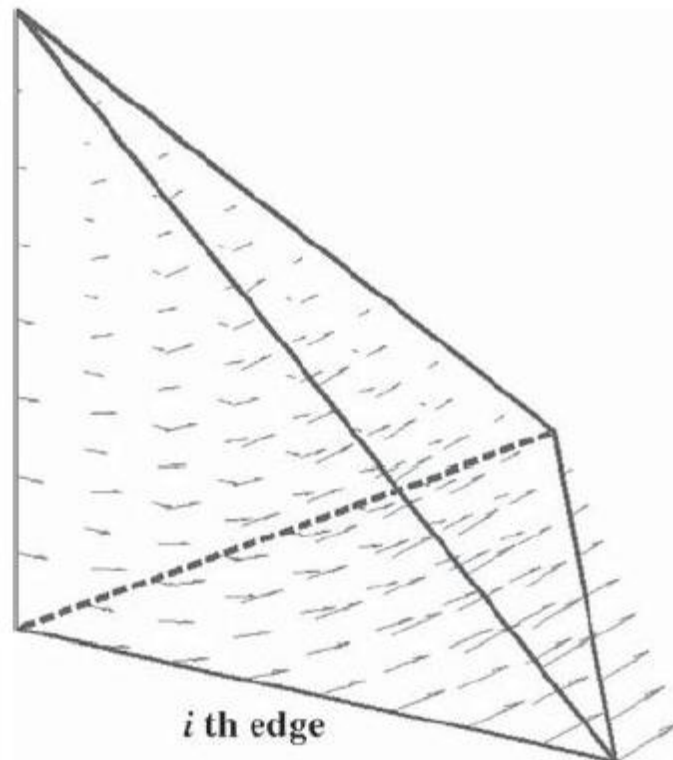
μετά την εφαρμογή του ΑΔΟ πρώτης τάξης στην Εξ. (31.7).

Για να βρούμε μια αριθμητική λύση της Εξ. (31.12) με την ΜΠΣ, ολόκληρος ο όγκος V πρώτα χωρίζεται σε μικρά πεπερασμένα στοιχεία, όπως εξάεδρα, τετράεδρα, πρίσματα, και/ή πυραμιδικά τμήματα. Μέσα σε κάθε μικρό όγκο πεπερασμένου στοιχείου, το \mathbf{E} μπορεί να παρεμβληθεί με τη χρήση ενός συνόλου διακριτών τιμών. Μία προσέγγιση είναι να καθορίσουμε το \mathbf{E} σε κάποια σημεία πάνω στο στοιχείο και

μετά να παρεμβάλλουμε το E κάπου αλλού με τη χρήση κλιμακωτών συναρτήσεων παρεμβολής. Αυτή η προσέγγιση αποδεικνύεται πολύ προβληματική εξαιτίας της δυσκολίας του να εφαρμόσουμε σωστούς περιοριστικούς όρους στο παρεμβαλλόμενο πεδίο E . Μία καλύτερη προσέγγιση είναι να καθορίσουμε την εφαπτόμενη συνισταμένη του E σε κάθε άκρη του στοιχείου και μετά να παρεμβάλλουμε το E κάπου αλλού με τη χρήση ενός συνόλου συναρτήσεων βάσης αγωγού / διανύσματος. Για παράδειγμα, το πεδίο σε ένα τετράεδρο στοιχείο μπορεί να παρεμβληθεί ως:

$$(31.13) \quad E^e(x, y, z) = \sum_{i=1}^6 N_i^e(x, y, z) E_i^e$$

όπου το E_i^e δηλώνει την εφαπτόμενη συνιστώσα του E στην άκρη i του στοιχείου e , και το N_i^e είναι η αντιστοιχούμενη παρεμβολή ή συνάρτηση βάσης.



i th edge: πλευρά i του τετράεδρου, **Σχέδιο 31.2**. Συνάρτηση βάσης αγωγού /διανύσματος για ένα τετράεδρο στοιχείο. Υπάρχουν έξι συναρτήσεις βάσης αγωγού /διανύσματος για ένα τετράεδρο στοιχείο που σχετίζεται με τις έξι αιχμές.

Δηλώνοντας τις συντεταγμένες ενός τριγώνου τετραέδρου ως $\lambda_l (l=1,2,3,4)$ [8], η συνάρτηση βάσης αγωγού που σχετίζεται με την πλευρά που συνδέει τους δεσμούς α και β μπορεί να γραφτεί ως:

$$(31.14) \quad N_{\alpha\beta}^e(r) = \lambda_l \nabla \lambda_k - \lambda_k \nabla \lambda_l$$

όπου (α, β, k, l) είναι οι έξι μεταθέσεις των $(1,2,4,4)$ όπως αυτή $\alpha < \beta$. Το Σχέδιο 31.2 δείχνει μία από τις συναρτήσεις βάσης αγωγού πρώτης τάξης για ένα τετράεδρο στοιχείο. Ξεκάθαρα, τέτοιες συναρτήσεις βάσης έχουν μια εφαπτόμενη συνισταμένη κατά μήκος μόνο της σχετιζόμενης αιχμής και έτσι διασφαλίζουν την εφαπτόμενη συνέχεια του παρεμβαλλόμενου πεδίου ενώ ταυτόχρονα επιτρέπουν στη φυσιολογική συνισταμένη να είναι ασυνεχής σε μια υλική ασυνέχεια. Έτσι λοιπόν σχεδιάζουν ακριβώς τη φύση του πεδίου αγωγού E . Συναρτήσεις βάσης αγωγού ανώτερης τάξης μπορούν επίσης να κατασκευαστούν για να επιτύχουμε μεγαλύτερη ακρίβεια παρεμβολής.

Όταν το πεδίο E παρεμβάλλεται σε κάθε στοιχείο, με τη χρήση των εφαπτόμενων τιμών του στις αιχμές του στοιχείου, το πεδίο E στο συνολικό όγκο V μπορεί να εκφραστεί ως

$$(31.15) \quad E = \sum_{i=1}^{N_{edge}} N_i E_i$$

όπου το N_{edge} δηλώνει το συνολικό αριθμό πλευρών που εξαιρούν αυτές στην επιφάνεια SPEC, το E_i δηλώνει την εφαπτόμενη συνισταμένη του E στην πλευρά i , και το N_i είναι η αντίστοιχη συνάρτηση βάσης. Προφανώς, για μια πλευρά μέσα στο V , το N_i επεκτείνεται για μερικά γειτονικά στοιχεία που μοιράζονται την κοινή πλευρά. Σημειώστε επίσης ότι με την εξαίρεση των πλευρών της Spec στην Εξ. (31.15) το παρεμβαλλόμενο πεδίο ικανοποιεί τον περιοριστικό όρο που απαιτείται στην Εξ. (31.5).

Αντικαθιστώντας την Εξ. (31.15) με την Εξ. (31.12) και με τη χρήση του ίδιου N_i ως σημαίνουσα συνάρτηση T , έχουμε:

$$(31.16) \quad \sum_{j=1}^{N_{edge}} K_{ij} E_j = b_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_{edge}$$

Όπου:

$$(31.17) \quad K_{ij} = \iiint_V \left[\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times N_i) \cdot (\nabla \times N_j) - k_0^2 \epsilon_r N_i \cdot N_j \right] dV + jk_0 \iint_{S_0} (\hat{n} \times N_i) \cdot (\hat{n} \times N_j) dS$$

$$(31.18) \quad b_i = - \iiint_V N_i \cdot \left[jk_0 Z_0 J_{imp} + \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu_r} \right) \right] dV$$

Σημειώστε ότι το ολοκλήρωμα πάνω στην SPEC στην Εξ. (31.12) εξαφανίζεται εδώ αφού $\hat{n} \times N_i = 0$ πάνω στην SPEC. Η Εξ. (31.16) μπορεί να γραφτεί σε σύμπτυξη

$$(31.19) \quad [K]\{E\} = \{b\}$$

και μπορεί να λυθεί για το $\{E\}$. Καθώς οι αλληλεπιδράσεις των στοιχείων στην Εξ. (31.17) είναι τοπικές φύσει, το $[K]$ είναι ένας αραιός και συμμετρικός πίνακας που μπορεί να λυθεί επαρκώς με τη χρήση ενός επιλυτή αραιού πίνακα. Μόλις βρεθεί το $\{E\}$, το πεδίο παντού στο V μπορεί να υπολογιστεί με τη χρήση της Εξ. (31.15), από την οποία άλλες παράμετροι όπως η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής και σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας μπορούν να υπολογιστούν.

Η μορφοποίηση μπορεί εύκολα να επεκταθεί, στην υπόθεση όπου τα μ και ϵ είναι τενυστές που αντιπροσωπεύουν ένα ανισοτροπικό υλικό. Ως μία μορφοποίηση που βασίζεται στο πεδίο συχνότητας, μπορεί εύκολα να διαχειριστεί διασκορπιστικά υλικά αφού η προσομοίωση εκτελείται μόνο σε μία μονή συχνότητα.

31.3 ΜΟΡΦΟΠΟΙΗΣΗ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ

Η μορφοποίηση πεπερασμένου στοιχείου που περιγράψαμε στον Τομέα 31.2. λειτουργεί στο πεδίο συχνότητας. Θεωρεί τη συχνότητα ως δεδομένη παράμετρο και επιλύει για το ηλεκτρικό πεδίο σε αυτή την συγκεκριμένη συχνότητα. Παρ' όλα αυτά, στις περισσότερες αναλύσεις κεραίας ενδιαφερόμαστε για τα χαρακτηριστικά μιας κεραίας σε μια έκταση συχνότητας. Σε μια τέτοια περίπτωση, συχνά πρέπει να επαναλάβουμε μία ανάλυση που βασίζεται στη συχνότητα, για πολλές συχνότητες, το

οποίο ίσως είναι αρκετά χρονοβόρο για κεραίες μικρής και μεγάλης εμβέλειας. Για τις κεραίες μικρής συχνότητας, τα χαρακτηριστικά κεραίας αλλάζουν ραγδαία με συχνότητα λόγω της συνήχησης. Ένα πολύ μικρό διάστημα συχνότητας θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί, για να απεικονίσουμε ακριβώς τις αυξομειώσεις της σύνθεσης ηλεκτρικής αντιστάσεως κοντά στη συνήχηση. Για τις κεραίες μεγάλης εμβέλειας, το διάστημα συχνότητας μπορεί να είναι μεγαλύτερο· παρ' όλα αυτά όλη η εμβέλεια συχνότητας ίσως είναι πολύ μεγάλη και έτσι να απαιτεί πολλά δείγματα συχνότητας. Επιπρόσθετα, είναι δύσκολο να προτυποποιήσουμε ακριβώς μη γραμμικές συσκευές ή μέσα με τη χρήση μιας μεθόδου που βασίζεται στο πεδίο συχνότητας. Αυτές οι δύο προκλήσεις μπορούν να μετριαστούν με τη χρήση της ΜΠΣ, όταν αυτή μορφοποιείται στο πεδίο χρόνου.

Στο πεδίο χρόνου, οι πρώτες δύο από τις εξισώσεις του Maxwell, (31.1) και (31.2) γίνονται:

$$(31.20) \quad \nabla \times \mathbf{E}_{(t)} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}_{(t)}}{\partial t} - \mathbf{M}_{imp(t)}$$

$$(31.21) \quad \nabla \times \mathbf{H}_{(t)} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}_{(t)}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}_{(t)} + \mathbf{J}_{imp}(t)$$

όπου το σ δηλώνει την αγωγιμότητα. Ο περιοριστικός όρος στην τέλεια επαγωγική επιφάνεια παραμένει ίδιος με την Εξ. (31.5) και ο περιοριστικός όρος που αντιστοιχεί στην Εξ. (31.7) γίνεται

$$(31.22) \quad \hat{\mathbf{n}} \times \left(\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \right) + \mathbf{Y}_0 \hat{\mathbf{n}} \times \left(\hat{\mathbf{n}} \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) \approx \mathbf{0}, \quad S_0$$

πάνω στην επιφάνεια S_0 (31.22) όπου $Y_0 = 1/Z_0$. Με την εξουδετέρωση του μαγνητικού πεδίου από τις Εξ. (31.20) και (31.21), έχουμε την εξίσωση κύματος αγωγού για το ηλεκτρικό πεδίο.

$$(31.23) \quad \nabla \times \left[\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E}(t) \right] + \varepsilon \frac{\theta^2 \mathbf{E}(t)}{\theta t^2} + \sigma \frac{\theta \mathbf{E}(t)}{\theta t} = -\frac{\theta J_{imp}}{\theta t} - \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu} \right)$$

και την πιο αδύναμη παρουσίασή της

$$(31.24) \quad \iiint_V \left[\frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{T}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) + \varepsilon \mathbf{T} \cdot \frac{\theta^2 \mathbf{E}}{\theta t^2} + \sigma \mathbf{T} \cdot \frac{\theta \mathbf{E}}{\theta t} \right] dV + Y_0 \oint_{S_0} (\widehat{\mathbf{n}} \times \mathbf{T}) \cdot (\widehat{\mathbf{n}} \times \frac{\theta \mathbf{E}}{\theta t}) dS = - \iiint_V \mathbf{T} \cdot \left[\frac{\theta J_{imp}}{\theta t} + \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu} \right) \right] dV$$

Η παραγωγή ακολουθεί αυτήν στο πεδίο συχνότητας. Σημειώστε ότι η εξεταστική συνάρτηση αγωγού υποτίθεται ότι ισχύει για να ικανοποιεί τον περιοριστικό όρο $\mathbf{n} \times \mathbf{T} = 0$ στην επιφάνεια SPEC, αφού η Εξ. (31.5) εφαρμόζεται στη λύση της Εξ. (31.24).

Για να βρούμε τη λύση πεπερασμένου στοιχείου της Εξ. (31.24), πρώτα εκτελούμε τη χωρική διακριτοποίηση με τον ίδιο ακριβώς τρόπο όπως στο πεδίο συχνότητας. Πιο συγκεκριμένα, με την υποδιαίρεση του όγκου λύσης σε μικρά πεπερασμένα στοιχεία και με την επέκταση του ηλεκτρικού πεδίου μέσα σε κάθε τέτοιου ηλεκτρικού πεδίου μέσα σε κάθε τέτοιο στοιχείο με τη χρήση των συναρτήσεων βάσης αγωγού, μπορούμε να εκφράσουμε το ηλεκτρικό πεδίο ως:

$$(31.25) \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^{N_{edge}} N_i(\mathbf{r}) \mathbf{E}_i(t)$$

Αντικαθιστώντας αυτό στην Εξ. (31.24) αποφέρει μια συνηθισμένη διαφορική εξίσωση δεύτερης τάξης.

$$(31.26) \quad [T] \frac{d^2\{E\}}{dt^2} + [R] \frac{d\{E\}}{dt} + [S]\{E\} = \{f\}$$

όπου τα $[T]$, $[R]$ και $[S]$ αντιπροσωπεύουν αραιούς, συμμετρικούς πίνακες των οποίων τα στοιχεία δίνονται από:

$$(31.27) \quad T_{ij} = \iiint_V \epsilon N_i \cdot N_j dV$$

$$(31.28) \quad R_{ij} = \iiint_V \sigma N_i \cdot N_j dV + Y_0 \oint_{S_0} (\hat{n} \times N_i) \cdot (\hat{n} \times N_j) dS$$

$$(31.29) \quad S_{ij} = \iiint_V \frac{1}{\mu} (\nabla \times N_i) \cdot (\nabla \times N_j) dV$$

Επιπρόσθετα, $\{E\} = [E1, E2 \dots ENedge]^T$ και τα στοιχεία του αγωγού διέγερσης $\{f\}$ δίνονται από

$$(31.30) \quad f_i = - \iiint_V N_i \cdot \left[\frac{\theta J_{imp}}{\theta t} + \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu} \right) \right] dV$$

Η Εξ. (31.26) μπορεί να λυθεί με τη χρήση άμεσης ολοκλήρωσης ή με τη μέθοδο πεπερασμένης διαφοράς [9]. Στη μέθοδο πεπερασμένης διαφοράς, η μεταβλητή χρόνου t διακριτοποιείται ομοιόμορφα έτσι ώστε να αντιπροσωπεύεται από τη σχέση $t = n\Delta t$ ($n = 0, 1, \dots$), όπου Δt χαρακτηρίζει το διάστημα χρόνου. Η συνεχής διαφοροποίηση προσεγγίζεται τότε από μια πεπερασμένη διαφορά, που αποφέρει μια εξίσωση που επιτρέπει τον υπολογισμό του αγνώστου αγωγού $\{E\}$, βασιζόμενος σε προηγούμενες τιμές του. Αυτή η διαδικασία ονομάζεται διασκελισμός χρόνου. Όπως φαίνεται στον Jin [9], η χρήση προχωρημένης -νου διαφόρισης/διαφορισμού θα έχει ως αποτέλεσμα μια ασταθή εξίσωση διασκελισμού χρόνου. Η χρήση οπισθοδρομικής -κού διαφόρισης /διαφορισμού θα έχει ως αποτέλεσμα μία χωρίς όρους σταθερή (το διάστημα χρόνου μεγέθους Δt δεν περιορίζεται από τη χωρική διακριτοποίηση) εξίσωση διασκελισμού χώρου, που δυστυχώς έχει ακρίβεια πρώτης τάξης μόνο – η ακρίβεια της λύσης είναι αναλογική του $O(\Delta t)$. Η χρήση κεντρικής διαφόρισης / διαφορισμού θα αποφέρει μία εξίσωση διασκελισμού χρόνου ακρίβειας δεύτερης τάξης, που είναι σταθερή υπό όρους – ο διασκελισμός χρόνου είναι σταθερός μόνο όταν το Δt είναι μικρότερο από μια σταθερή τιμή που υποδεικνύεται από τη χωρική διακριτοποίηση. Για την Εξ. (31.26), η καλύτερη λύση είναι να χρησιμοποιήσουμε ένα τύπο διαφόρισης /διαφορισμού που προέρχεται από τη μέθοδο ολοκλήρωσης Newmark – beta [48 -50], που είναι ισότιμο με τη χρήση της κεντρικής διαφόρισης /διαφορισμού για διαφοροποιήσεις πρώτης και δεύτερης τάξης

$$(31.31) \quad \frac{d\{E\}}{dt} \approx \frac{\{E\}^{(n+1)} - \{E\}^{(n-1)}}{2\Delta t}$$

$$(31.32) \quad \frac{d^2\{E\}}{dt^2} \approx \frac{\{E\}^{(n+1)} - 2\{E\}^{(n)} + \{E\}^{(n-1)}}{(\Delta t)^2}$$

και με τη χρήση ενός σημαίνοντα μέσου όρου για τις αδιαφοριτοποίητες / αδιαφορικές ποσότητες

$$(31.33) \quad \{E\} \approx \beta\{E\}^{(n+1)} + (1 - 2\beta)\{E\}^{(n)} + \beta\{E\}^{(n-1)}$$

$$(31.34) \quad \{f\} \approx \beta\{f\}^{(n+1)} + (1 - 2\beta)\{f\}^{(n)} + \beta\{f\}^{(n-1)}$$

όπου β είναι μια παράμετρος που παίρνει τιμές από το 0 έως 1. Στις Εξ. (31.31) – (31.34), ο δείκτης δηλώνει το χρόνο στον οποίο η σχετιζόμενη ποσότητα παίρνει τιμές· για παράδειγμα, το $\{E\}^{(n)}$ δηλώνει τον αγωγό $\{E\}$ που παίρνει τιμές στο $t = n \Delta t$. Αντικαθιστώντας αυτά στην Εξ. (31.26) έχουμε

(31.35)

$$\left\{ \frac{1}{(\Delta t)^2} [T] + \frac{1}{2\Delta t} [R] + \beta[S] \right\} \{E\}^{(n+1)} = \left\{ \frac{2}{(\Delta t)^2} [T] - (1 - 2\beta)[S] \right\} \{E\}^{(n)} - \left\{ \frac{1}{(\Delta t)^2} [T] - \frac{1}{2\Delta t} [R] + \beta[S] \right\} \{E\}^{(n-1)} + \beta\{f\}^{(n+1)} + (1 - 2\beta)\{f\}^{(n)} + \beta\{f\}^{(n-1)}$$

Προφανώς, όταν $\beta = 0$, αυτή η εξίσωση συμπυκνώνεται σε αυτήν που είχαμε από τη χρήση της κεντρικής – κού διαφορίσης / διαφορισμού. Παρ' όλα αυτά είναι φανερό ότι όταν $\beta \geq 1/4$, αυτή η εξίσωση είναι σταθερή χωρίς όρους [49] ενώ διατηρεί ακρίβεια δεύτερης τάξης. Με δεδομένες τις αρχικές τιμές του $\{E\}$, ειδικά τα $\{E\}^{(0)}$ και $\{E\}^{(1)}$, καθώς και τις τιμές του αγωγού διέγερσης $\{f\}$, η Εξ. (31.35) μπορεί να εφαρμοστεί

για να υπολογίσουμε όλες τις ακόλουθες τιμές για το $\{E\}$. Για να υπολογίσουμε κάθε νέο $\{E\}$, θα πρέπει να λύσουμε μια εξίσωση πίνακα σε κάθε διάστημα χρόνου.

Η μορφοποίηση που περιγράφεται πιο πάνω υποθέτει ότι τα μέσα που εμπλέκονται δεν χαρακτηρίζονται από διασκορπισμό. Με άλλα λόγια, η διαπερατότητα μ και η ανεκτικότητα ϵ είναι αμετάβλητες όσον αφορά τη συχνότητα. Αυτή η μορφοποίηση μπορεί να τροποποιηθεί για τη χρήση μέσων με διασκορπισμό [51, 52] και για να το επιδείξουμε, σκεφτόμαστε την περίπτωση όπου η ανεκτικότητα ϵ είναι μια συνάρτηση συχνότητας ενώ η διαπερατότητα μ παραμένει ανεξάρτητη από τη συχνότητα (ηλεκτρικά διασκορπιστικό υλικό). Σε αυτήν την περίπτωση, η πυκνότητα ηλεκτρικής ροής $D(t)$ σχετίζεται με την ένταση ηλεκτρικού πεδίου $E(t)$ μέσω της συστατικής σχέσης

$$(31.36) \quad D(t) = \epsilon_0 \epsilon_\infty E(t) + \epsilon_0 \chi_e(t) \otimes E(t) = \epsilon_0 \epsilon_\infty E(t) + \epsilon_0 \int_0^1 \chi_e(t - \tau) E(\tau) d\tau$$

όπου το ϵ δηλώνει την περιοριστική τιμή υψηλής συχνότητας για τη σχετική (permittivity)^{ro}, $\chi_e(t)$ αντιπροσωπεύει τον ηλεκτρικό ταυστή ευαισθησίας, και το \mathbf{X} δηλώνει την περιέλιξη χρόνου. Από τις εξισώσεις του Maxwell, έχουμε

$$(31.37) \quad \nabla \times \left[\frac{1}{\mu} \nabla \times E(t) \right] + \epsilon_0 \epsilon_\infty \frac{\partial^2 E(t)}{\partial t^2} + \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\chi_e(t) \otimes E(t)] = - \frac{\partial J_{imp}}{\partial t} - \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu} \right)$$

Σημειώνοντας αυτό:

$$(31.38) \quad \frac{\partial}{\partial t} [\chi_e(t) \otimes E(t)] = \chi_e(0)E(t) + \int_0^1 \frac{d}{dt} \chi_e(1-\tau)E(\tau) d\tau$$

και

$$(31.39) \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\chi_e(t) \otimes E(t)] = \chi_e(0) \frac{\partial E(t)}{\partial t} + \left[\frac{d}{dt} \chi_e(t) \right]_{t=0} E(t) + \int_0^1 \frac{d^2}{dt^2} \chi_e(t-\tau)E(\tau) d\tau = \chi_e(0) \frac{\partial E(t)}{\partial t} + \dot{\chi}_e(0)E(t) + \ddot{\chi}_e(t) \otimes E(t)$$

Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (31.39), (31.37) μπορεί να γραφτεί ως:

$$(31.40) \quad \nabla \times \left[\frac{1}{\mu} \nabla \times E(t) \right] + \epsilon_0 \epsilon_\infty \frac{\partial^2 E(t)}{\partial t^2} + \epsilon_0 \chi_e(0) \frac{\partial E(t)}{\partial t} + \epsilon_0 \dot{\chi}_e(0) E(t) + \epsilon_0 \ddot{\chi}_e(t) \otimes E(t) = -\frac{\partial J_{imp}}{\partial t} - \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu} \right)$$

Ο αδύναμος τύπος παρουσίασης της εξίσωσης (31.40) προέρχεται απο:

$$(31.41) \quad \iiint_V \left[\frac{1}{\mu} (\nabla \times T) \cdot (\nabla \times E) + \epsilon_0 \epsilon_\infty T \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \epsilon_0 \chi_e(0) T \cdot \frac{\partial E}{\partial t} + \epsilon_0 \dot{\chi}_e(0) T \cdot E + \epsilon_0 T \cdot \ddot{\chi}_e(e) \otimes E \right] dV + Y_0 \iint_{S_0} (\hat{n} \times T) \cdot \left(\hat{n} \times \frac{\partial E}{\partial t} \right) dS = - \iiint_V \left[\frac{\partial J_{imp}}{\partial t} + \nabla \times \left(\frac{M_{imp}}{\mu} \right) \right] dV$$

Η διακριτοποίηση πεπερασμένου στοιχείου της Εξ. (31.41) ακολουθεί την ίδια διαδικασία όπως αυτή που περιγράψαμε πριν. Για υλικά τύπου plasma, Debye και Lorenz, η διακριτοποίηση πεπερασμένου στοιχείου της περιόδου περιέλιξης αποφέρει το $|Z|$, $\{\psi\}$ όπου $|Z|$ είναι ένας συνεχής πίνακας και $\{\psi\}$ είναι ο αγωγός του οποίου οι τιμές δίνονται από τη σχέση:

$$(31.42) \quad \psi_i(t) = \varphi(t) \otimes E_i(t)$$

Σε αυτή την απόδοση, $E_i(t)$ είναι ο συντελεστής επέκτασης του πεπερασμένου στοιχείου για το $E(t)$ και το $\varphi(t)$ μπορεί να γραφτεί ως

$$(31.43) \quad \varphi(t) = \text{Re}[ae^{-bt}u(t)]$$

όπου το $κ(t)$ αντιπροσωπεύει την συνάρτηση μονάδας βήματος και τα a και β είναι παράμετροι σχετιζόμενες με ειδικά υλικά. Ως αποτέλεσμα, η περιέλιξη στην Εξ. (31.42) μπορεί να πάρει τιμές συνεχόμενα ως:

$$(31.44) \quad \psi_i^{(n+1)} = \text{Re}[\tilde{\psi}_i^{(n+1)}]$$

$$(31.45) \quad \tilde{\psi}_i^{(n+1)} = e^{-b\Delta t}\tilde{\psi}_i^{(n)} + \alpha e^{-b(n+1)\Delta t} \int_{n\Delta t}^{(n+1)\Delta t} e^{b\tau} E_i(\tau) d\tau$$

Αντί να υποθέσουμε ότι το $E_i(t)$ είναι συνεχές στο μεσοδιάστημα χρόνου $[n\Delta t, (n+1)\Delta t]$, μπορούμε να εκτελέσουμε μια γραμμική παρεμβολή στην εκτίμηση της Εξ. (31.45) για να έχουμε μια ακρίβεια δεύτερης τάξης, αποφέροντας το εξής :

$$(31.46) \quad \tilde{\psi}_i^{(n+1)} = e^{-b\Delta t} \tilde{\psi}_i^{(n)} + \frac{\alpha\Delta t}{2} \left(\mathbf{E}_i^{(n+1)} + e^{-b\Delta t} \mathbf{E}_i^{(n)} \right)$$

Η χρήση αυτής της συνεχόμενης περιέλιξης εξοικονομεί σημαντικά υπολογιστικό χρόνο και μνήμη.

Μία παρόμοια ιδέα μπορεί να εφαρμοστεί για να επεκτείνουμε την παραπάνω μορφοποίηση έτσι ώστε να μπορούμε να διαχειριζόμαστε υλικά με μαγνητικές απώλειες και διασκορπισμό [53]. Η χρήση ανισοτροπικών υλικών είναι τόσο εμπροσθοδρομική στο πεδίο χρόνο όσο και στο πεδίο συχνότητας (βλ. [9] για τη μορφοποίηση πεδίου συχνότητας).

31.04 ΤΟΜΗ ΠΛΕΓΜΑΤΟΣ ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ

Όπως φαίνεται στον Τομέα 31.2, μία από τις μεγαλύτερες προκλήσεις στην ανάλυση προβλημάτων κεραιών με τα πεπερασμένα στοιχεία, είναι η τομή του πολυδιάστατου χώρου σε ένα πεπερασμένο υπολογιστικό πεδίο. Αυτή η τομή μπορεί να επιτευχθεί με την εισαγωγή μιας εικονικής επιφάνειας που θα περικλείσει την κεραία. Παρ' όλα αυτά, για να μιμηθούμε το αρχικό περιβάλλον του ελεύθερου χώρου, η εικονική επιφάνεια τομής θα έπρεπε να απορροφά όσο μεγαλύτερο μέρος του ακτινοβολούμενου πεδίου είναι δυνατόν, για να μειώσει τα όποια εικονικά αντανακλούμενα πεδία. Αυτή η περίπτωση είναι παρόμοια με ό,τι συμβαίνει στην κεραία και την μέτρησή της μέσα σε ένα ανηχοϊκό δωμάτιο, όπου απορροφητήρες καλύπτουν τους τοίχους του δωματίου έτσι ώστε οι αντανακλάσεις από τους τοίχους δεν παρεμβαίνουν στη μέτρηση των χαρακτηριστικών της κεραίας.

Αν και τυπικά μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την ΜΠΣ για να διεγείρουμε ένα ανηχοϊκό δωμάτιο για την ανάλυση μιας κεραίας, αυτή η προσέγγιση δεν είναι πρακτική διότι ένα ανηχοϊκό δωμάτιο είναι ηλεκτρικά πολύ μεγάλο, έτσι λοιπόν η αριθμητική προσομοίωσή του είναι εξαιρετικά χρονοβόρα. Ευτυχώς υπάρχουν πολλές άλλες προσεγγίσεις για να μειώσουμε την αντανάκλαση μιας εικονικής επιφάνειας. Αυτές είναι η χρήση ενός μαθηματικού περιοριστικού όρου, η χρήση εικονικών στρώσεων απορροφητικών υλικών και η χρήση μιας ολοκληρωματικής εξίσωσης επιφάνειας.

31.4.1 ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΙΚΟΙ ΠΕΡΙΟΡΙΣΤΙΚΟΙ ΌΡΟΙ

Ανάμεσα στις τρεις προσεγγίσεις για την τομή δικτύου, η χρήση ενός μαθηματικού περιοριστικού όρου είναι η απλούστερη. Είναι γνωστό ότι όταν ένα κύμα πεδίου εισέρχεται φυσιολογικά σε μια επιφάνεια πεδίου σύνθετης αντίστασης, η επιφάνεια σύνθετης αντίστασης μπορεί να απορροφήσει όλη την ισχύ συμβάντος χωρίς καθόλου αντανάκλαση εάν η σύνθετη αντίσταση επιφάνειας είναι ρυθμισμένη με την ενδογενή σύνθετη αντίσταση ελεύθερου χώρου. Μπορεί να επιβεβαιωθεί εύκολα ότι πάνω στην επιφάνεια το ηλεκτρικό πεδίο E ικανοποιεί τη σχέση

$$(31.47) \quad \hat{n} \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -j\mathbf{k}_0 \hat{n} \times (\hat{n} \times \mathbf{E})$$

όπου \mathbf{n} είναι ο αγωγός φυσιολογικής μονάδας της επιφάνειας και k_0 είναι ο αριθμός κυμάτων του κύματος πεδίου. Η Εξ. (31.47) μπορεί να θεωρηθεί επίσης ως περιοριστικός όρος, καθώς παρέχει μία σχέση μεταξύ εφαπτόμενων συνισταμένων του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου. Όταν αυτός ο περιοριστικός όρος εφαρμοστεί στην εικονική επιφάνεια τομής, η επιφάνεια θα απορροφήσει κάθε

φυσιολογικό συμβάν κύμα πεδίου. Έτσι λοιπόν αυτός ο περιοριστικός όρος ονομάζεται απορροφών περιοριστικός όρος (ΑΠΟ). Σημειώστε ότι αυτός ο όρος είναι ταυτόσημος με τον προσεγγιστικό όρο ακτινοβολίας του Sommerfeld, Εξ. (31.7). Στην πραγματικότητα, το ακτινοβολούμενο πεδίο σε ένα σημείο στην επιφάνεια τομής είναι συνήθως άθροισμα πολλών κυμάτων πεδίου που διαδίδονται σε διαφορετικές διευθύνσεις. Για κύματα πεδίου που συμβαίνουν σε μια μεγάλη γωνία, μια συγκεκριμένη αντανάκλαση μπορεί να προκληθεί από το όριο. Παρ' όλα αυτά, όταν τοποθετούνταν αρκετά μακριά από όλες τις πηγές διέγερσης, τα περισσότερα θα αποτελούσαν συμβάν πάνω στο όριο τομής μόνο σε μικρές γωνίες από το κανονικό και έτσι θα απορροφούνταν. Η απόσταση τομής, μετρημένη από την κεραία μέχρι το όριο, που απαιτείται για καλή λειτουργία απορρόφησης, βασίζεται στη φύση της ακτινοβολίας. Τυπικά, μια ελάχιστη απόσταση ενός και μισού μήκους κύματος είναι απαραίτητη για να έχουμε χρήσιμα αποτελέσματα.

Μπορεί να φανεί ότι ο περιοριστικός όρος, Εξ. (31.47), είναι μόνο η προσέγγιση πρώτης τάξης στον πραγματικό όρο ακτινοβολίας του Sommerfeld, Εξ. (31.6). Περισσότερες περιόδους μπορούν να περιέχονται στην επέκταση, έχοντας ως αποτέλεσμα ΑΠΟs υψηλότερης τάξης [54,55]. Αυτοί οι ΑΠΟ υψηλότερης τάξης παρέχουν βελτιωμένες λειτουργίες απορρόφησης στο κόστος περισσότερο περίπλοκων μορφοποιήσεων. Δυστυχώς, καμιά δεν είναι ικανή να παρέχει καλή απορρόφηση σε γωνίες συμβάντος εκδοράς.

Το κύριο πλεονέκτημα του ΑΠΟ εκτός από την απλότητά του, είναι ότι οδηγεί σε μια σταθερή σχέση μεταξύ οριακών πεδίων και συνεπώς διατηρεί το υψηλά σποραδικό σχεδιάγραμμα της περιοχής συχνοτήτων των πινάκων συστήματος πεπερασμένων στοιχείων. Επιπρόσθετα, ο περιοριστικός όρος μπορεί εύκολα να ενσωματωθεί σε μια εξίσωση κύματος αδύναμης μορφής όπως η Εξ. (31.12). Έτσι η εκτέλεση του ΑΠΟ πρώτης τάξης στην ΜΠΣ είναι εμπροσθοδρομική, όπως παρουσιάζεται στον Τομέα 31.2

31.4.2 ΤΕΛΕΙΑ ΣΥΜΠΤΗΠΤΟΥΣΕΣ ΣΤΡΩΣΕΙΣ

Αντί για να χρησιμοποιήσουμε ένα μαθηματικό περιοριστικό όρο, το δίκτυο της ΜΠΣ μπορεί επίσης να τερματιστεί με τη χρήση απορροφητικών υλικών. Αν και είναι εξαιρετικά ακριβό το να προτυποποιήσουμε τους απορροφητήρες που χρησιμοποιούνται σε ανηχοϊκά δωμάτια, μπορούμε εναλλακτικά να σχεδιάσουμε λεπτές στρώσεις εικονικών απορροφητήρων ειδικά για σκοπούς προσομοίωσης.

Συγκεκριμένα, με την προσαρμογή του αριθμού και της πυκνότητας των στρώσεων, καθώς και της διηλεκτρικής σταθεράς, της διαπερατότητας και αγωγιμότητας τους (οι οποίες όλες μπορούν να γίνουν τανυστές), αυτές οι εικονικές απορροφητικές στρώσεις μπορούν να σχεδιαστούν για να παρέχουν αγνοήσιμη αντανάκλαση και επαρκή άμβλυνση στο μεταδιδόμενο πεδίο έτσι ώστε το πεδίο να εξαφανίζεται καθώς διαδίδεται μέσα στις στρώσεις. Μία πρώιμη προσπάθεια να χρησιμοποιηθεί αυτή η μέθοδος στην ΜΠΣ, έγινε στο πεδίο συχνότητας [56], που παρείχε καλή απορροφητική λειτουργία σε μια συγκεκριμένη συχνότητα. Μια εναλλακτική και δημοφιλής προσέγγιση προτάθηκε από τον Berenger μέσα στην ρύθμιση του πεδίου χρόνου πεπερασμένης διαφοράς [57] και είναι γνωστή ως τέλεια συμπίπτουσες στρώσεις (ΤΣΣs).

Το ΤΣΣ είναι ένα κατασκευασμένο υλικό που είναι θεωρητικά καθορισμένο να δημιουργεί μηδενικές αντανάκλασεις άσχετα από τη συχνότητα, την πόλωση και τη γωνία συμβάντος ενός κύματος πεδίου. Η ανεξαρτησία συχνότητας είναι σημαντική διότι ευνοεί την προσομοίωση μεγάλης εμβέλειας με μία μέθοδο πεδίου χρόνου. Στην αρχική μορφή του, το ΤΣΣ μορφοποιήθηκε με τη βοήθεια μη φυσικών πεδίων “ρήξης”. Αργότερα, βρέθηκε ότι το ΤΣΣ υλικό θα μπορούσε να προκύψει εναλλακτικά από μια τροποποιημένη μορφή των εξισώσεων του Maxwell, που βασίζεται σε ένα πρότυπο κατασκευασμένου ανισοτροπικού μέσου [59, 60]. Ανάμεσα σε αυτές τις διαφορετικές μορφοποιήσεις, το πρότυπο ανισοτροπικού μέσου είναι το πιο κατάλληλο για μια εκτέλεση της ΜΠΣ. Σε αυτό το πρότυπο το υλικό ΤΣΣ αντιμετωπίζεται ως μονοαξονικό ανισοτροπικό μέσο με διαγώνιους, διηλεκτρικής σταθεράς και διαπερατότητας, τανυστές, που δίνονται από τη σχέση:

$$(31.48) \quad \bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \epsilon_{yy} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad \bar{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_{xx} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mu_{yy} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mu_{zz} \end{bmatrix}$$

Μπορεί να φανεί ότι το μέσο δεν θα έχει αντανάκλαση σε κανένα προσκρούόμενο κύμα πεδίου, αν τα $\bar{\epsilon}$ και $\bar{\mu}$ έχουν επιλεγεί σύμφωνα με τα:

$$(31.49) \quad \bar{\epsilon} = \epsilon \bar{\Lambda}, \quad \bar{\mu} = \mu \bar{\Lambda}$$

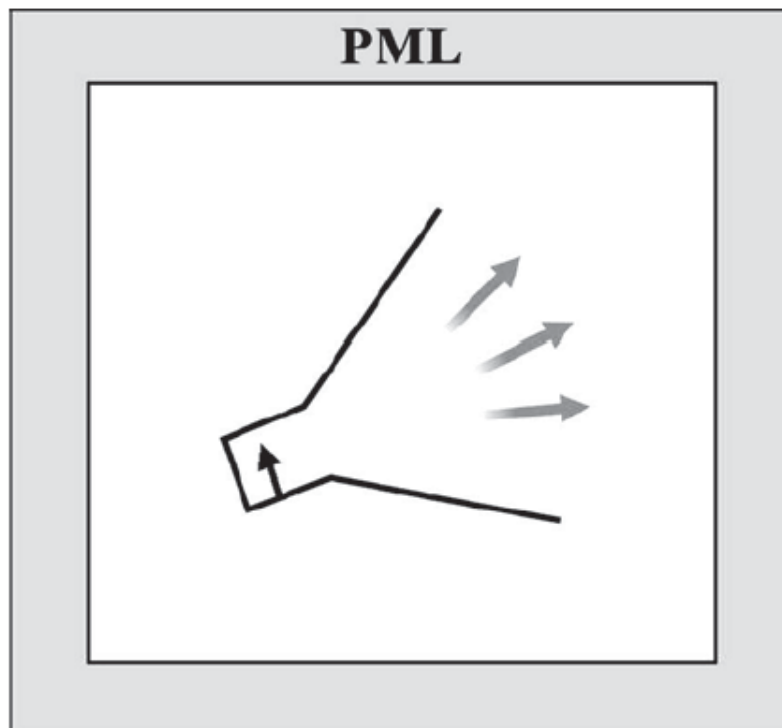
Όπου ισχύει:

$$(31.50) \quad \bar{\Lambda} = \begin{bmatrix} \frac{S_y S_z}{S_x} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \frac{S_z S_x}{S_y} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \frac{S_x S_y}{S_z} \end{bmatrix}$$

Αυτό ισχύει για κάθε συχνότητα, πόλωση και γωνία συμβάντος, εξ' ου και το όνομα τέλεια συμπίπτουσες στρώσεις. Στην Εξ. (31.50) οι παράμετροι S_x , S_y και S_z επιλέγονται με βάση τον προσανατολισμό των ΤΣΣs. Εάν οι ΤΣΣs είναι κάθετες στον άξονα x, τότε τα S_y και S_z είναι συνεχή, ενώ το S_x μπορεί να είναι αυθαίρετο. Εάν το S_x επιλεγεί να έχει ένα φανταστικό αρνητικό μέρος, τότε το κύμα που διαδίδεται μέσα στις ΤΣΣs θα αμβλύνεται στη διεύθυνση x.

Χρησιμοποιώντας την ιδιότητα των ΤΣΣN που περιγράψαμε πιο πάνω, μπορούμε να ‘στήσουμε’ μια περιοχή προσομοίωσης όπως αυτή που φαίνεται στο Σχέδιο 31.3. Σημειώστε ότι για αριθμητική προσομοίωση, το εξώτερο όριο των ΤΣΣN πρέπει επίσης να τμηθεί, και αυτό τυπικά γίνεται με μια επαγωγική επιφάνεια ή έναν ΑΠΟ [61, 62]. Έτσι είναι αναγκαίο να επιβεβαιώσουμε ότι οι ΤΣΣs παρέχουν επαρκή ευθυγράμμιση έτσι ώστε όταν το πεδίο αντανάκλαται από το όριο τομής, γίνεται

αγνοήσιμο όταν εισέρχεται ξανά στην περιοχή της φυσικής λύσης. Αυτό γίνεται σχετικά εύκολα, αφού η ευθυγράμμιση των ΤΣΣν μπορεί να εκτιμηθεί με ένα απλό τύπο. Παρ' όλα αυτά, αφού οι ΤΣΣs πρωταρχικά ευθυγραμμίζονται με κύματα που διαδίδονται φυσιολογικά στην διεύθυνση ΤΣΣν, οι διαχωρισμένες ΤΣΣs θα παρέχουν λιγότερη ευθυγράμμιση για πλάγια κύματα συμβάντος. Συνεπώς, μια σημαντική μη φυσική αντανάκλαση μπορεί να συμβεί για κύματα συμβάντος σε γωνία 'ρήξης'. Για αυτό το λόγο, το υλικό των ΤΣΣν πρέπει να τοποθετηθεί κάποια απόσταση (τυπικά στο ένα τέταρτο του μισού ενός μήκος κύματος) από την κεραία, παρόμοια με την περίπτωση ενός απλού τερματισμού πλέγματος ΑΠΟ.



PML → ΤΣΣs, **Σχέδιο 31.3** Τοποθέτηση ΤΣΣν για την ανάλυση πεπερασμένου στοιχείου κεραίας. Κάθε τείχος πλευράς ΤΣΣs έχει παραμέτρους που βασίζονται στον προσανατολισμό του και η εξώτερη επιφάνεια τερματίζεται από ένα ΤΗΑ ή ένα ΑΠΟ.

Αν και θεωρητικά η επιφάνεια συνεπαφής των ΤΣΣν δεν έχει αντανάκλαση, αυτό ίσως να μην ισχύει σε αριθμητικές προσομοιώσεις. Όταν συμβεί μια απότομη αλλαγή στο υλικό και η διακριτοποίηση της ΜΠΣ μέσα στις ΤΣΣs δεν είναι επαρκώς πυκνή για να διαλύσει την αλλαγή, μη επιθυμητές αριθμητικές αντανάκλασεις ίσως συμβούν [63]. Μία προσέγγιση για να αποφύγουμε αυτό το πρόβλημα είναι να μεταβάλλουμε τις παραμέτρους του υλικού ομαλά μέσα στις ΤΣΣs. Για παράδειγμα, για ένα υλικό ΤΣΣν κάθετο στην διεύθυνση X και το οποίο συνεφάπτεται με τον αέρα, οι παράμετροι των ΤΣΣν, μπορούν να οριστούν ως το ακόλουθο πολυώνυμο τάξης m :

$$(31.51) \quad S_x = 1 + \frac{\sigma_{max}}{j\omega\epsilon_0} \left| \frac{x-x_0}{L} \right|^m \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

όπου x_0 είναι η συντεταγμένη x της συνεπαφής των ΤΣΣν με τον αέρα, L είναι η πυκνότητα των ΤΣΣν και σ_{max} είναι η μέγιστη αγωγιμότητα μέσα στις ΤΣΣs. Αποδεικνύεται ότι το $m = 2$ είναι μία καλή επιλογή. Για δεδομένη πυκνότητα L , η απορροφητική λειτουργία των ΤΣΣν μπορεί να βελτιωθεί με την αύξηση της ανώτατης αγωγιμότητας και του επιπέδου διακριτοποίησης.

Εκτός από τους παραπάνω αριθμητικούς περιορισμούς, οι ΤΣΣs είναι γνωστό ότι έχουν κακή απορρόφηση για φθίνοντα κύματα. Αν και η επιρροή των φθινόντων κυμάτων στη διάδοση ελεύθερου χώρου μπορεί συνήθως να αγνοηθεί, αυτό ίσως να μη συμβαίνει σε προσομοιώσεις κυματοδηγών ή κεραιών. Έτσι λοιπόν σε αυτές τις εφαρμογές οι ΤΣΣs πρέπει να τοποθετούνται επαρκώς μακριά από **νουνεχείες** του κυματοδηγού ή από την κεραία. Μία τροποποιημένη έκδοση των ΤΣΣν, γνωστή ως μεταβεβλημένες ΤΣΣs συμπλέγματος συχνότητας (ΜΣΣs), έχει προταθεί στη μέθοδο ΜΠΔ για να παρέχει καλύτερη απορρόφηση των φθινόντων κυμάτων [64,65]. Παρ' όλα αυτά οι ΜΣΣs, ΤΣΣs δεν μπορούν να απορροφήσουν διαδιδόμενα κύματα χαμηλής συχνότητας. Αυτή η πρόκληση έχει μετριαστεί προσφάτως με τη χρήση των ΤΣΣν δεύτερης τάξης, που απορροφούν και τα φθίνοντα και τα διαδιδόμενα κύματα για όλες τις συχνότητες [66].

Με την υιοθέτηση του προτύπου ανισοτροπικού μέσου, η εφαρμογή των ΤΣΣν στο πεδίο συχνότητας ΜΠΣ είναι εμπροσθοδρομική. Η εξίσωση αδύναμης μορφής για τα

κύματα των ΤΣΣν. Είναι η ίδια με την Εξ. (31.12) εκτός από το γεγονός ότι οι υλικοί παράμετροι κλίμακας ϵ_r και μ_r έχουν αντικατασταθεί με τους αντίστοιχους τανυστές τους, που δίνονται στην Εξ. (31.49). Η εφαρμογή των ΤΣΣν στο πεδίο χρόνου της ΜΠΣ, παρ' όλα αυτά, είναι πιο συχνή καθώς οι τανυστές διηλεκτρικής σταθεράς και διαπερατότητας βασίζονται στη συχνότητα. Έτσι οι ΤΣΣs θα πρέπει να σχεδιάζονται ως ένα διασκορπιστικό, ανισοτροπικό μέσο [67,68]. Προς το τέλος, η γενική διαδικασία για το σχεδιασμό διασκορπιστικών μέσων με την ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου, που περιγράφεται στον Τομέα 31.3 μπορεί να εφαρμοστεί.

Ένα μεγάλο πλεονέκτημα των ΤΣΣν αντίθετα με την προσέγγιση του ΑΠΟ είναι ότι η απορροφητική λειτουργία των ΤΣΣν αντίθετα με την προσέγγιση του ΑΠΟ είναι ότι η απορροφητική λειτουργία των ΤΣΣν μπορεί να βελτιωθεί συστηματικά απλώς με το να αυξήσουμε τον αριθμό των στρωμάτων των ΤΣΣν, η ισότιμα να αυξήσουμε την αγωγιμότητα και τη διακριτοποίηση μέσα στο υλικό ΤΣΣν. Αν και οι ΤΣΣs έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς και επιτυχώς στην ΜΠΔ, η εφαρμογή τους στην ΜΠΣ δεν είναι τόσο δημοφιλής. Στην ΜΠΣ του πεδίου συχνότητας, έχει παρατηρηθεί ότι ο πίνακας συστήματος αποκτά κακές συνθήκες όταν απορροφητικές στρώσεις είναι παρούσες [69,70]. Ως αποτέλεσμα, ο αριθμός των αναπροσεγγίσεων που απαιτούνται από ένα αναπροσεγγιστικό επιλυτή αυξάνεται ουσιαστικά. Στην ΜΠΣ του πεδίου χρόνου, η εφαρμογή των ΤΣΣν γίνεται πιο περίπλοκη λόγω της ανάγκης του να σχεδιάσουμε ανισοτροπικά διασκορπιστικά μέσα. Επιπρόσθετα, έχει βρεθεί ότι μια ακατάλληλη χρήση υψηλών τιμών αγωγιμότητας της ΜΠΣ ίσως προκαλέσει ανεπιθύμητα προβλήματα αστάθειας. Μία καλύτερη προσέγγιση είναι να χρησιμοποιήσουμε την εδραιωμένη εφαρμογή των ΤΣΣν στη ΜΠΔ συνδυάζοντας τις ΜΠΣ και ΜΠΔ πεδίου χρόνου. Αυτή η προσέγγιση συζητείται στον Τομέα 31.4.4.

31.4.3 ΟΛΟΚΛΗΡΩΜΑΤΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ ΟΡΙΩΝ

Οι προσεγγίσεις των ΑΠΟ και ΤΣΣν έχουν το ξεχωριστό πλεονέκτημα ότι παράγουν ένα αρκετά αραιό πίνακα, ο οποίος μπορεί να γενικευθεί και να λυθεί επαρκώς. Παρ' όλα αυτά και οι δύο έχουν ένα κοινό μειονέκτημα, ότι προσεγγίζονται ή αλλιώς, έχουν αντανάκλαση για κάθετα κύματα συμβάντος. Αν και η λειτουργία των ΤΣΣν

μπορεί να βελτιωθεί με την αύξηση των αριθμών των στρώσεων, θα πρέπει να τις τοποθετήσουμε σε κάποια απόσταση (τυπικά στο ένα τέταρτο του μισού ενός μήκους κύματος) μακριά από την κεραία - και έτσι να αυξηθεί ο υπολογιστικός όγκος. Η τρίτη προσέγγιση που θα συζητήσουμε εδώ, είναι αυτή που βασίζεται στις ολοκληρωματικές εξισώσεις ορίων, η οποία μπορεί να παρέχει ένα τέλειο περιοριστικό όρο για την εκτομή του πλέγματος σε **ανώτερο** υπολογιστικό κόστος.

Είναι γνωστό ότι οι μέθοδοι που βασίζονται σε ολοκληρωματικές εξισώσεις είναι κατάλληλες ειδικά για την ανάλυση προβλημάτων ακτινοβολίας/διασκορπισμού ανοιχτής περιοχής, επειδή προτυποποιούν με ακρίβεια τη διάδοση του κύματος στον ελεύθερο χώρο μέσω της χρήσης των κατάλληλων συναρτήσεων του Green. Παρ' όλα αυτά, αυτές οι μέθοδοι μπορεί να συναντήσουν προκλήσεις όταν διαχειρίζονται γεωμετρίες με περίπλοκα υλικά παρόντα, με χαρακτηριστικά περίπλοκης κεραίας και σχεδίων περιοχής τροφοδοσίας. Η ΜΠΣ αντιθέτως, είναι πιο κατάλληλη για το σχεδιασμό προτύπων γεωμετριών που περιέχουν περίπλοκες συνθέσεις. Οι ατομικές επιτυχίες των δυο προσεγγίσεων στα πεδία εφαρμογής τους έχουν οδηγήσει στην ανάπτυξη μιας υβριδικής τεχνικής, γνωστή ως ολοκληρωματική μέθοδο ορίου πεπερασμένου στοιχείου (ΟΟΠΣ) [71-77], που συνδυάζει τα οφέλη των δύο προσεγγίσεων και επιτρέπει μια ακριβή ανάλυση ιδιαίτερα περίπλοκων ηλεκτρομαγνητικών προβλημάτων.

Η ΟΟΠΣ μέθοδος εφαρμόζει ένα αυθαίρετο όριο για να τερματίσει το πλέγμα της ΜΠΣ. Εσωτερικά στο όριο, η διακριτοποίηση πεπερασμένου στοιχείου εφαρμόζεται. Εξωτερικά του ορίου, τα πεδία αντιπροσωπεύονται από ολοκληρωματικές εξισώσεις ορίων. Τα πεδία στις δύο περιοχές συνδέονται στη συνέχεια στο όριο μέσω όρων συνέχειας πεδίου, που οδηγεί σε ένα σύστημα ζεύξης από το οποίο το εξωτερικό και πεδία των ορίων μπορούν να καθοριστούν. Το εσωτερικό πρόβλημα μπορεί να διαμορφωθεί με το να ξαναγράψουμε την αδύναμη μορφή της εξίσωσης κύματος (31.9) ως:

$$(31.52) \quad \iiint_V \left[\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{T}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{T} \cdot \mathbf{E} \right] dV + jk_0 \oint_{S_0} \hat{\mathbf{n}} \cdot (\mathbf{T} \times \bar{\mathbf{H}}) dS = - \iiint_V \mathbf{T} \cdot \left[jk_0 \mathbf{Z}_0 \mathbf{J}_{imp} + \nabla \times \left(\frac{\mathbf{M}_{imp}}{\mu_r} \right) \right] dV$$

όπου $\bar{H} = \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}$. Αφού επεκτείνουμε το ηλεκτρικό πεδίο E σύμφωνα με την Εξ. (31.15) και με μια παρόμοια επέκταση της επιφάνειας του μαγνητικού πεδίου, η Εξ. (31.52) μπορεί να μετατραπεί στην εξίσωση πίνακα:

$$(31.53) \quad \begin{bmatrix} K_{II} & K_{IS} & \mathbf{0} \\ K_{SI} & K_{SS} & H_{SS} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_I \\ E_S \\ \bar{H}_S \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathbf{b}^{imp} \\ \mathbf{0} \end{Bmatrix}$$

υποθέτοντας ότι \mathbf{J}_{imp} και \mathbf{M}_{imp} βρίσκονται αυστηρά μέσα στην S_0 . Στην Εξ. (31.53), το $\{E_I\}$ αντιπροσωπεύει το διακριτό ηλεκτρικό πεδίο μέσα στην S_0 , $\{E_S\}$ το διακριτό εφαπτόμενο ηλεκτρικό πεδίο πάνω στην S_0 και $\{\bar{H}_S\}$ το διακριτό εφαπτόμενο μαγνητικό πεδίο πάνω στην S_0 . Ο πίνακας $[K]$ που συγκεντρώνει τους τέσσερις υποπίνακες είναι ένας αραιός συμμετρικός πίνακας και ο πίνακας $[H_{SS}]$ είναι επίσης ένας αραιός πίνακας.

Η Εξ. (31.53) είναι ατελής όταν λύνουμε για τα $\{E_I\}$, $\{E_S\}$ και $\{H_S\}$. Θα πρέπει να την ενισχύσουμε με μια άλλη σχέση μεταξύ των $\{E_S\}$ και $\{H_S\}$, η οποία προκύπτει από τη μορφοποίηση του εξωτερικού πεδίου. Χρησιμοποιώντας τον αγωγό του θεωρήματος του Green και τη συνάρτηση του Green για τον ελεύθερο χώρο, μπορούμε να έχουμε την ακόλουθη ολοκληρωματική εξίσωση ηλεκτρικού πεδίου (ΟΕΗΠ):

$$(31.54) \quad \mathbf{E} = -L(\bar{\mathbf{J}}_S) + \mathbf{K}(\mathbf{M}_S)$$

όπου:

$$(31.55) \quad L(X) = jk_0 \oint_{S_0} \left[X(r') G_0(r, r') + \frac{1}{k_0^2} \nabla' \cdot X(r') \nabla G_0(r, r') \right] dS'$$

$$(31.56) \quad K(X) = \oint_{S_0} X(r') \times \nabla G_0(r, r') dS'$$

και

$$(31.57) \quad \bar{J}_S = \hat{n} \times \bar{H}_S, \quad \bar{M}_S = \bar{E}_S \times \hat{n}$$

Παρομοίως, έχουμε την ολοκληρωματική εξίσωση μαγνητικού πεδίου (ΟΕΜΠ):

$$(31.58) \quad \bar{H} = -K(\bar{J}_S) - L(\bar{M}_S)$$

Είτε η Εξ. (31.54) είτε η Εξ. (31.58) μπορούν να διακριτοποιηθούν σε μια επιθυμητή εξίσωση πίνακα για να λυθούν μαζί με την Εξ. (31.53). Παρ' όλα αυτά, όταν χρησιμοποιούνται ανεξάρτητα για μια κλειστή επιφάνεια S_0 , οι ΟΕΗΠ και ΟΕΜΠ μπορούν να υποστηρίξουν ιδιαίτερες συχνότητες (μη φυσικές εσωτερικές συνηχήσεις), που είναι διαβόητες για παραμόρφωση των αριθμητικών λύσεων. Για να εξαλείψουμε αποτελεσματικά αυτό το πρόβλημα, μπορούμε να συνδυάσουμε τις ΟΕΗΠ και ΟΕΜΠ για να μορφοποιήσουμε την ολοκληρωματική εξίσωση συνδυασμένου πεδίου (ΟΕΣΠ)

$$(31.59) \quad \hat{n} \times EFIE + \hat{n} \times \hat{n} \times MFIE$$

Χρησιμοποιώντας τις ίδιες επεκτάσεις της ΜΠΣ για τα \mathbf{E} και \mathbf{H} , μπορούμε να μετατρέψουμε την Εξ. (31.59) στην εξίσωση πίνακα:

$$(31.60) \quad [\mathbf{P}]\{E_S\} + [\mathbf{Q}]\{\bar{H}_S\} = \mathbf{0}$$

η οποία μαζί με την Εξ. (31.53) σχηματίζει ένα συμπληρωμένο σύστημα ζεύξης:

$$(31.61) \quad \begin{bmatrix} K_{II} & K_{IS} & \mathbf{0} \\ K_{SI} & K_{SS} & H_{SS} \\ \mathbf{0} & P & Q \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_I \\ E_S \\ \bar{H}_S \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} b^{imp} \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \end{Bmatrix}$$

για τη λύση των $\{E_I\}$, $\{E_S\}$ και $\{H_S\}$. Μία αναπροσεγγιστική λύση της Εξ. (31.61) μπορεί να επιταχυνθεί σημαντικά με τη χρήση μίας ριζοσπαστικής προϋποθετικής τεχνικής [78].

Αντίθετα από τον ΑΠΟ, οι περιοριστικοί όροι που προκύπτουν από τις ολοκληρωματικές εξισώσεις ορίων, είναι ακριβείς. Αυτό επιτρέπει στο διαχωρισμένο περιοριστικό να τοποθετείται σε συμμόρφωση με τη δομή της κεραίας για να αναλυθεί. Αυτή η ακρίβεια όμως, επιτυγχάνεται στο κόστος ενός επιβαρυσμένου υπολογιστικού φορτίου, καθώς τα ολοκληρώματα του περιοριστικού παράγουν πλήρεις πίνακες για τους αγνώστους του περιοριστικού, των οποίων ο υπολογισμός και η λύση κοστίζουν πιο πολύ από αυτών των αραιών πινάκων. Ευτυχώς, γρήγοροι αλγόριθμοι όπως η γρήγορη μέθοδος πολύπλοκων (ΓΜΠ) [79,80] μπορούν να εφαρμοστούν για να επιταχύνουν τον υπολογισμό.

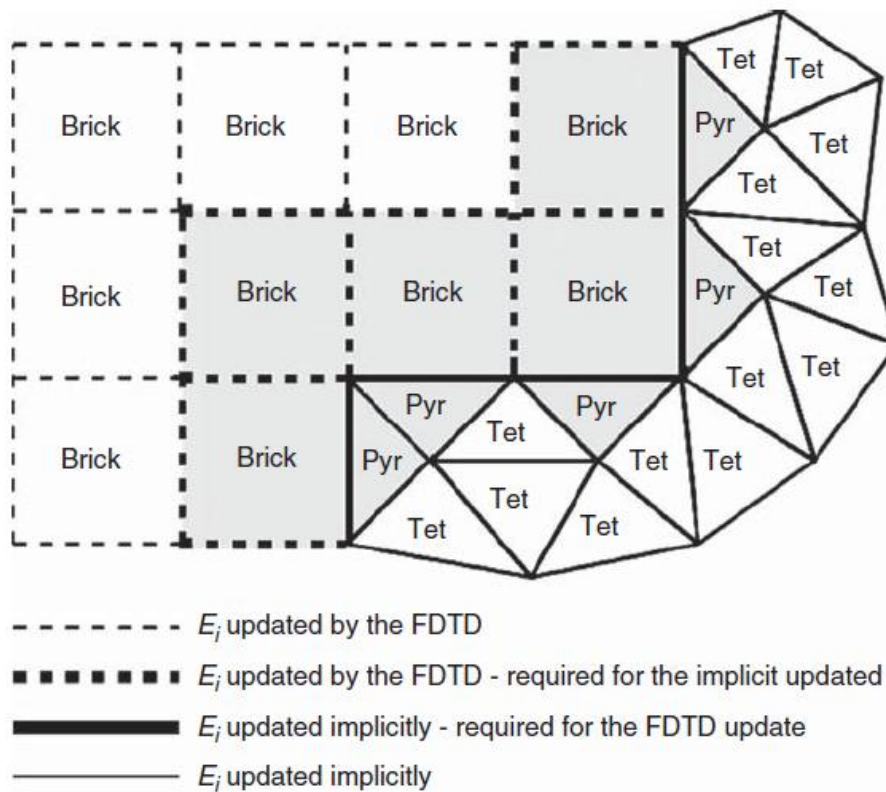
Ο υβριδισμός της ΜΠΣ με τη μέθοδο ολοκληρωματικής εξίσωσης μπορεί να επιτευχθεί και στο πεδίο χρόνου. Πρόσφατες εξελίξεις σε μεθόδους ολοκληρωματικών εξισώσεων στο πεδίο χρόνου, και στο πεδίο χρόνου της ΜΠΣ, έχουν καταστήσει αυτόν τον υβριδισμό δυνατό. Η ΟΟΠΣ μέθοδος μπορεί να μορφοποιηθεί με μία από δύο διαφορετικές προσεγγίσεις. Η πρώτη προσέγγιση μετατρέπει άμεσα τις πιο πάνω μορφοποιήσεις της ΟΟΠΣ συχνότητας – χρόνου στο πεδίο χρόνου, μέσω της μετατροπής Laplace. Έτσι η χωρική διακριτοποίηση και τα σχεδιαγράμματα ζεύξης παραμένουν τα ίδια όπως στη μέθοδο πεδίου συχνότητας. Η δεύτερη προσέγγιση χρησιμοποιεί δύο κατασκευασμένα περιοριστικά [81]. Στο εξωτερικό όριο, ένας μεικτός περιοριστικός όρος πρώτης τάξης τίθεται ως αξίωμα. Με δεδομένο το πεδίο που υπολογίζεται από την ΜΠΣ σε μια συγκεκριμένη στιγμή χρόνου, οι ολοκληρωματικές εξισώσεις ορίου πεδίου χρόνου χρησιμοποιούνται για να υπολογίσουν τον μεικτό όρο περιοριστικού στο εξωτερικό όριο στην επόμενη χρονική στιγμή από τα δεδομένα πεδίου στο εσωτερικό όριο. Αυτός ο μεικτός όρος περιοριστικού χρησιμοποιείται τότε για τον υπολογισμό της ΜΠΣ του εσωτερικού πεδίου στην επόμενη χρονική στιγμή. Η διαδικασία συνεχίζεται για όλες τις χρονικές στιγμές. Σε αυτήν την περίπτωση πάλι, ο υπολογισμός των ολοκληρωμάτων ορίων στο πεδίο χρόνου μπορεί να επιταχυνθεί με τη χρήση ενός γρήγορου αλγόριθμου, όπως φαίνεται στον Jiao και al [81].

31.4.4 ΕΠΙΦΑΝΕΙΑ ΣΥΠΕΠΑΦΗΣ ΤΗΣ ΜΠΔ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ

Η ΜΠΔ στο πεδίο χρόνου έχει χρησιμοποιηθεί ευρέως για την ανάλυση και το σχεδιασμό κεραιών [82]. Η βασική τεχνική της ΜΠΔ στο πεδίο χρόνου είναι πολύ αποτελεσματική αφού χρησιμοποιεί ένα κατασκευασμένο πλέγμα και εξειδικευμένο διασκελισμό χρόνου. Ένα τρισδιάστατο δομημένο πλέγμα μπορεί να χαρακτηριστεί από τρεις ακέραιους δείκτες, τυπικά I-J-K, και έτσι η αποθήκευση στοιχείων του ολοκληρωμένου πλέγματος δεν απαιτείται. Αντίθετα, πλέγματα πεπερασμένων στοιχείων που βασίζονται σε τετράεδρα πλέγματα είναι τυπικά μη δομημένα, και σε αυτήν την περίπτωση ολόκληρο το πλέγμα χρειάζεται να αποθηκευτεί και ένα απλό σχήμα με χαρακτηρισμό τμημάτων με ακέραιους δεν είναι γενικά εφικτό.

Επιπρόσθετα, επειδή ο καθιερωμένος αλγόριθμος της ΜΠΔ του πεδίου χρόνου χρησιμοποιεί εξειδικευμένο διασκελισμό χρόνου, η μεταστροφή του κυβερνώντος πίνακα συστήματος είναι απλή επειδή ο πίνακας είναι διαγώνιος. Η ΜΠΔ στο πεδίο χρόνου μπορεί επίσης να παραλληλιστεί με μια διαμοιρασμένη έννοια σε ένα άμεσο τρόπο [83] και η τεχνολογία τομής πλέγματος ΤΣΣν είναι ώριμη και μαθηματικά σταθερή [60]. Αυτά τα χαρακτηριστικά αποδεικνύουν την ΜΠΔ στο πεδίο χρόνου σε ένα πανίσχυρο εργαλείο : Παρ' όλα αυτά, επειδή η τεχνική της ΜΠΔ στο πεδίο χρόνου βασίζεται πρωταρχικά σε ένα ορθογραμμικό πλέγμα, ο ακριβής σχεδιασμός προτύπων περιοχών τροφοδοσίας περίπλοκων κεραιών ή και γεωμετρίας περίπλοκων κεραιών, ίσως απαιτεί ένα εξωτερικά λεπτομερές επίπεδο χωρικής διακριτοποίησης μαζί με μεγάλες υπολογιστικές πηγές. Επιπρόσθετα, καθώς η μορφοποίηση είναι σταθερή στους όρους της, το οποίο είναι αναγκαίο για τον λεπτομερή διασκελισμό χρόνου, το όριο Courant υπαγορεύει ότι μια λεπτομερής χωρική διακριτοποίηση απαιτεί επίσης μία αύξηση στον αριθμό των στιγμών χρόνου για να έχουμε μια ακριβή λύση.

Μία εναλλακτική προσέγγιση στην ολική εφαρμογή της ΜΠΔ πεδίου χρόνου, είναι να αξιοποιήσουμε ένα υβριδισμό του πεδίου χρόνου ΜΠΣ με την ΜΠΔ στο πεδίο χρόνου [84-91]. Με αυτόν τον τρόπο, οι λεπτομέρειες της κεραίας μπορούν να χαρακτηριστούν από σταθερές χωρίς όρους και συμμορφωμένες απόψεις της ΜΠΣ, ενώ η επάρκεια της ΜΠΔ πεδίου χρόνου μπορεί να αξιοποιηθεί στις εξώτερες περιοχές του πεδίου προβλήματος. Το πλεονέκτημα αυτής της προσέγγισης είναι ότι η λεπτομερής διακριτοποίηση, που είναι κοινή στις περιοχές τροφοδοσίας κεραίας όπως στην έλικα και σε άλλες κεραίες, δεν απαιτεί αύξηση στον αριθμό των χρονικών στιγμών. Ταυτόχρονα, η επάρκεια της ΜΠΔ, πεδίου χρόνου είναι πλεονεκτική στον αέρα που περιβάλλει την κεραία. Ένα παράδειγμα τέτοιου είδους επιφάνειας ανεπαρκής φαίνεται στο Σχέδιο 31.4. Αυτή η ιδέα του υβριδίου των ΜΠΔ πεδίου χρόνου και ΜΠΣ αποδεικνύεται αριθμητικά σταθερή στο όριο του Courant της περιοχής ΜΠΔ πεδίου χρόνου που υποστηρίζει τις περιοχές πεπερασμένου στοιχείου [89, 91]. Αλλιώς, το πλέγμα που σχετίζεται με τις εσώτερες περιοχές της ΜΠΣ μπορεί να επεκταθεί και να συσπαστεί όπως χρειάζεται για να



Brick : Ορθογώνιο Εξάεδρο Στοιχείο , Pyr: Πυραμιδικό στοιχείο, Tet: Τετράεδρο στοιχείο, **Σχέδιο 31.4**. Επιφάνεια συνεπαφής ανάμεσα σε περιοχές πλέγματος ΜΠΣ και ΜΠΔ στο πεδίο χρόνου. Το “Τούβλο” δηλώνει ορθογώνια εξάεδρα στοιχεία (ΜΠΔ στο πεδίο χρόνου), το “Πυρ” δηλώνει τα πυραμιδικά στοιχεία μετάθεσης, και το “Τετ” δηλώνει τετράεδρα στοιχεία (Από Πηγή 91 Copyright©2005 Artech House).

χαρακτηρίσει την τοπική γεωμετρία χωρίς να θέσει επιπλέον περιορισμούς στην στιγμή ολικού χρόνου όσον αφορά την αριθμητική σταθερότητα.

Η επιτυχία αυτού του υβριδισμού βασίζεται θεμελιακά σε μια βασική ισότητα που υπάρχει μεταξύ της ΜΠΔ πεδίου χρόνου και των μορφοποιήσεων αυτής και της ΜΠΣ, που βασίζονται σε συναρτήσεις βάσης αιχμής αγωγού. Συγκεκριμένα, όταν εφαρμόζεται τραπεζοειδής ολοκλήρωση της ΜΠΣ σε ορθογώνια εξάεδρα τμήματα, ο αλγόριθμος της ΜΠΔ πεδίου χρόνου μπορεί να ανακτηθεί [91, 92]. Συνεπώς, μία

συμμετρική επιφάνεια συνεπαφής μεταξύ αυτών των δύο μεθόδων μπορεί να κατασκευαστεί, που είναι τυπικά ένας αναγκαίος όρος για να αποδειχτεί η αριθμητική σταθερότητα [91].

31.05 ΠΡΟΤΥΠΟΠΟΙΗΣΗ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΚΕΡΑΙΑΣ

Για να χαρακτηρίσουμε μια κεραία, οι αρχικές υπολογισμένες παράμετροι που μας ενδιαφέρουν είναι η σύνθετη ηλεκτρική αντίσταση εισαγωγής και τα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας, από τα οποία άλλες παράμετροι, όπως το όφελος κεραίας μπορούν να προκύψουν. Για παράδειγμα, ο συντελεστής αντανάκλασης και η αναλογία τάσης στημένου κύματος (ΑΤΣΚ) που παρατηρείται στην τροφοδοσία μπορεί να υπολογιστεί από την σύνθετη αντίσταση εισαγωγής, και η κατευθυντικότητα και το όφελος κεραίας μπορούν να υπολογιστούν από το σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας. Ο υπολογισμός της σύνθετης ηλεκτρικής αντίστασης εισαγωγής βασίζεται στο μοντέλο τροφοδοσίας που εφαρμόζεται στην αριθμητική προσομοίωση : που σημαίνει ότι ένα κατάλληλο πρότυπο τροφοδοσίας είναι απαραίτητο συχνά για να έχουμε συσχέτιση υπολογισμένης και προβλεπόμενης σύνθετης αντίστασης εισαγωγής. Απλοποιημένα πρότυπα τροφοδοσίας, όπως οι πηγές κενού τάσης, χρησιμοποιούνται συχνά για να προβλέψουν ακριβή σχεδιαγράμματα εξώτερης ζώνης, καθώς και σε αρχικές μελέτες σχεδίου κεραίας. Χρησιμοποιώντας την αρχή του Huygen [9], το σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας κεραίας μπορεί να υπολογιστεί από ένα ολοκλήρωμα επιφάνειας εσωτερικής ζώνης, που βασίζεται σε ισότιμα κύματα που είναι τοποθετημένα πάνω στις επιφάνειες μέσα στο πλέγμα της ΜΠΣ. Καθώς η ολοκλήρωση τείνει να εξαλείψει μικρά σφάλματα μέσα στα ρεύματα, τα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας κεραίας είναι λιγότερο ευαίσθητα στην πιστότητα του προτύπου τροφοδοσίας από ό,τι οι προβλέψεις για την σύνθετη ηλεκτρική αντίσταση.

Σε αυτόν τον τομέα, η αριθμητική προτυποποίηση της σύνθετης αντίστασης εισαγωγής και τα σχεδιαγράμματα εξώτερης ζώνης συζητούνται σε κάποια μικρή ανάλυση. Σε συνδυασμό με αυτά τα δύο σημαντικά χαρακτηριστικά κεραίας, τα σχεδιαγράμματα εξώτερης ζώνης μπορούνε επίσης να αποκαλύψουν χρήσιμες πληροφορίες για την βασική φυσική της λειτουργίας κεραίας. Έτσι λοιπόν η

οπτικοποίηση για το κοντινό πεδίο περιγράφεται επίσης επιγραμματικά στο τέλος του κεφαλαίου.

31.5.1 ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑΣ

Ένα κατάλληλο πρότυπο τροφοδοσίας κεραίας όχι μόνο περιέχει την επιθυμητή διέγερση στην κεραία, αλλά παρέχει και ένα μέσο από το οποίο η σύνθετη ηλεκτρική αντίσταση εισαγωγής και άλλες παράμετροι μπορούν να υπολογιστούν. Αν και μια κεραία μπορεί να έχει πολλούς τύπους τροφοδοσίας, τα αριθμητικά πρότυπα για μια τροφοδοσία κεραίας χωρίζονται σε δύο κατηγορίες. Ο πρώτος τύπος προτύπου τροφοδοσίας ενσωματώνει την ακριβή γεωμετρία τροφοδοσίας μέσα στην αριθμητική προσομοίωση. Αν και αριθμητικώς ακριβή, αυτά τα πρότυπα αυξάνουν το φορτίο παραγωγής πλέγματος. Πιο σημαντικά, ίσως προκύψουν προκλήσεις όταν η τροφοδοσία κεραίας είναι μικρή σε διαστάσεις σε σχέση με το μήκος κύματος. Σε αυτές τις περιπτώσεις, μία πιο πυκνή χωρική διακριτοποίηση πρέπει να εφαρμοστεί στην εγγύτητα της τροφοδοσίας για να λυθεί η γεωμετρία τροφοδοσίας, έχοντας ως αποτέλεσμα ένα ασταθές πλέγμα πάνω σε ολόκληρο τον υπολογιστικό όγκο. Αν γίνει λανθασμένη διαχείριση, αυτό μπορεί να προκαλέσει μια μεγάλη αύξηση στο χρόνο εκτέλεσης λόγω της αύξησης στον αριθμό όρου του πίνακα.

Ο δεύτερος τύπος του προτύπου τροφοδοσίας εφαρμόζει μια απλοποιημένη έκδοση (συνήθως την προσέγγιση χαμηλής συχνότητας) της ίδιας της κεραίας τροφοδοσίας. Τέτοια πρότυπα είναι αριθμητικώς βολικά και επαρκή και δεν απαιτούν ειδικά πυκνή χωρική διακριτοποίηση στην εγγύτητα της τροφοδοσίας. Επιπρόσθετα, συμβάλλουν στο διαχωρισμό των ιδιοτήτων κεραίας από την επιρροή των δικτύων τροφοδοσίας. Αυτό ίσως είναι χρήσιμο κατά τη διαδικασία σχεδιασμού στην οποία ο στόχος είναι να καταλάβουμε την συμπεριφορά της ίδιας της κεραίας. Παρ' όλα αυτά, η ακρίβεια αυτών των προτύπων ίσως βασίζεται στην συχνότητα, τον τύπο κεραίας και τις παραμέτρους που μας ενδιαφέρουν.

31.5.1.1 ΚΑΘΕΤΗΡΑΣ ΡΕΥΜΑΤΟΣ

Τα απλοποιημένα πρότυπα τροφοδοσίας χρησιμοποιούνται ευρέως στην αριθμητική προσομοίωση κεραιών. Αν και μία πηγή τάσης, όπως η πηγή κενού – δέλτα, χρησιμοποιείται ευρέως στη μέθοδο των στιγμών (ΜrΣ) και στις προσομοιώσεις της, είναι πιο βολικό να σχεδιάσουμε μια πηγή ρεύματος στις προσομοιώσεις της ΜΠΣ. Η απλούστερη πηγή ρεύματος είναι ένας σύντομος και απειροελάχιστα λεπτός καθετήρας ρεύματος που εισέρχεται στο σημείο τροφοδοσίας της κεραίας, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 31.Sa. Σε αυτό το απλό μοντέλο, η πυκνότητα ρεύματος διέγερσης J_{imp} μπορεί να σχεδιαστεί ως μια συνάρτηση δέλτα στον τρισδιάστατο χώρο : για παράδειγμα, ένας σύντομος καθετήρας ρεύματος με προσανατολισμό στην διεύθυνση Z μπορεί να σχεδιαστεί ως

$$(31.62) \quad J(x, y, z) = \hat{z}I_0\delta(x, y), \quad z \in L$$

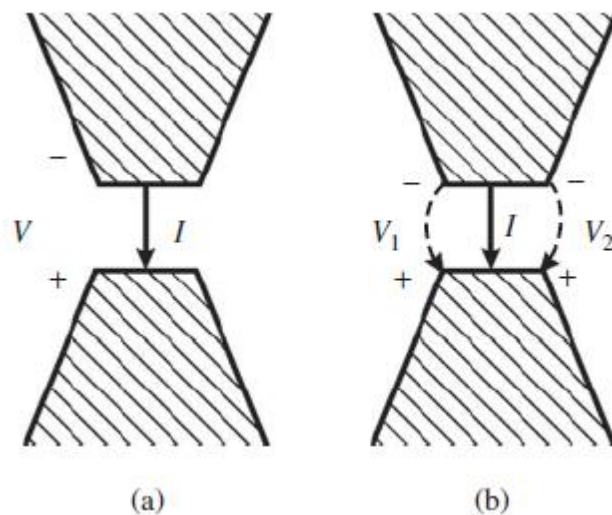
όπου I_0 είναι το κοίλο ρεύμα που ρέει μέσα στην κεραία και L είναι το μήκος του καθετήρα. Μία τέτοια πηγή ρεύματος μπορεί επίσης να θεωρηθεί ως ένα απειροελάχιστο δίπολο με συνεχή διανομή ρεύματος. Χρησιμοποιώντας την Εξ. (31.62) ως διέγερση στην Εξ. (31.8) μαζί με κατάλληλους περιοριστικούς όρους, το ηλεκτρικό πεδίο παντού μέσα στον υπολογιστικό όγκο μπορεί να οριστεί ξεχωριστά. Μόλις έχει οριστεί το ηλεκτρικό πεδίο, η τάση κατά μήκος του καθετήρα μπορεί να βρεθεί σύμφωνα με:

$$(31.63) \quad V = \int_L \mathbf{E} \cdot \hat{\mathbf{l}} dl$$

και η σύνθετη ηλεκτρική αντίσταση εισαγωγής της κεραίας, εξ' ορισμού, μπορεί να βρεθεί από:

$$(31.64) \quad Z_{in} = V/I$$

Η χρήση μιας ηλεκτρικά μικρής πηγής εισαγωγής ρεύματος αντιστοιχεί σε ένα ισότιμο δίκτυο Norton για την πηγή. Ως τέτοιο, εάν κάποιος επιθυμούσε μια πηγή τάσης με εύρος V_0 και εσωτερική αντίσταση R_0 , τότε ο ορισμός του I_0 στην Εξ. (31.62) θα γινόταν V_0/R_0 . Επιπρόσθετα,



Σχέδιο 31.5. Διέγερση ηλεκτρικού καθετήρα ρεύματος : (a)απλό πρότυπο και (b) βελτιωμένο πρότυπο που υπολογίζει την τάση κατά μήκος των αντισταθμιστικών γραμμών. (Από Πηγή 43 copyright©2005 IEEE).

το εισαγόμενο ρεύμα στην Εξ. (31.64) μπορεί να αποδοθεί από την $I = I_0 - V/R_0$. Αυτή η στρατηγική προτυποποίησης μπορεί να επεκταθεί για το σχεδιασμό ευρέως χρησιμοποιημένων στοιχείων κυκλώματος στην ΜΠΣ [93].

Το πρότυπο καθετήρα ρεύματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να προσεγγίσουμε μία γκάμα από πραγματικές τροφοδοσίες κεραίας, όπως το διαξονικό καλώδιο και οι γραμμές μικρο – λωρίδων. Το μήκος του καθετήρα πρέπει να είναι μικρό σε σχέση με το μικρότερο μήκος κύματος στην εμβέλεια συχνότητας που εξετάζουμε για να αγνοήσουμε την διασκορπιστική επιρροή. Το πρότυπο ηλεκτρικού καθετήρα ρεύματος είναι συνήθως ακριβές στο να προβλέπει τις συμπεριφορές εξώτερης ζώνης όπως διαγράμματα ακτινοβολίας και τα χαρακτηριστικά πόλωσης. Για την πρόβλεψη παραμέτρων όπως η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής και η ΑΤΣΚ, η ακρίβεια ίσως δεν είναι ακριβής. Δυστυχώς, η ακρίβεια δεν μπορεί να βελτιωθεί με την εφαρμογή πιο εκλεπτυσμένης διακριτοποίησης. Ένας λόγος για την ανακρίβεια του καθετήρα ρεύματος είναι ότι το απλοποιημένο αριθμητικό πρότυπο δεν αντιστοιχεί πλέον ακριβώς στην αρχική γεωμετρία της τροφοδοσίας κεραίας. Για παράδειγμα, για να εισάγουμε τον καθετήρα ρεύματος, ο εσωτερικός αγωγός της τροφοδοσίας συχνά χρειάζεται να σπάσει για να δημιουργηθεί ένα κενό. Άλλο ένα εγγενές μειονέκτημα αυτού του προτύπου είναι ότι αφού δεν έχει καθοριστεί μια ακτίνα για τον καθετήρα, το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο, είναι ιδιαίτερο στην εγγύτητα του καθετήρα, αν και αυτή η ιδιαιτερότητα απορροφάται στην αριθμητική λύση. Αριθμητικά λάθη λόγω αυτού του μειονεκτήματος θα είναι εμφανή σε παραμέτρους, όπως η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής, καθώς ο υπολογισμός τους βασίζεται κυρίως στη λύση εντοπισμένου πεδίου.

Για να αποφύγουμε την πρόκληση που προκαλείται από το ιδιαίτερο πεδίο στον καθετήρα, μπορούμε να υπολογίσουμε την τάση χρησιμοποιώντας το πεδίο σε μια κυλινδρική επιφάνεια που είναι τοποθετημένη στο κέντρο του καθετήρα και έχει ακτίνα ίση με αυτήν της φυσικής τροφοδοσίας (ο εσωτερικός αγωγός στην περίπτωση μιας διαξονικής τροφοδοσίας). Αφού το πεδίο σε αυτήν την κυλινδρική επιφάνεια δεν είναι ακριβώς αξονικοσυμμετρικό, είναι επαρκές να υπολογίσουμε το πεδίο κατά μήκος μίας ή δύο γραμμών (οι οποίες εδώ ονομάζονται καθετήρες παρατήρησης) πάνω στην επιφάνεια, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 31.5.b. Όταν χρησιμοποιούνται δυο καθετήρες παρατήρησης η τερματική τάση υπολογίζεται ως η μέση τάση πάνω στους

δύο καθετήρες. Αριθμητικά πειράματα δείχνουν ότι η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής που υπολογίζεται από αυτό το βελτιωμένο πρότυπο τροφοδοσίας, παρέχει βελτιωμένη συμφωνία με τον ακριβή σχεδιασμό προτύπου τροφοδοσίας. Σε κάποιες περιπτώσεις, ίσως υπάρχει ακόμα ένα μικρό ποσό ανακολουθίας στο φανταστικό μέρος της σύνθετης ηλεκτρικής αντίστασης λόγω της επιπρόσθετης ευαισθησίας που σχετίζεται με το κατασκευασμένο κενό που παρουσιάζει το πρότυπο καθετήρα. Παρ' όλα αυτά, μια τέτοια ανακολουθία μπορεί εύκολα να αποζημιωθεί στην αριθμητική προσομοίωση, εάν ένα λογικά καλό αριθμητικό πρότυπο για την ευαισθησία της τροφοδοσίας μπορεί να εδραιωθεί [43].

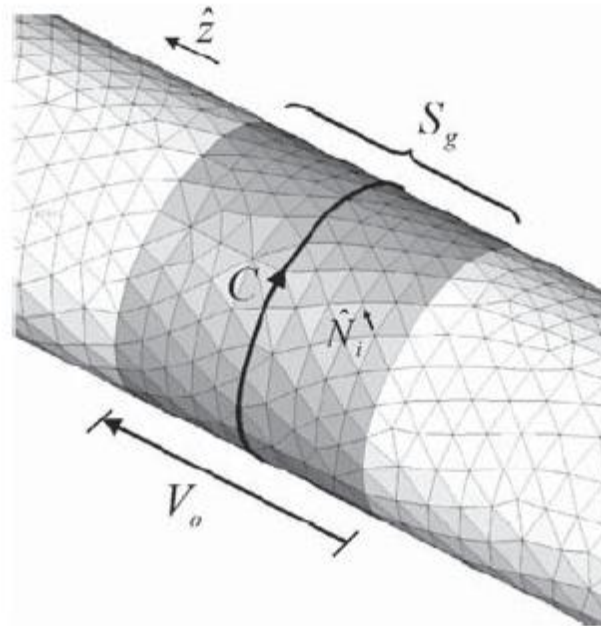
31.5.1.2 ΠΗΓΗ ΔΙΑΝΟΜΟΥΜΕΝΗΣ ΤΑΣΗΣ (ΓΕΝΝΗΤΡΙΑ ΚΕΝΟΥ)

Όπως τονίσαμε προηγουμένως, η ιδέα της γεννήτριας τάσης κενού δέλτα χρησιμοποιείται ευρέως για την ανάλυση γραμμικών κεραιών που βασίζεται στη μέθοδο των στιγμών (ΜτΣ) [94]. Αν και το πρότυπο καθετήρα ρεύματος που αναλύσαμε πριν χρησιμοποιείται συνήθως σε αναλύσεις της ΜΠΣ, η γεννήτρια τάσης κενού δέλτα προτείνεται άμεσα για εφαρμογή στην ΜΠΣ. Η πηγή κενού δέλτα υποθέτει ότι η εντυπωμένη τάση προκαλεί ένα ηλεκτρικό πεδίο συμβάντος που υπάρχει μόνο μέσα στην περιοχή του κενού. Στο Σχέδιο 31.6 φαίνεται μια απλή διπολική κεραία και η περιοχή τροφοδοσίας αντιπροσωπεύεται από την επιφάνεια S_g , που αντιστοιχεί σε μια "ζώνη" πλάτους d ($\ll \lambda$) γύρω από την περιφέρεια της γραμμικής κεραίας με διεύθυνση \mathbf{Z} με ακτίνα a . Η πιθανή διαφορά κατά μήκος της ζώνης καθορίζεται ως V_0 . Συνεπώς, το ηλεκτρικό πεδίο S_g ορίζεται ως:

$$(31.65) \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\frac{V_0}{d} \hat{\mathbf{z}}, \quad \mathbf{r} \in S_g$$

Στην ρύθμιση πεπερασμένου στοιχείου, αυτή η έκφραση μπορεί να ενσωματωθεί ως ένας περιοριστικός όρος Dirichlet, προβάλλοντας το ορισμένο ηλεκτρικό πεδίο πάνω στις άκρες πεπερασμένου πεδίου που είναι τοποθετημένες πάνω στην S_g .

Συγκεκριμένα, ο συντελεστής για το ηλεκτρικό πεδίο κενού που σχετίζεται με την πλευρά πεπερασμένου στοιχείου i πάνω στην S_g ορίζεται από



Σχέδιο 31.6. Γραμμική διπολική κεραία που δείχνει την τοπική χωρική περιοχή πλέγματος όταν εφαρμόζουμε μια πηγή διανομούμενης τάσης στην προτυποποίηση μιας γεννήτριας τάσης κενού δέλτα.

$$(31.66) \quad E_i(t) = -\frac{V_0}{d} \hat{z} \cdot \hat{N}_i$$

Η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής συνεπώς προκύπτει από την εκτίμηση

$$(31.67) \quad Z_{in} = \frac{V_0}{\oint_C \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}}$$

όπου η περίμετρος ολοκληρώματος C φαίνεται στο Σχέδιο 31.6.

31.5.1.3 ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΥ

Η χρήση μιας πύλης κυματοδηγού συχνά ελαχιστοποιεί το μέγεθος του προβλήματος όταν οι δομές ενός προτύπου διεγείρονται από ένα κυματοδηγό. Για παράδειγμα, κατά την προσομοίωση μιας κεραίας αιχμής που τροφοδοτείται από ένα ορθογώνιο κυματοδηγό, είναι δυνατόν να εφαρμόσουμε ένα πρότυπο τροφοδοσίας κυματοδηγού για να αντιπροσωπεύσει την τροποποιημένη διανομή μέσα στον κυματοδηγό.

Αυτή η προσέγγιση εξαλείφει την ανάγκη να προτυποποιήσουμε τις λεπτομέρειες του καθετήρα που διεγείρουν τον ίδιο τον κυματοδηγό, οι οποίες μπορεί να βρίσκονται σε κάποια απόσταση προς το κάτω μέρος του κυματοδηγού. Οι κεραίες συνήθως τροφοδοτούνται από δομές κυματοδηγών, όπως διαξονικά καλώδια, λωρίδες γραμμών και ορθογώνιους ή κυκλικούς κυματοδηγούς. Μια ακριβής ανάλυση ΜΠΣ τροφοδοσιών κυματοδηγού απαιτεί ένας κατάλληλος περιοριστικός όρος να επιβληθεί στην πύλη κυματοδηγού που χρησιμοποιείται τοπικά για να διαχωρίσει το πλέγμα. Ο επιθυμητός περιοριστικός όρος θα έπρεπε να εκτοξεύει ένα κύμα συμβάντος μέσα στον κυματοδηγό, και ταυτόχρονα, να απορροφά το αντανακλούμενο κύμα από την ασυνέχεια κύματος χωρίς καθόλου πλαστή αντανάκλαση. Επιπρόσθετα, είναι επιθυμητό να τοποθετήσουμε το περιοριστικό πύλης όσο πιο κοντά στην ασυνέχεια γίνεται για να μειώσουμε την υπολογιστική περιοχή. Μία προσέγγιση για να τερματίσουμε μία πόλη κυματοδηγού είναι να χρησιμοποιήσουμε τις ΤΣΣs. Παρ' όλα αυτά, οι αυθεντικές ΤΣΣs δεν σχεδιάστηκαν για να απορροφούν τα φθίνοντα κύματα, που ίσως είναι παρόντα στον κυματοδηγό, αν και μια τροποποιημένη μορφοποίηση των ΤΣΣs έχει προταθεί πρόσφατα για να βελτιώσει την ικανότητά τους να απορροφούν φθίνοντα κύματα χωρίς να συμβιβάζεται η ικανότητά τους να απορροφούν διαδιδόμενα κύματα [66].

Μια πιο ακριβής προσέγγιση είναι να επιβάλλουμε ένα όρο μεικτού περιοριστικού, ειδικά σχεδιασμένο για τον κυματοδηγό, στην πόλη κυματοδηγού [9]. Ο ίδιος περιοριστικός όρος μπορεί να προκύψει από τροποποιημένες επεκτάσεις κυματοδηγού. Όλες οι τροποποιήσεις κυματοδηγού, συμπεριλαμβανομένων και των δύο. Τροποποιήσεων της διάδοσης και των φθινόντων κυμάτων, μπορούν να απορροφηθούν τέλεια από τον περιοριστικό όρο. Αυτό συμβάλλει στην τομή του

κυματοδηγού που θα ομοιάζει σχετικά με την ασυνέχεια του κυματοδηγού. Ο όρος περιοριστικού, που ονομάζεται περιοριστικός όρος πύλης κυματοδηγού (ΠΟΠΚ) και η εκτέλεσή του στην ΜΠΣ περιγράφονται παρακάτω. Είναι γνωστό ότι το ηλεκτρικό πεδίο σε ένα ομοιογενή κυματοδηγό μπορεί να εκφραστεί ως την υπέρθεση των ορθογώνιων TEM (εάν υπάρχει), TE, και TM τύπους κυματοδηγού ως:

$$(31.68) \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}^{inc} + \mathbf{E}^{ref} = \mathbf{E}^{inc} + \alpha_0 \mathbf{e}_0^{TEM} + \sum_{m=1}^{\infty} \alpha_m \mathbf{e}_m^{TE} + \sum_m \mathbf{b}_m \mathbf{e}_m^{TM}$$

Όπου m είναι ο δείκτης τύπου, α_m και \mathbf{b}_m είναι τα εύρη τύπων, και \mathbf{e}_0^{TEM} , \mathbf{e}_m^{TE} και \mathbf{e}_m^{TM} είναι οι συναρτήσεις τύπων για τους τύπους TEM, TE και TM αντίστοιχα. Αν και αναλυτικές συναρτήσεις τύπων μπορούν να βρεθούν για συγκεκριμένες γεωμετρίες κυματοδηγών, μια αριθμητική μέθοδος θα πρέπει να εφαρμοστεί για να υπολογίσουμε τις συναρτήσεις τύπου για μια περιοχή εξέτασης αυθαίρετου κυματοδηγού. Εφαρμόζοντας ένα σπειροειδή τελεστή στις δύο πλευρές της Εξ. (31.68) αποφέρει τα:

(31.69)

$$\hat{\mathbf{n}} \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \hat{\mathbf{n}} \times (\nabla \times \mathbf{E}^{inc}) + jk\alpha_0 \mathbf{e}_0^{TEM} + \sum_{m=1}^{\infty} \sqrt{k_{cm}^2 - k^2} \alpha_m \mathbf{e}_m^{TE} + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-k^2}{\sqrt{k_{cm}^2 - k^2}} \mathbf{b}_m \mathbf{e}_m^{TM}$$

όπου k_{cm} είναι ο αποκομμένος αριθμός κυμάτων στον τύπο m , και το \mathbf{e}_{tm}^{TM} δηλώνει τον παράγωγο μεταστροφής του \mathbf{e}_m^{TM} . Μέσω της ορθογωνικής ιδιότητας του τύπου, τα εύρη τύπου α_m και \mathbf{b}_m μπορούν να βρεθούν ως:

$$(31.70) \quad \alpha_0 = \iint_S \mathbf{e}_0^{TEM} \cdot [\mathbf{E} - \mathbf{E}^{inc}] dS$$

$$(31.71) \quad \alpha_m = \iint_S \mathbf{e}_m^{TE} \cdot [\mathbf{E} - \mathbf{E}^{inc}] dS, \quad m = 1, 2, \dots$$

$$(31.72) \quad \mathbf{b}_m = \iint_S \mathbf{e}_{tm}^{TM} \cdot [\mathbf{E} - \mathbf{E}^{inc}] dS, \quad m = 1, 2, \dots$$

Αντικαθιστώντας τις Εξ. (31-70) – (31-72) στην Εξ. (31.69), η Εξ. (31.69) μπορεί να γραφτεί σε μια συμπυκνωμένη μορφή ως:

$$(31.73) \quad \hat{\mathbf{n}} \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \mathbf{P}(\mathbf{E}) = \mathbf{U}^{inc}$$

όπου ισχύει:

$$(31.74) \quad \mathbf{P}(\mathbf{E}) = -j\mathbf{k}e_0^{TEM} \iint_S \mathbf{e}_0^{TEM} \cdot \mathbf{E} dS - \sum_{m=1}^{\infty} \sqrt{k_{cm}^2 - k^2} e_m^{TE} \iint_S \mathbf{e}_m^{TE} \cdot \mathbf{E} dS - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-k^2}{\sqrt{k_{cm}^2 - k^2}} e_{tm}^{TM} \iint_S \mathbf{e}_{tm}^{TM} \cdot \mathbf{E} dS$$

$$(31.75)$$

$$\mathbf{U}^{inc} =$$

$$\hat{\mathbf{n}} \times (\nabla \times \mathbf{E}^{inc}) - j\mathbf{k}e_0^{TEM} \iint_S \mathbf{e}_0^{TEM} \cdot \mathbf{E}^{inc} dS - \sum_{m=1}^{\infty} \sqrt{k_{cm}^2 - k^2} e_{tm}^{TE} \iint_S \mathbf{e}_{tm}^{TE} \cdot \mathbf{E}^{inc} dS - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{-k^2}{\sqrt{k_{cm}^2 - k^2}} e_{tm}^{TM} \iint_S \mathbf{e}_{tm}^{TM} \cdot \mathbf{E}^{inc} dS$$

Η Εξ. (31.73) είναι γνωστή ως η ΠΟΠΚ [95] που μπορεί εύκολα να ενσωματωθεί στην εξίσωση αδύναμης μορφής πεδίου συχνότητας (31.12), αποφέροντας:

$$(31.76) \quad \iiint_V \left[\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{T}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{T} \cdot \mathbf{E} \right] dV + jk_0 \oint_{S_0} (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{T}) \cdot (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}) dS - \iint_{S_p} \frac{1}{\mu_r} \mathbf{T} \cdot \mathbf{P}(\mathbf{E}) dS = - \iint_{S_p} \frac{1}{\mu_r} \mathbf{T} \cdot \mathbf{U}^{inc} dS - jk_0 \mathbf{Z}_0 \iiint_V \mathbf{T} \cdot \mathbf{J}_{imp} dV$$

όπου το S_p δηλώνει την επιφάνεια πύλης κυματοδηγού. Ακολουθώντας την ίδια χωρική διακριτοποίηση που περιγράφηκε στον Τομέα 31.2., ένα γραμμικό σύστημα εξισώσεων μπορεί να προκύψει από την Εξ. (31.76) για τον μοναδικό καθορισμό του ηλεκτρικού πεδίου παντού μέσα στον κυματοδηγό. Η διαδικασία αυτή μπορεί να επεκταθεί σε μη ομογενώς γεμάτους κυματοδηγούς. Ο παραπάνω ΠΟΠΚ στο πεδίο συχνότητας μπορεί να μετατραπεί στο πεδίο χρόνου άμεσα. Η μεταστροφή του Laplace της Εξ. (31.74) και (31.75) έχει ως αποτέλεσμα:

$$(31.77) \quad \mathbf{P}(\mathbf{E}) = -e_0^{TEM} \iint_S e_0^{TEM} \cdot \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} dS - \sum_{m=1}^{\infty} e_m^{TE} \iint_S e_m^{TE} \cdot \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} + \mathbf{h}_m \otimes \mathbf{E} \right) dS - \sum_{m=1}^{\infty} e_{tm}^{TM} \iint_S e_{tm}^{TM} \cdot \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} + \mathbf{g}_m \otimes \mathbf{E} \right) dS$$

(31.78)

$$\mathbf{U}^{inc} = \hat{\mathbf{n}} \times (\nabla \times \mathbf{E}^{inc}) - e_0^{TEM} \iint_S e_0^{TEM} \cdot \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}^{inc} dS - \sum_{m=1}^{\infty} e_m^{TE} \iint_S e_m^{TE} \cdot \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}^{inc} + \mathbf{h}_m \otimes \mathbf{E}^{inc} \right) dS - \sum_{m=1}^{\infty} e_{tm}^{TM} \iint_S e_{tm}^{TM} \cdot \left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}^{inc} + \mathbf{g}_m \otimes \mathbf{E}^{inc} \right) dS$$

όπου πάλι το \otimes δηλώνει την περιέλιξη στο πεδίο χρόνου και τα \mathbf{h}_m και \mathbf{g}_m είναι συναρτήσεις στο πεδίο χρόνου που εκφράζονται αναλυτικά ως:

$$(31.79) \quad h_m(t) = \frac{k_{cm}}{t} J_1(k_{cm}ct)u(t)$$

$$(31.80) \quad g_m(t) = \frac{k_{cm}}{t} J_1(k_{cm}ct)u(t) - k_{cm}^2 c J_0(k_{cm}ct)u(t)$$

όπου $u(t)$ είναι μια συνάρτηση σε χρονική στιγμή και τα J_0 και J_1 δηλώνουν τις συναρτήσεις πρώτης και δεύτερης τάξης του Bessel, αναλόγως. Οι εξισώσεις (31.73), (31.77) και (31.78) μπορούν εύκολα να ενσωματωθούν στην κυματική εξίσωση αδύναμης μορφής στο πεδίο χρόνου (31.24), η οποία μετά από χωρική και χρονική διακριτοποίηση μπορεί να μετατραπεί σε ένα σύστημα διασκελισμού χρόνου [95].

Στις δύο μορφές του, στο πεδίο χρόνου και συχνότητας, ο περιοριστικός όρος (31.73) εκφράζεται ως άθροισμα ενός πολυδιάστατου αριθμού τύπων κυματοδηγών. Όταν οι αλληλουχίες δεν διαχωρίζονται, η έκφραση είναι ο ίδιος ο όρος περιοριστικού που ικανοποιείται στην πύλη κυματοδηγού. Σε μια αριθμητική εκτέλεση, παρ' όλα αυτά, η πολυδιάστατη άθροιση πάντα διαχωρίζεται και έτσι ο όρος περιοριστικού δεν προσεγγίζεται επακριβώς. Επίσης, καθώς τα μεγέθη των φθινόντων τύπων υψηλότερης τάξης εξαφανίζονται γρήγορα, είναι συνήθως χρήσιμο να περιλαμβάνουμε μόνο ένα μικρό αριθμό τύπων στον όρο περιοριστικού.

31.5.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΣΥΝΘΕΤΗΣ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗΣ ΕΙΣΑΓΩΓΗΣ

Σε πολλές εφαρμογές, το σημείο τροφοδοσίας μιας κεραίας μπορεί να σχεδιαστεί ως ένα ζεύγος τερματικών που συνδέονται με μια γεννήτρια τάσης ή ρεύματος. Η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής της κεραίας καθορίζεται τότε ως η αναλογία της τάσης κατά μήκος των τερματικών, σε σχέση με το ρεύμα που ρέει μέσα στα τερματικά. Ο υπολογισμός της σύνθετης αντίστασης εισαγωγής βασίζεται στο συγκεκριμένο πρότυπο τροφοδοσίας που εφαρμόζεται στην αριθμητική προσομοίωση. Εάν μια πηγή

καθετήρα ρεύματος εφαρμόζεται, τότε η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής υπολογίζεται απλά από την Εξ. (31.64) όπου η τάση V υπολογίζεται από το ηλεκτρικό πεδίο μέσω της Εξ. (31.63).

Εάν ένα πρότυπο κυματοδηγού χρησιμοποιείται για να προτυποποιήσουμε την τροφοδοσία κεραίας, ο συντελεστής αντανάκλασης (ή S_{11}) στην πύλη κυματοδηγού μπορεί να βρεθεί από τις λύσεις της ΜΠΣ, σύμφωνα με:

$$(31.81) \quad R = \frac{\iint_{S_p} (E - E^{inc}) \cdot E^{inc} dS}{\iint_{S_p} |E^{inc}|^2 dS}$$

Τότε η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής μπορεί να υπολογιστεί από το συντελεστή αντανάκλασης R σύμφωνα με:

$$(31.82) \quad Z_{in} = \frac{1+R}{1-R} Z_0$$

όπου Z_0 είναι η χαρακτηριστική σύνθετη αντίσταση του κυματοδηγού.

31.5.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΕΔΙΟ ΕΞΩΤΕΡΗΣ ΖΩΝΗΣ

Το εξώτερο πεδίο που ακτινοβολείται από μια κεραία μπορεί να υπολογιστεί αριθμητικά από το πεδίο ενδότερης ζώνης πάνω σε μια αυθαίρετη επιφάνεια που περιβάλλει εντελώς τη δομή της κεραίας, η οποία δηλώνεται εδώ ως S_{NTF} . Αυτή η διαδικασία είναι γνωστή ως η μετατροπή ενδότερης σε εξώτερη ζώνη. Με δεδομένο το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο ενδότερης ζώνης πάνω στην S_{NTF} , φαίνεται ότι το ηλεκτρικό πεδίο στην εξώτερη ζώνη εκφράζεται ως:

$$(31.83) \quad \mathbf{E}_\theta(\mathbf{r}) = -\frac{jk_0 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} (\mathbf{L}_\varphi + Z_0 \mathbf{N}_\theta)$$

$$(31.84) \quad \mathbf{E}_\varphi(\mathbf{r}) = \frac{jk_0 e^{-jk_0 r}}{4\pi r} (\mathbf{L}_\theta - Z_0 \mathbf{N}_\varphi)$$

όπου Z_0 είναι η σύνθετη αντίσταση στον ελεύθερο χώρο και ισχύουν:

$$(31.85) \quad \mathbf{N}(\hat{\mathbf{r}}) = \iint_{S_{NTF}} \mathbf{J}(\mathbf{r}') e^{jk_0 \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{r}}} dS'$$

$$(31.86) \quad \mathbf{L}(\hat{\mathbf{r}}) = \iint_{S_{NTF}} \mathbf{M}(\mathbf{r}') e^{jk_0 \mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{r}}} dS'$$

όπου $\mathbf{J} = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}$ και $\mathbf{M} = -\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}$ είναι ισότιμα ηλεκτρικά και μαγνητικά ρεύματα επιφάνειας αντίστοιχα. Η επιφάνεια μετατροπής πεδίου ενδότερης ζώνης σε εξώτερης ζώνης, S_{NTF} , θα πρέπει να είναι μια κλειστή επιφάνεια που θα περιέχει όλες τις πηγές. Εάν ένα πολυδιάστατο εδαφικό πεδίο είναι παρόν (π.χ. στην περίπτωση των μονοπολικών κεραιών), η επιφάνεια S_{NTF} και η εικόνα της S'_{NTF} , μαζί αποτελούν μια κλειστή επιφάνεια. Τα ισότιμα ρεύματα επιφάνειας πάνω στην S'_{NTF} μπορούν να βρεθούν εύκολα εάν επικαλεστούμε την θεωρία της εικόνας.

Σε προσομοιώσεις πεδίου χρόνου, το εξώτερο πεδίο μπορεί να υπολογιστεί στο πεδίο συχνότητας είτε στο πεδίο χρόνου. Στην προσέγγιση του πεδίου συχνότητας, τα ρεύματα επιφάνειας πεδίου χρόνου \mathbf{J} και \mathbf{M} μετατρέπονται στο πεδίο συχνότητας μέσω της FFT ή εναλλακτικά η αντιπροσώπευση τους στο πεδίο συχνότητας σε συγκεκριμένες συχνότητες μπορεί να κατασκευαστεί ταυτόχρονα με την διαδικασία βημάτων χρόνου μέσω μιας DFT. Στη συνέχεια, το σχεδιάγραμμα εξώτερης ζώνης στο πεδίο συχνότητας υπολογίζεται με τη χρήση των Εξ. (31.83)–(31.86). Στην

προσέγγιση πεδίου χρόνου, το σχεδιάγραμμα εξώτερης ζώνης υπολογίζεται άμεσα από τα ρεύματα επιφάνειας πεδίου χρόνου J και M σύμφωνα με:

$$(31.87) \quad E_{\theta}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{4\pi r c_0} \left[\frac{\partial}{\partial t} L_{\theta} \left(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{r \cdot \hat{\mathbf{k}}}{c_0} \right) + Z_0 \frac{\partial}{\partial t} N_{\theta} \left(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{r \cdot \hat{\mathbf{k}}}{c_0} \right) \right]$$

$$(31.88) \quad E_{\varphi}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi r c_0} \left[\frac{\partial}{\partial t} L_{\varphi} \left(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{r \cdot \hat{\mathbf{k}}}{c_0} \right) - Z_0 \frac{\partial}{\partial t} N_{\varphi} \left(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{r \cdot \hat{\mathbf{k}}}{c_0} \right) \right]$$

όπου:

$$(31.89) \quad N(\hat{\mathbf{r}}, \tau) = \iint_{S_{NTF}} J \left(\mathbf{r}', \tau + \frac{r' \cdot \hat{\mathbf{r}}}{c_0} \right) dS'$$

$$(31.90) \quad L(\hat{\mathbf{r}}, \tau) = \iint_{S_{NTF}} M \left(\mathbf{r}', \tau + \frac{r' \cdot \hat{\mathbf{r}}}{c_0} \right) dS'$$

Όσον αφορά την επάρκεια, η μετατροπή πεδίου ενδότερης ζώνης σε πεδίο εξώτερης ζώνης στο πεδίο συχνότητας, είναι πιο κατάλληλη για τον υπολογισμό σχεδιαγραμμάτων εξώτερης ζώνης με πυκνή γωνιώδη δειγματοληψία σε μερικές μόνο συχνότητες, ενώ η ίδια μετατροπή στο πεδίο χρόνου είναι πιο κατάλληλη για τον υπολογισμό σχεδιαγραμμάτων εξώτερης ζώνης μιας μεγάλης έκτασης συχνότητας σε μερικές μόνο γωνίες παρατήρησης.

31.5.4 ΟΠΤΙΚΟΠΟΙΗΣΗ ΕΝΔΟΤΕΡΟΥ ΠΕΔΙΟΥ

Οι μετρήσεις της κεραίας τυπικά παρέχουν γνώση της σύνθετης αντίστασης του σχεδιαγράμματος ακτινοβολίας και του οφέλους. Καθώς οι μετρήσεις συχνά αποκαλύπτουν ότι μια λειτουργία κεραίας απαιτεί κάποιες βελτιώσεις, γίνεται σημαντικό να καταλάβουμε τη φυσική αιτία των μη επιθυμητών χαρακτηριστικών λειτουργίας. Η οπτικοποίηση των ενδότερων πεδίων παρέχει βαθιά γνώση, που τυπικά δεν είναι διαθέσιμη μέσω της μέτρησης. Σε αυτήν την περίπτωση, η ανάλυση αυξάνει τη μέτρηση, επιτρέποντας στους σχεδιαστές κεραιών να εκτελέσουν αναλυτικά πειράματα.

Η οπτικοποίηση μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε πολυάριθμες χρήσιμες περιπτώσεις, που η κάθε μία παρέχει βαθιά γνώση για την φυσική αιτία που καθοδηγεί τη λειτουργία μιας κεραίας. Κάθε εφαρμογή κεραίας θα καθοδηγήσει τη συγκεκριμένη χρήση οπτικοποιήσεων πεδίου. Ενώ είναι αδύνατον να συζητήσουμε όλες τις πιθανές χρήσεις, δίνονται μερικά παραδείγματα, όπου οπτικοποιήσεις πεδίου έχουν αποδείξει τη χρησιμότητά τους στη μηχανική πρακτική των κεραιών.

Η οπτικοποίηση των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων αγωγών, όπως και του αγωγού Roynting, συχνά παρέχει χρήσιμη γνώση της φυσικής. Για παράδειγμα, ισχυρές μαγνητικές γραμμές πεδίου ίσως τυχαία συναντήσουν τις οριζόντιες και κάθετες πύλες μιας κεραίας, προκαλώντας υποβαθμισμένη πόλωση διασταύρωσης. Εναλλακτικά, όταν σχεδιάζουμε κεραίες που έχουν ανισοτροπικά υποστρώματα, η οπτικοποίηση των πεδίων παρέχει γνώση της φυσικής σχετικά με το πώς οι διάφοροι συντελεστές πεδίου επηρεάζονται από την ανισοτροπία. Ως τελικό παράδειγμα, η οπτικοποίηση του αγωγού Roynting μπορεί να είναι εξαιρετικά χρήσιμη στο να παρέχει γνώση στους σχεδιαστές εντυπωμένης κεραίας, για τους φυσικούς μηχανισμούς που σχετίζονται με τις απώλειες του υποστρώματος, καθώς και στα φαινόμενα κύματος επιφάνειας.

31.6 ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΔΙΑΤΑΞΗΣ ΦΑΣΗΣ

Οι κεραίες διάταξης φάσης είναι πολύ σημαντικές στα σύγχρονα συστήματα radar και επικοινωνίας. Η ακριβής πρόβλεψη των παραμέτρων διάταξης με τη χρήση αριθμητικών μεθόδων όχι μόνο μειώνει το κόστος ανάπτυξης και την περίοδο σχεδιασμού αλλά επίσης παρέχει ανεκτίμητες πληροφορίες στους μηχανικούς σχεδιασμού. Οι αυξανόμενες απαιτήσεις της λειτουργίας διατάξεων ίσως περιέχουν μη παραδοσιακά σχέδια που χρησιμοποιούν ανισοτροπικά διασκορπιστικά υλικά ή περίπλοκα στοιχεία ακτινοβολίας. Επιπρόσθετα, ένα επιτυχημένο σχέδιο διάταξης κεραίας ίσως απαιτεί ένα περίπλοκο δίκτυο τροφοδοσίας και ρύθμισης, το οποίο από μόνο του ίσως θέσει ορισμένες αριθμητικές προκλήσεις. Ανάμεσα στις διάφορες αριθμητικές μεθόδους, ΜΠΣ φαίνεται να ταιριάζει στην εκτέλεση τέτοιων αναλύσεων λόγω της ποικιλομορφίας της στην γεωμετρία και στο σχεδιασμό υλικών.

Σε αυτόν τον τομέα, υπολογίζονται δύο σενάρια για την ανάλυση διάταξης. Στην πρώτη περίπτωση, η διάταξη θεωρείται ατελώς περιοδική, συνήθως σε ένα πεδίο xy δύο διαστάσεων. Αν και δεν αποτελεί ρεαλιστική διαμόρφωση, το πρότυπο ατελούς διάταξης παρέχει μία καλή προσέγγιση της λειτουργίας των εσωτερικών στοιχείων σε μια μεγάλη πεπερασμένη διάταξη. Η αριθμητική ανάλυση μιας ατελούς διάταξης είναι σχετικά εύκολη επειδή η περιοχή υπολογισμού μπορεί να περιοριστεί σε ένα μοναδικό στοιχείο διάταξης (μονάδα τμήματος), λόγω της περιοδικότητας στα ηλεκτρομαγνητικά πεδία. Στην δεύτερη περίπτωση, σχεδιάζονται με πιστότητα διατάξεις με πεπερασμένο μέγεθος. Αφού τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία δεν ικανοποιούν πλέον τις περιοδικές σχέσεις, η περιοχή υπολογισμού πρέπει να επεκταθεί για να φιλοξενήσει όλη την διάταξη. Παρ' όλα αυτά, η επανάληψη στις γεωμετρικές περιοδικών διατάξεων μπορεί συχνά να χρησιμοποιηθεί στην αριθμητική προσομοίωση, όπου βοηθά να ελαττωθεί το τεράστιο υπολογιστικό φορτίο που συνδέεται τυπικά με μια ανάλυση πεπερασμένης διάταξης.

31.6.1 ΑΤΕΛΕΙΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ

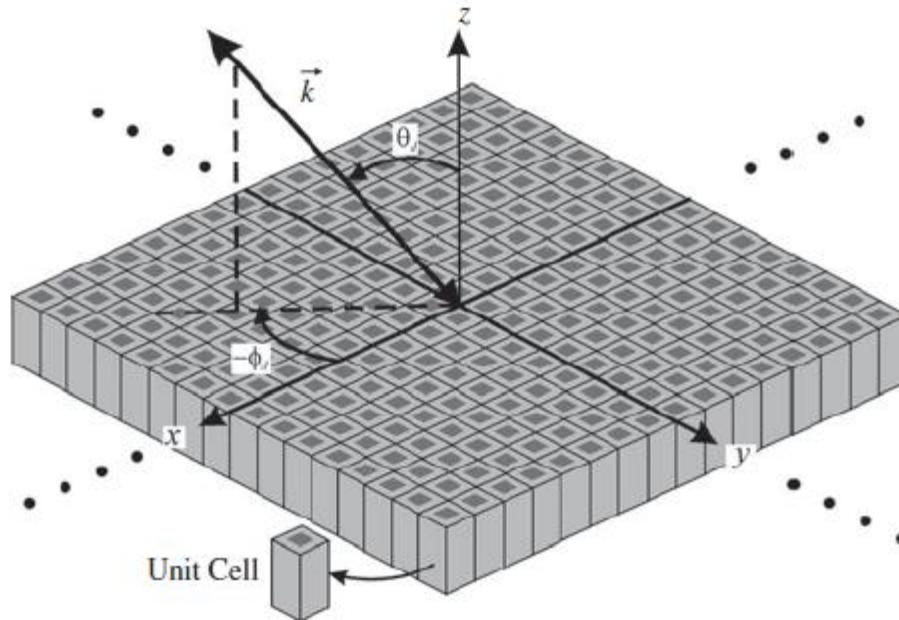
Μία ατελώς περιοδική δομή με μια ομοιόμορφη διέγερση που δέχεται προοδευτικά φάση, βοηθά την αριθμητική ανάλυση στο να περιοριστεί σε ένα μοναδικό στοιχείο διάταξης ή σε ένα τμήμα μονάδας. Στην εσωτερική περιοχή του τμήματος μονάδας, καθιερωμένη διακριτοποίηση της ΜΠΣ εφαρμόζεται. Στα όρια του τμήματος μονάδας τίθενται κατάλληλοι όροι περιοριστικού για να προτυποποιήσουμε σωστά την συμπεριφορά πεδίου στα περιοδικά όρια και στα όρια ακτινοβολίας. Τέτοιοι όροι περιοριστικού έχουν αναπτυχθεί στα πεδία συχνότητας και χρόνου.

31.6.1.1 ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

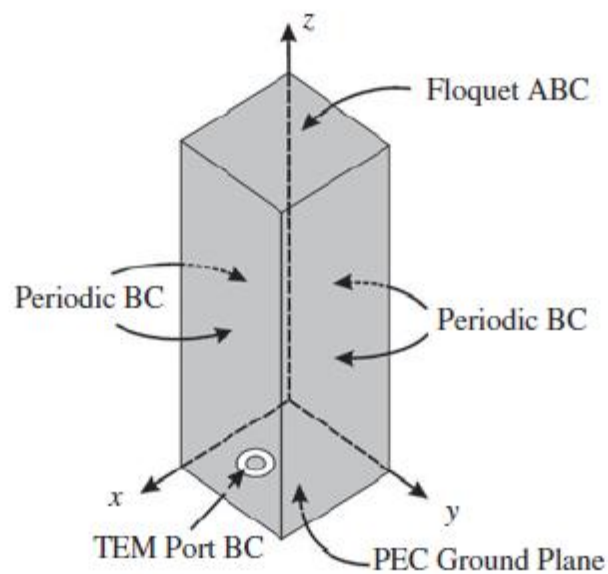
Όταν μια διάταξη φάσης λειτουργεί με εξάρτηση αρμονικού χρόνου (πεδίο συχνότητας), κάθε στοιχείο κεραίας διεγείρεται από μία ξεχωριστή πηγή με μια συγκεκριμένη διαφορά φάσης που είναι σχετική με τις άλλες πηγές, το οποίο έχει ως αποτέλεσμα να ακτινοβολείται μία κύρια ακτίνα προς μια επιθυμητή διεύθυνση. Για να γείρουμε την ακτίνα η εναλλαγή σχετικής φάσης ανάμεσα στα στοιχεία αλλάζει, έτσι ώστε η ακτίνα να ακτινοβολεί σε μία νέα διεύθυνση. Μία διάταξη ατελούς κεραίας μπορεί να αναλυθεί με τη χρήση ενός μοναδικού τμήματος μονάδας, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 31.7, όπου το πεδίο σε μια περιοδική επιφάνεια ενός τμήματος μονάδας σχετίζεται με το πεδίο στην αντίθετη παράλληλη επιφάνεια ενός τμήματος μονάδας μέσω μιας απλής εναλλαγής φάσης. Αυτό το γεγονός κάνει αυτόματη τη χρήση ενός τμήματος μονάδας για να αναλύσουμε αριθμητικά ατελώς περιοδικές δομές κεραίας διατάξεων φάσης στο πεδίο συχνότητας.

Σκεφθείτε μια επίπεδη διάταξη που εκτείνεται ατελώς στο πεδίο xy όπως φαίνεται στο Σχέδιο 31.7. Σύμφωνα με το θεώρημα του Floquet [15], το ηλεκτρικό πεδίο ικανοποιεί την ακόλουθη περιοδική σχέση:

$$(31.91) \quad E(x + T_x, y + T_y) = E(x, y)e^{-j(k_x^s T_x + k_y^s T_y)}$$



(a)



(b)

Unit Cell: Τμήμα Μονάδος, Floquet ABC: Από τον Floquet, Periodic BC: Περιοδικός ΠΟ, TEM Port BC: Πύλη TEM ΠΟ, PEC Ground Plane: Εδαφική Επιφάνεια ΤΗΑ, **Σχέδιο 31.7(a)** Ατελής περιοδική διάταξη και **(b)** Τμήμα μονάδος που υποθετικά έχει μια εδαφική επιφάνεια και πύλη διέγερσης κυματοδηγού (Από Πηγή 47, copyright©2006 IEEE).

όπου T_x και T_y είναι οι περιοδικότητες στις κατευθύνσεις x και y , $k_x^s = k_0 \sin \theta_s \cos \varphi_s$ και $k_y^s = k_0 \sin \theta_s \sin \varphi_s$ στην ελικοειδή γωνία θ_s και στη γωνία φ_s , με τα (θ_s, φ_s) να είναι η οπτική γωνία εξέτασης της διάταξης. Η εφαρμογή της Εξ. (31.91) στα τέσσερα τείχη του τμήματος μονάδας έχει ως αποτέλεσμα ένα περιοδικό όρο περιοριστικού που σχετίζει το ηλεκτρικό πεδίο στα απέναντι τείχη με έναν όρο αλλαγής φάσης που καθορίζεται από τις οπτικές γωνίες της διάταξης.

Καθώς υποθέτουμε την ύπαρξη ενός ατελούς εδαφικού πεδίου στην κατώτερη επιφάνεια της διάταξης, απαιτείται ένας όρος περιοριστικού ακτινοβολίας, μόνο στην ανώτατη επιφάνεια. Αν και προσεγγιστικοί περιοριστικοί όροι ακτινοβολίας, όπως ο ΑΠΟ πρώτης τάξης, μπορούν να εφαρμοστούν στην επιφάνεια, μία απόλυτη περιοδική έκδοση της περιοριστικής ολοκληρωματικής εξίσωσης παρουσιάζεται σε αυτόν τον τομέα. Λόγω της περιοδικότητας στις κατευθύνσεις x και y , η ολοκλήρωση στο χωρικό πεδίο μπορεί να εκτελεστεί ως μια διπλή πρόσθεση στο φασματικό πεδίο με την μετατροπή Fourier και η εξίσωση μπορεί να γραφεί ως εξής [17]:

$$(31.92) \quad H(r) = -2jk_0 Y_0 \sum_{\rho=-\infty}^{\infty} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \tilde{G}(k_{xp}, k_{yq}) \cdot \tilde{M}_{pq} e^{-j(k_{xp}x + k_{yq}y)}$$

όπου \tilde{M}_{pq} είναι η δισδιάστατη (2D) μετατροπή Fourier του μαγνητικού ρεύματος στην ανώτατη επιφάνεια S_T

$$(31.93) \quad \tilde{M}_{pq} = \frac{1}{T_x T_y} \iint_{S_T} M(x, y) e^{j(k_{xp}x + k_{yq}y)} dS$$

και $\tilde{G}(k_{xp}, k_{yq})$ είναι η δυαδική λειτουργία του Green στο φασματικό πεδίο, που μπορεί να εκφραστεί πιο αναλυτικά ως:

$$(31.94) \quad \tilde{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_{xp}, \mathbf{k}_{yq}) = \frac{1}{2jk_z k_0^2} \begin{bmatrix} k_0^2 - k_{xp}^2 & -k_{xp}k_{yq} \\ -k_{xp}k_{yq} & k_0^2 - k_{yq}^2 \end{bmatrix}$$

όπου:

$$(31.95) \quad k_{xp} = \frac{2\pi}{T_x} p + k_x^s, \quad k_{yq} = \frac{2\pi}{T_y} q + k_y^s, \quad k_z = \sqrt{k_0^2 - k_{xp}^2 - k_{yq}^2}$$

Η ολοκληρωματική εξίσωση (31.92) εφαρμόζει έναν ακριβή περιοριστικό όρο ακτινοβολίας στην S_T , κατά την παρουσία μιας ατελούς διάταξης. Έτσι, μετατρέπεται σε έναν περιοδικό όρο περιοριστικού ακτινοβολίας. Αριθμητικά, οι ατελείς προσθέσεις στην Εξ. (31.92) πάντα διαχωρίζονται ως εξής : $-M \leq p \leq M$ και $-N \leq q \leq N$, όπου M και N είναι οι υψηλότερες τάξεις των τύπων του Floquet που διαδίδονται στον ελεύθερο χώρο, που περιλαμβάνονται στις προσθέσεις. Περίοδοι μεγαλύτερων διατάξεων επιτρέπουν πιο διεισδυτικούς τύπους του Floquet στον ελεύθερο χώρο· έτσι περισσότεροι όροι θα πρέπει να συμπεριληφθούν στην πρόσθετη. Ταυτόχρονα, είναι εξίσου σημαντικό η χωρική διακριτοποίηση στην S_T να είναι πιο πυκνή για την επίλυση της χωρικής μεταβολής του τύπου Floquet υψηλής τάξης στον ελεύθερο χώρο.

31.6.1.2 ΣΧΕΛΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ

Όπως φαίνεται πιο πάνω όταν αναλύουμε μια ατελώς περιοδική διάταξη κεραίας με τη χρήση ενός τμήματος μονάδας, είναι απαραίτητο να επιβάλλουμε περιοδικούς περιοριστικούς όρους που αντανακλούν μια ομοιόμορφη αλλαγή φάσης στα στοιχεία κεραίας. Αυτό γίνεται αυτόματα στο πεδίο συχνότητας. Παρ' όλα αυτά, είναι πιο δύσκολο στο πεδίο χρόνου όταν τα στοιχεία κεραίας διεγείρονται από ένα παλμό στο χρόνο με μια κατάλληλη αλλαγή φάσης για να γείρουμε την κύρια ακτίνα σε μια

ειδική κατεύθυνση. Η δυσκολία της εφαρμογής των περιοδικών περιοριστικών όρων σε αυτήν την περίπτωση, οφείλεται στο γεγονός ότι η απλή αλλαγή φάσης στο πεδίο συχνότητας, μεταφράζεται σε μια αλλαγή χρόνου στο πεδίο χρόνου. Αυτή η αλλαγή χρόνου στο πεδίο σε δύο παράλληλες περιοδικές επιφάνειες, απαιτεί μελλοντική γνώση του πεδίου στη μία από τις δύο επιφάνειες, για να εφαρμοστούν οι περιοδικοί περιοριστικοί όροι. Προφανώς, αυτό είναι ένα κύριο εμπόδιο που πρέπει να ξεπεράσει μια αριθμητική μέθοδο στο πεδίο χρόνου. Από την βιβλιογραφία προτείνονται διάφορες μέθοδοι για την επίλυση του προβλήματος περιοδικών περιοριστικών όρων στο πεδίο χρόνου, για την ανάλυση της ΜΠΔ [96, 97] και για την ανάλυση ολοκληρωματικής εξίσωσης [98]. Μία από τις τεχνικές που προτάθηκαν αρχικά για την ανάλυση της περιοδικής ΜΠΔ, έχει υιοθετηθεί πρόσφατα για την ανάλυση της ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου [46, 47]. Αυτή η μέθοδος βασίζεται στην μετατροπή των εξισώσεων του Maxwell σε ένα νέο σύνολο εξισώσεων, που θα περιλαμβάνει μετατρέπόμενες μεταβλητές πεδίου αντί για τις συνήθεις μεταβλητές πεδίου. Με αυτόν τον τρόπο, μια μετατρέπόμενη μεταβλητή πεδίου σε μία περιοδική επιφάνεια μπορεί να γίνει ίση με μια μετατρέπόμενη μεταβλητή πεδίου στην παράλληλη περιοδική επιφάνεια, για όλη τη διάρκεια του χρόνου, έτσι ώστε οι περιοδικοί περιοριστικοί όροι να μπορούν εύκολα να εφαρμοστούν.

Πιο συγκεκριμένα, παρουσιάζουμε μια μεταβλητή μετατρέπόμενου πεδίου P , που σχετίζεται με τον αγωγό ηλεκτρικού πεδίου από:

$$(31.96) \quad E(x, y, z; \omega) = P(x, y, z; \omega) e^{-j(k_x^s x + k_y^s y)}$$

Αυτό συμβαίνει για να εξάγουμε την μεταβολή φάσης που σχετίζεται με τους περιοδικούς περιοριστικούς όρους. Αντικαθιστώντας την Εξ. (31.96) με την Εξ. (31.91), έχουμε τον περιοδικό περιοριστικό όρο P ως:

$$(31.97) \quad P(x, y, z; \omega) = \begin{cases} P(x+T_x, y, z; \omega) \\ P(x, y+T_y, z; \omega) \end{cases}$$

Σημειώστε ότι η Εξ. (31.97) παραμένει η ίδια στο πεδίο χρόνου κάνοντας την εφαρμογή των περιοδικών περιοριστικών όρων άμεση, καθώς δεν υπάρχει χρονική καθυστέρηση ανάμεσα στα μετατρεπόμενα πεδία δύο παράλληλων επιφανειών του τμήματος μονάδας. Αντικαθιστώντας την μεταβλητή μετατρεπόμενου πεδίου που ορίζεται στην Εξ. (31.96) με την κυματική εξίσωση (31.8) και μετατρέποντας την εξίσωση που προκύπτει στο πεδίο χρόνου, έχουμε την ακόλουθη τροποποιημένη κυματική εξίσωση (η οποία αγνοεί τους όρους πηγής για λόγους απλοποίησης):

$$(31.98) \quad \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{P} \right) + \frac{1}{c^2} \left(\epsilon_r - \frac{\sin^2 \theta_s}{\mu_r} \right) \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} - \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} - \frac{1}{c} \nabla \times \left(\frac{k_t^s}{\mu_r} \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right) - \frac{1}{c} \frac{k_t^s}{\mu_r} \times \nabla \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \mathbf{k}_t^s \left(\frac{k_t^s}{\mu_r} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \right) = \mathbf{0}$$

όπου ο πλάγιος συντελεστής, k_t^s , του αγωγού μονάδας του αριθμού κυμάτων αγωγού εξέτασης δίνεται από:

$$(31.99) \quad k_t^s = \sin \theta_s \cos \varphi_s \hat{x} + \sin \theta_s \sin \varphi_s \hat{y}$$

Η Εξ. (31.98) λύνεται για ένα τμήμα μονάδας με τα σχετιζόμενα όρια διαχωρισμού που φαίνονται στο Σχέδιο 31.7. Με το σύστημα συντεταγμένων που φαίνεται για το τμήμα μονάδας στο Σχέδιο 31.7b, έχουμε τους ακόλουθους περιοδικούς όρους περιοριστικού:

$$(31.100) \quad \mathbf{P}(x = \mathbf{0}, \mathbf{y}, \mathbf{z}; t) = \mathbf{P}(x = T_x, \mathbf{y}, \mathbf{z}; t)$$

$$\mathbf{P}(x, \mathbf{y} = \mathbf{0}, \mathbf{z}; t) = \mathbf{P}(x, \mathbf{y} = T_y, \mathbf{z}; t)$$

και για απλοποίηση εκτελούμε έναν ΑΠΟ πρώτης τάξης,

$$(31.101) \quad \hat{\mathbf{z}} \times \left(\nabla \times \mathbf{P} - \frac{1}{c} \hat{\mathbf{k}}_t^s \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right) = \frac{1}{c \cos \theta_s} \hat{\mathbf{k}}_t^s \left(\hat{\mathbf{k}}_t^s \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right) - \frac{1}{c} \cos \theta_s \hat{\mathbf{z}} \times \left(\hat{\mathbf{z}} \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right)$$

ο οποίος μπορεί να απορροφήσει τελείως την κύρια ακτίνα, που αντιστοιχεί στον θεμελιώδη τύπο του Floquet. Πιο εκλεπτυσμένους όρους περιοριστικού που απορροφούν τύπους Floquet υψηλότερης τάξης μπορούμε να βρούμε με τη χρήση της μετατροπής Laplace της Εξ. (31.92). Η εφαρμογή της, παρ' όλα αυτά, είναι πιο αναλυτική [47].

Είναι σημαντικό να σημειώσουμε αυτό όμως το σχεδιασμό διαξονικών κεραιών διάταξης που τροφοδοτούνται με κυματοδηγό, όπου τα στοιχεία κεραίας βρίσκονται στην κορυφή ενός διάτρητου εδαφικού πεδίου και τροφοδοτούνται μέσω των οπών στο εδαφικό πεδίο από διαξονικούς κυματοδηγούς. Σε αυτήν την περίπτωση, ο κατάλληλος περιοριστικός όρος (λαμβάνοντας υπ' όψιν μόνο τον τύπο TEM), είναι:

$$(31.102) \quad \hat{\mathbf{n}} \times \left(\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{P} \right)_{Z=Z_{port}} = -\frac{(\epsilon_r/\mu_r)^{1/2}}{c} \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{n}} \times \left(\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} - 2 \frac{\partial \mathbf{P}^{inc}}{\partial t} \right)_{Z=Z_{port}}$$

όπου P^{inc} είναι το μετατρεπόμενο πεδίο συμβάντος.

31.6.2 ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΕΣ ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ

Η ανάλυση και ο σχεδιασμός μίας μεγάλης κεραίας διάταξης πεπερασμένης φάσης, που αποτελείται από εκατοντάδες ή χιλιάδες στοιχεία διάταξης, είναι μεγάλη

πρόκληση τεχνικά εξαιτίας του μεγάλου ηλεκτρικού μεγέθους της. Αν και επίπεδες διατάξεις πεπερασμένου μεγέθους μπορούν να προσεγγιστούν από ένα ατελές πρότυπο (τμήμα μονάδας) σε σύζευξη με τη θεωρία διάταξης [99] και διατάξεις με τη μία διάσταση αρκετά μεγαλύτερη από την άλλη μπορούν να προσεγγιστούν από ένα πρότυπο διάταξης πεπερασμένης – προς – ατελούς [100], μία τέτοια ανάλυση αγνοεί τις επιπτώσεις διαχωρισμού περίπλοκης αιχμής, που συχνά αντιμετωπίζονται με χρονοβόρες και ακριβές μετρήσεις. Αυτό είναι ειδικά ισχύον όσον αφορά την κατανόηση της μεταβολής της σύνθετης ηλεκτρικής αντίστασης εισαγωγής, που φαίνεται από τα εξώτερα στοιχεία της διάταξης ως συνάρτηση της αποστάσεώς τους από την αιχμή της διάταξης. Είναι σημαντικό να σημειώσουμε ότι για τα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας που σχετίζονται με επίπεδες πεπερασμένες περιοδικές διατάξεις ανεξάρτητης διάστασης, συμβαίνει συχνά η απλή θεωρία διάταξης που βασίζεται στην ανάλυση τμήματος μονάδας να μην είναι επαρκής και να χρειάζεται αγνοήσιμο υπολογιστικό κόστος πέρα από την προσομοίωση τμήματος μονάδας.

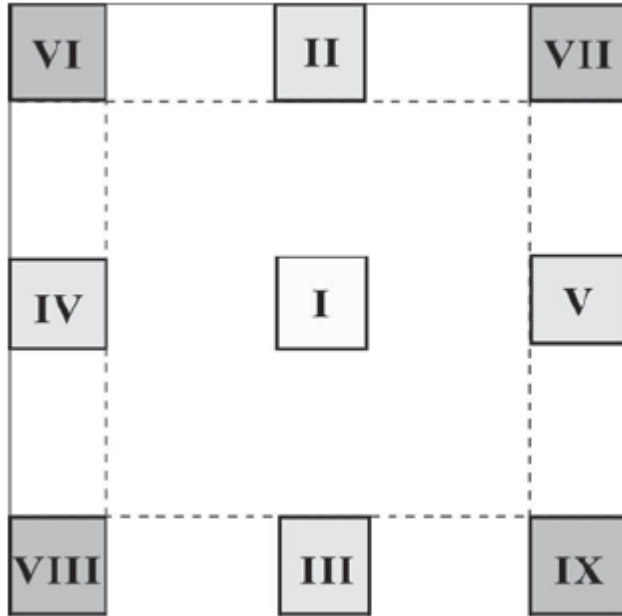
Για εφαρμογές που απαιτούν μία δραστική ανάλυση της πεπερασμένης διάταξης, μια συμβατική μορφοποίηση της ΜΠΣ μπορεί να χρησιμοποιηθεί· παρ' όλα αυτά, αυτό συχνά έχει ως αποτέλεσμα, γραμμικά συστήματα με εκατομμύρια αγνώστους, που απαιτούν τεράστια ποσά μνήμης και λειτουργιών. Σε προσπάθειες που έχουν γίνει για την τέλεια προτυποποίηση μεγάλων πεπερασμένων περιοδικών διατάξεων, έχουν αναπτυχθεί διάφοροι γρήγοροι αλγόριθμοι, μαζί με την μέθοδο αποσύνθεσης διάταξης [18], την χαρακτηριστική μέθοδο συνάρτησης βάσης [101] και τις μεθόδους αποσύνθεσης περιοχής [19, 21]. Οι μέθοδοι αποσύνθεσης περιοχής για τα πρότυπα πεδίου συχνότητας και χρόνου συζητούνται ακολούθως.

31.6.2.1 ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

Ανάμεσα στα διάφορα αριθμητικά σχήματα που έχουν προταθεί για προσομοιώσεις της ΜΠΣ μεγάλης κλίμακας, η μέθοδος αποσύνθεσης περιοχής είναι πιθανώς η πιο επαρκής και πολλαπλά χρήσιμη. Εδώ περιγράφουμε μία μέθοδο αποσύνθεσης περιοχής που αρμόζει στην προσομοίωση μεγάλων κεραιών πεπερασμένης διάταξης. Αυτή η μέθοδος ονομάζεται δυαδική μέθοδος απόσχισης πεπερασμένου στοιχείου και

διασυνδετική μέθοδος για ηλεκτρομαγνητική ανάλυση (ΔΔΜΑΠΣ – ΗΜ) [21]. Είναι μία επέκταση της μεθόδου ΔΔΜΑΠΣ για την επίλυση της εξίσωσης του Helmholtz στην υπολογιστική ακουστική [102 – 104]. Οι βασικές ιδέες των ΜΑΠΣ και ΔΔΜΑΠΣ έχουν επίσης υιοθετηθεί για την επίλυση ηλεκτρομαγνητικών προβλημάτων [19, 70]. Η γενική αρχή της ΔΔΜΑΠΣ – ΗΜ είναι: πρώτα να χωρίζουμε ολόκληρη την υπολογιστική περιοχή σε υποπεριοχές, όπου μία ατελής λύση του πεδίου εκτιμάται πρώτα με τη χρήση ενός άμεσου λύτη για τις εξισώσεις ΜΠΣ (ένας άμεσος λύτης, σε αντίθεση με ένα επαναληπτικό λύτη, παρέχει μία ολοκληρωματική παραγοντοποίηση του κυβερνώντος πίνακα συστήματος της ΜΠΣ στις υποπεριοχές). Στη συνέχεια εφαρμόζεται μια εφαπτόμενη συνέχεια στις προσόψεις των υποπεριοχών με τη χρήση των πολλαπλασιαστών Lagrange. Αυτό αποφέρει ένα πρόβλημα επιφάνειας μειωμένης τάξης, που μπορεί να λυθεί χρησιμοποιώντας ένα επαναληπτικό αλγόριθμο. Η λύση στο πρόβλημα της επιφάνειας μπορεί να χρησιμεύσει ως ο περιοριστικός όρος για μεμονωμένα προβλήματα υποπεριοχών, που θα βοηθήσει στην εκτίμηση του πεδίου μέσα στις υποπεριοχές.

Για μια γεωμετρία τύπου διάταξης, η φυσική αποσύνθεση περιοχής είναι να χωρίσουμε ολόκληρη την περιοχή έτσι ώστε κάθε στοιχείο διάταξης να αποτελεί υποπεριοχή. Για μια διάταξη που αποτελείται από $M \times N$ στοιχεία διάταξης, μία τέτοια αποσύνθεση αποφέρει $M \times N$ υποπεριοχές επιπρόσθετα στις υποπεριοχές που βρίσκονται εξωτερικά στην διάταξη, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 31.8. Υποθέτοντας ότι όλα τα στοιχεία διάταξης είναι όμοια (κάτι που δεν είναι απολύτως αναγκαίο), υπάρχουν εννέα διαφορετικές υποπεριοχές σε ολόκληρη την περιοχή υπολογισμού, όλες οι άλλες υποπεριοχές μπορούν τότε να αναγνωριστούν ως μία από αυτές τις βασικές εννέα υποπεριοχές (λόγω της εφαρμογής εξωτερικών περιοριστικών όρων όπως ο ΑΠΟ και οι ΤΣΣs, οι υποπεριοχές στις άκρες και τις γωνίες είναι διαφορετικές από αυτές στο εσωτερικό). Στην επιφάνεια συνεπαφής δύο υποπεριοχών, οι υποπεριοχές, για παράδειγμα,



Σχέδιο 31.8 . Εννέα διαφορετικά στοιχεία σε μια ορθογώνια διάταξη. Λόγω του εξωτερικού όρου περιοριστικού, οι εξισώσεις της ΜΠΣ για αυτά τα εννέα στοιχεία διαφέρουν. Παρ' όλα αυτά, όλα τα άλλα στοιχεία μπορούν να ταυτοποιηθούν με ένα από αυτά τα στοιχεία.

i και j , τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία ικανοποιούν τους όρους εφαπτόμενης συνέχειας:

$$(31.103) \quad \hat{n}_i \times (\hat{n}_i \times \mathbf{E}_i) = \hat{n}_j \times (\hat{n}_j \times \mathbf{E}_j)$$

$$\hat{n}_i \times \left(\frac{1}{\mu_{ri}} \nabla \times \mathbf{E}_i \right) = -\hat{n}_j \times \left(\frac{1}{\mu_{rj}} \nabla \times \mathbf{E}_j \right) = \mathbf{A}_{ij}$$

όπου \hat{n}_i και \hat{n}_j είναι οι φυσιολογικοί αγωγοί μονάδας στην επιφάνεια συνεπαφής που τείνουν στο εξωτερικό των υποπεριοχών i και j αναλόγως. Σημειώστε ότι το \mathbf{A}_{ij} στην επιφάνεια συνεπαφής είναι άγνωστο. Παρ' όλα αυτά, εάν χρησιμοποιήσουμε την ΜΠΣ, μπορούμε να μορφοποιήσουμε το σύστημα εξισώσεων, για κάθε υποπεριοχή με τα ηλεκτρικά πεδία \mathbf{E} και \mathbf{A} ως αγνώστους. Για όμοιες υποπεριοχές, οι πίνακες της ΜΠΣ θα είναι όμοιοι. Όλα τα συστήματα εξισώσεων υποπεριοχών μπορούν έτσι να

συγκεντρωθούν για να σχηματίσουν ένα μεγάλο, καθολικό σύστημα εξισώσεων που βασίζεται στην Εξ. (31.103). Παρ' όλα αυτά, μπορούμε να εξαλείψουμε όλους τους αγνώστους που σχετίζονται με το ηλεκτρικό πεδίο στο καθολικό σύστημα, για να έχουμε ένα αρκετά μικρότερο σύστημα που περιέχει μόνο τους αγνώστους που σχετίζονται με το Λ . Αφού το Λ ορίζεται μόνο στις επιφάνειες συνεπαφής ανάμεσα στις υποπεριοχές, αυτό το μικρότερο σύστημα ονομάζεται 'πρόβλημα επιφάνειας συνεπαφής'. Όταν μορφοποιείται προσεκτικά, η εξάλειψη των αγνώστων του ηλεκτρικού πεδίου στο παγκόσμιο σύστημα απαιτεί μόνο την αναστροφή του πίνακα ΜΠΣ για κάθε υποπεριοχή. Αφού ο πίνακας είναι σχετικά μικρός και αραιός, μπορεί εύκολα να παραγοντοποιηθεί επαρκώς, χρησιμοποιώντας έναν αραιό άμεσο λύτη όπως έχει περιγραφεί πιο πριν. Επιπρόσθετα, εφόσον υπάρχουν εννέα διαφορετικές υποπεριοχές, μόνο εννέα τέτοιοι πίνακες ΜΠΣ πρέπει να παραγοντοποιηθούν γενικώς. Αυτό επιταχύνει σημαντικά την προσομοίωση και κάνει τη λύση μεγάλων πεπερασμένων διατάξεων ήπια.

Το αρκετά μικρότερο πρόβλημα επιφάνειας συνεπαφής λύνεται με τη χρήση ενός επαναληπτικού αλγόριθμου όπως GMRES με τη βοήθεια ενός προκαταρκτικού όρου. Αφού το πρόβλημα επιφάνειας συνεπαφής λυθεί, το ηλεκτρικό πεδίο μέσα σε κάθε υποπεριοχή μπορεί να εκτιμηθεί μεμονωμένα χρησιμοποιώντας τον γνωστό περιοριστικό όρο του Neumann [η δεύτερη εξίσωση στην Εξ. (31.103)] στην επιφάνεια συνεπαφής κάθε υποπεριοχής. Έχει αποδειχτεί ότι ο αριθμός των επαναλήψεων για τη λύση του προβλήματος επιφάνειας συνεπαφής βασίζεται στον αριθμό των υποπεριοχών, που σημαίνει ότι ένα πρόβλημα μεγαλύτερο n φορές μπορεί να λυθεί παράλληλα σε συνεχή χρόνο με τη χρήση του αριθμού των επεξεργασιών επί n φορές. Αυτό καθιστά την ΔΔΜΑΠΣ – ΗΜ ιδιαίτερα χρήσιμη για παράλληλο υπολογισμό. Επιπρόσθετα, λόγω της επαρκούς επαναληπτικής χρήσης της των πινάκων ΜΠΣ για τις υποπεριοχές, η μέθοδος μπορεί να διαχειριστεί επαρκώς μεγάλα προβλήματα διάταξης ακόμα και σε ένα μονό υπολογιστή.

31.6.2.2 ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΣΤΟ ΠΕΔΙΟΥ ΧΡΟΝΟΥ

Η ανάπτυξη μιας επαρκούς μορφοποίησης στο πεδίο χρόνου για μία μεγάλη πεπερασμένη διάταξη δεν είναι τόσο αυτόματη όσο η ανάλογη μορφοποίηση στο πεδίο συχνότητας. Αν και ο πίνακας συστήματος λύνεται μόνο μία φορά στην προσομοίωση πεδίου συχνότητας, λύνεται κάθε φορά σε κάθε σημείο χρόνου σε μια προσομοίωση πεδίου χρόνου. Έτσι λοιπόν, η επίλυση του πίνακα είναι πιο κρίσιμη σε μια προσομοίωση πεδίου χρόνου και ένα τρομακτικό ποσό προσπάθειας έρευνας έχει δαπανηθεί προς αυτήν την κατεύθυνση. Για να ελαχιστοποιήσουμε τον ολικό χρόνο του CPU, είναι προτιμότερο να λύσουμε το γραμμικό σύστημα με ένα άμεσο λύτη στο πεδίου χρόνου, αφού η παραγοντοποίηση μπορεί να ξαναχρησιμοποιηθεί σε κάθε χρονικό σημείο. Για μεγάλες πεπερασμένες διατάξεις, το απόθεμα μνήμης που απαιτείται από έναν άμεσο λύτη γίνεται μεγάλο σε μη πρακτικό βαθμό, ακόμα και για την παραγοντοποίηση ενός αραιού πίνακα που είναι αποτέλεσμα μιας ολικής διακριτοποίησης της ΜΠΣ. Αυτό συμβαίνει επειδή το αντίστροφο ενός αραιού πίνακα δεν είναι γενικά αραιό. Ως αποτέλεσμα, η ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου συχνά στρέφεται σε ένα επαναληπτικό λύτη για μεγαλύτερα προβλήματα για να αποφύγουμε την υπερβολική χρήση της μνήμης. Παρ' όλα αυτά, η μετατρεψιμότητα ενός επαναληπτικού λύτη βασίζεται εντόνως στις ιδιότητες του πίνακα συστήματος και τους προκαταρκτικούς όρους που χρησιμοποιεί.

Μία στρατηγική επίλυσης προβλημάτων μεγάλης κλίμακας, στο πεδίο χρόνου, είναι να εφαρμόσουμε ξανά τη μέθοδο αποσύνθεσης περιοχής διαχωρίζοντας την αρχική σφαιρική περιοχή υπολογισμού σε μερικές μικρότερες υποπεριοχές. Με μειωμένο μέγεθος, κάθε πρόβλημα μικρότερης υποπεριοχής μπορεί να κατασκευαστεί και να λυθεί με τη χρήση ενός αραιού άμεσου λύτη έτσι ώστε η συνολική υπολογιστική περιπλοκότητα να μειωθεί σε σχέση με το αρχικό (ολικό) πρόβλημα μονής περιοχής. Για να μειώσουμε επιπλέον το χρόνο μέτρησης, τα προβλήματα υποπεριοχών μπορούν να διαμοιραστούν σε ένα τεραστίων διαστάσεων παράλληλο υπολογιστικό σύστημα και να λυθούν παράλληλα. Σε αυτό το σημείο, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την ΔΑΜΑΠΣ – ΗΜ. Ένα μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι το ολικό πρόβλημα επιφάνειας συνεπαφής, το οποίο συνήθως λύνεται με ένα επαναληπτικό λύτη, απαιτεί λύση για κάθε χρονικό σημείο. Ένα πιο επαρκές σχήμα

αποσύνθεσης περιοχής στο πεδίο χρόνου που δεν απαιτεί λύση του ολικού προβλήματος έχει προταθεί προσφάτως [44, 45]. Αυτή η μέθοδος, γνωστή ως ‘‘αποσύνθεση περιοχής δυαδικού πεδίου’’ της ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου (ΑΠΔΠ), λύνει τις κυματικές εξισώσεις αγωγού δυαδικού πεδίου δεύτερης τάξης σε κάθε υποπεριοχή και σχετίζει τις γειτονικές υποπεριοχές εξειδικευμένα χρησιμοποιώντας τα ισότιμα ρεύματα επιφάνειας στις επιφάνειες συνεπαφής των υποπεριοχών. Αφού οι γειτονικές υποπεριοχές σχετίζονται εξειδικευμένα σε κάθε χρονικό σημείο, ένα ολικό πρόβλημα επιφάνειας συνεπαφής δεν χρειάζεται να μορφοποιηθεί και να λυθεί. Σε κάθε χρονικό σημείο κάθε πρόβλημα υποπεριοχής λύνεται επαρκώς με τη χρήση του τοπικού παραγοντοποιημένου πίνακα του.

Η μέθοδος ΑΠΔΠ μπορεί να επιταχυνθεί επιπλέον για την αντιμετώπιση μεγάλων προβλημάτων πεπερασμένης διάταξης, αξιοποιώντας την γεωμετρική επανάληψη στην γεωμετρία διάταξης. Όπως αναφέραμε ήδη, όταν η υπολογιστική περιοχή χωρίζεται έτσι ώστε κάθε στοιχείο της διάταξης γίνεται υποπεριοχή, προκύπτουν εννέα διαφορετικές υποπεριοχές. Για κάθε μία από τις εννέα βασικές υποπεριοχές, ένας πίνακας ΜΠΣ συγκροτείται, παραγοντοποιείται και αποθηκεύεται στη μνήμη κατά την αρχή της προσομοίωσης. Κατά το διασκελισμό χρόνου, κάθε στοιχείο διάταξης ανανεώνεται με τη χρήση ενός κατάλληλου παραγοντοποιημένου πίνακα σύμφωνα με τη θέση του στη διάταξη. Έτσι η ΑΠΔΠ απαιτεί το απόθεμα μόνο εννέα παραγοντοποιημένων πινάκων ασχέτως από το πραγματικό μέγεθος της διάταξης. Εάν σκεφτούμε ότι η παραγοντοποίηση πίνακα κυριαρχεί τυπικά στην κατανάλωση μνήμης, μια σημαντική μείωση στην απαίτηση μνήμης επιτυγχάνεται με τη χρήση αυτής της μεθόδου για μεγάλες διατάξεις. Η ίδια τακτική ακολουθείται για το χρόνο παραγοντοποίησης. Παρ’ όλα αυτά, σε αντίθεση με την ΜΠΣ στο πεδίο συχνότητας, το συνολικό ποσό υπολογιστικού χρόνου που απαιτείται από την διαδικασία διασκελισμού χρόνου δυστυχώς δεν μειώνεται. Αυτό συμβαίνει λόγω του ότι αν και οι πίνακες συστήματος είναι ίδια για τις υποπεριοχές με ταυτόσημη γεωμετρία, τα ηλεκτρικά πεδία ανάμεσα σε αυτές τις υποπεριοχές διαφέρουν σε κάθε επανάληψη χρόνου.

31.7 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΕΣ ΚΑΙ ΠΡΑΚΤΙΚΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ

Κατά τις περασμένες δεκαετίες έχουν αναπτυχθεί πολλές τεχνικές ηλεκτρομαγνητικής προσομοίωσης. Σε αυτόν τον τομέα θα συζητήσουμε διάφορες αριθμητικές και πρακτικές εφαρμογές σε σχέση με την επιλογή των τεχνικών προσομοίωσης, την εφαρμοσιμότητα μορφοποιήσεων πεδίου συχνότητας ή χρόνου, το όφελος χρήσης παράλληλων υπολογιστών και το θέμα αριθμητικής μεταστροφής.

31.7.1 ΕΠΙΛΟΓΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ ΤΟΥ ΛΥΤΗ

Υπολογιστικά ηλεκτρομαγνητικά εργαλεία υποστηρίζουν μια ευρεία ποικιλία μηχανολογικών εφαρμογών, όπως ο αναλυτικός σχεδιασμός κεφαίων και η πρόβλεψη των επιρροών μιας πλατφόρμας κατά την λειτουργία μιας κεραίας. Επιπλέον, αφορούν πιο περίπλοκες εφαρμογές, όπως η ρύθμιση συστημάτων κεραίας που υποστηρίζεται από αναλυτικές προβλέψεις, η εκτίμηση γειτονικής αλληλεπίδρασης πολλαπλών συστημάτων κεραίας σε μία πλατφόρμα και η χαμηλή διασπορά από εγκαταστάσεις κεραίας. Η ΜΠΣ πεδίου συχνότητας και πεδίου χρόνου επεκτείνουν το εύρος των εφαρμογών, αν και γενικά σε ένα υποσύνολο τομέων συχνότητας στους μηχανικούς κεραίας. Η προσδοκία του μηχανικού κεραίας όσον αφορά τα εργαλεία ανάλυσης διαφέρει από μια εφαρμογή στην άλλη. Για παράδειγμα, όταν προβλέπουμε τα σχεδιάγραμμα σύνθετης ηλεκτρικής αντίστασης και ακτινοβολίας ενός υπάρχοντος σχεδίου κεραίας, η **φασική** εντύπωση δεν είναι απαραίτητη, ενώ εάν κατασκευάζεται μία νέα τάξη κεραίας, η φυσική εξειδίκευση είναι μεγάλης σημασίας.

Κάθε επικυρωμένη προσέγγιση ανάλυσης έχει θέση στο σύνολο εργαλείων των μηχανικών κεραίας. Μία μεγάλη ποικιλία εργαλείων ανάλυσης είναι διαθέσιμη στους μηχανικούς κεραίας και περιέχει ολοκληρωματικούς και διαφορικούς λύτες εξισώσεων που εφαρμόζονται στα πεδία συχνότητας και χρόνου, καθώς και λύτες υψηλής συχνότητας που χρησιμεύουν όταν το φυσικό μέγεθος της γεωμετρίας είναι πολύ μεγάλο ηλεκτρικά. Αυτός ο τομέας σκοπεύει να υποστηρίξει το σχεδιασμό

κεραίας, αναγνωρίζοντας τότε οι τυποποιήσεις πεπερασμένου στοιχείου στα πεδία χρόνου και συχνότητας είναι μια κατάλληλη επιλογή για αναλυτικό εργαλείο. Λόγω των πολλών ανταγωνιζόμενων επιλογών είναι δύσκολο να παρέχουμε γρήγορους και θεμελιώδεις κανόνες· παρ' όλα αυτά παρέχεται μια γενική καθοδήγηση.

Η προτίμηση στην ΜΠΣ και τους λύτες της έγκειται στην γενικότητά της. Με μια καλή γεννήτρια πλέγματος, η ΜΠΣ μπορεί να προτυποποιήσει ανεξάρτητα περίπλοκες γεωμετρίες που έχουν πολύ γενικές υλικές παραμέτρους. Ως ένα παράδειγμα, μια ελικοειδής κεραία μεγάλης έκτασης επιρροής, συνδεδεμένη με ένα πλατύ κωνικό διηλεκτρικό κάλυμμα με διαξονικές γραμμές τροφοδοσίας, θα ήταν καλός υποψήφιος για την ΜΠΣ πεδίου χρόνου ή πιθανώς την ΜΠΣ πεδίου συχνότητας, ενώ θα προκαλούσε ακόμα πολλές μεθόδους λύσης. Ο λόγος για αυτό είναι η παρουσία των υλικών περιοχών μαζί με μια μεγάλη ποικιλία μεγεθών στοιχείων, όπως επίσης η απουσία μιας γνωστής συνάρτησης του Green που περιγράφει το κωνικό υπόστρωμα. Το τίμημα που πληρώνει κάποιος για τη γενικότητα των μεθόδων πεπερασμένων στοιχείων είναι ο αυξημένος χρόνος που απαιτείται για να χτίσουμε αγκομετρικά πλέγματα σε σχέση με τα πλέγματα επιφάνειας που χρησιμοποιούνται γενικά από μορφοποιήσεις ολοκληρωματικών εξισώσεων μεθόδου στιγμών.

Όταν επιλέγουμε ένα εργαλείο ανάλυσης, είναι σημαντικό να καταλάβουμε τις δυνατότητες και τους περιορισμούς των τεχνικών και κωδικών που είναι διαθέσιμοι. Οι δυνατότητες και οι περιορισμοί βασίζονται είτε στην εφαρμογή ενός ειδικού κώδικα ή στην προϋπάρχουσα θεμελιώδη θεωρία. Για παράδειγμα, αν και υπάρχει θεωρία για την ύπαρξη λεπτών καλωδίων, λεπτών σχισμών και λεπτών υλικών που τους επιτρέπει να περιλαμβάνονται επακριβώς στα εργαλεία ανάλυσης πεπερασμένου στοιχείου, χωρίς να εμπλέκει άμεσα αυτές τις γεωμετρικές λεπτομέρειες, ένα συγκεκριμένος κώδικας υπολογιστή ίσως να μην έχει ενσωματωμένη αυτή η θεωρία. Επιπλέον, αν και θεωρητικά είναι δυνατό να περιβάλλουμε δικτυακά τη γεωμετρία μιας συγκεκριμένης κεραίας, η συγκεκριμένη γεννήτρια πλέγματος ολοκληρωματοποιημένη σε ένα πακέτο λογισμικού ίσως προκληθεί εάν συναντήσει μια ειδικά περίπλοκη γεωμετρία. Στην πράξη, οι περιορισμοί διαπιστώνονται ως υπερβολικά μεγάλους χρόνους εγκατάστασης ή εκτέλεσης.

Αν και οποιαδήποτε ποικιλία εργαλείων ανάλυσης ίσως είναι ικανή να παρέχει ακριβείς λύσεις, είναι σημαντικό να επιλέξουμε το εργαλείο που παρέχει την αναγκαία ακρίβεια μέσα σε λογικά χρονικά πλαίσια ενός υπολογιστή. Για παράδειγμα, αν και η πρόβλεψη ζεύξης ανάμεσα σε δύο μονόπολα μιας μεγάλης δομής ίσως είναι δυνατή με τη χρήση της ΜΠΣ στα πεδία χρόνου ή συχνότητας, οι χρόνοι εκτέλεσης για μεθόδους υψηλής συχνότητας επίσης είναι κατά τάξεις γρηγορότεροι και θα έπρεπε να χρησιμοποιούνται όταν μπορεί να επιδειχθεί αποδεκτή ακρίβεια. Παρ' όλα αυτά, είναι σημαντικό να θυμόμαστε ότι οι μέθοδοι υψηλής συχνότητας ίσως δεν αποφέρουν επαρκή ακρίβεια όταν μία κεραία βρίσκεται βαθιά στην περιοχή σκίασης και σε αυτήν την περίπτωση, μέθοδοι πεπερασμένου στοιχείου (ή ολοκληρωματικές εξισώσεις) ίσως απαιτούνται για την πρόβλεψη ζεύξης κεραιών σε περιοχές της δομής όπου δεν υπάρχει περιορισμός όρασης.

Τέλος, είναι σημαντικό να συνειδητοποιήσουμε ότι η κατάλληλη επιλογή ενός εργαλείου, για ένα συγκεκριμένο πρόβλημα, αλλάζει αργά καθώς νέες δυνατότητες διαμορφώνονται μέσα στις διάφορες τάξεις των λυτών. Για παράδειγμα, η ανίχνευση μεγάλης γωνίας διατάξεων φάσης σχεδόν στις 90° έχει προσφάτως γίνει δυνατή στην ΜΠΣ πεδίου χρόνου, καθιστώντας την μία εξαιρετική επιλογή για την ανάλυση διατάξεων φάσης μεγάλης έκτασης. Ένα άλλο παράδειγμα είναι η επιτάχυνση των λυτών ολοκληρωματικών εξισώσεων με την ΓΜΠ. Αυτή η επιτάχυνση καθιστά τους λύτες ολοκληρωματικών εξισώσεων μία πρακτική επιλογή για εφαρμογές που είναι σχετικά μεγάλες ηλεκτρικά. Επιπρόσθετα, η έρευνα που γίνεται συγχρόνως για να προσθέσουμε γενικά υλικά στην ΓΜΠ πιθανόν να αυξήσει περαιτέρω την τάξη των προβλημάτων στην οποία αργότερα θα εφαρμόσουμε λύτες ολοκληρωματικών εξισώσεων. Τέλος, οι πρόοδοι στις τεχνικές αποσύνθεσης περιοχής για την ΜΠΣ επιτρέπουν σε αυτές τις μεθόδους να απευθύνονται άμεσα και επαρκώς ηλεκτρικά μεγάλες εφαρμογές όπως τις μεγάλες πεπερασμένες διατάξεις.

31.7.2 ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΙΣ ΠΕΔΙΟΥ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ ENANTION ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΕΩΝ ΠΕΔΙΟΥ ΧΡΟΝΟΥ

Είναι σημαντικό να αρχίζουμε μία προσομοίωση με τον στόχο στο μυαλό μας. Συγκεκριμένα, τί πληροφορίες χρειάζονται από τις προβλέψεις; Χρειάζεται να προβλέψουμε μόνο τα σχεδιαγράμματα σύνθετης ηλεκτρικής αντίστασης και ακτινοβολίας μίας υπάρχουσας κεραίας ή ο στόχος της ανάλυσης είναι να εξηγήσουμε γιατί μια ειδική κεραία έχει ειδικά χαρακτηριστικά μέτρησης; Για παράδειγμα, τί προκαλεί την τόσο υψηλή διασταυρούμενη πόλωση;

Εάν ο στόχος είναι να προβλέψουμε μετρήσιμες παραμέτρους λειτουργίας μιας υπάρχουσας κεραίας ακριβώς και επαρκώς, μια τεχνική πεδίου χρόνου είναι μια καλή επιλογή όταν απαιτούνται πολλές συχνότητες. Εναλλακτικά, μία μέθοδος πεδίου συχνότητας που χρησιμοποιεί ένα άμεσο λύτη είναι μια καλή επιλογή όταν απαιτούνται πολλές διεγέρσεις, όπως στην περίπτωση που πολλά διαφορετικά κύματα επιφανείας συμβαίνουν από πολλαπλές γωνίες.

Όταν είναι απαραίτητο να κατανοήσουμε πλήρως την θεμελιώδη φυσική, οι δύο ανταποκρίσεις της κεραίας, πεδίου χρόνου και πεδίου συχνότητας, παρέχουν χρήσιμες και διαφορετικές όψεις του θέματος. Μία προσομοίωση στο πεδίο συχνότητας παρέχει άμεσα οπτικοποίηση του πώς οι γραμμές πεδίου και οι αγωγοί Rounting στο εσωτέρο πεδίο ποικίλλουν χωρικά σε μια δεδομένη συχνότητα. Για παράδειγμα, μια οπτικοποίηση δυνατών γραμμών πεδίου σε ζεύξη με την κάθετη πύλη πόλωσης μιας τυπωμένης κεραίας σε μία οριζόντια πύλη πόλωσης ίσως καθοδηγήσει τη βελτίωση του σχεδίου στην λειτουργία διασταυρούμενης πόλωσης αυτής της κεραίας. Εναλλακτικά, οι προβλέψεις στο πεδίο χρόνου παρέχουν επιπρόσθετη ενδοσκόπηση στο που συμβαίνουν φυσικά φαινόμενα μέσα στο πρότυπο μιας κεραίας, με τον ίδιο τρόπο που η μέτρηση της αντανάκλασης στο πεδίο χρόνου παρέχει γνώση των τοποθεσιών από τις οποίες τα σήματα αντανακλούνται από ασυνέχειες κατά μήκος της γραμμής μετάδοσης. Για παράδειγμα, οι αντανακλάσεις από τις άκρες σε πεπερασμένες διατάξεις μπορούν να παρατηρηθούν καθαρά, καθώς τα αντανακλούμενα κύματα διαπερνούν μια διάταξη και εισέρχονται σε μεμονωμένες τροφοδοσίες ακτινοβολίας. Οι αποστάσεις στις αντανακλάσεις και άλλα φυσικά

φαινόμενα που προκαλούν την ποικιλία των σύνθετων αντιστάσεων των κεραιών με μεγάλη έκταση ακτινοβολίας ανάλογα με την συχνότητα καθορίζονται εύκολα. Η γνώση αυτών των αποστάσεων καθοδηγεί το σχεδιαστή της κεραιάς παρέχοντάς του χρήσιμη εντύπωση στις θέσεις των αντανakλάσεων, όπως και στη ζεύξη των γειτονικών πηγών, όπου αυτά τα δύο επηρεάζουν τη σύνθετη αντίσταση της κεραιάς με μεγάλη έκταση ακτινοβολίας.

Ένα καλό παράδειγμα εφαρμογής λύσης είναι για την περίπτωση μικρών ηλεκτρικά κεραιών. Η ΜΠΣ στο πεδίο συχνότητας ταιριάζει στην ανάλυση κεραιών ηλεκτρικά μικρών και δεν υπόκειται σε αριθμητικές προκλήσεις λόγω του μικρού ηλεκτρικού μεγέθους, ίσως μέχρι να προσεγγιστεί το όριο dc. Αντιθέτως, οι προσεγγίσεις πεδίου χρόνου, ίσως δεν ταιριάζουν σε κεραιές ηλεκτρικά μικρές, καθώς αυτές οι κατασκευές συχνά απαιτούν υπερβολικά μεγάλους χρόνους εκτέλεσης για να φτάσουν σε μία σταθερή κατάσταση.

Όπως αναφέρουμε, η ανάλυση διάταξης φάσης μεγάλης έκτασης ακτινοβολίας είναι μια εξαιρετική μέθοδος της ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου λόγω της επάρκειάς της σε αυτήν την εφαρμογή. Οι προβλέψεις μεγάλης εκτάσεως ακτινοβολίας προκύπτουν με μια μόνο εκτέλεση, συχνά σε λιγότερο χρόνο από όσο χρειάζεται για να προτυποποιήσουμε την έκταση συχνότητας με την ΜΠΣ πεδίου συχνότητας. Επιπρόσθετα, λόγω της άνευ όρων σταθερότητας της, η ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου παρέχει λογικούς χρόνους εκτέλεσης ακόμα και σε τεράστιες γωνίες ανίχνευσης. Καθώς οι διατάξεις φάσης έχουν σχεδιαστεί για την εξάλειψη των τριβόμενων λοβών, μία καλοσχεδιασμένη ατελής διάταξης φάσης ακτινοβολεί ένα μονό κύμα πεδίου μέσα στην αναμενόμενη εμβέλεια λειτουργίας της. Βελτιωμένοι ΑΠΟ για την ΜΠΣ πεδίου χρόνου και πεδίου συχνότητας που ειδικεύονται στο να απορροφούν ενέργεια σχεδόν τελείως όταν ένα κύμα πεδίου συμβαίνει από μια γνωστή γωνία ανίχνευσης στις 90° περίπου, έχουν μορφοποιηθεί πρόσφατα για να βελτιώσουν σημαντικά την πρόβλεψη σύνθετης αντίστασης ανίχνευσης ειδικά σε μεγάλες εμβέλειες. Επιπλέον, η λεπτομερής ανάλυση της συχνότητας που είναι διαθέσιμη σε μια προσομοίωση πεδίου χρόνου, διασφαλίζει ότι οι έντονες ανωμαλίες συνήχησης, που συχνά βρίσκονται σε οδοντωτές διατάξεις και περιοδικές κεραιές, εντοπίζονται.

Σε μορφοποιήσεις πεδίου χρόνου και πεδίου συχνότητας χρησιμεύουν διάφορες στρατηγικές παρεμβολής και παρεκβάσεων. Για παράδειγμα, η παρεμβολή συχνότητας

έχει ενσωματωθεί σε κάποιους λύτες της ΜΠΣ στο πεδίο συχνότητας για να αυξήσει την επάρκεια όταν εξετάζονται πολλές συχνότητες [39, 40]. Παρομοίως, μια εξαγωγή αποτελέσματος μετά τη διαδικασία της ανταπόκρισης στο πεδίο χρόνου ίσως είναι δυνατή σε αργό χρόνο [105]. Αυτή η παρέκβαση βελτιώνει την επάρκεια των μεθόδων πεδίου χρόνου για κεραίες υψηλής συνήχησης, το οποίο, αλλιώς, θα απαιτούσε αργούς χρόνους εκτέλεσης για να αποκτήσουμε ακριβή χαρακτηριστικά λειτουργίας κεραίας. Αν και τέτοιες μέθοδοι επεκτείνουν τη χρησιμότητα ενός συγκεκριμένου κώδικα, απαιτείται επιπρόσθετη προσοχή στη διασφάλιση της εφαρμοσιμότητας και αρμόζουσας χρήσης αυτών των τεχνικών. Επιπρόσθετα, οι οπτικοποιήσεις όλων των ποσοτήτων πεδίου, ίσως δεν είναι διαθέσιμες για τις συχνότητες παρεμβολής ή για κάθε χρονικό σημείο. Παρ' όλα αυτά, υιοθετώντας διάφορες στρατηγικές παρεμβολής και εξαγωγής συμπερασμάτων, είναι συχνά δυνατό να επεκτείνουμε τη χρησιμότητα μιας δεδομένης μεθόδου, έτσι ώστε να μπορεί να απευθύνεται σε ένα πρόβλημα σχεδίου, που βρίσκεται έξω από τις πρωταρχικές δυνατότητές της.

31.7.3 ΑΠΟΣΥΝΘΕΣΗ ΠΕΡΙΟΧΗΣ ΚΑΙ ΠΑΡΑΛΛΗΛΗ ΧΡΗΣΗ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

Όπως συζητήσαμε στον Τομέα 31.6, μία υψηλά αποδοτική προσέγγιση στη λύση προβλημάτων κεραιών μεγάλου μεγέθους και διατάξεων, είναι να χωρίζουμε την αρχική υπολογιστική περιοχή σε μερικές μικρότερες υποπεριοχές. Με μειωμένο μέγεθος, τα προβλήματα των υποπεριοχών μπορούν να διανεμηθούν σε ένα τεράστιο παράλληλο σύστημα υπολογιστών και να λυθούν παράλληλα. Έτσι λοιπόν μία δυνατή και αποτελεσματική αποσύνθεση περιοχής είναι μεγάλης σημασίας για την προσομοίωση της ΜΠΣ ηλεκτρομαγνητικών προβλημάτων μεγάλης κλίμακας.

Για να έχουμε επαρκή λύση σε ένα παράλληλο υπολογιστή που παρέχει καλή μέτρηση με ένα αυξανόμενο αριθμό επεξεργαστών, είναι σημαντικό να έχουμε ίσα διαμοιρασμένα φορτία εργασίας. Όπως αναφέραμε, λόγω της επαναληπτικής φύσης του προβλήματος μεγάλης πεπερασμένης διάταξης, αυτό το είδος εφαρμογής μπορεί

εύκολα να αποσυνθεθεί έτσι ώστε η υπολογιστική εργασία να είναι ιδανικά ισορροπημένη κατά μήκος ενός μεγάλου αριθμού επεξεργαστών.

Για πιο γενικές τρισδιάστατες εφαρμογές, υπάρχουν τουλάχιστον δύο θεμελιώδεις προκλήσεις που σχετίζονται με προσομοιώσεις μεγάλης κλίμακας της ΜΠΣ. Πρώτα, η άμεση δημιουργία μη κατασκευασμένων πλεγμάτων που αποτελούνται από δέκα ή ακόμα και εκατοντάδες εκατομμύρια στοιχεία ίσως είναι μια πρόκληση. Πλέγματα μεγάλου μεγέθους κατασκευάζονται συχνά παράλληλα και μετά “ράβονται” μαζί για να σχηματίσουν το ολικό δίκτυο. Επειδή τα πλέγματα ρεαλιστικής γεωμετρίας τυπικά θα έχουν στοιχεία με μεγάλη ποικιλία διαστάσεων, αυτό οδηγεί στη δεύτερη πρόκληση της λογικής αποσύνθεσης αυτού του ολικού δικτύου, έτσι ώστε τα επίπεδα υπολογιστικής εργασίας να είναι ομοιόμορφα ισορροπημένα κατά μήκος της διαμοιρασμένης υπολογιστικής πλατφόρμας. Μια ποικιλία τεχνικών είναι διαθέσιμες για αυτήν την αποσύνθεση [106].

31.7.4 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΗ ΜΕΤΑΣΤΡΟΦΗ

Είναι σημαντικό να προσέξουμε να χρησιμοποιούμε μια αριθμητική μέθοδο μόνο μέσα στο εύρος της εφαρμοσιμότητάς της. Όταν μια αριθμητική μέθοδος εφαρμόζεται έξω από τα όριά της, συχνά έχουμε λανθασμένα αποτελέσματα και ύστερα καταλήγουμε στο ότι η αριθμητική προσομοίωση δεν χρησιμεύει καθώς τα αποτελέσματα δεν είναι ακριβή. Καθώς μπορούμε να έχουμε φυσική ενδοσκόπηση από σύγχρονες αριθμητικές μεθόδους και κατά το εύρος του σχεδιαστικού χώρου που μπορεί να εξερευνηθεί μόνο με την προσομοίωση, αυτό είναι ένα ατυχές συμπέρασμα. Έτσι λοιπόν είναι σημαντικό να χρησιμοποιήσουμε μια αριθμητική μέθοδο μέσα στα όρια εφαρμοσιμότητάς της. Μία από τις πιο πιθανές αιτίες για λανθασμένα αποτελέσματα στην ΜΠΣ είναι η χρήση ενός μη λεπτοδουλεμένου δικτύου πεπερασμένων στοιχείων που δεν μπορεί να λύσει την μεταβολή πεδίου, το οποίο αποφέρει μη αναστρέψιμα αποτελέσματα. Τέτοιου είδους μη αναστρέψιμα αποτελέσματα είναι ιδιαίτερος προκλητικά διότι φαίνεται συχνά να είναι φυσικώς εφικτά αλλά είναι ουσιαστικά ανακριβή. Ο πειρασμός του να περιβάλλουμε μια γεωμετρία με ένα πιο πυκνό πλέγμα από ό,τι είναι απαραίτητο για να

δημιουργήσουμε μία αναστρέψιμη λύση, είναι ιδιαίτερα έντονος, όταν ένας χρήστης εκτελεί μεγάλους αριθμούς επαναλήψεων σχεδίου με τη χρήση ενός βελτιστοποιητή. Για προβλήματα, όπου η μεταβολή πεδίου οφείλεται κυρίως στην κυματική διάδοση, ένας γενικός κανόνας για τη ΜΠΣ είναι να χρησιμοποιήσουμε 20 πόντους για κάθε μήκος κύματος για να έχουμε μία λογικά ακριβή λύση πεπερασμένου στοιχείου. Παρ' όλα αυτά, αυτός ο κανόνας πρέπει να χρησιμοποιείται προσεκτικά καθώς δεν εγγυάται κάποια συγκεκριμένη ακρίβεια – διαφορετικά προβλήματα συχνά έχουν διαφορετική ακρίβεια στις λύσεις της ΜΠΣ τους. Για παράδειγμα, ίσως είναι απαραίτητο να έχουμε αποδεκτά λάθη διασποράς πλέγματος της ΜΠΣ, για προβλήματα που απαιτούν τη διάδοση πεδίου για πάνω από δέκατα των μηκών κύματος, μεγαλύτερα από 20 πόντους για κάθε μήκος κύματος.

Για να το κατανοήσουμε αυτό περαιτέρω, είναι απαραίτητο να απευθυνθούμε σύντομα στο θέμα της ακρίβειας μιας λύσης πεπερασμένου στοιχείου. Στην ΜΠΣ που παρουσιάσαμε σε αυτό το κεφάλαιο, το πεδίο παρεμβάλλεται χωρικά μέσα σε κάθε πεπερασμένο στοιχείο με τη χρήση ενός συνόλου αναρτήσεων βάσης. Εφόσον οι συναρτήσεις βάσης έχουν μια πεπερασμένη σειρά παρεμβολής, όπως η βάση πρώτης τάξης στο (31.14), αυτή η παρεμβολή συχνά δεν αντιπροσωπεύει ένα ανεξάρτητο πεδίο επακριβώς. Ως αποτέλεσμα, πάντα υπάρχει ένα σφάλμα παρεμβολής σε μία λύση πεπερασμένου στοιχείου. Για στατικά προβλήματα, αυτό είναι συνήθως μία κύρια πηγή σφάλματος. Για κυματικά προβλήματα, η ατελής παρεμβολή προκαλεί την διάδοση των κυμάτων σε ένα πλέγμα πεπερασμένων στοιχείων, σε μία ελαφρά διαφορετική ταχύτητα από ότι η αληθινή, το οποίο γεγονός στο πεδίο συχνότητας, οδηγεί σε σφάλμα στη φάση του περίπλοκου πεδίου. Αυτό το σφάλμα είναι γνωστό ως σφάλμα διασποράς πλέγματος και είναι πολύ συνηθισμένο στη λύση προβλημάτων που σχετίζονται με κύματα. Αυτό συμβαίνει, διότι τα σφάλματα φάσης συγχωνεύονται, καθώς τα κύματα διαδίδονται σε ένα δίκτυο πεπερασμένων στοιχείων και όσο πιο μεγάλη είναι η υπολογιστική περιοχή σε μήκος κυμάτων, τόσο πιο μεγάλο το σφάλμα φάσης, το οποίο μπορεί τελικά να αποφέρει μία εντελώς λανθασμένη λύση. Ως αποτέλεσμα, ακόμα και με μια σταθερή πυκνότητα δικτύου, η ακρίβεια μιας λύσης πεπερασμένου στοιχείου θα διαφέρει για διαφορετικά προβλήματα· τυπικά η ακρίβεια μειώνεται για ένα δεδομένο δίκτυο όσο το μέγεθος της υπολογιστικής περιοχής (σε μήκη κύματος) αυξάνεται. Θεωρητικά, όπως και αριθμητικά, οι έρευνες [9] δείχνουν ότι για συναρτήσεις βάσης πρώτης τάξης που

ορίζονται στο (31.14), το σφάλμα διασποράς πλέγματος είναι αναλογικό του n^{-2} όπου το n δηλώνει τον αριθμό των πόντων ανά μήκος κύματος. Ως αποτέλεσμα, μπορούμε πάντα να μειώσουμε το σφάλμα σε μια λύση πεπερασμένων στοιχείων αυξάνοντας την πυκνότητα του δικτύου. Για παράδειγμα, όταν η πυκνότητα δικτύου διπλασιάζεται (από 10 πόντους ανά μήκος κύματος σε 20 πόντους), το σφάλμα μειώνεται με ένα παράγοντα του τέσσερα.

Μία πιο αποτελεσματική προσέγγιση στη μείωση του σφάλματος διασποράς πλέγματος, είναι να χρησιμοποιήσουμε συναρτήσεις βάσης υψηλότερης τάξης στη μορφοποίηση πεπερασμένου στοιχείου. Έχει φανεί, ότι [9] το σφάλμα διασποράς είναι αναλογικό του n^{-2p} , όπου το p δηλώνει την τάξη των συναρτήσεων βάσης που χρησιμοποιούνται[†]. Έτσι, για μια πυκνότητα δικτύου δέκα πόντων ανά μήκος κύματος, εάν η

[†]Σημειώστε εδώ ότι η τάξη των συναρτήσεων βάσης αγωγού ορίζεται διαφορετικά από αυτήν στο [9], το οποίο προκαλεί μία διαφορετικά έκφραση για το σφάλμα διασποράς πλέγματος. Οι συναρτήσεις βάσης που ορίζονται στο (2.14) είναι γνωστές εδώ ως πρώτης τάξης, αντί για μηδενικής τάξης όπως αναφέρονται στο [9].

τάξη των συναρτήσεων βάσης αυξάνεται από πρώτη σε δεύτερη (το οποίο θα αποφέρει ένα παρόμοιο αριθμό αγνώστων σε ένα δίκτυο 20 πόντων ανά μήκος κύματος), το σφάλμα διασποράς θα μειωθεί κατά ένα παράγοντα του 100 και επίσης έχει ως αποτέλεσμα μια γρηγορότερη μεταστροφή. Φυσικά, αυτό είναι εφικτό μόνο με κώδικες που έχουν ενσωματωμένες συναρτήσεις βάσης υψηλότερης τάξης.

Τέλος, σημειώνουμε ότι εκτός από την μεταβολή πεδίου που προκαλείται από την κυματική διάδοση, οι ιδιαιτερότητες γεωμετρίας όπως οι άκρες, οι γωνίες, οι αιχμές και οι υλικές ασυνέχειες μπορούν επίσης να προκαλέσουν ραγδαία μεταβολή του πεδίου. Αυτά τα θέματα θα πρέπει να εξεταστούν επίσης στην διακριτοποίηση πεπερασμένου στοιχείου με τη χρήση λεπτότερων δικτύων γύρω από αυτές τις ιδιαιτερότητες και ασυνέχειες. Φυσικά, όλες οι μέθοδοι αριθμητικών λύσεων

υπόκεινται σε εξέταση και δεν είναι μοναδικές στις μορφοποιήσεις πεπερασμένου στοιχείου.

Συνοψίζοντας, προτείνεται οι αριθμητικές προσομοιώσεις να εκτελούνται είτε με πολλαπλές διαφορετικές πυκνότητες / διακριτοποιήσεις δικτύου, είτε με μια αυξημένη τάξη των συναρτήσεων βάσης, για να ελέγχουμε για αλλαγές στις φυσικές ποσότητες που εξετάζουμε, έτσι ώστε μία αναστρέψιμη λύση να διασφαλίζεται. Σημειώστε ότι διαφορετικές φυσικές ποσότητες, ίσως απαιτούν διαφορετικές πυκνότητες δικτύου, για παράδειγμα, μία χαμηλή πυκνότητα δικτύου, ίσως αρκεί για να υπολογίσουμε σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας κεραίας, ενώ μια αρκετά υψηλότερη ή μία συνάρτηση βάσης υψηλότερης τάξης, απαιτείται τυπικά για ποσότητες εσώτερου πεδίου, όπως η σύνθετη ηλεκτρική αντίσταση εισαγωγής.

31.8 ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ

Για να παρουσιάσουμε την δυνατότητα και ευελιξία της ΜΠΣ, λαμβάνουμε υπόψη την εφαρμογή της στην προσομοίωση μιας ποικιλίας κεραιών, διατάξεων κεραιών και την αλληλεπίδραση των κεραιών με τις πλατφόρμες βάσης.

31.8.1 ΚΕΡΑΙΕΣ ΜΙΚΡΗΣ ΕΜΒΕΛΕΙΑΣ

Οι κεραιές μικρής εμβέλειας βασίζονται συχνά σε διαμορφώσεις συνήχησης. Λόγω της συνήχησης, το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο σε μια κεραία μικρής εμβέλειας φθίνει αργά στο χρόνο και ποικίλλει δραστικά ως συνάρτηση της συχνότητας. Ένα μικρό βήμα συχνότητας θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί στην προσομοίωση πεδίου συχνότητας για να αιχμαλωτιστεί η δραστική μεταβολή συχνότητας, και ένας πολύ μεγάλος χρόνος θα πρέπει να προσομοιωθεί στο πεδίο χρόνου για να σταθεροποιηθούν τα πεδία. Εδώ εξετάζονται δύο τυπικές κεραιές μικρής εμβέλειας.

31.8.1.1 ΚΕΡΑΙΑ ΕΠΙΘΕΜΑΤΟΣ

Αυτό το παράδειγμα παρέχει την σύνθετη αντίσταση εισαγωγής για μία γεωμετρία κεραίας επιθέματος μικρολωρίδας η οποία αποτελείται από ένα ορθογώνιο αγωγίμο επίθεμα $5.0 - \text{cm} \times 3.4 - \text{cm}$ που είναι τοποθετημένο σε ένα διηλεκτρικό υπόστρωμα με πάχος $d = 0.08770 \text{ cm}$, σχετική διηλεκτρική σταθερά $\epsilon_r = 2.17$ και αγωγιμότητα $\sigma = 0.362 \text{ mS/m}$. Το υπόστρωμα φιλοξενείται σε μία ορθογώνια κοιλότητα $7.5 - \text{cm} \times 51 - \text{cm}$ σε μία εδαφική επιφάνεια (Σχέδιο 31.9). Το επίθεμα διεγείρεται από ένα καθετήρα ρεύματος που εφαρμόζεται στα $x_f = 1.22 \text{ cm}$ και $y_f = 0.85 \text{ cm}$. Μία σύνθετη αντίσταση $50 - \Omega$ είναι τοποθετημένη στα $X_L = -2.2 \text{ cm}$ και $Y_L = -1.5 \text{ cm}$. Το Σχέδιο 31.10 δείχνει την σύνθετη αντίσταση εισαγωγής της κεραίας ως συνάρτηση της συχνότητας από 1 σε 4 GHz. Τα αποτελέσματα υπολογίζονται με τη χρήση της 00-ΠΣ στο πεδίο συχνότητας και την ΜΠΣ πεδίου χρόνου, με ένα διαχωρισμό ΤΣΣν. Και οι δύο λύσεις συμφωνούν μεταξύ τους αρκετά καλά. Αν και δεν φαίνεται, συμφωνούν εξίσου καλά με τα πειραματικά δεδομένα [9].

31.8.1.2 ΜΟΝΟΠΟΛΟ ΔΙΑΞΟΝΙΚΗΣ ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑΣ

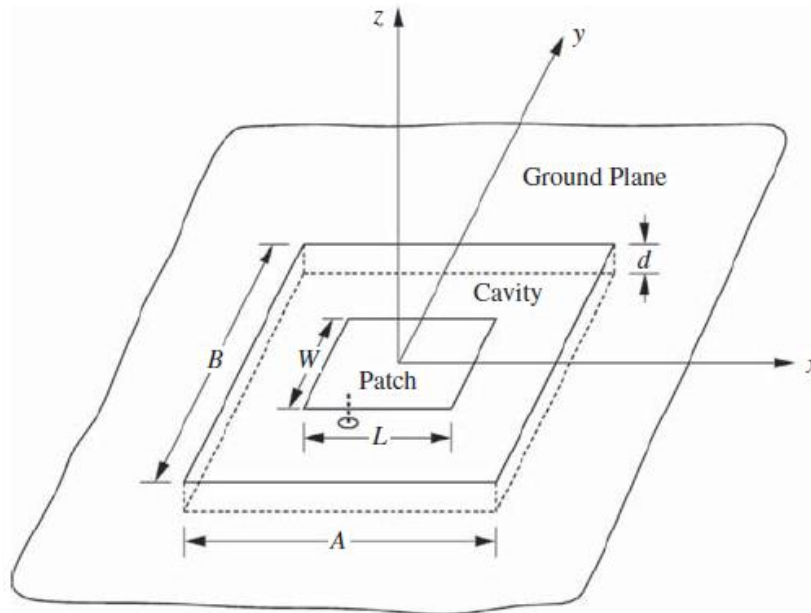
Οι κεραίες μονοπόλου έχουν τυπική εμβέλεια περίπου 10% και χρησιμοποιούνται ευρέως στα συστήματα επικοινωνίας. Μία διαξονικής τροφοδοσίας μονοπολική κεραία τοποθετημένη πάνω σε ένα μικρό κύλινδρο και σε μια πολυδιάστατη εδαφική επιφάνεια φαίνεται στο Σχέδιο 31.11α. Το ύψος h της κεραίας είναι 0.206756 cm και η ακτίνα a είναι 1.6205 mm , που οδηγούν στον παράγοντα πάχους της κεραίας, $21\pi (2h/a) = 11$, που αντιστοιχεί σε ένα σχετικά λεπτό μονόπολο. Η ακτίνα και το ύψος του μικρού κυλίνδρου βάσης είναι 24.308 mm . Όλες οι μεταλλικές επιφάνειες θεωρούμε ότι είναι τέλειοι ηλεκτρικοί αγωγοί, και το μοντέλο διαξονικής τροφοδοσίας έχει βασιστεί στις τεχνικές που περιγράψαμε στον Τομέα 31.5.1.3. Μετρήσεις [107] και προβλέψεις για την εισδοχή εισαγωγής φαίνονται στο Σχέδιο 31.11b, όπου οι προβλέψεις έχουν βασιστεί στον υβριδικό αλγόριθμο των ΜΠΣ και ΜΠΔ πεδίου χρόνου που συζητήσαμε στον Τομέα 31.4.4.

31.8.2 ΚΕΡΑΙΕΣ ΜΕΓΑΛΗΣ ΕΜΒΕΛΕΙΑΣ

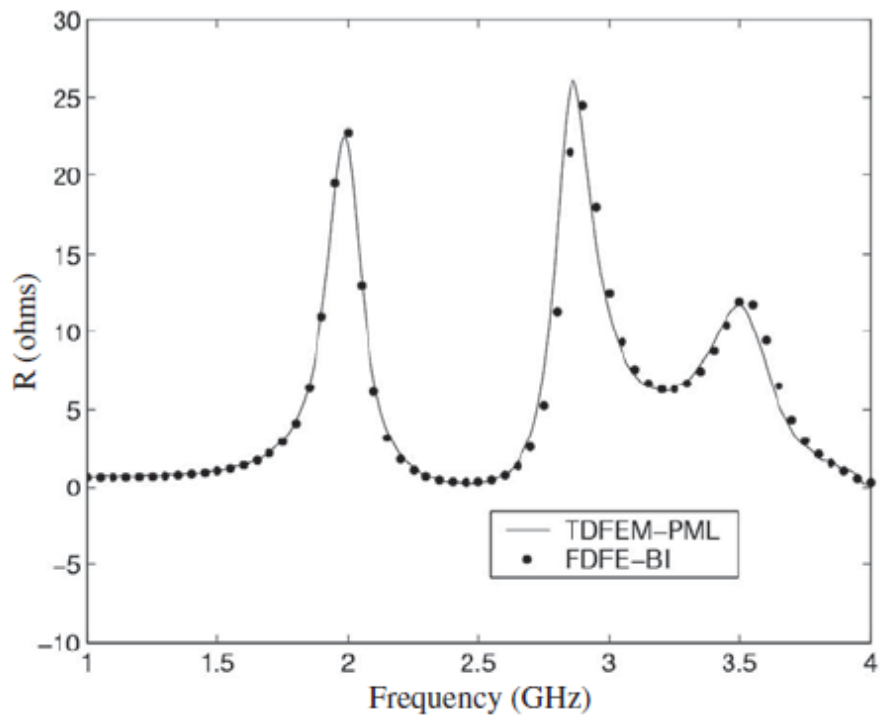
Οι κεραίες μεγάλης εμβέλειας είναι συχνά πιο περίπλοκες και η γεωμετρική προτυποποίηση τους πιο δύσκολη από ό,τι οι κεραίες μικρής εμβέλειας. Λαμβάνουμε υπόψιν μας τέσσερις κεραίες μεγάλης εμβέλειας για να δείξουμε την προτυποποίηση της ΜΠΣ τους και την προσομοίωσή τους.

31.8.2.1 ΑΙΧΜΗ ΜΕ ΠΤΥΧΩΣΕΙΣ

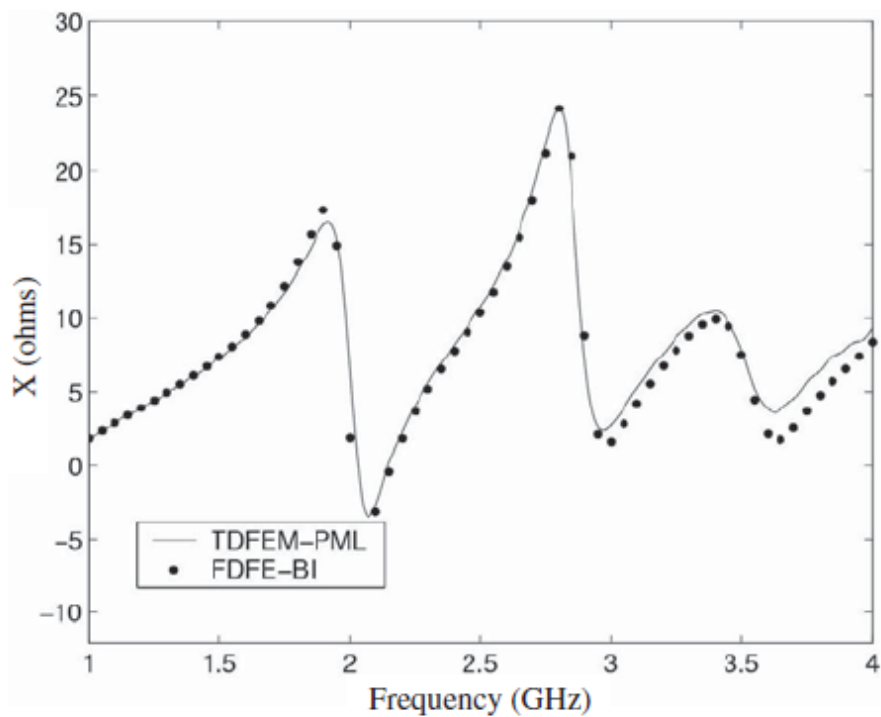
Οι αιχμές με πτυχώσεις είναι κεραίες μεγάλης εμβέλειας που χρησιμοποιούνται ευρέως για πειραματικές μετρήσεις A4-inX14-in. Το σχέδιο μονής πόλωσης φαίνεται στο Σχέδιο 31.12α. Η κεραία τροφοδοτείται από μια διαξονική γραμμή μετάδοσης 50 – Ω. Προβλέψεις και μετρήσεις για την S_{11} σε σχέση με τη συχνότητα φαίνονται στο Σχέδιο 31.12b. Η υβριδική ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου με αλγόριθμο της ΜΠΔ που περιγράψαμε στον Τομέα 31.4.4. χρησιμοποιήθηκε για να δημιουργήσει την προβλεπόμενη λειτουργία. Η κεραία και η διαξονική τροφοδοσία προτυποποιήθηκαν με τον αλγόριθμο της ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου, ενώ η περιοχή έξω από την κεραία χρησιμοποιεί τον αλγόριθμο της ΜΠΔ με τερματισμό ΤΣΣν. Το πρότυπο διαξονικής τροφοδοσίας βασίστηκε στις τεχνικές που περιγράψαμε στον Τομέα 31.5.1.3. Το ολικό διάστημα χρόνου βασίστηκε στο μέγεθος τμήματος στην περιοχή της ΜΠΔ, και αν και το μέγεθος στοιχείου από μέγιστο σε ελάχιστο στην περιοχή πεπερασμένου στοιχείου ήταν περίπου 100:1, δεν χρειάστηκε επιπρόσθετη μείωση στο χρονικό διάστημα στην περιοχή πεπερασμένου στοιχείου λόγω της τοπικής, άνευ όρων, σταθερότητάς του.



Ground Plane: Πεδίο εδάφους, Cavity: Κοιλότητα, Patch : Επίθεμα, **Σχέδιο 31.9.** Κεραία επιθέματος μικρολωρίδας που είναι τοποθετημένη σε πεδίο εδάφους. Η κεραία τροφοδοτείται από μια διαξονική γραμμή, που έχει προτυποποιηθεί ως ένας ηλεκτρικός καθετήρας ρεύματος.



(a)



(b)

(α) Συχνότητα (GHz)

- ΜΠΣΠΧ (ΜΠΣ πεδίου χρόνου) – ΤΣΣ

Μέθοδος ΠΔΠΣ Πεπερασμένης Διαφοράς Πεπερασμένου Στοιχείου) – ΠΣ.

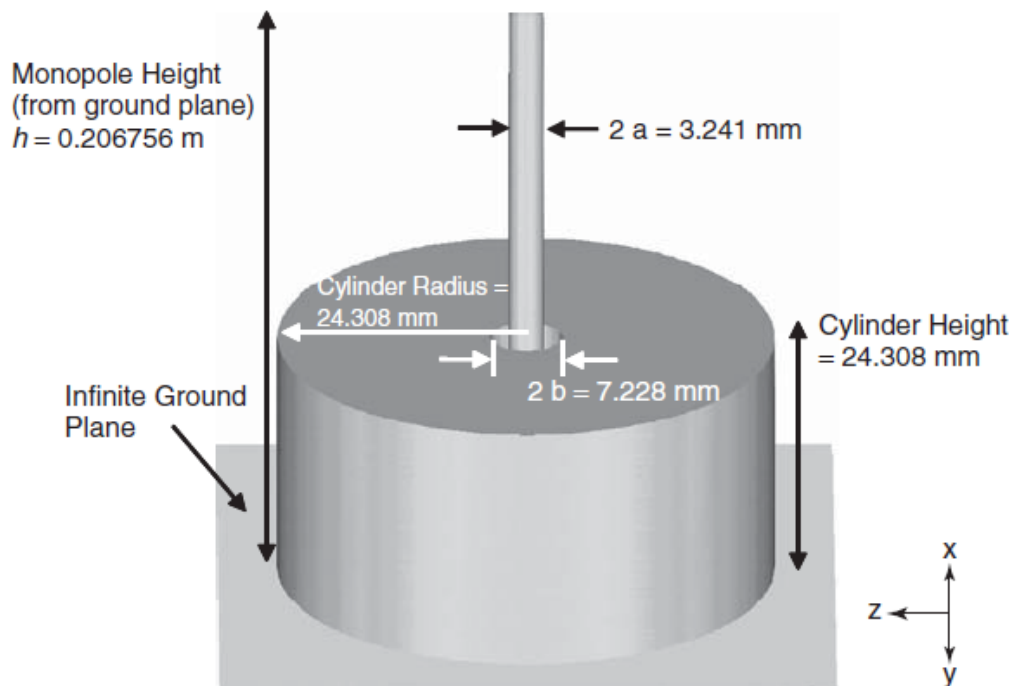
(b) – ΜΠΣΠΧ – ΤΣΣ

Μέθοδος ΠΔΠΣ – ΠΣ

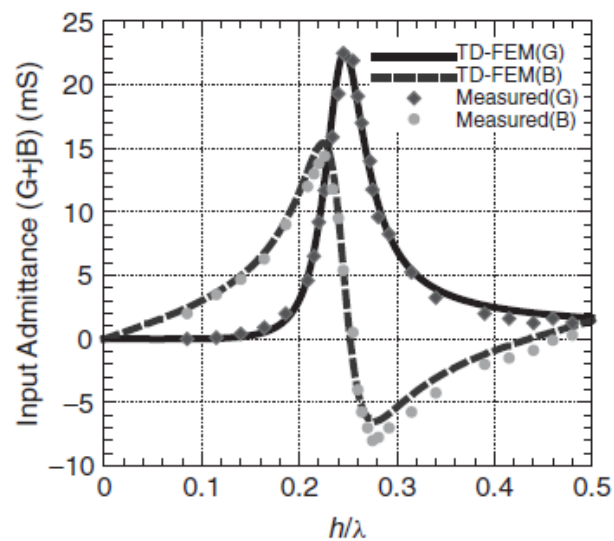
Σχέδιο 31.10 Σύνθετη αντίσταση εισαγωγής μίας κεραίας επιθέματος μικρολωρίδας με φορτίο (α) αντίσταση και (b) αντίσταση (ohm) (Από Πηγή 41).

31.8.2.2 ΈΛΙΚΑΣ.

Σε αυτό το παράδειγμα, προσομοιώνεται μια αλγοριθμική ελικοειδής κεραία, που αποτελείται από δύο αγωγίμους βραχίονες που είναι τοποθετημένοι σε ελεύθερη θέση. Η μπροστινή όψη της κεραίας φαίνεται στο Σχέδιο 31.13α. Η κεντρική γραμμή των βραχιόνων χαρακτηρίζεται από $r = r_0 r^{\Phi/2\pi}$ στο πολικό σύστημα συντεταγμένων, όπου r_0 είναι μια σταθερά και ο παράγοντας κλίμακας r έχει επιλεγεί να είναι 1.588. Η εσωτερική και εξωτερική ακτίνα της έλικας είναι 0.22 και 3.5 cm αντιστοίχως. Στην προσομοίωση, η κεραία τροφοδοτείται από το μοντέλο τροφοδοσίας καθετήρα που περιγράψαμε στον Τομέα 31.5.1. Μία λεπτομερής όψη της περιοχής τροφοδοσίας φαίνεται στο Σχέδιο 31.13b. Ένας μακρύς καθετήρας ρεύματος 0,56mm είναι τοποθετημένος στο κέντρο για να διεγείρει την κεραία, και η τάση κατά μήκος της τροφοδοσίας υπολογίζεται μαζί με τους δύο καθετήρες παρατήρησης, 0,28mm μακριά από τον καθετήρα ρεύματος. Η υπολογισμένη αντίσταση εισαγωγής (συνεχόμενη γραμμή) και αντίσταση (ohm) (διακεκομμένη γραμμή) σε σχέση με τη συχνότητα φαίνονται στο Σχέδιο 31.13c. Οι καμπύλες δείχνουν τη μετάβαση από την περιοχή συνήχησης στην περιοχή μεγάλης εμβέλειας,



(a)



(b)

(a) Monopole Height (from ground plane): Ύψος Μονοπόλου (από την εδαφική επιφάνεια), Cylinder Radius: Κυλινδρική Ακτίνα, Infinite Ground Plane: Πολυδιάστατη Εδαφική Επιφάνεια, Cylinder Height: Ύψος Κυλίνδρου

(c) Input Admittance: Εισδοχή Εισαγωγής

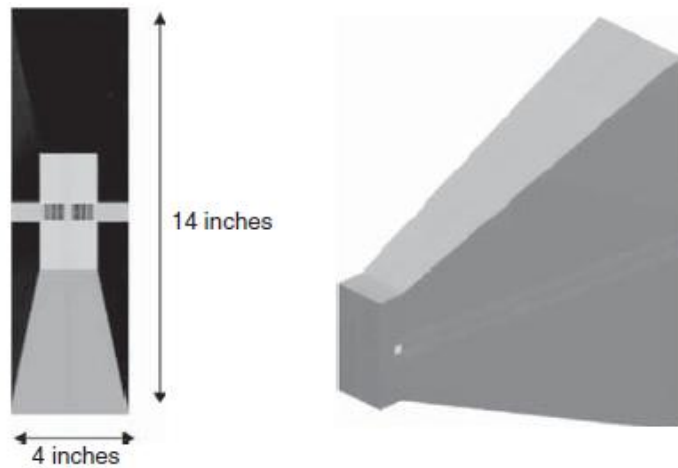
- TD – FEM (G) ΠΧ – ΜΠΣ

---TD – FEM (B) : ΠΧ – ΜΠΣ, Measured (G) (B) : Υπολογισμένο, **Σχέδιο 31.11**.
Μονοπολική κεραία διαξονικής τροφοδοσίας : (α) γεωμετρία και (b) εισδοχή εισαγωγής. Τα υπολογισμένα δεδομένα είναι από τους Liu και Grimes [107].

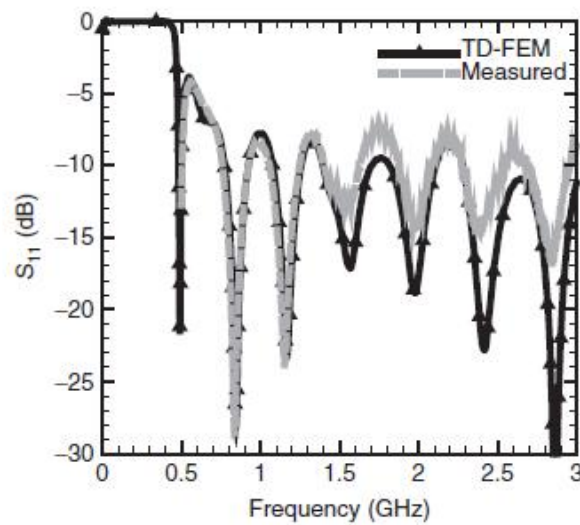
καθώς αυξάνεται η συχνότητα και μία ομαλή συμπεριφορά μεγάλης εμβέλειας για συχνότητες πάνω από 8 GHz. Επίσης παρατηρούμε ότι η υπολογισμένη σύνθετη αντίσταση εισαγωγής μετατρέπεται στη θεωρητική τιμή (188.5 Ωλ, από βραχίονα σε βραχίονα, για την αυτο – συμπληρωματική κεραία δύο βραχιόνων) [108] στο άκρο υψηλότερης συχνότητας.

31.8.2.3 ΚΥΜΑΤΟΕΙΔΗΣ

Επειδή η κυματοειδής κεραία έχει μεγάλο εύρος κλίμακας μηκών από το εξωτερικό όριο της κεραίας ως την περιοχή τροφοδοσίας, παρουσιάζει σημαντικές προκλήσεις σε κάθε μέθοδο πρόβλεψης. Η ποικιλία των μηκών πλευρών που αποκτεείται για να περικυκλωθεί αυτός ο τύπος κεραίας μπορεί να είναι μεγαλύτερη από 100:1, ανάλογα με την χωρική επέκταση της περιοχής τροφοδοσίας (η οποία ελέγχει την λειτουργία υψηλής συχνότητας της κεραίας). Οι κυματοειδής κεραίες τοποθετούνται συνήθως έτσι ώστε να δέχονται δεξιόστροφη ή αριστερόστροφη κυκλική πόλωση. Διαξονικές τροφοδοσίες εφαρμόζονται συνήθως σε κάθε βραχίονα και δέχονται φάση για να αποκτήσουν διαφορετικά χαρακτηριστικά



(a)



(b)

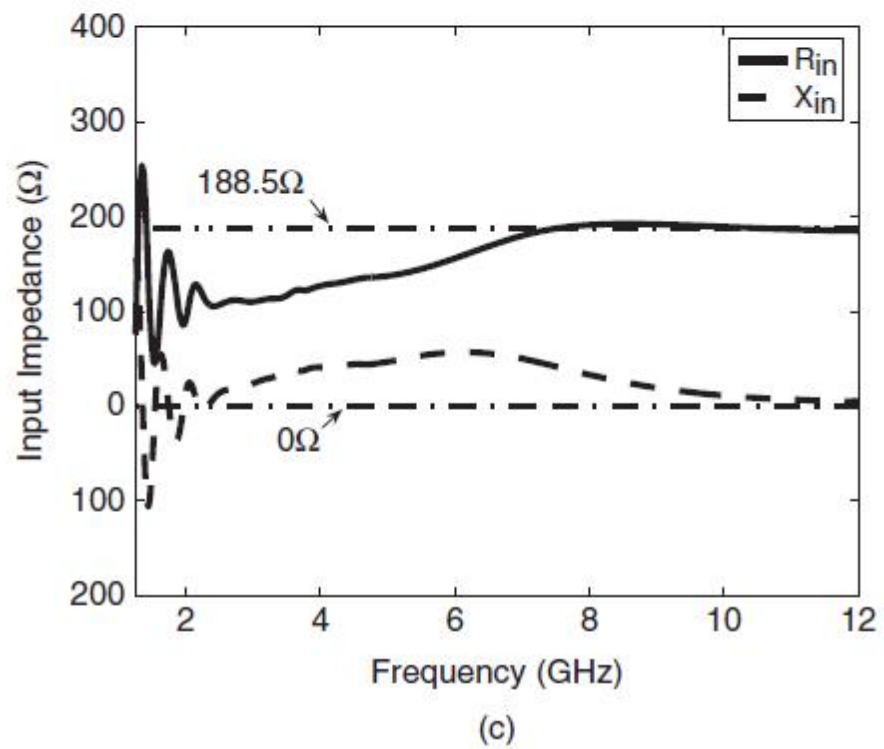
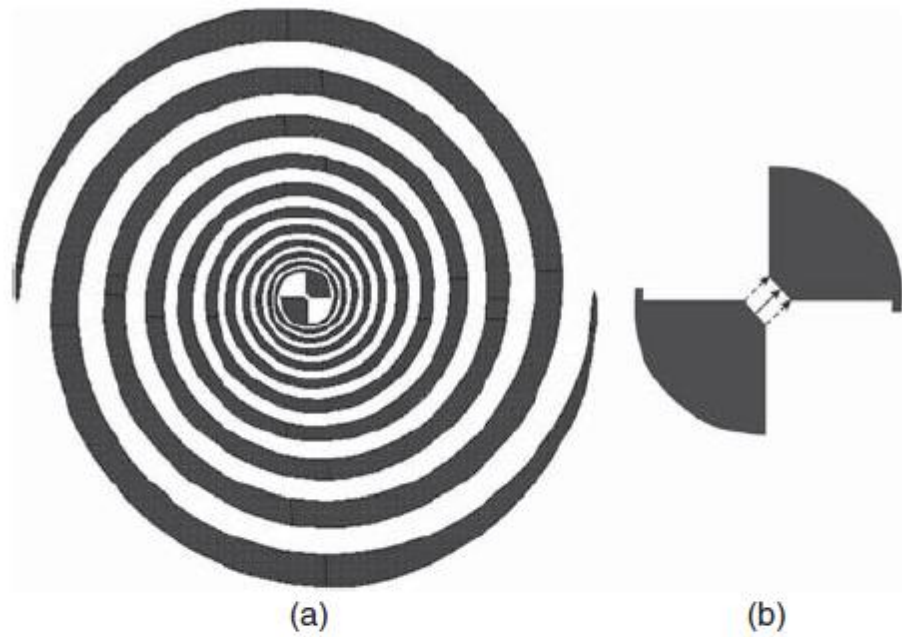
(b) – TD – FEM : (πεδίο χρόνου) – ΜΠΣ, ---Measured: Υπολογισμένο, Frequency : Συχνότητα, **Σχέδιο 31.12**. Αιχμή με πτυχώσεις : (α) γεωμετρία και (b) S_{11} σε σχέση με τη συχνότητα.

λειτουργίας. Ένα σχέδιο τεσσάρων βραχιόνων φαίνεται στο Σχέδιο 31.14α. Η υβριδική τεχνική των ΜΠΣ και ΜΠΔ στο πεδίο χρόνου που περιγράψαμε στον Τομέα 31.4.4. έχει εφαρμοστεί σε αυτή τη γεωμετρία. Η χρήση μιας τοπικής, άνευ όρων σταθερής μεθόδου λύσης είναι ιδιαίτερα χρήσιμη σε αυτήν την κεραία, καθώς το διάστημα χρόνου δεν χρειάζεται να μειωθεί για αριθμητική σταθερότητα όσο το μέγεθος στοιχείου μικραίνει προοδευτικά στην περιοχή τροφοδοσίας.

Η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής από το βραχίονα στο κοινό στέλεχος για μια κυματοειδή κεραία τεσσάρων βραχιόνων μεγαλύτερης εμβέλειας από 4-8GHz, φαίνεται στο Σχέδιο 31.14b. Η σύνθετη αντίσταση από το βραχίονα στο κύριο στέλεχος για μια αυτοσυμπληρωματική ιδανική κεραία N – βραχιόνων στον ελεύθερο χώρο, δίνεται από την έκφραση $30 \pi / \sin(\pi M/N)$, όπου τα $M=1$ και $M=N-1$ αντιστοιχούν στον “τύπο άθροισης” και τα $M=2$ και $M=N-2$ αντιστοιχούν στον “τύπο διαφοράς”. Σημειώστε ότι η σύνθετη αντίσταση από το βραχίονα στο κύριο στέλεχος είναι μιάμιση από την αντίθετη σύνθετη αντίσταση από βραχίονα σε βραχίονα. Ο τύπος άθροισης για την ενεργή σύνθετη αντίσταση από το βραχίονα στο κύριο στέλεχος της ιδανικής κυματικής κεραίας τεσσάρων βραχιόνων, στον ελεύθερο χώρο, είναι 133.3Ω . Όπως φαίνεται στο Σχέδιο 31.14b, η παρουσία του λεπτού διηλεκτρικού υποστρώματος επηρεάζει σημαντικά την σύνθετη αντίσταση εισαγωγής σε σύγκριση με την θεωρία του ελεύθερου χώρου, η οποία επιβεβαιώνεται επίσης από τις μετρήσεις.

31.8.2.4 ΑΝΑΣΤΡΕΨΙΜΗ ΚΩΝΙΚΗ ΈΛΙΚΑ

Το Σχέδιο 31.15α δείχνει μία κωνική κεραία έλικας δύο βραχιόνων που έχει αναστραφεί και τροφοδοτείται από μια εδαφική επιφάνεια για να υποστηρίξει τη λειτουργία της κεραίας σε μεγάλη εμβέλεια. Ένα ένθεμα του δικτύου πεπερασμένου στοιχείου της διαξονικής περιοχής τροφοδοσίας.



(c) Input Impedance: Σύνθετη Αντίσταση Εισαγωγής , Frequency: Συχνότητα, **Σχέδιο 31.13.** Ελικοειδής κεραία δύο βραχιόνων : (α) γεωμετρία των βραχιόνων, (b) μεγέθυνση περιοχής τροφοδοσίας και (c) σύνθετη αντίσταση εισαγωγής (Από Πηγή 43).

Φαίνεται στο Σχέδιο 31.15b. Καθώς μειώνεται η συχνότητα σημαντική πυκνότητα ρεύματος κατευθύνεται προς τα έξω από τους βραχίονες όπου εκεί αυξάνεται η απόσταση από το ρεύμα κορυφής και την περιοχή τροφοδοσίας, και την εδαφική επιφάνεια. Η διατήρηση αυτής της ηλεκτρικής απόστασης πάνω από την εδαφική επιφάνεια είναι σημαντική, για να έχουμε λειτουργία μεγάλης εμβέλειας των κωνικών κεραιών πολλαπλών βραχιόνων στην παρουσία μίας εδαφικής επιφάνειας.

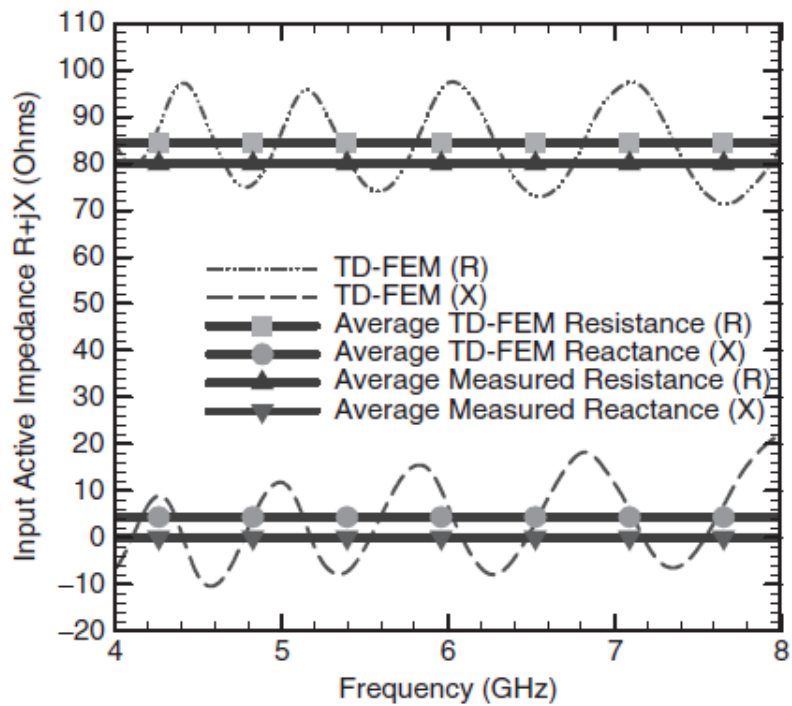
Αν και αυτό το πρώιμο πρότυπο είναι συνδεδεμένο στην εξώτερη επιφάνεια ενός συμπαγούς διηλεκτρικού κώνου, είναι επίσης πιθανό να χρησιμοποιήσουμε μία λεπτή υλικώς προσέγγιση μέσα στην ΜΠΣ για να αναλύσουμε την έλικα που είναι συνδεδεμένη με το λεπτό διηλεκτρικό κάλυμμα. Στην πράξη, οι εντυπωμένες κεραίες πολλαπλών βραχιόνων όπως η σπειροειδής ή κυματοειδής, ή ελικοειδής, ή οι πολλαπλά οπλισμένες περιοδικές κεραίες, μπορούν να συνδέονται με ένα λεπτό διηλεκτρικό κάλυμμα που έχει τρισδιάστατα σχήματα, που λαμβάνουν όχι μόνο τους κώνους αλλά επίσης διαχωρισμένους κώνους ή ημισφαίρια, κατά ένα παρόμοιο τρόπο.

Το Σχέδιο 31.15c δείχνει τη σύνθετη αντίσταση εισαγωγής της ανεστραμμένης κωνικής σπείρας δύο βραχιόνων για τον ελεύθερο χώρο και για ένα συμπαγή διηλεκτρικό κώνο σχετικής διηλεκτρικής σταθεράς ίση με 4.

Coaxial-Fed, Four-Arm Sinuous Antenna



(a)



(b)

(a) Coaxial Fed, Four – Arm Sinuous Antenna: Κυματοειδής Κεραία Τεσσάρων Βραχιόνων με Διαξονική Τροφοδοσία, (b) Input Active Impedance (Ohms): Σύνθετη Ενεργή Αντίσταση Εισαγωγής, TD –FEM: ΜΠΣ στο Πεδίο Χρόνου, Average Measured Resistance: Μέση Υπολογισμένη Αντίσταση, Average Measured Reactance: Μέση Υπολογισμένη Ωμική Αντίσταση, Frequency: Συχνότητα, **Σχέδιο 31.14** Κυματοειδής κεραία τεσσάρων βραχιόνων συνδεδεμένη πάνω σε ένα διηλεκτρικό υπόστρωμα 20mil: (a) γεωμετρία και (b)

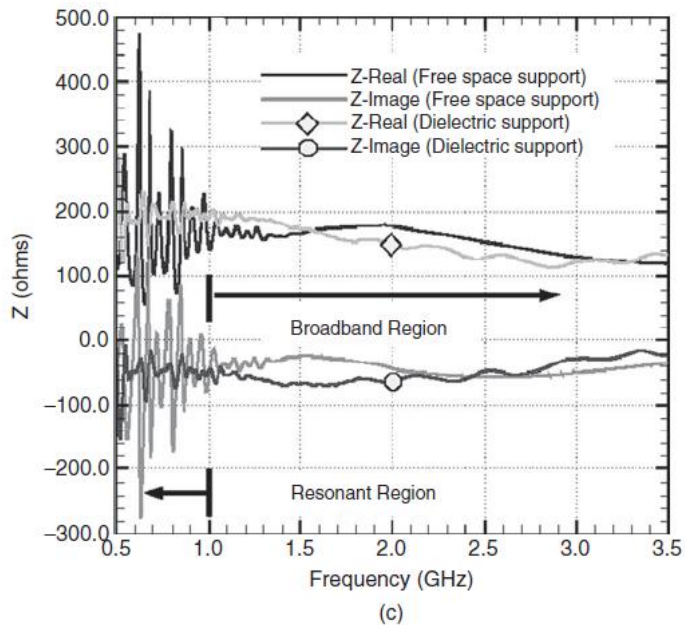
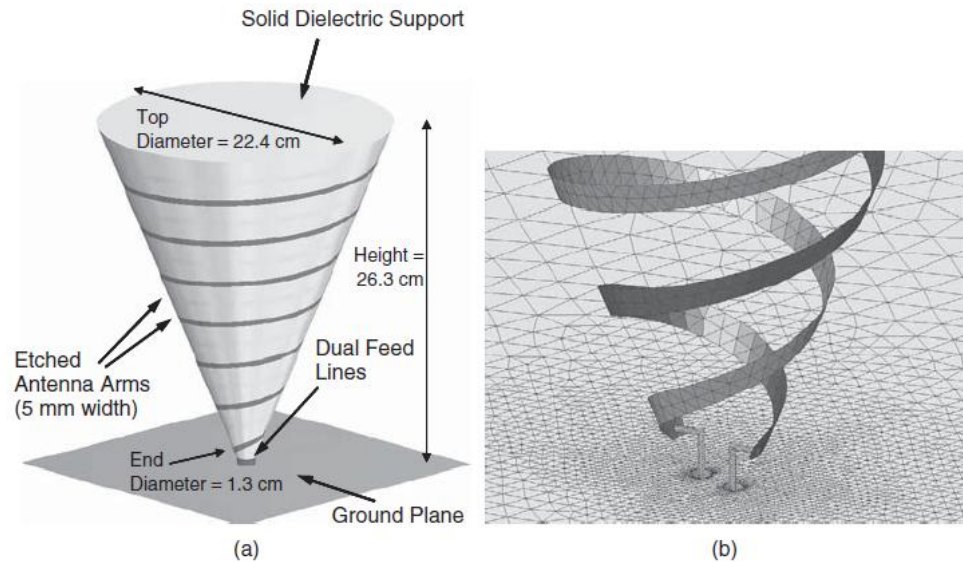
προβλεπόμενη ενεργή σύνθετη αντίσταση εισαγωγής από τον βραχίονα στο κύριο στέλεχος και μέση υπολογισμένη σύνθετη αντίσταση (Από Πηγή 91, copyright © 2005 Artech House0.

31.8.3 ΑΤΕΛΗΣ ΠΕΡΙΟΔΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Δίνονται τρία παραδείγματα για την παρουσίαση της ανάλυσης των ατελών περιοδικών διατάξεων στα πεδία συχνότητας και χρόνου.

31.8.3.1 ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

Εδώ παρουσιάζουμε την προσομοίωση της ΜΠΣ στο πεδίο συχνότητας μίας ατελούς διάταξης κεραίας επιθέματος μικρολωρίδας. Τα επιθέματα μικρολωρίδας που φαίνονται στο Σχέδιο 31.16, είναι τοποθετημένα σε ένα εδαφικό διηλεκτρικό υπόστρωμα ύψους h και διηλεκτρική σταθερά ϵ_r . Τα επιθέματα τροφοδοτούνται με διαξονικά καλώδια που εισέρχονται στο υπόστρωμα κάτω από την επιφάνεια εδάφους. Στην προσομοίωση, η περιοχή υπολογισμού ή το τμήμα μονάδας περιέχει ένα μονό επίθεμα και κατάλληλες συνθήκες περιορισμού έχουν τεθεί στα όριά του. Για μια κεραία φάσης, μια κρίσιμη παράμετρος λειτουργίας είναι ο συντελεστής ενεργής αντανάκλασης. Ένας



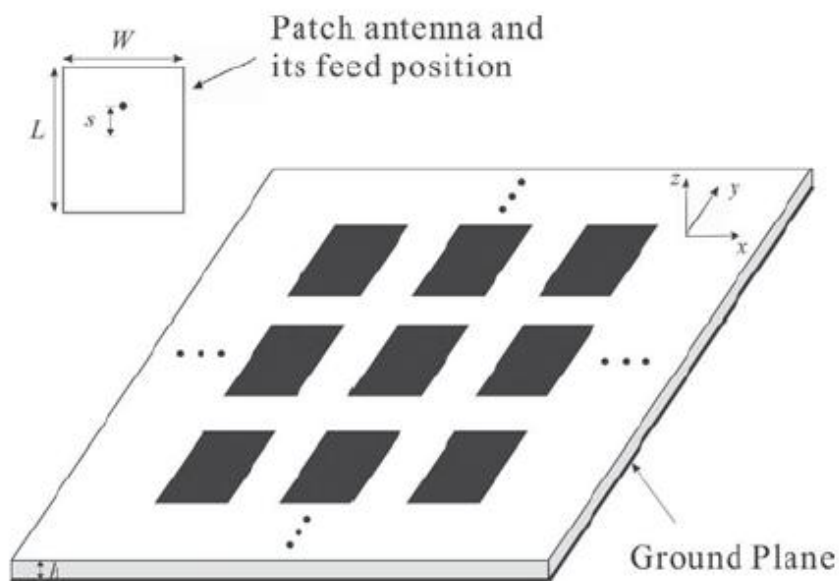
(a) Solid Dielectric Support: Συμπαγής Διηλεκτρική Υποστήριξη, Top Diameter: Διάμετρος Κορυφής, Etched Antenna Arms: Συνδεδεμένοι Βραχίονες Κεραίας, Ύψος : Height, Dual Feed Lines: Δυαδικές Γραμμές Τροφοδοσίας, End Diameter : Διάμετρος Κατάληξης, Ground Plane: Εδαφική Επιφάνεια

(d) z-Real (Free space Support) : Πραγματικό Πεδίο Z (Υποστήριξη) Ελεύθερου Χώρου), Z-Image: Εικονικό Πεδίο Z, Z-Real / Imge (Dielectric Support) : Πραγματικό / Εικονικό Πεδίο Z (Διηλεκτρική Υποστήριξη)., Broadband Region: Περιοχή Μεγάλης Εμβέλειας, Resonant Region : Περιοχή Συνήχησης
 Frequency : Συχνότητα, **Σχέδιο 31.15**. Ανεστραμμένη κωνική έλικα δύο βραχιόνων πάνω σε εδαφική επιφάνεια : (a) γεωμετρία, (b) δίκτυο επιφάνειας

πεπερασμένου στοιχείου τοπικά στην περιοχή τροφοδοσίας της αντεστραμμένης κωνικής έλικας και (c) σύνθετη αντίσταση εισαγωγής για τον ελεύθερο χώρο και για ένα συμπαγή διηλεκτρικό ($\epsilon_r = 4$) κώνο.

ορισμός για αυτό δίνεται από τη σχέση:

$$(31.104) \quad R(\theta_s, \varphi_s) = \frac{Z_{in}(\theta_s, \varphi_s) - Z_{in}(0,0)}{Z_{in}(\theta_s, \varphi_s) + Z_{in}^*(0,0)}$$



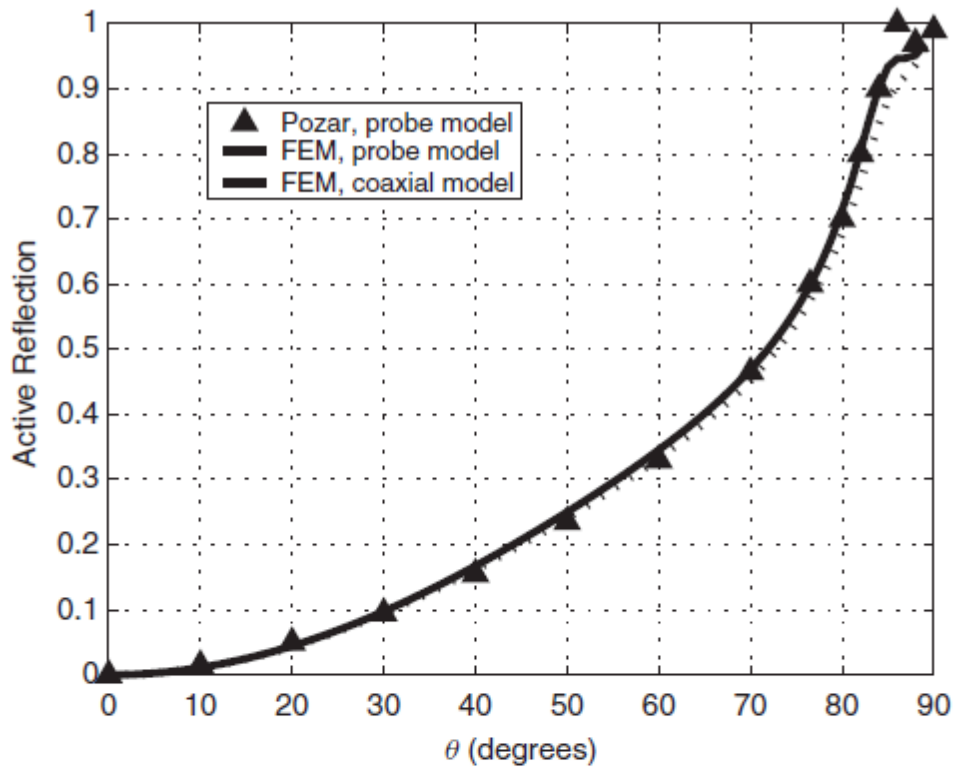
Patch Antenna and its feed position: Κεραία Επιθέματος και η θέση τροφοδοσίας της
 Ground Plane: Εδαφική Επιφάνεια, **Σχέδιο 31.16**. Ατελής περιοδική διάταξη επιθέματος μικρολωρίδας πάνω σε υπόστρωμα. Κάθε επίθεμα τροφοδοτείται από μία διαξονική γραμμή.

όπου Z_{in} είναι η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής της κεραίας. Η χρήση του συνεζευγμένου τελεστή στην Εξ. (31.104) αποποιεί το εικονικό μέρος της σύνθετης αντίστασης εισαγωγής και αποκαλύπτει πιο καθαρά τις ιδιότητες ανίχνευσης της διάταξης. Η διάταξη που εξετάζουμε έχει μία περίοδο 0.5 λο στις διευθύνσεις x και y . Τα επιθέματα έχουν μέγεθος 0.3 λο προς 0.3 λο και η διηλεκτρική σταθερά του υποστρώματος είναι 2.55. Οι ενεργοί συντελεστές αντανάκλασης στο πεδίο E υπολογίζονται σχετικά για δύο διαφορετικά ύψη υποστρώματος : $h = 0.02$ λο και $h = 0.06$ λο. Τα αποτελέσματα που υπολογίστηκαν χρησιμοποιώντας τα απλοποιημένα και ακριβή διαξονικά πρότυπα τροφοδοσίας σχεδιάζονται στο Σχέδιο 31.17. Μία ανάλυση της $M_{r\Sigma}$ από τους Pozar και Schaubert [109] χρησιμοποιείται εδώ ως αποτέλεσμα αναφοράς. Έχει σημειωθεί ότι και τα τρία αποτελέσματα συμφωνούν μεταξύ τους αρκετά. Όλα τα αποτελέσματα προβλέπουν μία αδυναμία ανίχνευσης στη γωνία $\theta = 68.8^\circ$ για $h=0.06$ λο, ως αποτέλεσμα της διέγερσης επιφανειακού κύματος. Επιπλέον, για αυτή τη συγκεκριμένη διάταξη, η συμφωνία ανάμεσα στο απλοποιημένο και το ακριβές πρότυπο τροφοδοσίας δηλώνει ότι οι λειτουργίες ανίχνευσης, όπως οι ενεργοί συντελεστές αντανάκλασης, δεν είναι ευαίσθητες στο συγκεκριμένο σχήμα τροφοδοσίας, όπως φαίνεται στην Πηγή 109.

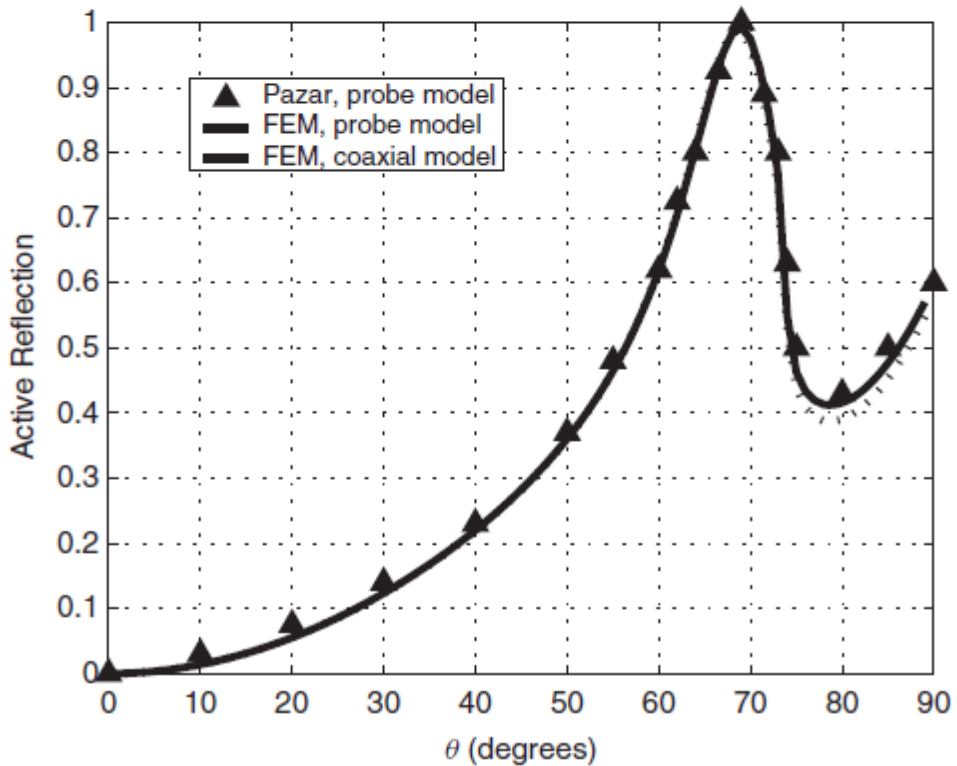
31.8.3.2 ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ

Σκεφθείτε μία διάταξη φάσης βασισμένη σε ένα στοιχείο Vivaldi, που φαίνεται στο Σχέδιο 31.18, η οποία σχετίζεται με ένα σχέδιο που συζητείται στις Πηγές 15 και 17. Ένα διηλεκτρικό υπόστρωμα ($\epsilon_r=6$) με μια συνδεδεμένη επιφάνεια ΤΗΑ στη μία πλευρά, είναι τοποθετημένο κάθετα στην εδαφική επιφάνεια με τέτοιο τρόπο που καλύπτει μερικώς την οπή ενός διαξονικού κυματοδηγού. Η πλευρά του υποστρώματος που περιέχει την συνδεδεμένη επιφάνεια ΤΗΑ, τέμνει την οπή του διαξονικού κυματοδηγού, και η επιφάνεια ΤΗΑ είναι συνδεδεμένη με τέτοιο τρόπο που να σχηματίζει έναν κοντό αμφίπλευρο κυματοδηγό ο οποίος αρχίζει στην εδαφική επιφάνεια με την διάσταση των δύο σχισμών να είναι ίση με το πάχος της οπής του διαξονικού κυματοδηγού. Μία από τις σχισμές του αμφίπλευρου κυματοδηγού μετατίθεται σε μια σχισμή με πτυχώσεις, και η άλλη σχισμή τερματίζεται από ένα ανοιχτό φορτίο που διαμορφώνεται από ένα χαραγμένο κύκλο

ακτίνας 2.5.mm. Οι διαστάσεις του τμήματος μονάδας είναι $T_x=36\text{mm}$ και $T_y=34\text{mm}$, και το ύψος του υποστρώματος είναι $d=33,3\text{ mm}$ με πλάτος $h=1.27\text{ mm}$. Ο διαξονικός κυματοδηγός είναι άδειος με τις ακτίνες των εσώτερων και εξώτερων αγωγών να είναι ίσες με 0.375 και 0.875mm, αντίστοιχα. Το μισό πλάτος της σχισμής με πτυχώσεις δίνεται από $0.25e^{0.123} \text{ zmm}$, που δίνει μισό πλάτος 15mm στο ανοιχτό άκρο. Ο χαραγμένος κύκλος που διαμορφώνει το ανοιχτό φορτίο, της άλλης σχισμής, τέμνει τη σχισμή σε μια απόσταση 3.5mm από την εδαφική επιφάνεια. Σημειώστε ότι το πεδίο XZ που συμπίπτει με το κέντρο της σχισμής με πτυχώσεις, χωρίζει το τμήμα μονάδας σε δύο ίσα μέρη. Το Σχέδιο 31.19 δείχνει τα προσομοιωμένα αποτελέσματα για το μέγεθος της S11 ως συνάρτηση της συχνότητας για



(a)



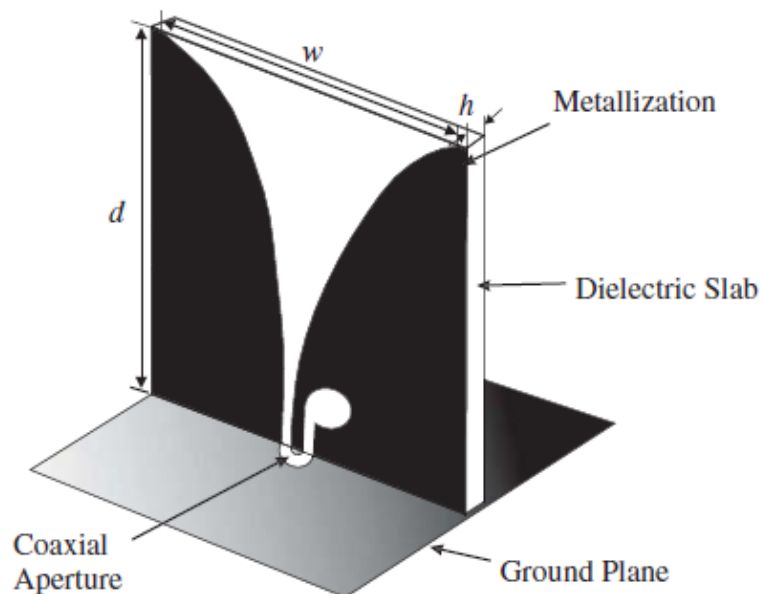
(b)

(a) Active Reflection : Ενεργή Αντανάκλαση, Pozar, probe model: Pozar, πρότυπο καθετήρα, FEM, coaxial model: ΜΠΣ, διαξονικό πρότυπο, θ (degrees) : θ (μοίρες),

Σχέδιο 31.17. Ενεργοί συντελεστές αντανάκλασης για τη διάταξη επιθέματος μικρολωρίδας : (α) $h=0.02$ λο και $s=0.075$ λο και (β) $h=0.06$ λο και $s=0.14$ λο (Από Πηγή 17).

ανίχνευση μεγάλης εμβέλειας $(\theta_s, \phi_s) = (0^\circ, 0^\circ)$ και πλάγια ανίχνευση $(\theta_a, \phi_s) = (45^\circ, 135^\circ)$. Τα αποτελέσματα υπολογίζονται χρησιμοποιώντας την ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου [47] και συγκρίνονται με μια άλλη λύση που έχει αποκτηθεί με τη χρήση της διαφημιστικής έκδοσης λογισμικού HFSS, η οποία βασίζεται στην ΜΠΣ πεδίου συχνότητας.

Η ανίχνευση περιοδικών διατάξεων σε μία μεγάλη γωνία ανίχνευσης είναι συχνά προβληματική για μεθόδους πεδίου χρόνου όπως η ΜΠΔ πεδίου χρόνου, διότι απαιτείται μια σημαντική μείωση στο διάστημα χρόνου [82]. Η περιοδική ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου που περιγράψαμε στον Τομέα 31.6.1.2. δεν θέτει τέτοιους περιορισμούς στο διάστημα χρόνου λόγω της άνευ όρων σταθερότητάς της. Αυτό παρουσιάζεται με την διαξονικά τροφοδοτούμενη, διπλά περιοδική διάταξη μονοπόλου που



Metallization : Επιμετάλλευση, Dielectric Slab: Διηλεκτρική Πλάκα, Coaxial Aperture: Διαξονική Οπή , Ground Plane: Εδαφική Επιφάνεια, **Σχέδιο 31.18**
Τμήμα μονάδας μιας ατελούς διάταξης φάσης κεραιών Vivaldi.

φαίνεται στο Σχέδιο 31.20α. Η λειτουργία ανίχνευσης στο διάστημα $0^\circ \leq \theta < 90^\circ$ στο πρωταρχικό (Σχέδιο 31.20b) και στο διαγώνιο (Σχέδιο 31.20c) πεδίο παρουσιάζεται εδώ. Τα δεδομένα σύγκρισης βασίζονται σε μια προσεγγιστική αναλυτική λύση που έχει ως υπόθεση μια κυματοειδή διανομή ρεύματος στα μονόπολα [110].

31.8.4 ΠΕΠΕΡΑΣΜΕΝΗ ΠΕΡΙΟΔΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ

Εδώ παρουσιάζονται δύο παραδείγματα της ανάλυσης πεπερασμένων περιοδικών διατάξεων στα πεδία συχνότητας και χρόνου.

31.8.4.1 ΠΕΔΙΟ ΣΥΧΝΟΤΗΤΑΣ

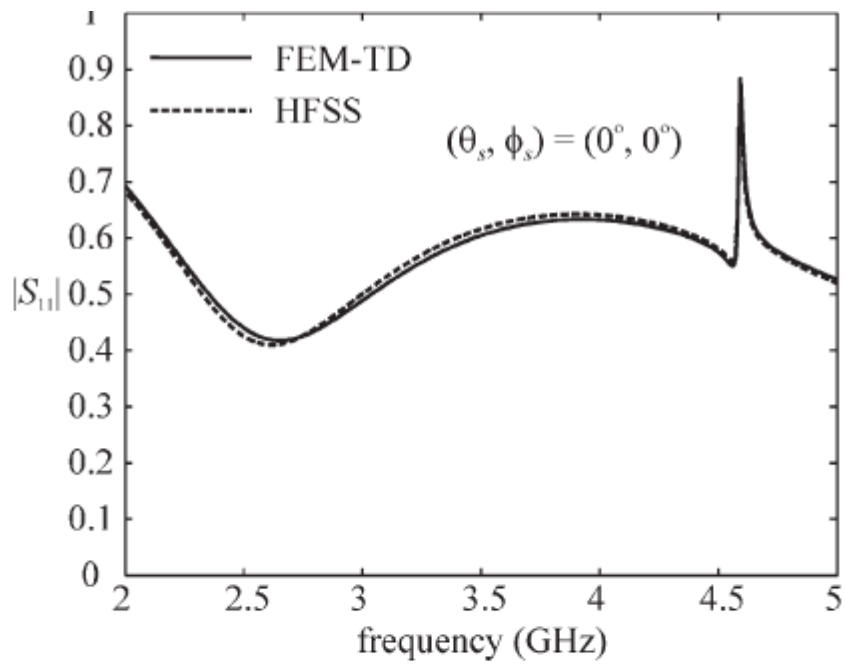
Το παράδειγμα που εξετάζεται εδώ είναι διάταξη κεραιάς Vivaldi μεγάλης εμβέλειας μονής πόλωσης, η οποία έχει στοιχεία διάταξης 31×31 , τα οποία είναι όμοια με αυτό που φαίνεται στο Σχέδιο 31.18. Το Σχέδιο 31.21α δείχνει το μέγεθος του ενεργού συντελεστή αντανάκλασης (ο οποίος ορίζεται χρησιμοποιώντας τη χαρακτηριστική σύνθεση αντίσταση της τροφοδοτικής διαξονικής γραμμής ως τη σύνθετη αντίσταση αναφοράς), ως συνάρτηση της συχνότητας για το κεντρικό στοιχείο. Το αποτέλεσμα από την τεχνική (ΔΔΜΑΠΣ – ΗΜ) που περιγράψαμε στον Τομέα 31.6.2.1., συγκρίνεται με αυτά για την αντίστοιχη διάταξη από την ΜΠΣ πεδίου χρόνου και την HFSS[47].

Παρατηρείται καλή συμφωνία των αποτελεσμάτων για τις τρεις διαφορετικές μεθόδους σε ένα μεγάλο εύρος συχνότητα.

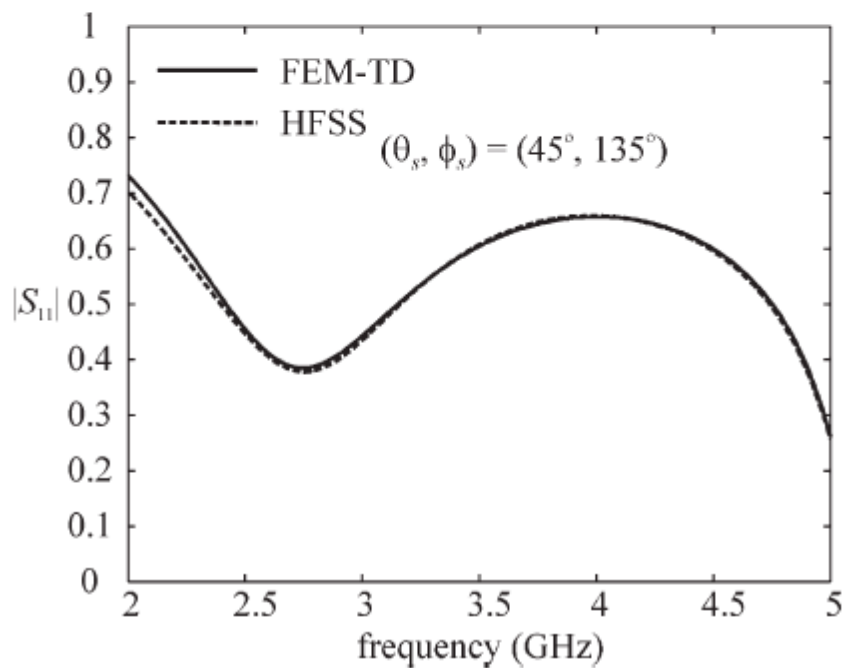
Για να παρουσιάσουμε την επιρροή στην αιχμή της πεπερασμένης διάταξης, σε σύγκριση την αντίστοιχη ατελή διάταξη, ο ενεργός συντελεστής αντανάκλασης για τα στοιχεία της κεντρικής σειράς της διάταξης υπολογίζεται στα 3GHz, και το αποτέλεσμα φαίνεται στο Σχέδιο 31.21b ανάλογα με την θέση στοιχείου. Όπως είναι αναμενόμενο, είναι φανερό ότι η ατελής προσέγγιση διάταξης είναι ακριβής μόνο για τα εσώτερα στοιχεία και η επιρροή στην αιχμή είναι χαρακτηριστική για τα εξώτερα στοιχεία. Τελικώς, τα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας των διατάξεων φαίνονται στο Σχέδιο 31.22. Για αυτή την προσομοίωση, χρησιμοποιήθηκαν σχεδόν 40 εκατομμύρια άγνωστοι και η μέτρηση χρειάστηκε 541MB μνήμης και 12 λεπτά υπολογιστικού χρόνου σε ένα επεξεργαστή Itanium II 1.5 – GHz, με τη μέθοδο ΔΔΜΑΠΣ – ΗΜ.

31.8.4.2 ΠΕΔΙΟ ΧΡΟΝΟΥ

Ως ένα παράδειγμα της προσομοίωσης της ΜΠΣ στο πεδίο χρόνου κεραιών διάταξης φάσης μεγάλης εμβέλειας, μια διάταξη Vivaldi 10 X 10 που φαίνεται στο Σχέδιο 31.23α αναλύεται εδώ. Η διαμόρφωση του τμήματος μονάδας φαίνεται στο Σχέδιο 31.23b. Αυτή η διαμόρφωση είναι παρόμοια



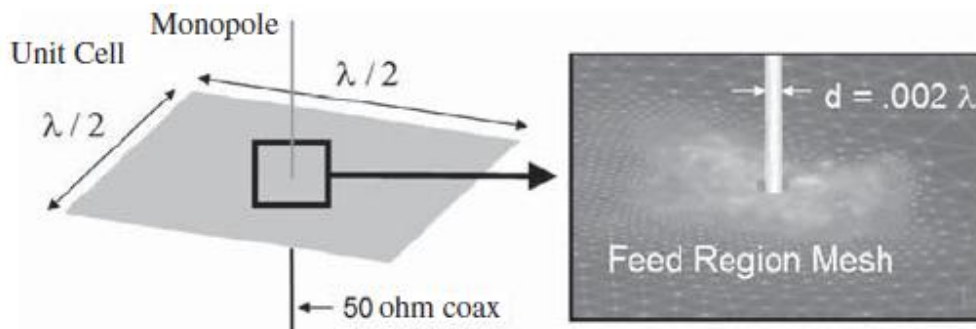
(a)



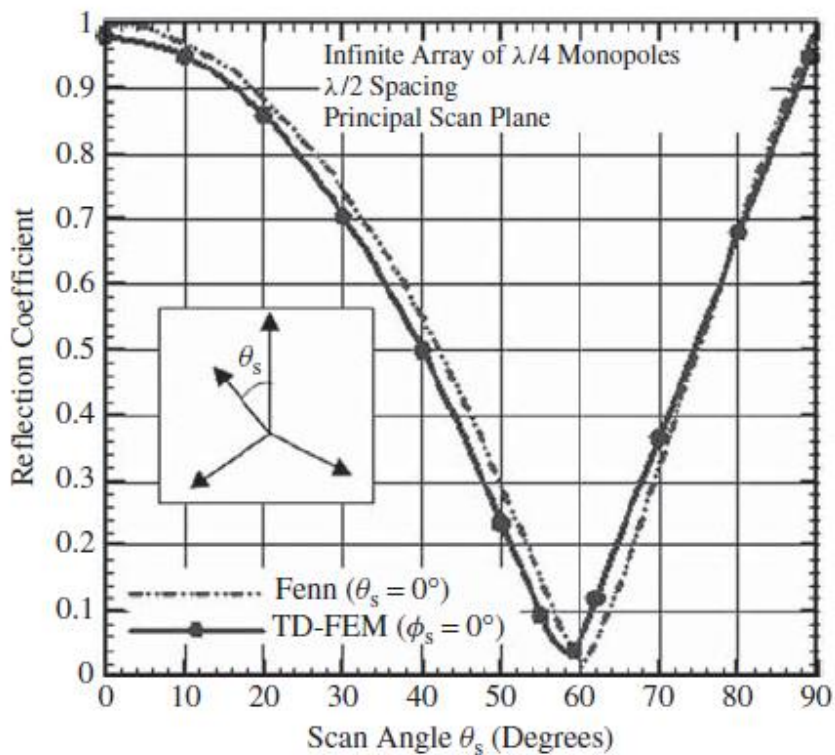
(b)

(a) FEM – TD : ΜΠΣ – ΠΔ, Frequency: Συχνότητα, **Σχέδιο 31.19**
 Συντελεστής αντανάκλασης ενός διαξονικού κυματοδηγού που συνδέεται σε ένα
 στοιχείο σε μια ατελή διάταξη φάσης κεραιών Vivaldi. (Από Πηγή 47, copyright
 © 2006 IEEE).

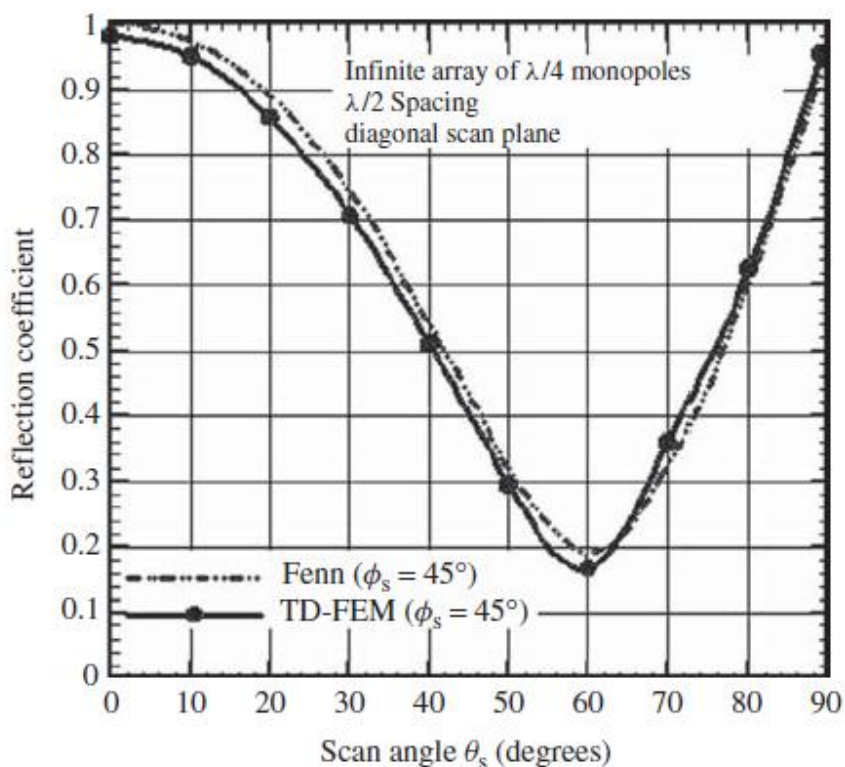
με αυτήν που αναλύσαμε στους Τομείς 31.8.3.2. και 31.8.41, όμως εδώ έχουμε διαφορετικές διαστάσεις και η τροφοδοσία είναι μία γραμμή λωρίδας κάτω από την εδαφική επιφάνεια. Το διάστημα ανάμεσα στα στοιχεία διάταξης είναι 40mm στις διευθύνσεις x και y . Ο διαχωρισμός αντιστοιχεί στο ενάμισι ενός μήκους κύματος στα 3.75 GHz. Ένα πολυδιάστατο εδαφικό πεδίο υποτίθεται ότι υφίσταται, και η γραμμή λωρίδας τροφοδοσίας τροποποιείται ως μία πύλη TEM. Η προσομοίωση χρησιμοποιεί 144 υποπεριοχές και ο συνολικός αριθμός αγνώστων προσεγγίζει τα 3.3. εκατομμύρια. Η παράμετρος ΑΤΣΚ που έχει υπολογιστεί στην πύλη τροφοδοσίας του κεντρικού στοιχείου φαίνεται στο Σχέδιο 31.23c. Ένα διαπρεπές χαρακτηριστικό της καμπύλης ΑΤΣΚ είναι οι δύο αιχμηρές κορυφές που συμβαίνουν στα 3.92 και 5.32 GHz, όταν η διάταξη διαμορφώνεται για ακτινοβολία μεγάλης εμβέλειας. Τέτοια φαινόμενα, γνωστά ως ‘‘ανωμαλίες σύνθετης αντίστασης’’ έχουν παρατηρηθεί στην ανάλυση συχνότητας των ατελών διατάξεων κεραιών Vivaldi [17,111]. Οι ανωμαλίες εξηγούνται από τη διέγερση συγκεκριμένων τύπων συνήχησης στις κοιλότητες τμήματος μονάδας, οι οποίες μορφοποιούνται από την εδαφική επιφάνεια, από τις ηλεκτρικά αγώγιμες επιφάνειες στα περιβάλλοντα τείχη, και από μια μαγνητική αγώγιμη επιφάνεια στην ανοιχτή οπή. Οι συνηχητικές



(a)



(b)

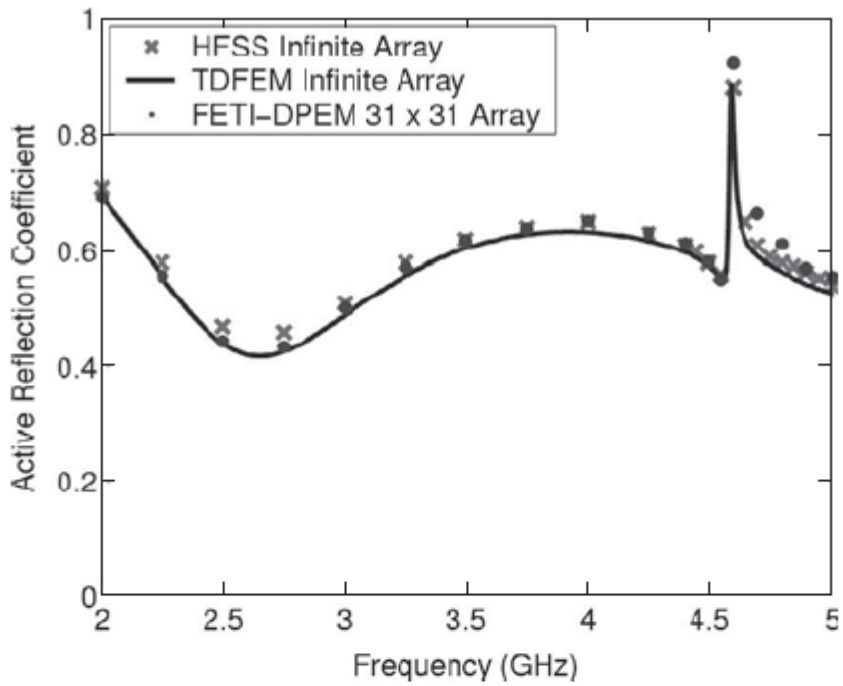


(c)

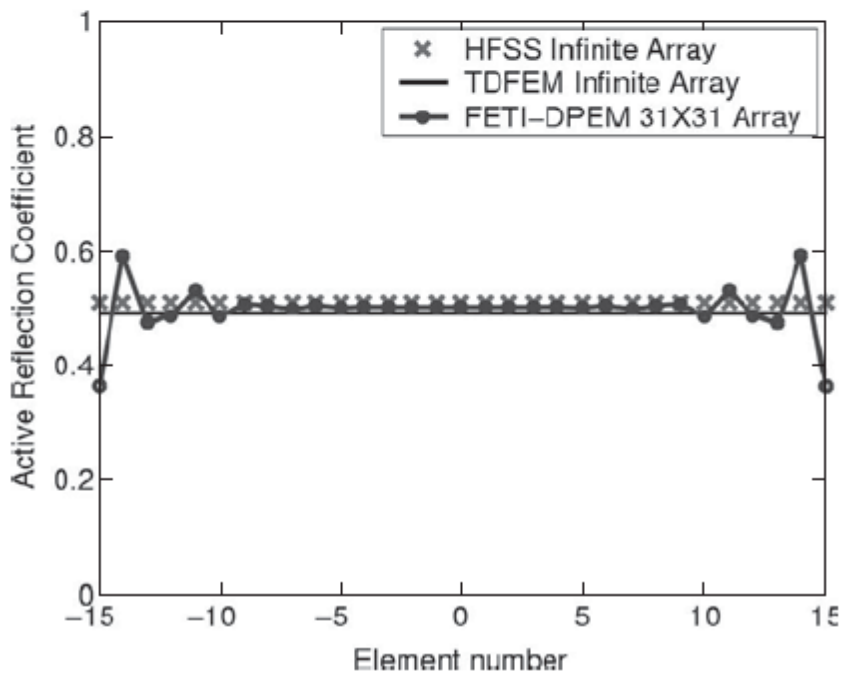
(a) Unit Cell: Τμήμα Μονάδας, Monopole: Μονόπολο, Coax: Διάξονας, Feed region Mesh: Δίκτυο Περιοχής Τροφοδοσίας, (b) Reflection Coefficient: Συντελεστής Αντανάκλασης, Infinite Array of $\lambda/4$ Monopoles: Ατελής Διάταξη του $\lambda/4$ των Μονοπόλων, $\lambda/2$ Spacing: Μεσοδιάστημα του $\lambda/2$, Principal Scan Plane : Πρωταρχικό Πεδίο Ανίχνευσης, TD – FEM : ΠΔ – ΜΠΣ, Scan Angle: Γωνία Ανίχνευσης (Μοίρες)

(c) diagonal scan plane: Διαγώνιο Πεδίο Ανίχνευσης, Σχέδιο 31.20: Διάταξη ενός τετάρτου – μήκους των μονοπόλων:

(α) γεωμετρία τμήματος μονάδας και δίκτυο επιφάνειας πεπερασμένου στοιχείου τοποθετημένο στην περιοχή τροφοδοσίας, (b) λειτουργία ανίχνευσης στο πρωταρχικό πεδίο ($\Phi_s=0^\circ$), και (c) λειτουργία ανίχνευσης στο διαγώνιο πεδίο ($\phi_s=45^\circ$)



(a)



(b)

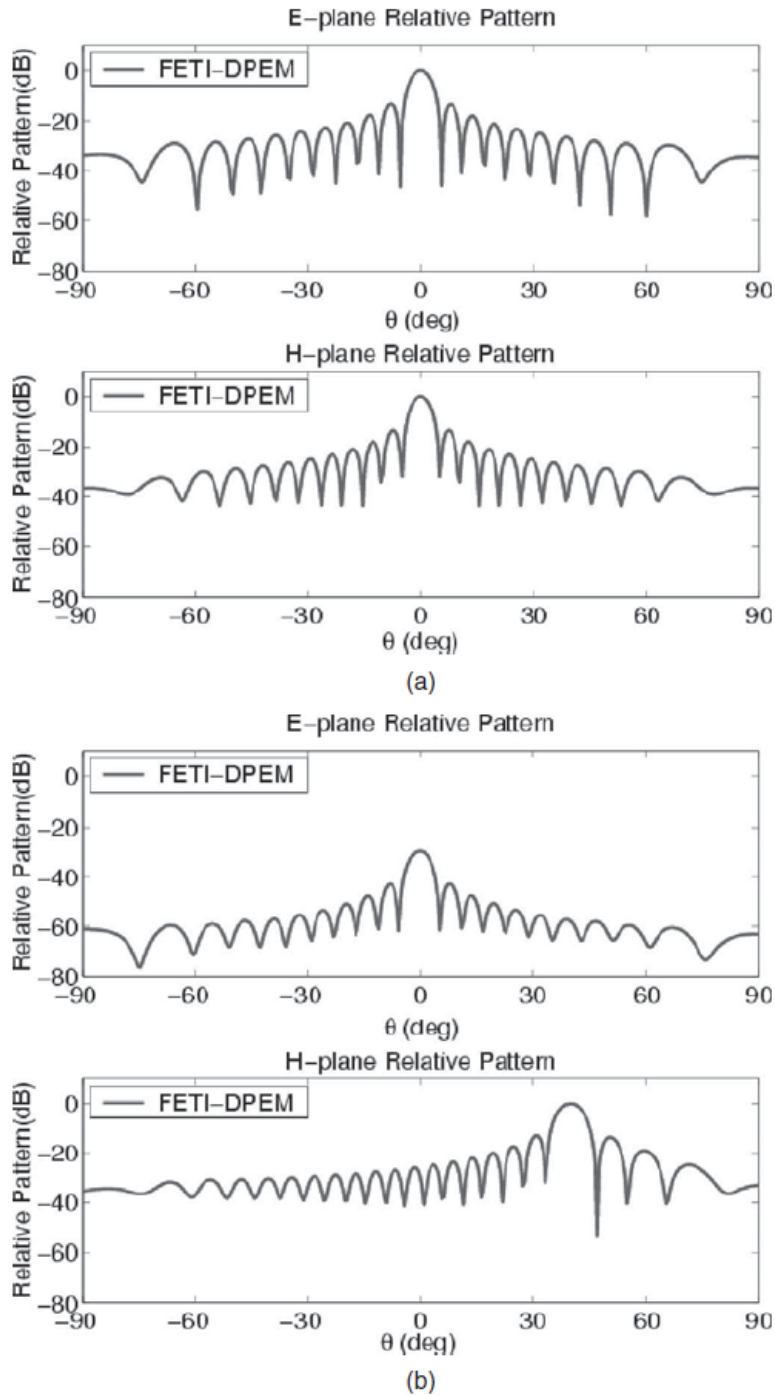
(a) HFSS Infinite Array: Ατελής Διάταξης HFSS, TDFEM: Ατελής Διάταξη ΜΠΣΠΧ, FETI-DPEM 31 X 31 Array: Διάταξη ΔΔΜΑΠΣ –HM 31 X 31, Frequency: Συχνότητα, Active Reflection Coefficient: Ενεργός Συντελεστής Αντανάκλασης , **Σχέδιο 31.21** Ενεργός Συντελεστής Αντανάκλασης για μια διάταξη κεραίας Vivaldi

31 X 31 : (a) για το κεντρικό στοιχείο ως συνάρτηση της συχνότητας και (b) για μια κεντρική σειρά στοιχείων στα 3GHz. (Από Πηγή 21 copyright©2006 IEEE).

οι συχνότητες συνήχησης που έχουν προβλεφθεί από το πρότυπο κοιλότητας είναι $f_{10}=3.99$ GHz και $f_{11}=5.55$ GHz, τα οποία είναι παρόμοια με τις συχνότητες συνήχησης που προέκυψαν από την αριθμητική προσομοίωση. Σημειώστε ότι το πρότυπο κοιλότητας δεν υπολογίζει το λεπτό διηλεκτρικό υπόστρωμα. Εάν υπολογιστεί η επιρροή των διηλεκτρικών, οι προβλεπόμενες συχνότητες συνήχησης θα γινόταν ελαφρώς χαμηλότερες.

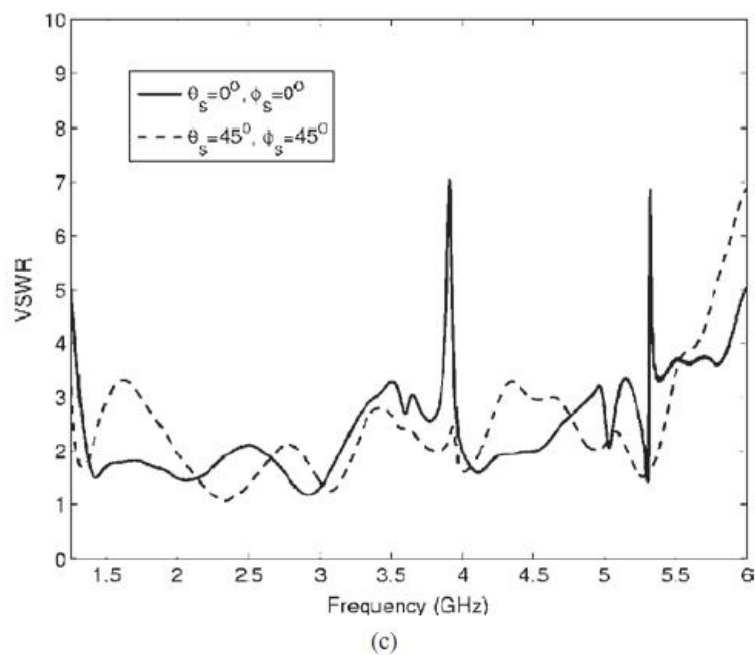
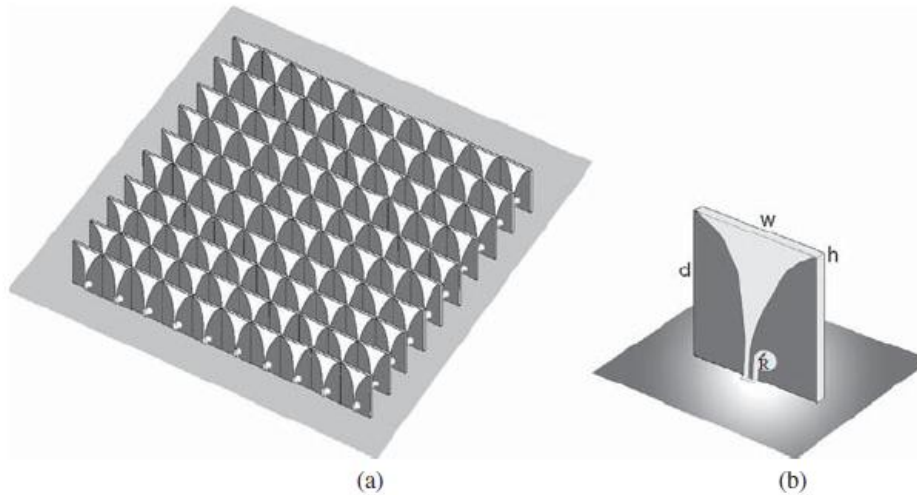
31.8.5 ΑΛΛΗΛΕΠΙΔΡΑΣΗ ΠΛΑΤΦΟΡΜΑΣ

Στην πράξη, οι κεραιές γενικώς ολοκληρωματοποιούνται πάνω σε πλατφόρμες, όπως αεροπλάνα, πυραύλους, δορυφόρους και πλοία. Η σταθεροποίηση κεραιών πάνω σε πλατφόρμες, επιφέρει αναπόφευκτα διαταραχή στα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας τους και προκαλεί ζεύξη μεταξύ της κεραιάς και της πλατφόρμας. Η διαταραχή στα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας ίσως μειώσει την επιθυμητή κάλυψη για αποτελεσματικές



(a) Relative Pattern: Σχετικό Σχεδιάγραμμα, FETI – DPEM : ΔΔΜΑΠΣ – ΗΜ, E – plane Relative Pattern: Σχετικό Σχεδιάγραμμα πεδίου E, Θ (deg) : θ (μοίρες), **Σχέδιο 31.22** Σχεδιαγράμματα Ακτινοβολίας μίας διάταξης κεραίας Vivaldi 31 X 31 στα 3 GHz: (a) ευρεία πλευρά και (b) $\theta=40^\circ$ και $\varphi=0^\circ$ (Από Πηγή copyright © 2006 IEEE).

επικοινωνίες ή ίσως συμβιβάσει την ακρίβεια απομόνωσης και εντοπισμού στόχων. Η ύπαρξη κοινής ζεύξης, που προκαλείται από τα κύματα χώρου, τα κύματα επιφάνειας και το διασκορπισμό από την πλατφόρμα, μπορεί να αυξήσει την ηλεκτρομαγνητική ζεύξη ανάμεσα σε πολλαπλές τοποθετημένες κεραίες, και συνεπώς να δυσκολέψει την ταυτόχρονη λειτουργία των κεραιών. Επιπλέον, τα συστήματα κεραιών που αξιοποιούν όλο το εύρος και τη φάση που γίνονται δεκτά στις διάφορες πύλες της κεραίας, συχνά υπολειτουργούν. Αναλυτικές προβλέψεις του αναμενόμενου εύρους και



VSWR – ΑΤΣΚ, Σχέδιο 31.2β. Διάταξη Vivaldi 10 X 10: (a) γεωμετρία της διάταξης του τμήματος μονάδας και (b) ΑΤΣΚ υπολογισμένο στην πύλη τροφοδοσίας του κεντρικού στοιχείου (Από Πηγή 45, copyright© 200 Elsevier).

της δεχόμενης φάσης στις πύλες της κεραίας, τυπικά ως συνάρτηση της γωνίας συμβάντος του εισερχόμενου σήματος, μπορεί να χρησιμοποιηθούν συχνά για τη βελτίωση της λειτουργίας του συστήματος κεραίας. Έτσι λοιπόν είναι σημαντικό να

αναπτύσσουμε ακριβή αριθμητικά εργαλεία πρόβλεψης για να χαρακτηρίσουμε τα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας και την κοινή ζεύξη των κεραιών που είναι τοποθετημένες πάνω σε μια περίπλοκη, συχνά μεγάλη, πλατφόρμα.

Καθώς οι περισσότερες πλατφόρμες είναι ηλεκτρικά πολύ μεγάλες, το να αναλύσουμε κεραιές τοποθετημένες σε μία πλατφόρμα είναι πολύ δύσκολο τεχνικώς. Διάφορα προσεγγιστικά αριθμητικά σχήματα έχουν αναπτυχθεί για αυτήν την ανάλυση. Το πιο απλό είναι πρώτα να αναλύσουμε την κεραιά υποθέτοντας ότι η κεραιά είτε βρίσκεται στον ελεύθερο χώρο είτε σε μια εδαφική επιφάνεια (ανάλογα με συγκεκριμένα προβλήματα) για να έχουμε τον διασκορπισμό κύματος πάνω στην κεραιά ή στο ακτινοβολούμενο πεδίο εσώτερης ζώνης, και ύστερα να υπολογίσουμε το σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας (εξώτερης ζώνης) αφήνοντας το ρεύμα να ακτινοβολεί κατά την παρουσία της πλατφόρμας, ή αφήνοντας το ενδότερο πεδίο να διαδίδεται κατά την παρουσία της πλατφόρμας [35, 36]. Το δεύτερο βήμα μπορεί να εκτελεστεί επαρκώς με τη χρήση μιας συμπτωματικής τεχνικής, όπως η φυσική οπτική ή τη γεωμετρική θεωρία της διάθλασης. Αυτή η προσέγγιση ενσωματώνει την επιρροή της πλατφόρμας πάνω στο σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας αλλά αγνοεί την επίδραση της πλατφόρμας πάνω στην ίδια την κεραιά. Μια βελτίωση αυτής της προσέγγισης είναι να ενσωματώσουμε την επίδραση πρώτης τάξης της πλατφόρμας πάνω στην κεραιά, υπολογίζοντας το πεδίο αντανάκλασης της πλατφόρμας ως ένα πεδίο συμβάντος πάνω στην κεραιά.

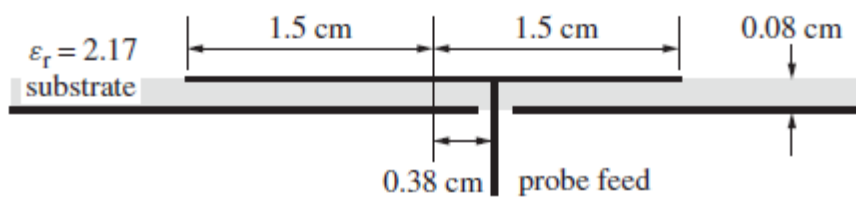
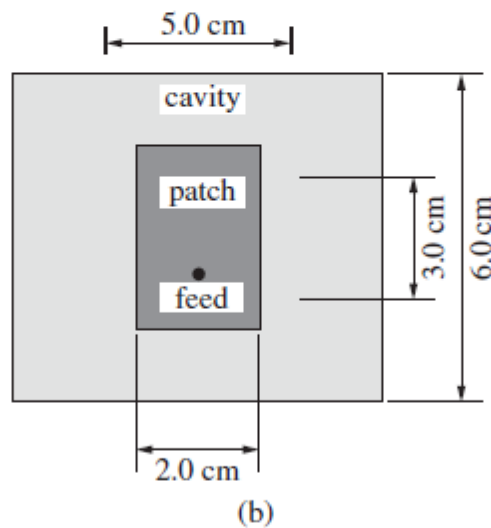
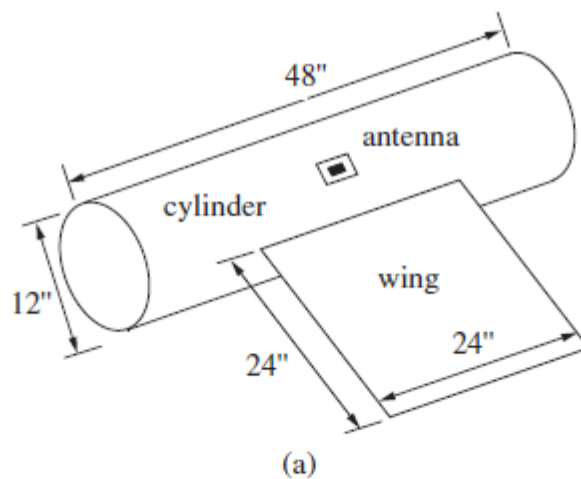
Υπάρχουν δύο τρόποι για να επιτευχθεί αυτό. Εάν η ανάλυση εφαρμόζει την ΟΟ-ΠΣ μέθοδο, αυτό είναι εφικτό τροποποιώντας τη συνάρτηση του Green στην ολοκληρωματική εξίσωση όρου για να περιλάβουμε την παρουσία της πλατφόρμας [34]. Εναλλακτικά, μπορούμε πρώτα να αφήσουμε την κεραιά να ακτινοβολήσει στον ελεύθερο χώρο και μετά να υπολογίσουμε το πεδίο που ακτινοβολείται πίσω στην κεραιά από την πλατφόρμα χρησιμοποιώντας μία συμπτωματική τεχνική. Η ανάλυση τότε επαναλαμβάνεται υπολογίζοντας το αντανακλούμενο πεδίο ως διέγερση για την κεραιά. Αυτή η διαδικασία μπορεί να επαναλαμβάνεται μέχρι να βρεθεί μια μετατρέπόμενη λύση. Στην πράξη, μία μονή επανάληψη είναι συχνά ανεπαρκής, εκτός και αν η κεραιά είναι τοποθετημένη σε μία πλατφόρμα υψηλής συνήχησης.

Αφού οι συμπτωματικές τεχνικές (οπτική ακτίνων) δεν μπορούν να προτυποποιήσουν τα κύματα επιφάνειας και το διασκορπισμό πεδίου εσώτερης ζώνης με ακρίβεια πάνω

σε περίπλοκες πλατφόρμες, η προσέγγιση που περιγράψαμε δεν μπορεί να προσομοιώσει ακριβώς την κοινή ζεύξη των κεραιών όταν τα κύματα επιφάνειας και η φυσική εσωτέρου πεδίου είναι σημαντικά. Σε αυτήν την περίπτωση είναι αναγκαίο να χρησιμοποιήσουμε μια πρωταρχική μέθοδο, όπως η ΜΠΣ ή τα διάφορα υβρίδια της για να εκτελέσουμε την ανάλυση. Στην υβριδική 00 – ΠΣ μέθοδο, η ΜΠΣ χρησιμοποιείται για να προτυποποιήσει τις λεπτομέρειες των κεραιών, και η ολοκληρωματική εξίσωση περιορισμού εφαρμόζεται για να προτυποποιηθεί η επίδραση της πλατφόρμας. Η κατανάλωση χρόνου για την εκτίμηση των ολοκληρωμάτων περιορισμού της πλατφόρμας μπορεί να βελτιωθεί χρησιμοποιώντας ένα γρήγορο αλγόριθμο όπως η ΓΜΠ. Μία μορφοποίηση τέτοιου είδους έχει περιγραφεί από τους Lia και Jin [38], και περιελάμβανε ένα αριθμητικό αποτέλεσμα για να δείξει τη δυνατότητά της. Το αποτέλεσμα αποτελείται από μια κεραία επιθέματος μικρολωρίδας τοποθετημένη σε μια κοιλότητα που βρίσκεται πάνω σε πλατφόρμα, η οποία αποτελείται από έναν αγωγίμο κυκλικό κύλινδρο και μια αγωγήμη πλακέτα (φτερό – πτέρυγα). Η κεραία επιθέματος μικρολωρίδας είναι σχεδιασμένη να λειτουργεί στα 3.3.GHz και η μακριά πλευρά του είναι παραλληλισμένη με τον άξονα του κυλίνδρου. Ολόκληρη η δομή φαίνεται στο Σχέδιο 31.24 α, και οι λεπτομερείς πληροφορίες για την κεραία επιθέματος δίνονται στο Σχέδιο 31.24b,c. Το ομαλοποιημένο σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας στο πεδίο Η φαίνεται στο Σχέδιο 31.25, για την περίπτωση όπου η κεραία επιθέματος έχει τοποθετηθεί σε γωνία 45° από την πτέρυγα. Έχει παρατηρηθεί ότι τα αριθμητικά αποτελέσματα συμφωνούν καλά με την μέτρηση για την ταυτόχρονη πόλωση και την διασταυρούμενη πόλωση. Η επίδραση της πλατφόρμας είναι φανερή και στις δύο περιπτώσεις.

Ένα επιπρόσθετο παράδειγμα βασισμένο στην ΜΠΣ πεδίου χρόνου που έχει υβριδοποιηθεί με την ΜΠΔ, φαίνεται στο Σχέδιο 31.26. Αυτή η γεωμετρία αποτελείται από δύο, με ομοιόμορφη επιφάνεια, κεραίες επιθέματος δυαδικής συχνότητας που είναι κυκλικά πολωμένες, οι οποίες είναι τοποθετημένες σε μία πλατφόρμα περίπου 40 μήκη κύματος σε μέγκος και 20 μήκη κύματος σε περίμετρο. Οι δύο κεραίες βρίσκονται σε αντίθετες πλευρές της πλατφόρμας. Η περιοχή της ΜΠΣ έχει μετατεθεί σε ένα πλέγμα της ΜΠΔ πεδίου χρόνου το οποίο τερματιζόταν με ΤΣΣς χρησιμοποιώντας την τεχνική που περιγράψαμε στον Τομέα 31.4.4. Οι προβλέψεις και μετρήσεις για το δεξιόστροφο κυκλικά πολωμένο όφελος (ΔΚΠ) των

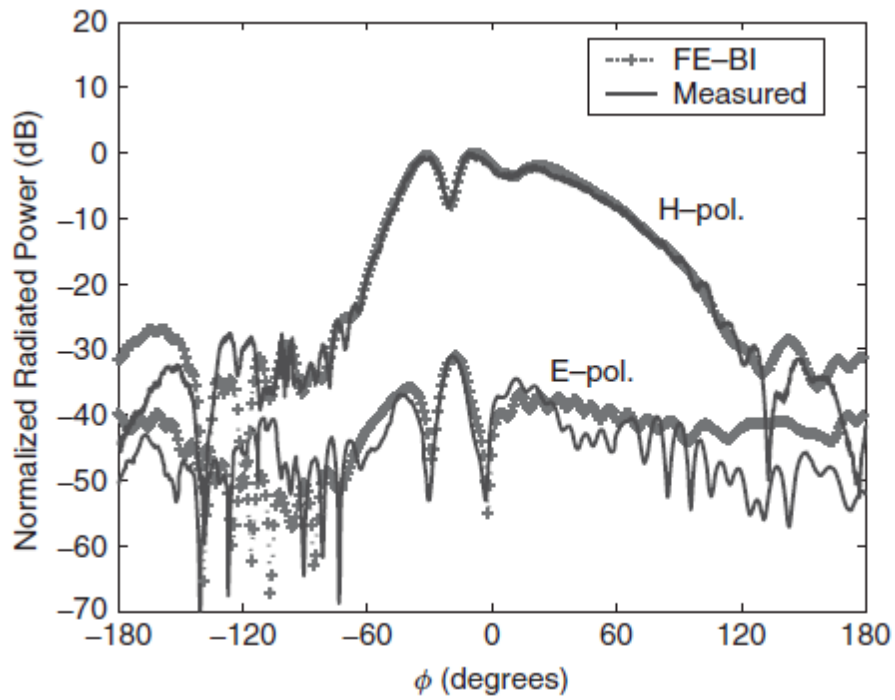
κεραιών πάνω στην πλατφόρμα φαίνονται στο Σχέδιο 31.26b. Το πεδίο τομής είναι διαμέσω των κεραιών και κατά μήκος του άξονα της πλατφόρμας. Έχει παρατηρηθεί καλή συμφωνία για όλες τις γωνίες, με την εξαίρεση του τομέα της απόληξης. Ο καθοδηγητής που έχει χρησιμοποιηθεί για τη στήριξη και περιφορά της φυσικά μεγάλης πλατφόρμας έχει επηρεάσει αντίθετα τις μετρήσεις για γωνίες παρατήρησης σε αυτήν την περιοχή.



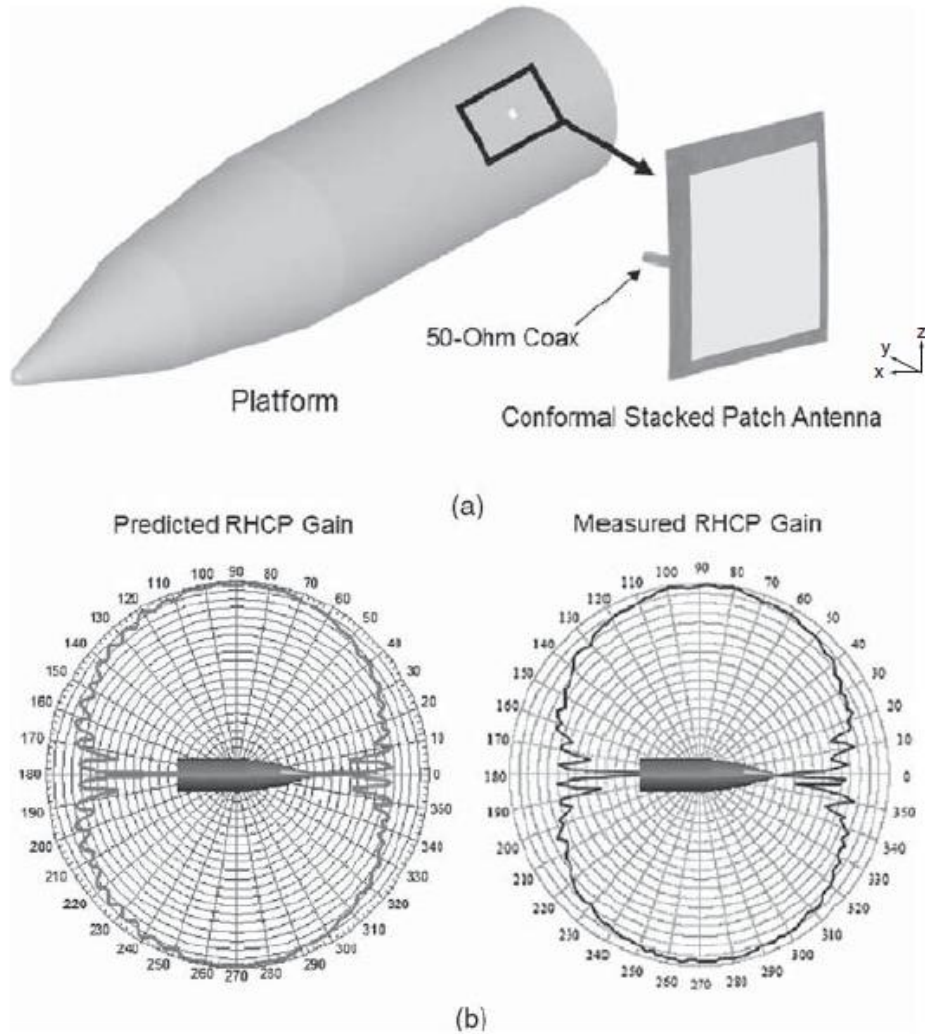
(a) antenna : κεραία, Cylinder: κύλινδρος, Wing: πτέρυγα , (b) cavity: κοιλότητα, Patch:επίθεμα,Feed:τροφοδοσία, (c) substrate: υπόστρωμα, Probedfeed: τροφοδοσία καθετήρα, **Σχέδιο 31.24.** Κεραία επιθέματος μικρολωρίδας τοποθετημένη σε ένα κύλινδρο με πτέρυγα: (a) ολόκληρη δομή, (b) άποψη της κεραίας επιθέματος μικρολωρίδας και (c) πλάγια όψη της κεραίας επιθέματος μικρολωρίδας (Από πηγή 38).

31.9 ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σε αυτό το κεφάλαιο περιγράψαμε την ανάλυση πεπερασμένου στοιχείου περίπλοκων προβλημάτων κεραίας. Πρώτα, περιγράψαμε τις μορφές της ΜΠΣ στα πεδία συχνότητας και χρόνου, χρησιμοποιώντας συναρτήσεις βάσης αγωγών, οι οποίες είναι επίσης γνωστές ως στοιχεία άκρης. Στην συνέχεια συζητήσαμε δύο σημαντικά θέματα για την προσομοίωση της ΜΠΣ των κεραιών. Το πρώτο ήταν η τομή δικτύου, και οι προσεγγίσεις που καλύφθηκαν περιελάμβαναν τους όρους απορροφητικού ορίου, τις τέλεια συμπίπτουσες στρώσεις, τις ολοκληρωματικές εξισώσεις περιορισμού και την επιφάνεια συνεπαφής της ΜΠΔ πεδίου χρόνου. Το άλλο θέμα ήταν η προτυποποίηση των τροφοδοσιών κεραίας και η εξαγωγή των παραμέτρων κεραίας όπως η σύνθετη αντίσταση εισαγωγής και τα σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας. Τα πρότυπα τροφοδοσίας κεραιών που συζητήθηκαν περιελάμβαναν τον καθετήρα ρεύματος, τη γεννήτρια κενού και την τροφοδοσία κυματοδηγού όπως τις διαξονικές γραμμές. Ακολούθησε η περιγραφή αριθμητικών σχημάτων για την προτυποποίηση ατελών περιοδικών



FE-BI: ΟΟ – ΠΣ, Measured: Υπολογισμένο, Normalized Radiated Power: Ομαλοποιημένη Ακτινοβολούμενη Δύναμη, Φ (degrees): ϕ (μοίρες), Σχέδιο 31.25. Ομαλοποιημένο σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας στο πεδίο Η για μια κεραία επιθέματος τοποθετημένη σε κύλινδρο με πτέρυγα. (Από Πηγή 38)



50-ohm Coax: Δυαδικός άξονας 50 – Ohm, Platform: Πλατφόρμα, Conformal Stacked, Patch Antenna: Ομοιόμορφη Στοιβαγμένη Κεραία Επιθέματος, Predicted, RHCP Gain: Προβλεπόμενο Όφελος ΔΚΠ, Measured: Μετρημένο Όφελος ΔΚΠ, Σχέδιο 31.26 . Δύο διαξονικά τροφοδοτούμενες, στοιβαγμένες κεραίες επιθέματος δυαδικής συχνότητας στηριγμένες σε ηλεκτρικά μεγάλη πλατφόρμα : (α) γεωμετρία και (β)προβλεπόμενο και μετρημένο όφελος ΔΚΠ για ένα πεδίο τομής που έχει παρθεί αξονικά διαμέσω των κεραιών. Ισότιμες κλίμακες dB με προσθήκες 2-dB. Υπολογισμένα δεδομένα καθοδηγητή πλατφόρμας για γωνίες παρατήρησης στον τομέα απόληξης.

Διατάξεων φάσης και πεπερασμένων διατάξεων στα πεδία συχνότητας και χρόνου. Επιπρόσθετα, παρουσιάστηκαν πρακτικές οδηγίες για την επιλογή της τεχνολογίας λύσης που βασίζεται σε μεθοδολογίες πεδίου συχνότητας ή χρόνου. Δόθηκαν παραδείγματα αριθμητικής εφαρμογής για την ανάλυση της ΜΠΣ μίας ποικιλίας

κεραιών. Αυτά περιελάμβαναν κεραίες μικρής εμβέλειας, όπως κεραίες επιθέματος μικρολωρίδας και μονόπολα, κεραίες μεγάλης εμβέλειας όπως η αιχμή με πτυχώσεις, η έλικα, η κυματοειδής και η ματατρεπόμενη κωνική κεραία έλικας, και ατελείς και πεπερασμένες περιοδικές διατάξεις κεραιών. Τέλος, αναφερθήκαμε με συντομία στην προτυποποίηση κεραίας με την ΜΠΣ και την αλληλεπίδραση της με την πλατφόρμα. Τα παραδείγματα εφαρμογής δείχνουν καθαρά ότι η ΜΠΣ είναι μια ισχυρή αριθμητική προσομοίωση για την ανάλυση και το σχεδιασμό υψηλά περίπλοκων κεραιών και ότι έχει μεγάλες δυνατότητες για μελλοντικές εξελίξεις της κεραίας.

Το τρίτο κεφάλαιο είναι ακριβή μετάφραση του κεφαλαίου 31 με τίτλο: **Finite-Element Analysis and Modeling of Antennas** του βιβλίου **Book 2008 Balanis_Modern Antenna Handbook**.

ΠΗΓΕΣ

1. P. L. Courant. Ποικίλοι μέθοδοι για τη λύση των προβλημάτων της ισορροπίας και της δόνησης, δελτίο AM. Math. SOC., εντάσεις 49, Σ. 1-23, 1943.
2. P. P. Silvester. Πεπερασμένη λύση στοιχείων των ομοιογενών προβλημάτων κυματοδηγού, Alta Freq., εντάσεις 38, Σ. 313-317, Μαΐου 1969.
3. K. K. Mei. Μέθοδος Unimoment για την λύση της κεραία και των προβλημάτων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 22, Σ. 760-766, Νοεμβρίου 1974.
4. S. P. Marin. Διασκορπίζοντας εύρη υπολογισμού για τους αυθαίρετους κυλίνδρους κάτω από τα συναφή επίπεδα κύματα, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 30, Σ. 1045-1049, Νοεμβρίου 1982.
5. J. C. Nedelec. Μικτά πεπερασμένα στοιχεία R3, Numerische Math., εντάσεις 35, Σ. 315-341, 1980.
6. A. Bossavit και J. C. Verite. Ανάμιξε τη μέθοδο FEM-BIEM για να λύσει τα τρισδιάστατα προβλήματα ρευμάτων στροβίλου, IEEE συνδιαλλαγή Magn., εντάσεις 18, Σ. 431-435, Μαρτίου 1982.

7. M. L. Barton και Z. J. Cendes. Νέα διανυσματικά πεπερασμένα στοιχεία για τον τρισδιάστατο υπολογισμό μαγνητικών πεδίων, *J. Appl. Phys.*, εντάσεις 61, Σ. 3919-3921, Απριλίου 1987.
8. P. P. Silvester και R. L. Ferrari. Πεπερασμένα στοιχεία για τους ηλεκτρολόγους μηχανικούς, 3^η έκδοση, Τύπος Πανεπιστημίου του Κέιμπριτζ, Καίμπριτζ, UK, 1996.
9. J. - M. Jin. Η πεπερασμένη μέθοδος στοιχείων στην Ηλεκτρομαγνητική, 2^η έκδοση, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2002.
10. J. L. Volakis, A. Chatterjee και L. C. Kempel. Πεπερασμένη μέθοδος στοιχείων για την Ηλεκτρομαγνητική: Κεραίες, κυκλώματα μικροκυμάτων και διασκορπισμένες εφαρμογές, IEEE Τύπος, Νέα Υόρκη, 1998.
11. T. Orikasa, S. Washisu, T. Honma και I. Fukai. Πεπερασμένη μέθοδος στοιχείων για τα απεριόριστα προβλήματα τομέων και εφαρμογή στη δισδιάστατη κωνικότητα, *INT. J. Num. Meth. Αγγλία*, εντάσεις 19, Σ. 157-168, 1983.
12. J.D'Angelo και I.D Mayergoyz. Πεπερασμένες μέθοδοι στοιχείων για τη λύση της ακτινοβολίας RF και των διασκορπίζοντας προβλημάτων της Ηλεκτρομαγνητικής, εντάσεις 10, Σ. 177-199, 1990.
13. J. M. Jin και J. L. Volakis. Υβριδική πεπερασμένη μέθοδος στοιχείων της ακτινοβολίας από μικρολωρίδες στις κεραίες μπαλωμάτων και σειρές που κατοικούν σε μια κοιλότητα, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής.*, εντάσεις 39, Σ. 1598-1604, Νοεμβρίου 1991.
14. J. M. Jin και J. L. Volakis. Διασπορά και ανάλυση ακτινοβολίας των τρισδιάστατων σειρών κοιλοτήτων μέσω μιας υβριδικής πεπερασμένης μεθόδου στοιχείων, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής.*, εντάσεις 41, Σ. 1580-1586, Νοεμβρίου 1993.
15. D. T. McGrath και V. P. Ryati. Ανάλυση κεραιών σειράς που συγχρονίζεται με την υβριδική πεπερασμένη μέθοδο στοιχείων, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής.*, εντάσεις 42, Σ. 1625-1630, Δεκεμβρίου 1994.
16. E. W. Lucas και T. P. Fontana. Τρισδιάστατη υβριδική πεπερασμένη μέθοδος στοιχείων ορίου για την ενοποιημένη ακτινοβολία, διασκορπίζοντας την ανάλυση των γενικών άπειρων περιοδικών σειρών,

- IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 43, αριθ. 2, Σ. 145-153, Φεβρουαρίου 1995.
17. Z. Lou και J. M. Jin. Πεπερασμένη ανάλυση στοιχείων συγχρονισμένες - κεραίες σειράς, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 40, αριθ. 6, Σ. 490-496, Μαρτίου 2004.
 18. P. Kindt, K. Sertel, E. Topsakal και J. Volakis. Μέθοδος αποσύνθεσης σειράς για την ακριβή ανάλυση των πεπερασμένων σειρών, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 51, Σ. 1364-1372, Ιουνίου 2003.
 19. S. - G. Lee, M. N. Vounakis και J. - F. Lee. Μη-επικαλυπτόμενη μέθοδος αποσύνθεσης περιοχών A με τα μη αντίστοιχα πλέγματα για τη διαμόρφωση των μεγάλων πεπερασμένων σειρών κεραίων, J. Comput. Phys., εντάσεις 203, Σ. 1-21, Φεβρουαρίου 2005.
 20. J. Rubio, M. A. Gonzalez και J. Zapata. Ανάλυση μιας γενικευμένης-διασκορπισμένης-μητρών κατηγορίας πεπερασμένων σειρών συνδεμένων κεραίων με τη χρησιμοποίηση του τρισδιάστατου FEM και της σφαιρικής επέκτασης τρόπου, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 53, αριθ. 3, Σ. 1133-1144, Μαρτίου 2005.
 21. Y. Li και J. M. Jin. Μια διανυσματική διπλό-πρωταρχική πεπερασμένη σπουδαιότητα για την διασύνδεση της μεθόδου στοιχείων και για τα τρισδιάστατα ηλεκτρομαγνητικά προβλήματα της μεγάλης κλίμακας, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 54, Σ. 3000-3009, Οκτωβρίου 2006.
 22. G. C. Chinn, L. W. Epp και D. J. Horpe. Υβριδική μέθοδος πεπερασμένων-στοιχείων για τα αξοσυμμετρικά κυματοδηγά κέρατα, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 44, αριθ. 3, Σ. 280-285, Μαρτίου 1996.
 23. C. Zuffada, T. Cwik και V. Jamnejad. Ακτινοβολία διαμόρφωσης με μια αποδοτική υβριδική τρόπος-ταιριάζοντας με τεχνική κυματοδηγού ακέραιος-εξίσωσης πεπερασμένος-στοιχείων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 45, αριθ. 1, Σ. 34-39, Ιανουαρίου 1997.
 24. D. T. McGrath και C. E. Baum. Ανίχνευση και σύνθεση αντίστασης των σειρών κέρατων TEM για την παροδική ακτινοβολία, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 47, αριθ. 3, Σ. 469-473, Μαρτίου 1999.

25. A.D. Greenwood και J. M. Jin. Πεπερασμένη ανάλυση στοιχείων των σύνθετων αξοσυμμετρικών ακτινοβολιών, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 47, αριθ. 8, Σ. 1260-1266, Αυγούστου 1999.
26. J. M. Gil, J. Monge, J. Rubio και J. Zapata. Μια CAD-προσανατολισμένη μέθοδος για να αναλύσει και να σχεδιάσει την ακτινοβολία των δομών, βασισμένων στους οργανισμούς της επανάστασης με τη χρησιμοποίηση των πεπερασμένων στοιχείων και της γενικευμένης διασκορπίζοντας μήτρας, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 54, αριθ. 3, Σ. 899-907, Μαρτίου 2006.
27. G. E. Antilla και N. G. Alexopoulos. Ακτινοβολία και διασπορά από τη σύνθετη τρισδιάστατη καμπυλόγραμμη γεωμετρία που χρησιμοποιεί μια υβριδική πεπερασμένη στοιχείο-ακέραια μέθοδο εξίσωσης, IEEE AP-S INT. Symp. Σκάψτε., Σ. 1758-1761, το 1992.
28. M. A. Gonzalez de Aza, J. A. Encinar, J. Zapata και M. Lambea. Πλήρους κύματος ανάλυση με αντηχείο και έλεγχος της σειράς μικρολωριδιακών μπαλωμάτων από ένα υβρίδιο με τρόπο που ταιριάζει με τη γενικευμένη, διασκορπίζοντας την μέθοδο μητρών και πεπερασμένων-στοιχείων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 46, αριθ. 2, Σ. 234-242, 19 Φεβρουαρίου
29. C.A. Macon, L. C. Kempel, S.W. Schneider και K. D. Trott. Σύμμορφες κεραίες διαμόρφωσης στις μεταλλικές επιφάνειες σφαιροειδών που χρησιμοποιούν μια υβριδική πεπερασμένη μέθοδο στοιχείων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 52, αριθ. 3, Σ. 750-758, Μαρτίου 2004.
30. A.D. Greenwood και J. M. Jin. Ευκόνα τομέων της διάδοσης κυμάτων στους μη ομογενούς διηλεκτρικούς φακούς, IEEE κεραίες Propag. MAG., εντάσεις 41, αριθ. 5, Σ. 9-18, Οκτωβρίου 1999.
31. C. S. Liang, D. A. Streater, J. M. Jin, E. Dunn και T. Rozendal. Ποσοτική μελέτη των ανακλαστήρων φακών του Λούνεμπεργκ, IEEE κεραίες Propag. MAG., εντάσεις 47, αριθ. 2, Σ. 30-42, Απριλίου 2005.
32. M. N. Vounakis, C. A. Balanis, C. R. Birtcher και C. R. Polycarpou. Υπερφορτωμένες με αντηχείο κεραίες συμπεριλαμβανομένων των ανομοιόμορφων και μη γραμμικών αποτελεσμάτων μαγνήτισης, IEEE

- κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 51, αριθ. 5, Σ. 1000-1010, Μαΐου 2003.
33. F. Bilotti, A. Toscano και L. Vegni. Διατύπωση FEM-BEM για την ανάλυση των με αντηχείο κεραιών μπαλωμάτων στα υποστρώματα, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 51, αριθ. 2, Σ. 306-311, Φεβρουαρίου 2003.
34. C. J. Reddy, M. D. Deshpande, C. P. Cockrell και F. B. Beck. Χαρακτηριστικά ακτινοβολίας των με αντηχείο κεραιών ανοιγμάτων στο πεπερασμένο επίγειο αεροπλάνο που χρησιμοποιεί τις υβριδικές FEM/MoM τεχνικές και γεωμετρική θεωρία της διάθλασης, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 44, αριθ. 10, Σ. 1327-1333, Οκτωβρίου 1996.
35. A. D Greenwood, S. S. Ni, J. M. Jin και S. W. Lee. Υβριδική μέθοδος FEM/SBR που υπολογίζει το σχέδιο ακτινοβολίας από μια μικρολωριδιακή κεραία μπαλωμάτων σε μια σύνθετη γεωμετρία, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 13, αριθ. 2, Σ. 84-87, Οκτωβρίου 1996.
36. J. M. Jin, J. A. Berrie, P. Kirpp και S. W. Lee. Υπολογισμός των σχεδίων ακτινοβολίας μικρολωριδιακών κεραιών στους κυλινδρικούς οργανισμούς της αυθαίρετης διατομής, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 45, αριθ. 1, Σ. 126-132, Ιανουαρίου 1997
37. M. Alaydrus, V. Hansen και T. F. Eibert. Υβριδική²: συνδυασμός της τρισδιάστατης υβριδικής πεπερασμένης ακέραιας τεχνικής στοιχείο-ορίου για τα επίπεδα πολυστρωματικά μέσα με την ομοιόμορφη γεωμετρική θεωρία της διάθλασης, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 50, αριθ. 1, Σ. 67-74, Ιανουαρίου 2002.
38. J. Liu και J. M. Jin. Ανάλυση των σύμμορφων κεραιών σε μια σύνθετη πλατφόρμα, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 36, αριθ. 2, Σ. 139-142, Ιανουαρίου 2003.
39. D. Jiao και J. M. Jin. Γρήγορη ανάλυση συχνότητα των με αντηχείο μικρολωριδιακών κεραιών μπαλωμάτων, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 22, αριθ. 6, Σ. 389-393, Σεπτεμβρίου 1999.

40. D. Jiao και J. M. Jin. Γρήγορη ανάλυση συχνότητα μικρολωριδιακών κεραιών σε ένα διασπορά υπόστρωμα, ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 35, αριθ. 14, Σ. 1122-1123, Ιουλίου 1999.
41. D. Jiao και J. M. Jin. Πεπερασμένη προσομοίωση στοιχείων χρόνος-περιοχών των με αντηχείο μικρολωριδιακών κεραιών μπαλωμάτων, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 32, αριθ. 4, Σ. 251-254, Φεβρουαρίου 2002.
42. F. Edelvik, G. Ledfelt, P. L'otstedt και D. J. Riley. Ένα άνευ όρων σταθερό πρότυπο για τα αυθαίρετα προσανατολισμένα λεπτά καλώδια στη FETD μέθοδο, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 51, αριθ. 8, Σ. 1797-1805, Αυγούστου 2003.
43. Z. Lou και J. M. Jin. Διαμόρφωση και προσομοίωση των ευρυζωνικών κεραιών που χρησιμοποιούν την πεπερασμένη μέθοδο στοιχείων χρόνος-περιοχή, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 53, αριθ. 12, Σ. 4099-4110, Δεκεμβρίου 2005.
44. Z. Lou και J. M. Jin. Νέα μέθοδος περιοχή-αποσύνθεση πεπερασμένων στοιχείων χρόνος-περιοχών του διπλό-τομέα για το υπολογιστικό της Ηλεκτρομαγνητικής, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 54, Σ. 1850-1862, Ιουνίου 2006.
45. Z. Lou και J. M. Jin. Μια μέθοδος περιοχή-αποσύνθεσης του διπλό-τομέα για την ανάλυση πεπερασμένων-στοιχείων χρόνου-περιοχών των μεγάλων πεπερασμένων σειρών, J. Comput. Phys., εντάσεις 222, Σ. 408-427, Μαρτίου 2006.
46. L. E. P. Petersson και J. M. Jin. Μια τρισδιάστατη πεπερασμένη διατύπωση στοιχείων χρόνου-περιοχών για τις περιοδικές δομές, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 54, αριθ. 1, Σ. 12-19, Ιανουαρίου 2006.
47. L. E. P. Petersson και J. M. Jin. Μια ανάλυση των περιοδικών δομών μέσω μιας πεπερασμένης διατύπωσης στοιχείων χρόνου-περιοχών με ένα Floquet ABC, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής. εντάσεις 54, αριθ. 3, Σ. 933-944, Μαρτίου 2006.
48. N. M. Newmark. Μια μέθοδος του υπολογισμού για τη δομική δυναμική, J. Eng Mech. Div. Proc. AM. SOC. Αστική Αγγλία, εντάσεις 85, Σ. 67-94, Ιουλίου 1959.

49. J. - F. Lee και Z. Sacks. Μέθοδοι Whitney των χρονικών περιοχών στοιχείων (WETD), IEEE συνδιάλλαγή Magn., εντάσεις 31, αριθ. 3, Σ. 1325-1329, Μαΐου 1995.
50. S. D. Gedney και U. Navsariwala. Άνευ όρων σταθερή πεπερασμένη λύση χρόνου-περιοχών των στοιχείων της διανυσματικής εξίσωσης κυμάτων, IEEE μικρόκυμα καθοδηγημένο απο το κύμα Lett., εντάσεις 5, Σ. 332-334, το 1995.
51. D. Jiao και J. M. Jin. Διαμόρφωση πεπερασμένου-στοιχείων, χρόνου-περιοχών των διασποράς μέσων, IEEE ασύρματα τμήματα μικροκυμάτων Lett., εντάσεις 11, αριθ. 5, Σ. 220-222, Μαΐου 2001.
52. F. Maradei. Μια ελεύθερη-εξαρτημένη WETD διατύπωση για τα διασποράς υλικά, IEEE συνδιάλλαγή Magn., εντάσεις 37, αριθ. 5, PT. 1, Σ. 3303-3306, Σεπτεμβρίου 2001.
53. D. Riley και J. M. Jin. Διαμόρφωση της μαγνητικής απώλειας στη μέθοδο χρόνου-περιοχών των πεπερασμένων-στοιχείων, οπτικό μικρόκυμα Technol. Lett., εντάσεις 46, αριθ. 2, Σ. 165-168, Ιουλίου 2005.
54. A. F. Peterson. Απορροφώντας συνθήκες ορίου για τη διανυσματική εξίσωση κυμάτων, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 1, Σ. 62-64, Απριλίου 1988.
55. J. P. Webb και V. N. Kanelloroulos. Απορροφώντας συνθήκες ορίου για την πεπερασμένη λύση στοιχείων της διανυσματικής εξίσωσης κυμάτων, οπτικό μικρόκυμα Technol. Lett., εντάσεις 2, Σ. 370-372, Οκτωβρίου 1989.
56. J. M. Jin, J. L. Volakis και V.V. Liepa. Ένας φανταστικός απορροφητής για την περικοπή των πεπερασμένων πλεγμάτων στοιχείων στη διασπορά, Proc. Inst. Elec. Eng, μέρος X, εντάσεις 139, αριθ. 5, Σ. 472-476, Οκτωβρίου 1992.
57. J. P. Berenger. Ένα τέλειο ταιριαγμά με το στρώμα για την απορρόφηση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, J. Comput. Phys., εντάσεις 114, αριθ. 2, Σ. 185-200, 1994.
58. W. C. Chew και W. H. Weedon. Ένα τρισδιάστατο τέλεια αντιστοιχημένο μέσο από τις τροποποιημένες εξισώσεις Maxwell με τις τεντωμένες συντεταγμένες, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 7, Σ. 599-604, Σεπτεμβρίου 1994.

59. Z. S. Sacks, D. M. Kingsland, R. Lee και J- F. Lee. Ένα τέλειο ταιριαγμά με τον ανισότροπο απορροφητή για τη χρήση του, απορροφώντας όρο του ορίου, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 43, Σ. 1460-1463, Δεκεμβρίου 1995.
60. S. D. Gedney. Ένα ανισότροπο τέλεια αντιστοιχημένο μέσο απορροφώντας το στρώμα για την αποκοπή FDTD των δικτυωτών πλεγμάτων, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 44, Σ. 1630-1639, Δεκεμβρίου 1996.
61. J. M. Jin και W. C. Chew. Συνδυάζοντας PML και ABC για την πεπερασμένη ανάλυση στοιχείων της διασποράς των προβλημάτων, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 12, αριθ. 4, Σ. 192-197, Ιουλίου 1996.
62. J. M. Jin, X. Q. Sheng και W. C. Chew. Συμπληρωματικά τέλεια αντιστοιχημένα στρώματα για να μειώσει τα λάθη αντανάκλασης, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 14, αριθ. 5, Σ. 284-287, Απριλίου 1997.
63. W. C. Chew και J. M. Jin. Τέλεια αντιστοιχημένα στρώματα στο ανορθόδοξο διάστημα: με μια ανάλυση και μια βελτιστοποίηση, Ηλεκτρομαγνητική, εντάσεις 16, αριθ. 4, Σ. 325-340, Ιουλίου 1996.
64. M. Kuzuoglu και R. Mittra. Εξάρτηση συχνότητας των συστατικών παραμέτρων των αιτιωδών τέλεια ανισότροπων απορροφητών, IEEE καθοδηγημένο μικρόκυμα Lett., εντάσεις 6, αριθ. 12, Σ. 447-449, Δεκεμβρίου 1996.
65. J. A. Roden και S. D. Gedney. Συνέλιξη PML (CPML): μια αποδοτική εφαρμογή FDTD του CFS-PML για τα αυθαίρετα μέσα, μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 27, αριθ. 5 Σ. 334-339, Δεκεμβρίου 2000.
66. D. Correia και J. M. Jin. Στην ανάπτυξη μιας υψηλής-διαταγής PML, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 53, αριθ. 12, Σ. 4157-4163, Δεκεμβρίου 2005.
67. D. Jiao, J. M. Jin, E. Michielssen και D. Riley. Προσομοίωση πεπερασμένων-στοιχείων χρόνου-περιοχών της τρισδιάστατης διασποράς και προβλήματα ακτινοβολίας που χρησιμοποιούν τα τέλεια αντιστοιχημένα στρώματα, IEEE κεραίες Propagat συνδιαλλαγής., εντάσεις 51, αριθ. 2, Σ. 296-305, Φεβρουαρίου 2003.

68. T. Rylander και J. M. Jin. Τέλεια αντιστοιχημένα στρώματα σε τρεις διαστάσεις για την πεπερασμένη μέθοδο στοιχείων χρόνου-περιοχών απευθύνθηκε στα προβλήματα ακτινοβολίας, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 53, αριθ. 4, Σ. 1489-1499, Απριλίου 2005.
69. J.-Y. Wu, D. M. Kingsland, J.-F. Lee και R. Lee. Σύγκριση ενός ανισότροπου PML σε PML Berenger και η αίτησή του στη μέθοδο πεπερασμένων-στοιχείων για EM διασπορά, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 45, αριθ. 1, Σ. 40-50, Ιανουαρίου 1997.
70. C. T. Wolfe, U. Navsariwala και S. D. Gedney. Ένας παράλληλος και συνδεδεμένος αλγόριθμος πεπερασμένων-στοιχείων, για τη λύση της διανυσματικής εξίσωσης κυμάτων με το απορροφώμενο μέσο PML, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 48, αριθ. 2, Σ. 278-284, Φεβρουαρίου 2000.
71. J. M. Jin και V.V. Liepa. Εφαρμογή μιας υβριδικής πεπερασμένης μεθόδου στοιχείων στην ηλεκτρομαγνητική διασπορά από τους ντυμένους κυλίνδρους, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 36, αριθ. 1, Σ. 50-54, Ιανουαρίου 1988.
72. X. Yuan. Τρισδιάστατη ηλεκτρομαγνητική διασπορά από τα ανομοιογενή αντικείμενα με την υβριδική στιγμή και την πεπερασμένη μέθοδο στοιχείων, IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής., εντάσεις 38, Σ. 1053-1058, Αυγούστου 1990.
73. T. Eibert και V. Hansen. Υπολογισμός των απεριόριστων προβλημάτων τομέων σε ελεύθερου χώρου από μια τρισδιάστατη FEM/BEM-υβριδική προσέγγιση, Ηλεκτρομαγνητική εφαρμογή κυμάτων., εντάσεις 10, αριθ. 1, Σ. 61-78, 1996.
74. X. Q. Sheng, J. M. Jin, J. M. Song, C. C. Lu και W. C. Chew. Στη διατύπωση της υβριδικής μεθόδου πεπερασμένων-στοιχείων και όριο-ολοκληρώματος για την τρισδιάστατη διασπορά, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 46, αριθ. 3, Σ. 303-311, Μαρτίου 1998.
75. J. Liu και J. M. Jin. Μία νέα υβριδοποίηση του υψηλότερου πεπερασμένου στοιχείου διαταγής και των ακέραιων μεθόδων ορίου για τα ηλεκτρομαγνητικά προβλήματα διασποράς και ακτινοβολίας, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 49, αριθ. 12, Σ. 1794-1806, Δεκεμβρίου 2001.

76. M. N. Vounakis, S.-C. Lee, K. Zhao και J.-F. Lee. Μία συμμετρική FEM-IE διατύπωση με έναν μονοεπίπεδο αλγόριθμο IE-QR, για την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία και τα προβλήματα, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 52, αριθ. 11, Σ. 3060-3070, Νοεμβρίου 2004.
77. M. M. Botha και J. M. Jin. Στην διατύπωση των υβριδικών πεπερασμένων ακέραιων τεχνικών στοιχείων-ορίου, για την ηλεκτρομαγνητική ανάλυση, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 52, αριθ. 11, Σ. 3037-3047, Νοεμβρίου 2004.
78. J. Liu και J. M. Jin. Ένα ιδιαίτερα - αποτελεσματικό υπόθεμα για την επίλυση της πεπερασμένης ακέραιας εξίσωσης μητρών στοιχείων-ορίου της τρισδιάστατης διασποράς, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 50, αριθ. 9, Σ. 1212-1221, Σεπτεμβρίου 2002.
79. R. Coifman, V. Rokhlin και S. Wandzura. Η γρήγορη πολλαπλή μέθοδος για την εξίσωση κυμάτων: μία πεζή περιγραφή, IEEE κεραιές Propag. MAG., εντάσεις 35, Σ. 7-12, Ιουνίου 1993.
80. W. C. Chew, J. M. Jin, E. Michielssen και J. M. Song (EDS.). Γρήγοροι και αποδοτικοί αλγόριθμοι στην υπολογιστική Ηλεκτρομαγνητική, Artech σπίτι, Norwood, MA, 2001.
81. D. Jiao, A. Ergin, B. Shanker, E. Michielssen και J. M. Jin. Μία γρήγορη χρόνου-περιοχών ακέραια μέθοδος στοιχείων-ορίου, πεπερασμένης υψηλής-διαταγής διασκορπίζοντας την τρισδιάστατη ηλεκτρομαγνητική ανάλυση, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 50, αριθ. 9, Σ. 1192-1202, Σεπτεμβρίου 2002.
82. J. Maloney, G. Smith, E. Thiele, O. Gandhi, N. Chavannes και S. Hagness. Διαμόρφωση των κεραιών, στην υπολογιστική ηλεκτροδυναμική: Η Finite-Difference μέθοδος χρόνου-περιοχών, 3η έκδοση., A. Taflove και S. C. Hagness (EDS.), Artech σπίτι, Norwood, MA, 2005, Σ. 607-676.
83. S. K. Maxumdar, J. E. Lupp και S. D. Gedney. Διαμόρφωση απόδοσης της finite-difference μεθόδου χρόνου-περιοχών σύμφωνα με τα παράλληλα συστήματα υψηλής επίδοσης, εφαρμογή υπολογισμού στην Ηλεκτρομαγνητική., εντάσεις 13, αριθ. 2, Σ. 147-159, 1998.

84. D. J. Riley και C. D. Turner. Διασυνδέει τα μη δομημένα tetrahedron πλέγματα στο κτίζων-πλέγμα FDTD, IEEE μικρόκυμα καθοδήγησε το κύμα Lett., εντάσεις 5, αριθ. 9, Σ. 284-286, Σεπτεμβρίου 1995.
85. D. J. Riley και C. D. Turner. VOLMAX: ένα στερεό-πρότυπο-βασισμένο, παροδικό, ογκομετρικό λύτη Maxwell που χρησιμοποιεί τα υβριδικά πλέγματα, IEEE κεραίες Propag. MAG., εντάσεις 39, αριθ. 1, Σ. 20-33, Φεβρουαρίου 1997.
86. M. Feliziani και F. Maradei. Μικτές finite-difference/μέθοδοι χρονικών περιοχών ελαχίστων-στοιχείων (FD/WE-TD), IEEE συνδιαλλαγή Magn., εντάσεις 34, αριθ. 5, PT. 1, Σ. 3222-3227, Σεπτεμβρίου 1998.
87. T. Rylander και A. Bondeson. Σταθερή FDTD-FEM υβριδική μέθοδος για τις εξισώσεις Maxwell, Comput. Phys. Comm., εντάσεις 125, Σ. 75-82, 2000.
88. T. Rylander και A. Bondeson. Σταθερότητα των ρητών-υπονοούμενων υβριδικών χρόνου-σχεδίων για τις εξισώσεις Maxwell, J. Comput. Phys., εντάσεις 179, Σ. 426-438, 2002.
89. T. Rylander. Σταθερή FDTD-FEM υβριδική μέθοδος για τις εξισώσεις Maxwell, Ph.D. διατριβή, τμήμα Ηλεκτρομαγνητικής, Τεχνολογικό Πανεπιστήμιο Chalmers, Γκέτεμπουργκ, Σουηδία, 2002.
90. F. Edelvik. Υβριδικοί λύτες για τις εξισώσεις Maxwell στην περιοχό-χρόνου, Ph.D. διατριβή, τμήμα τεχνολογίας πληροφοριών, επιστημονικός υπολογισμός, πανεπιστήμιο της Ουψάλα, Ουψάλα, Σουηδία, 2002.
91. T. Rylander, F. Edelvik, A. Bondeson και D. Riley. Προωθεί την υβριδική FDTD-FE τεχνική, στην υπολογιστική ηλεκτροδυναμική: Η Finite-Difference μέθοδος χρόνου-περιοχών, 3η έκδοση., A. Taflove και S. C. Hagness (EDS.), Artech σπίτι, Norwood, MA, 2005, Σ. 907-953.
92. G. Cohen και P. Monk. Μάζα σημείου Gauss που συσσωρεύουν τα σχέδια για τις εξισώσεις Maxwell, αριθμητικοί μέθοδοι μερικών διαφορικών εξισώσεων., εντάσεις 14, Σ. 63-88, 1998.
93. M. Feliziani και F. Maradei. Διαμόρφωση των ηλεκτρομαγνητικών τομέων και των ηλεκτρικών κυκλωμάτων με τα συσσωρευμένα και διανεμημένα στοιχεία με τη WETD μέθοδο, IEEE συνδιαλλαγή Magn., εντάσεις 35, αριθ. 3, PT. 1, Σ. 1666-1669, Μαΐου 1999.

94. W. L. Stutzman και G. A. Thiele. Θεωρία και σχέδιο κεραιών, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 1981.
95. Z. Lou και J. M. Jin. Ένας ακριβής όρος ορίου λιμένων κυματοδηγού για την πεπερασμένη μέθοδο στοιχείων χρόνου-περιοχών, IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής., εντάσεις 53, αριθ. 9, Σ. 3014-3023, Σεπτεμβρίου 2005.
96. M. E. Veysoglu, R. T. Shin και J. A. Kong. Η finite-difference ανάλυση χρόνου-περιοχών της διασποράς κυμάτων από τις περιοδικές δομές: πλάγια περίπτωση επίπτωσης, εφαρμογή κυμάτων στην Ηλεκτρομαγνητική., εντάσεις 7, Σ. 1595-1607, Δεκεμβρίου 1993.
97. J. Ren, O. P. Gandhi, L. R. Walker, J. Fraschilla και C. R. Boerman. Μία Floquet-βασισμένη ανάλυση FDTD δύο διαστάσεων φάσεων που συγχρονίζονται με τις κεραιές σειράς, IEEE καθοδηγημένο μικρόκυμα κύμα Lett., εντάσεις 4, Σ. 109-111, Απριλίου 1994.
98. N.-W. Chen, B. Shanker και E. Michielssen. Ακέραια-εξίσωση-βασισμένη στην ανάλυση της παροδικής διασποράς από τις περιοδικές δομές της τέλει διεύθυνσης, IEE Proc. Κεραιές Propag μικροκυμάτων., εντάσεις 150, Σ. 120-124, Απριλίου 2003.
99. C.A. Balanis. Θεωρία κεραιών, Harper & Row, Νέα Υόρκη, 1982.
100. Z. Lou και J. M. Jin. Πεπερασμένη ανάλυση στοιχείων υψηλής-διαταγής των πεπερασμένων-από-άπειρων σειρών, Ηλεκτρομαγνητική, εντάσεις 24, αριθ. 7, Σ. 497-514, Οκτωβρίου 2004.
101. J. Yeo, R. Mittra και V. Prakash. Αποδοτική ανάλυση μιας κατηγορίας μικρολωριδικών κεραιών που χρησιμοποιούν τη χαρακτηριστική μέθοδο λειτουργίας βάσης (CBFM), μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett., εντάσεις 39, Σ. 456-464, Δεκεμβρίου 2003.
102. C. Farhat, A. Macedo και M. Lesoinne. Μία δύο-επιπέδων μέθοδος αποσύνθεσης περιοχών για την επαναληπτική λύση των εξωτερικών Helmholtz προβλημάτων υψηλής συχνότητας, Numerische Math., εντάσεις 85, Σ. 283-308, 2000.
103. C. Farhat, M. Lesoinne, P. Le Tallec, K. Pierson και D. Rixen. FETI-DP: Μία διπλό-πρωταρχική σπουδαιότητα ενοποιημένης μεθόδου FETI -μέρος I:

μια γρηγορότερη εναλλακτική λύση των δύο-επιπέδων της μεθόδου FETI, *INT. J. Numer. Meth. Αγγλία*, εντάσεις 50, Σ. 1523-1544, 2001

104. C. Farhat, P. Avery, R. Tezaur και J. Li. FETI-DPH: μια διπλό-πρωταρχική σπουδαιότητα της μεθόδου αποσύνθεσης περιοχών για την ακουστική διασπορά, *J. Computat. Ακουστική*, εντάσεις 13, αριθ. 3, Σ. 499-524, Σεπτεμβρίου 2005.

105. W. L. Ko και R. Mittra. Συνδυασμός της FDTD και των μεθόδων Prony για τα ολοκληρωμένα κυκλώματα μικροκυμάτων, *IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής*., εντάσεις 39, Σ. 2176-2181, Δεκεμβρίου 1991.

106. W. Gropp, E. Lusk και T. Sterling. Συστάδα Beowulf που υπολογίζεται με Linux, 2^η εκδ., MIT Τύπος, Καίμπριτζ, MA, 2003.

107. G. Liu και C.A. Grimes. Ένα πρότυπο πηγής FDTD για τις παροτρυμένες οδηγημένες μονοπωλιακές κεραίες, μικρόκυμα οπτικό *Technol. Lett.*, εντάσεις 26, Σ. 30-34, Ιουλίου 2000.

108. G. Deschamps. Ιδιότητες σύνθετης αντίστασης των πολυτεματικών συμπληρωματικών επίπεδων δομών, κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 7, αριθ. 8, Σ. S371-S379, Δεκεμβρίου 1959.

109. D. M. Pozar και D. H. Schaubert. Ανάλυση μιας άπειρης σειράς ορθογώνιων μικρολωριδικών μπαλωμάτων με τις εξιδανικευμένες τροφές ελέγχων, *IEEE κεραίες Propagat συνδιαλλαγής*., εντάσεις 32, Σ. 1101-1107, Οκτωβρίου 1984.

110. A. J. Fenn. Θεωρητική και πειραματική μελέτη της μονοπωλιακής φάσης που συγχρονίζεται με κεραίες σειράς, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής*., εντάσεις 34, αριθ. 10, Σ. 1118-1126, Οκτωβρίου 1985.

111. H. Holter, T. - H. Chio και D. H. Schaubert. Αποβολή των ανωμαλιών σύνθετης αντίστασης στις μονές και διπλό-πολωμένες, συγχρονισμένες-εκλεπτυσμένες σειρές αυλάκωσης, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής*., εντάσεις 48, Σ. 122-124, Φεβρουαρίου 2000.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 32

ΓΕΝΕΤΙΚΟΙ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΙ ΓΙΑ ΚΕΡΑΙΕΣ

RANDY L. HAUPT

32.1. ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΚΕΡΑΙΑΣ

Βελτιστοποίηση είναι η διαδικασία ελαχιστοποίησης ή μεγιστοποίησης μίας αντικειμενικής λειτουργίας. Σε αυτό το κεφάλαιο θα εξισώσουμε τη βελτιστοποίηση με την ελαχιστοποίηση και ονομάζουμε την αντικειμενική λειτουργία, λειτουργία κόστους. Η κύρια ιδέα είναι να βρούμε το σύνολο των μεταβλητών τιμών που ελαχιστοποιούν την εξαγωγή μιας λειτουργίας κόστους. Οι αλγόριθμοι που ξεκινούν με μια τυχαία πρόβλεψη των μεταβλητών τιμών και προχωρούν προς το κοντινότερο ελάχιστο, ονομάζονται τοπικοί αλγόριθμοι αναζήτησης. Οι αλγόριθμοι που ξεπερνούν την κοντινότερη ελάχιστη τιμή αναζητώντας την καλύτερη ή την ολική ελάχιστη τιμή, ονομάζονται ολικοί αλγόριθμοι αναζήτησης.

Η βελτιστοποίηση κεραιών για να προσεγγίσουμε στενά τις επιθυμητές αντιδράσεις εξώτερου πεδίου ή τα επιθυμητά χαρακτηριστικά της σύνθετης αντίστασης σε ένα μήκος εμβέλειας, είναι ένα σημαντικό μέρος του σχεδιασμού κεραίας. Παραδοσιακές τεχνικές βελτιστοποίησης είναι τοπικοί αλγόριθμοι βελτιστοποίησης, που συνήθως απαιτούν παράγωγα για υπολογισμούς της λειτουργίας κόστους. Οι μέθοδοι που χρησιμοποιούν παράγωγα μετατρέπονται γρήγορα σε μια τοπική βέλτιστη λύση που πλησιάζει το αρχικό σημείο. Επιπλέον απαιτούν παραγωγικούς υπολογισμούς, εργασία μόνο πάνω σε συνεχείς μεταβλητές, και είναι περιορισμένες στην

βελτιστοποίηση μερικών μεταβλητών. Οι τυχαίες μέθοδοι αναζήτησης δεν απαιτούν ταχύτητες μεταβολών και είναι λιγότερο πιθανές να “κολλήσουν” σε ένα τοπικό ελάχιστο, όμως είναι πολύ αργές. Καμία τάξη αλγόριθμου δεν μπορεί να βελτιστοποιήσει πολλά προβλήματα σχεδίου κεραιών. Ένας αριθμός ενδιαφερόντων τυχαίων αλγορίθμων αναζήτησης, που καθοδηγούνται από φυσικούς νόμους, έχει ανακαλυφθεί, στον οποίο περιλαμβάνονται η προσομοιωμένη σκλήρυνση [1,2], η τμηματική βελτιστοποίηση πλήθους [3], και οι γενετικοί αλγόριθμοι (ΓΑ) [4,5]. Αυτοί οι αλγόριθμοι έχουν παρόμοια χαρακτηριστικά και μπορούν να βρουν λύσεις σε προβλήματα βελτιστοποίησης που έχουν ταλαιπωρήσει τους παραδοσιακούς αριθμητικούς αλγόριθμους βελτιστοποίησης. Οι ΓΑ έχουν ανακηρυχθεί ως η πρωταρχική ολική τεχνική βελτιστοποίησης για εφαρμογές κεραιών. Αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζει τους ΓΑ και κάποια παραδείγματα σχεδιασμού κεραίας με τους ΓΑ.

Ένας ΓΑ έχει κάποια οφέλη σε σχέση με τις παραδοσιακές τεχνικές αριθμητικής βελτιστοποίησης :

1. Βελτιστοποιεί με συνεχείς ή διακριτές μεταβλητές.
2. Δεν απαιτεί υπολογιστικούς παραγώγους
3. Ερευνά ταυτοχρόνως αντίθετες περιοχές της επιφάνειας κόστους.
4. Χρησιμοποιείται με πολλές μεταβλητές.
5. Είναι ιδανικός για παράλληλους υπολογιστές.
6. Βρίσκει το βέλτιστο των πολύτυπων επιφανειών κόστους
7. Βρίσκει μια λίστα βέλτιστων λύσεων, αντί για μια μονή λύση.
8. Χρησιμοποιείται με αριθμητικώς δημιουργημένα δεδομένα, πειραματικά δεδομένα, ή αναλυτικές συναρτήσεις.

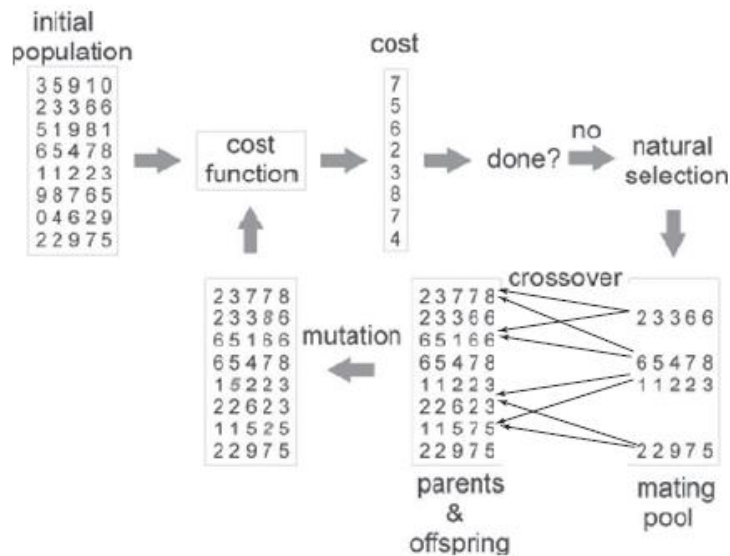
Αυτά τα οφέλη έχουν αξιοποιηθεί στο σχεδιασμό κεραιών. Αυτό το κεφάλαιο ξεκινά με μια εισαγωγή στους ΓΑ και συνεχίζει στην παρουσίαση προτύπων κεραίας.

32.1.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΟΥΣ ΓΕΝΕΤΙΚΟΥΣ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΥΣ

Ένας ΓΑ είναι μία ολική τυχαία αναζήτηση που καθοδηγείται από τις αρχές της γενετικής και της φυσικής επιλογής. Το Σχέδιο 32.1. είναι ένα σχεδιάγραμμα ροής του ΓΑ που βελτιστοποιεί τη λειτουργία κόστους με πέντε μεταβλητές εισαγωγής. Μία μονή πρόβλεψη του βέλτιστου εισαγωγής στην λειτουργία κόστους είναι τοποθετημένη σε μια σειρά αγωγού που ονομάζεται χρωμόσωμα. Ο ΓΑ δουλεύει με πολλές προβλέψεις ταυτόχρονα, οπότε διαμορφώνεται ένας πίνακας του οποίου οι σειρές είναι χρωμοσώματα. Στην αρχή του αλγόριθμου, όλα τα χρωμοσώματα του αρχικού πληθυσμού είναι τυχαία. Αυτός ο πίνακας περνάει στη συνάρτηση κόστους, και το αποτέλεσμα που προκύπτει (το κόστος) τοποθετείται σε ένα αγωγό στήλης (δες Σχέδιο 32.1.). Οι περισσότερες μεταβολές του ΓΑ απαιτούν μία δυαδική κωδικοποίηση για τις μεταβλητές εισαγωγής της συνάρτησης κόστους. Η συνάρτηση κόστους μεταφράζει τις δυαδικές τιμές σε ακέραιους ή ποσοτικές πραγματικές τιμές.

Το επόμενο βήμα στον αλγόριθμο είναι η φυσική επιλογή. Χρωμοσώματα με χαμηλό κόστος επιβιώνουν, ενώ χρωμοσώματα με υψηλό κόστος αποβάλλονται. Αυτό το βήμα είτε διατηρεί ένα συγκεκριμένο ποσοστό του πληθυσμού, είτε αποβάλλει μέλη με κόστος που ξεπερνούν ένα συγκεκριμένο επίπεδο. Τα χρωμοσώματα που επιβιώνουν είναι γνωστά ως κοιτίδα ζεύξης. Στο Σχέδιο 32.1, τα τέσσερα καλύτερα χρωμοσώματα παραμένουν, ενώ τα τέσσερα χειρότερα αποβάλλονται.

Τα αποβληθέντα χρωμοσώματα από τον πληθυσμό αντικαθιστούνται από νέα χρωμοσώματα που ονομάζονται “απόγονοι”. Για να δημιουργηθεί ο απόγονος, πρέπει να βρεθούν γονείς. Οι δύο κοινές προσεγγίσεις για την εύρεση γονέων ονομάζονται “επιλογή τροχού ρουλέτας” και “επιλογή πρωταθλήματος”. Η επιλογή τροχού ρουλέτας αποδίδει την πιθανότητα επιλογής σε κάθε χρωμόσωμα, ανάλογα με το κόστος του ή με το κατά πόσο ξεχωρίζει στον πληθυσμό. Χρωμοσώματα με χαμηλό κόστος έχουν



Σχέδιο 32.1. Σχεδιάγραμμα ροής του ΓΑ, Initial Population: Αρχικός πληθυσμός, Cost function: Συνάρτηση Κόστους, Cost: Κόστος, Done ? : Τέλος ?, Natural selection: Φυσική επιλογή, Crossover : διασταύρωση, mating pool: κοιτίδα ζεύξης, Parents & offspring : γονείς και απόγονος, Mutation: μετάλλαξη

μεγαλύτερη πιθανότητα επιλογής από ό,τι τα χρωμοσώματα με υψηλό κόστος. Μια άλλη προσέγγιση είναι να επιλέγουμε τυχαία μερικά χρωμοσώματα σε δύο υποπληθυσμούς. Τα χρωμοσώματα με το χαμηλότερο κόστος και στους δύο υποπληθυσμούς γίνονται γονείς. Αυτή η προσέγγιση ονομάζεται επιλογή πρωταθλήματος. Και οι δύο μέθοδοι μιμούνται τη φύση όπου ο πιο δυνατός σε ένα πληθυσμό έχει μεγαλύτερες πιθανότητες να βρει ένα ταίρι και να αναπαραχθεί. Γενικώς, δύο γονείς παράγουν δύο αποβληθέντα χρωμοσώματα.

Το επόμενο βήμα είναι η ζεύξη ή η δημιουργία του απογόνου. Δύο γονείς παράγουν δύο προγόνους ανταλλάζοντας και/ή συνδυάζοντας τιμές ανάμεσα στα δύο χρωμοσώματα. Για δύο δυαδικά χρωμοσώματα, η διαδικασία γένεσης ονομάζεται ομοιόμορφη διασταύρωση. Μία ομοιόμορφη τυχαία σειρά αγωγού που έχει το ίδιο μήκος με το χρωμόσωμα χρησιμεύει ως μάσκα. Εάν η τυχαία τιμή μάσκας σε θέση m είναι λιγότερο από ένα, τότε η τιμή στη θέση m , του γονέα 1 γίνεται η τιμή του απογόνου 1 στη θέση m , και η τιμή του γονέα 2 στη θέση m γίνεται η τιμή του προγόνου 2 στη θέση m . Εναλλακτικά, εάν η τυχαία τιμή μάσκας στη θέση m είναι μεγαλύτερη του 1, τότε η τιμή στη θέση m του γονέα 2 γίνεται η τιμή του απογόνου 1

στη θέση m , και η τιμή στη θέση m του γονέα 1 γίνεται η τιμή του απογόνου 2 στη θέση m . Ένα παράδειγμα ομοιόμορφης διασταύρωσης με δυαδικά χρωμοσώματα δίνεται στην Εξ. (32.1).

1	0	1	1	0	0	0	1	1	0	First parent
1	1	1	0	0	1	0	1	0	1	Second parent
0.93	0.51	0.77	0.13	0.45	0.26	0.33	0.64	0.95	0.17	Mask
1	0	1	0	0	1	0	1	1	1	First offspring
1	1	1	1	0	0	0	1	0	0	Second offspring

(32.1)

First /Second parent: Πρώτος / Δεύτερος γονέας, Mask: Μάσκα, First /Second Offspring : Πρώτος /Δεύτερος Απόγονος

Οι απόγονοι επιδεικνύουν χαρακτηριστικά των δύο γονέων. Άλλες κοινές εναλλακτικές είναι οι διασταυρώσεις μονού και διπλού σημείου.

Σε αυτό το σημείο συμβαίνουν μεταλλάξεις στον πίνακα πλήρους πληθυσμού. Οι μεταλλάξεις αλλάζουν τυχαία επιλεγμένες τιμές μέσα στον πληθυσμό. Μία δυαδική μετάλλαξη αλλάζει το ένα σε μηδέν ή το μηδέν σε ένα. Μία συνεχής μετάλλαξη τιμής αντικαθιστά μια τιμή με μια άλλη τυχαία τιμή ή με μια τυχαία αταξία στην τιμή. Φυσιολογικά, το καλύτερο χρωμόσωμα δεν δέχεται μεταλλάξεις. Το Σχέδιο 32.1. δείχνει τρεις μεταλλάξεις που συνέβησαν στον πληθυσμό (κεφαλαίοι, πλάγιοι αριθμοί).

Υπολογίζεται το κόστος για όλα τα νέα χρωμοσώματα που είναι απόγονοι ή μεταλλαγμένα. Εδώ η διαδικασία επαναλαμβάνεται αρχίζοντας με φυσική επιλογή. Ο αλγόριθμος σταματά όταν βρει μια αρκετά καλή λύση ή μετά από ένα σταθερό αριθμό γενεών ή ανταποκρίσεις συναρτήσεων κόστους. Οι ΓΑ δεν έχουν ακριβώς μια απόδειξη της μεταστροφής. Όταν είναι δυνατοί είναι μια καλή ιδέα συνήθως να εκτελούμε ένα τοπικό αλγόριθμο βελτιστοποίησης όταν ο ΓΑ έχει τελειώσει και χρησιμοποιεί το καλύτερο χρωμόσωμα ως σημείο εκκίνησης. Ο συνδυασμός ενός ΓΑ με ένα τοπικό βελτιστοποιητή ονομάζεται υβρίδιο ΓΑ.

Ως παράδειγμα, σκεφθείτε τις δύο διπολικές κεραίες με μήκος L και απόσταση X στο Σχέδιο 32.2. Πρώτα πρέπει να οριστεί μια συνάρτηση κόστους. Σε αυτήν την περίπτωση, τα δεδομένα εισαγωγής

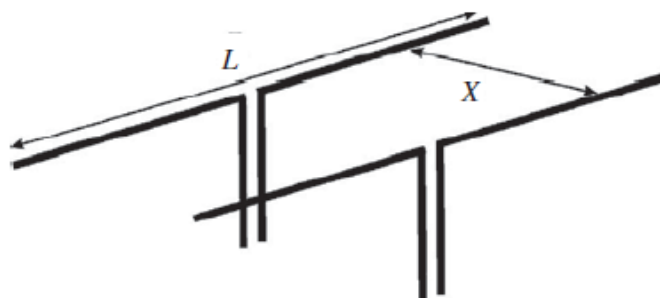


Figure 32.2 Diagram of the two-dipole model with L and x as variables.

Σχέδιο 32.2. Διάγραμμα του προτύπου δύο διπόλων με L και X ως μεταβλητές είναι (x,L) .

Ένα πρόγραμμα μεθόδου στιγμών χρησιμοποιείται για να υπολογίσει τα ρεύματα και πεδία που σχετίζονται με τα δίπολα. Ένα πιθανό κόστος είναι το όφελος των δύο διπόλων όταν τους εφαρμόζεται ίση τάση. Η επιφάνεια κόστους που σχετίζεται με το όφελος φαίνεται στο Σχέδιο 32.3 για τιμές εισαγωγής $0.3 \leq X \leq 1.5$ και $0.3 \leq L \leq 2.0$. Υπάρχουν δύο πολύ χαρακτηριστικά ελάχιστα μέσα στους περιορισμούς των μεταβλητών. Το ένα στο $(x, L) = (0.63, 1.22)$ είναι το ολικό ελάχιστο με όφελος 10.7 1B. Το τοπικό ελάχιστο συμβαίνει στα $(x, L) = (1.65, 1.23)$ με όφελος 9.13 dB. Μία εντελώς διαφορετική βελτιστοποίηση συμβαίνει όταν ο συντελεστής αντανάκλασης είναι το κόστος. Το Σχέδιο 32.4. είναι μια υπόθεση του μεγέθους του συντελεστή αντανάκλασης ως μία συνάρτηση του X και L πάνω στα ίδια μέρη όπως πριν. Η γραμμή μετάδοσης είναι υποθετικά 70 ohm, και ο συντελεστής αντανάκλασης, s_{11} , βρίσκεται

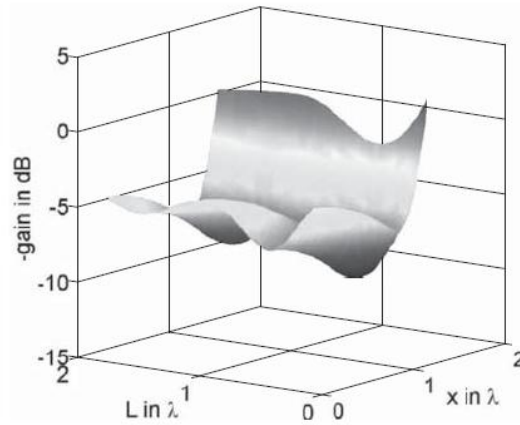


Figure 32.3 Cost surface when the cost is the negative of the array gain as a function of dipole spacing and length.

-gain in dB: όφελος σε dB, L in λ : μήκος L σε λ , **Σχέδιο 32.3**. Επιφάνεια κόστους όταν το κόστος είναι το αρνητικό του οφέλους διάταξης, ως συνάρτηση του χώρου και μήκους του διπόλου.

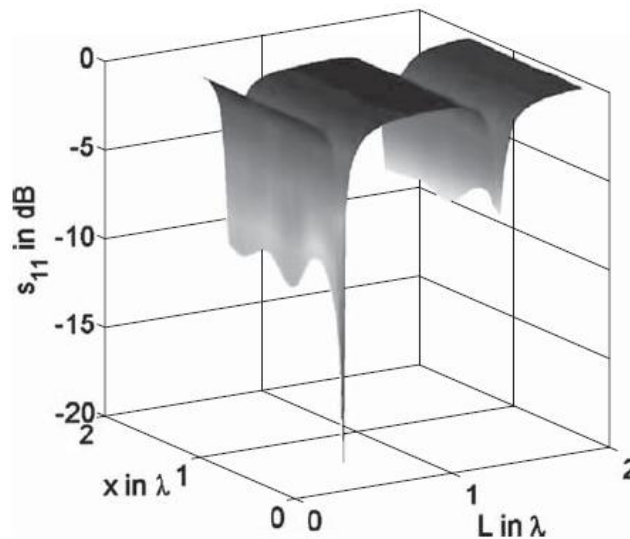


Figure 32.4 Cost surface when the cost is the magnitude of the reflection coefficient as a function of dipole spacing and length.

S_{11} in dB: Συντελεστής αντανάκλασης σε dB, X in λ : απόσταση σε λ , L in λ : Μήκος σε λ , **Σχέδιο 32.4**. Επιφάνεια κόστους όταν το κόστος είναι το μέγεθος του συντελεστή αντανάκλασης ως συνάρτηση του χώρου και μήκους του διπόλου.

TABLE 32.1 Highest Gain for the Two Dipoles Found by the Nelder Meade Algorithm

Starting Point	Ending Point	Cost
(0.5, 0.5)	(0.63, 1.22)	-10.07
(1.5, 2.0)	(0.75, 3.25)	-7.41
(1.3, 1.7)	(1.65, 1.23)	-9.13

ΠΙΝΑΚΑΣ 32.1 Υψηλότερο Όφελος για τα Δύο Δίπολα, από τον Αλγόριθμο Nelder Meade, Starting Point:σημείο εκκίνησης, Ending Point:σημείο λήξης, Cost:κόστος

Με τη χρήση της υπολογισμένης σύνθετης αντίστασης κεραίας. Αυτή τη φορά, η συνάρτηση κόστους έχει δύο κοιλότητες με πολλά ελάχιστα σε κάθε κοιλότητα. Σε αυτήν την περίπτωση, η συνάρτηση κόστους έχει ολικό ελάχιστον στο $(X, L) = (0.67, 0.48)$ με ένα $S_{11} = -18.4$ dB.

Για να επιδείξει τους περιορισμούς που σχετίζονται με παραδοσιακές, τεχνικές βελτιστοποίησης, η απλή φθίνουσα μέθοδος Nelder Mead χρησιμοποιούνται για να βρεθεί το ελάχιστο της επιφάνειας κόστους στο Σχέδιο 32.3. Το ελάχιστο που προκύπτει βασίζεται στο σημείο εκκίνησης. Ο Πίνακας 32.1 καταλογίζει τρία σημεία εκκίνησης για τον αλγόριθμο Nelder Mead και τα αντίστοιχά τους σημεία λήξης και κόστος της βέλτιστης βρισκόμενης λύσης. Σε αυτήν την περίπτωση, το πρώτο σημείο εκκίνησης βρήκε το ολικό ελάχιστο. Όχι μόνο το δεύτερο σημείο εκκίνησης κατέληξε σε ένα τοπικό ελάχιστο, αλλά αυτό το τυπικό ελάχιστο ήταν εκτός της περιοχής των μεταβλητών. Είναι δυνατό να κάνουμε μια μετατροπή των μεταβλητών για να διατηρήσουμε τη βελτιστοποίηση εντός ορίων, αλλά αυτό θα περιέπλεκε τη διαδικασία βελτιστοποίησης. Το τρίτο σημείο εκκίνησης βρήκε το τοπικό ελάχιστο μέσα στα όρια των μεταβλητών. Αυτό το τοπικό ελάχιστο ίσης είναι αρκετά καλό για το σχεδιασμό κεραίας, αλλά είναι σχεδόν 1dB μικρότερο από το ολικό ελάχιστον.

Μπορεί ένας ΓΑ να λειτουργήσει καλύτερα από τον αλγόριθμο Nelder Mead; Αφού ο ΓΑ είναι τυχαία αναζήτηση, έγιναν πέντε ανεξάρτητες εκτελέσεις για τη βελτιστοποίηση του οφέλους του διπολικού ζεύγους. Ο ΓΑ έχει μέγεθος πληθυσμού 8, βαθμό μετάλλαξης 10%, χρησιμοποιημένη επιλογή πρωταθλήματος και χρησιμοποιημένη αντικατάσταση 50%. Το Σχέδιο 32.5. δείχνει την μεταστροφή όλων

των πέντε εκτελέσεων. Κάθε φορά, ο ΓΑ μεταστρεφόταν σε ολικό ελάχιστο. Κάποιες φορές ο ΓΑ ίσως αρχίσει να στενεύει προς το τοπικό ελάχιστο, μετά είτε η διασταύρωση είτε η μετάλλαξη σπρώχνει ένα χρωμόσωμα στην

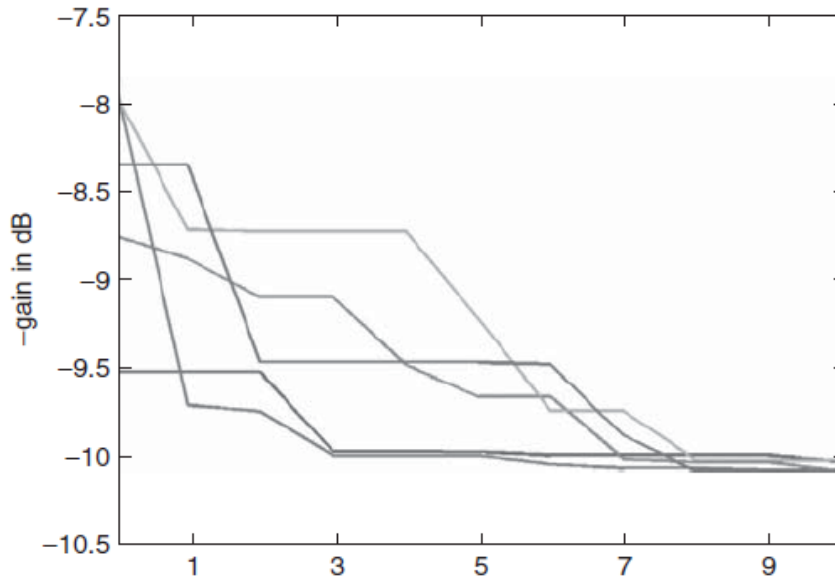


Figure 32.5 GA convergence over five independent runs.

gain in dB: όφελος σε dB, **Σχέδιο 32.5** Μεταστροφή ΓΑ σε πέντε ανεξάρτητες εκτελέσεις.

Περιοχή του ολικού ελάχιστου. Ο καθορισμός των περιορισμών των μεταβλητών είναι σημαντικός, διότι ο ΓΑ δεν θα ξεπεράσει αυτά τα όρια ως ένας τυπικός τοπικός βελτιστοποιητής.

32.1.2. ΠΟΛΛΑΠΛΗ ΑΝΤΙΚΕΙΜΕΝΙΚΗ ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ

Συχνά, υπάρχουν πάνω από ένας αντικειμενικοί στόχοι στην βελτιστοποίηση. Για παράδειγμα, ένα σχέδιο κεραίας ίσως απαιτεί το υψηλότερο όφελος και τις χαμηλότερες δυνατές φθίνουσες ακτίνες.

$$(32.02) \quad f_1(\mathbf{v}) = \max \{ \textit{sidelobe level} \}$$

$$f_2(\mathbf{v}) = -\textit{gain}$$

όπου \mathbf{v} είναι οι μεταβλητές εισαγωγής, όπως τα βάρη των στοιχείων. Τοποθετώντας ένα αρνητικό πρόσημο μπροστά στο όφελος, αλλάζει η συνάρτηση, έτσι ώστε ένα μέγιστο όφελος αποφέρει ελάχιστο κόστος. Χαμηλές φθίνουσες ακτίνες και υψηλό όφελος είναι αντιμαχόμενα αντικείμενα όταν σχεδιάζουμε μια διάταξη κεραίας που έχει ένα σταθερό αριθμό στοιχείων και χώρο στοιχείων. Έτσι λοιπόν υπάρχουν πολλά βέλτιστα που βασίζονται στην ανταλλαγή μεταξύ οφέλους και επιπέδων φθίνουσων ακτινών.

Η Εξ. (32.2.) υποδεικνύει ότι δεν υπάρχει καμία καλύτερη λύση σε σχέση με όλα τα αντικείμενα. Σκεφθείτε την περίπτωση ελαχιστοποίησης των επιπέδων των φθίνουσων ακτινών μίας διάταξης 21 στοιχείων από ένα βελτιστοποιημένο κώνο λέπτυνσης φάσης. Για αυτήν την περίπτωση φαίνεται μία υπόθεση F_1 σε σχέση με F_2 για 1000 σημεία στο Σχέδιο 32.6, για $0 \leq f_1, f_2 \leq 1$. Το ελάχιστο σημείο κάθε ανεξάρτητης συνάρτησης ($\min\{f_1\}$, $\min\{f_2\}$) συναντάται έξω από την εφικτή περιοχή (σύνολο όλων των πιθανών σημείων που ικανοποιούν τους περιορισμούς) στην υπόθεση. Το σύνολο των σημείων που δεσμεύουν τον πυθμένα και την αριστερή πλευρά της εφικτής περιοχής είναι το σύνολο Pareto. Μια διακεκομμένη γραμμή συνδέει τα σημεία που προσεγγίζουν το σύνολο Pareto στο Σχέδιο 32.6. Δύο πιθανές προσεγγίσεις στην πολλαπλή αντικειμενική βελτιστοποίηση, που

παρουσιάζονται εδώ είναι (1) το ζύγισμα και η πρόσθεση των συναρτήσεων κόστους και (2) η εύρεση του συνόρου Pareto.

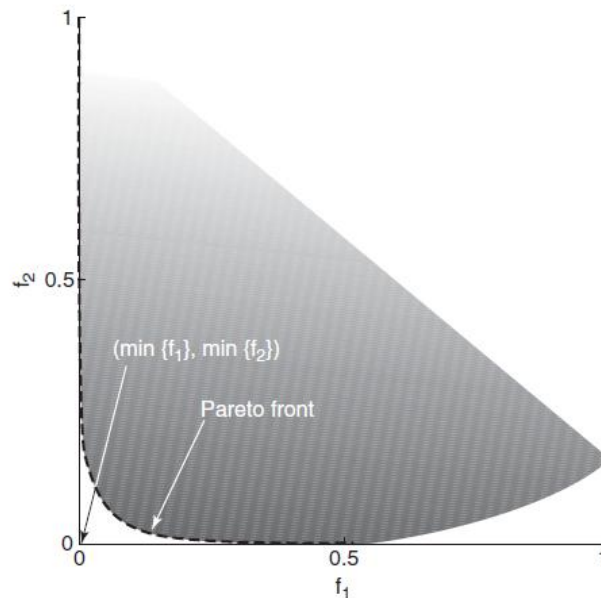


Figure 32.6 There are 10,000 points plotted with the Pareto front indicated by the dashed line.

Σχέδιο 32.6. Υπάρχουν 10.000 σημεία στην υπόθεση, με το σύνоро Pareto ως διακεκομμένη γραμμή.

Η πιο άμεση προσέγγιση για την πολλαπλή αντικειμενική βελτιστοποίηση είναι να ζυγίσουμε το εξαγώγιμο αποτέλεσμα κάθε αντικειμενικής συνάρτησης και να τα προσθέσουμε έτσι ώστε να ισχύει:

$$(32.03) \quad F = \sum_{n=1}^N \omega_n f_n$$

όπου:

$$f_n = \text{cost function } n \text{ and } 0 \leq f_n \leq 1$$

$$\omega_n = \text{weighting factor and } \sum_{n=1}^N \omega_n = 1$$

Το να βρούμε τις καλύτερες τιμές για το ω_n είναι δύσκολο, διότι διαφορετικά ζυγίσματα έχουν ως αποτέλεσμα διαφορετικές τιμές του F για το ίδιο f_n . Το ζύγισμα και η πρόσθεση του f_n παρέχει την τιμή που θα ελαχιστοποιήσει ο ΓΑ. Για το χαμηλό επίπεδο φθινουσών ακτινών διάταξης έχουμε:

$$(32.04) \quad F = \omega f_1 + (1 - \omega) f_2$$

Αφού αυτή η προσέγγιση αποφέρει μια μονή τιμή κόστους, δεν απαιτείται κάποια τροποποίηση του ΓΑ. Μια άλλη προσέγγιση βελτιστοποίησης πολλαπλών συναρτήσεων κόστους είναι ο ΓΑ Pareto. Το βέλτιστο του Pareto σημαίνει ότι η επανατοποθέτηση των πηγών δεν μπορεί να ελαχιστοποιήσει το εξαγωγίμο αποτέλεσμα ενός αντικειμενικού στόχου χωρίς να αυξήσει το αποτέλεσμα ενός άλλου αντικειμενικού στόχου. Καθώς υπολείπονται επιπρόσθετων πληροφοριών, όλες οι λύσεις του συνόρου Pareto είναι εξίσου ικανοποιητικές. Έτσι λοιπόν είναι διαθέσιμη η επιλογή εναλλακτικών, οι οποίες αποφέρουν αποδεκτά αποτελέσματα.

Ο πληθυσμός ενός ΓΑ Pareto αποτελείται από χρωμοσώματα που είναι οι τρέχουσες προβλέψεις για κάποια σημεία στο σύνορο Pareto. Η θέση των χρωμοσωμάτων μέσα στον πληθυσμό καθορίζεται ανάλογα με την κυριαρχία τους. Το χρωμόσωμα n κυριαρχεί στο χρωμόσωμα m εάν το χρωμόσωμα n έχει μικρότερο εξαγωγίμο αποτέλεσμα από το χρωμόσωμα m , για τουλάχιστον μία από τις αντικειμενικές λειτουργίες και δεν είναι χειρότερο σε σχέση με όλες τις άλλες αντικειμενικές συναρτήσεις. Αλλιώς, το c κυριαρχεί στο d εάν:

$$(32.05) \quad f_1(c) < f_1(d) \text{ and } f_2(c) \leq f_2(d)$$

ή

$$(32.06) \quad f_1(c) \leq f_1(d) \text{ and } f_2(c) < f_2(d)$$

Ένα χρωμόσωμα είναι βέλτιστο του Pareto εάν κανένα άλλο χρωμόσωμα δεν κυριαρχεί σε αυτό, σε σχέση με τις συναρτήσεις κόστους. Ένα χρωμόσωμα είναι μη κυριαρχόμενο εάν δεν μπορεί να βρεθεί ένα χρωμόσωμα που κυριαρχεί πάνω του. Μόλις βρεθεί αυτό το σύνολο χρωμοσωμάτων τότε ο χρήστης μπορεί να επιλέξει ένα μονό χρωμόσωμα, ανάλογα με τις διαφορές μετα – βελτιστοποιητικές ανταλλαγές που εξισώνονται με διαφορετικά βάρη των συμμετεχόντων κόστων. Ένας τρόπος εύρεσης του συνόρου Pareto είναι να εκτελέσουμε έναν ΓΑ για πολλούς διαφορετικούς συνδυασμούς των βαρών συναρτήσεως κόστους στην Εξ. (32.3). Κάθε βέλτιστο χρωμόσωμα που προκύπτει από ένα ειδικό συνδυασμό ζυγίσματος βρίσκεται στο σύνορο Pareto. Αυτή η προσέγγιση απαιτεί πολλές εκτελέσεις για όλους τους διαφορετικούς συνδυασμούς ζυγίσματος, για να εκτιμήσουμε το σύνολο Pareto.

Η πρώτη προσπάθεια για ένα πολυαντικειμενικό ΓΑ, γνωστός ως ΓΑ εκτιμημένος με αγωγή (ΓΑΕΑ), έτεινε στη μεταστροφή σε μια μονή λύση [6] αντί για την εύρεση του συνόρου Pareto. Αναπτύχθηκαν πιο σύγχρονοι αλγόριθμοι για να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα. Κάποια παραδείγματα περιλαμβάνουν μια στρατηγική φωλιάσματος η οποία ονομάζεται μοίρασμα [7], τον πολυαντικειμενικό ΓΑ (ΠΑΓΑ), και τον μη κυριαρχόμενο ΓΑ κατάταξης (ΜΚΓΑΚ) [9].

Ένας ΓΑ Pareto χρειάζεται ένα μεγάλο μέγεθος πληθυσμού για να ορίσει το σύνορο Pareto. Ο ΓΑ που χρησιμοποιήθηκε για να βρει το σύνορο Pareto στο Σχέδιο 32.7 είχε NPOP=500, απέβαλε το 50% του πληθυσμού, έχει βαθμό μετάλλαξης 10% και χρησιμοποιεί επιλογή πρωταθλήματος. Αυτά τα χρωμοσώματα στον τελικό πληθυσμό του συνόρου Pareto συνδέονται με μια διακεκομμένη γραμμή. Το σύνορο Pareto εκτρέπει ένα εύκολο τρόπο ανταλλαγής μεταξύ των δύο συναρτήσεων κόστους.

Οι ΓΑ Pareto έχουν χρησιμοποιηθεί στην ηλεκτρομαγνητική για την εξέταση ανταλλαγών που σχετίζονται με το σχεδιασμό απορροφητήρων και κεραιών. Ένας ΜΚΓΑΚ χρησιμοποιήθηκε για τη βελτιστοποίηση της συμπεριφοράς μεγάλης εμβέλειας των καλυπτικών στρωμάτων πολλών στρώσεων [10]. Ο ΜΚΓΑΚ απεδείχθη ότι λειτουργούσε καλύτερα από τις άλλες δυο εφαρμογές του ΓΑ Pareto. Τα αποτελέσματα ήταν συγκρίσιμα με αυτά μιας βελτιστοποίησης ΓΑ με

ζυγισμένες αντικειμενικές συναρτήσεις, όμως ο ΜΚΓΑΚ παρέχει ένα μεγάλο αριθμό εναλλακτικών σχεδίων. Μια παρουσίαση της χρησιμότητας ενός ΓΑ Pareto στην λειτουργία μιας ανάλυσης ανταλλαγής ανάμεσα στο πλάτος ακτίνας και στα επίπεδα φθίνουσας ακτινών, για μια γραμμική διάταξη, φαίνεται στην Πηγή 11. Οι ΓΑ Pareto απαιτούν ένα μεγάλο αριθμό αντικειμενικών εκτιμήσεων συνάρτησης. Ουδέτερη **μεσοκόλυση** δικτύου και ειδικές στρατηγικές μεγέθυνσης συνδυάστηκαν με ένα ΓΑ Pareto για να μειωθεί ο αριθμός των εκτιμήσεων συνάρτησης στο σχεδιασμό ενός ηλεκτρομαγνήτη [12]. Ένας ΓΑ Pareto συγκρίθηκε με τη μονή αντικειμενική βελτιστοποίηση στο σχεδιασμό κεραιών Yagi – Uda [13]. Το μέγεθος κεραίας, το πλάτος εμβέλειας και η επάρκεια ήταν οι αντικειμενικοί στόχοι στο σχέδιο μιας επίπεδης μικρής ηλεκτρικά κεραίας, και βρέθηκαν με τη χρήση μιας επαγωγικά συζευγμένης τροφοδοσίας με τον ΓΑ Pareto [14].

32.1.3 ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΓΕΝΕΤΙΚΟΥ ΑΛΓΟΡΙΘΜΟΥ

Ο βαθμός μετάλλαξης και το μέγεθος πληθυσμού για έναν ΓΑ είναι οι κύριοι συντελεστές για την ταχύτητα μεταστροφής ενός ΓΑ. Άλλες λειτουργίες και παράμετροι επηρεάζουν την μεταστροφή του ΓΑ αλλά σε μικρότερο βαθμό. Ο De Jong έκανε την πρώτη μελέτη των παραμέτρων του ΓΑ σε σχέση με την λειτουργία [15].

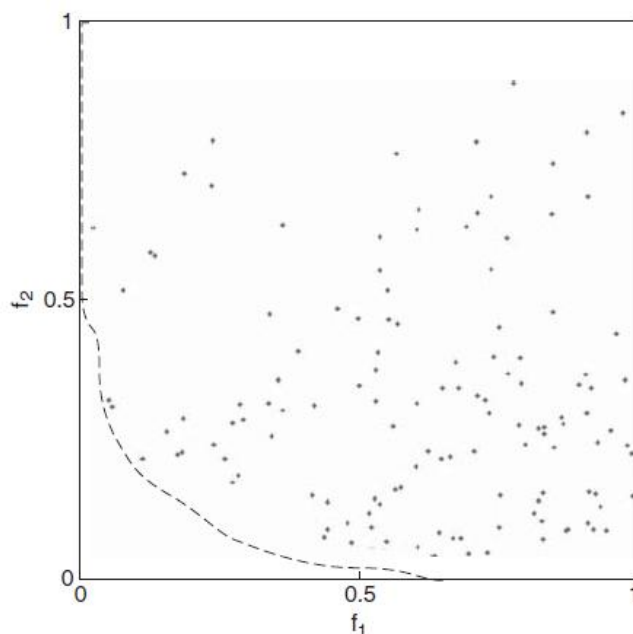


Figure 32.7 The 500 members of the GA are plotted with the dashed line drawn through the estimated Pareto front.

Σχέδιο 32.7. Τα 500 μέλη του ΓΑ έχουν σχεδιαστεί με την διακεκομμένη γραμμή να περνά μέσα από το υποτιθέμενο σύνορο Pareto.

Εξέτασε τους ΓΑ του πάνω στις πέντε συναρτήσεις κόστους για διαφορετικούς βαθμούς μετάλλαξης, μεγέθη πληθυσμού, βαθμούς διασταύρωσης και ποσοστά αντικατάστασης.

Ο Grefenstette χρησιμοποίησε έναν ΓΑ για να βελτιστοποιήσει παραμέτρους για τους ΓΑ [16], ο οποίος βρήκε το ελάχιστο των συναρτήσεων δοκιμής του De Jong. Μία άλλη μελέτη προσέθεσε άλλες πέντε συναρτήσεις κόστους και χρησιμοποίησε 84.000 πιθανούς συνδυασμούς ρυθμίσεων παραμέτρων [17]. Ο Thomas Bach έθεσε ως αξίωμα ότι ο βέλτιστος βαθμός μετάλλαξης είναι $1/l$, όπου l είναι το μήκος του χρωμοσώματος [18]. Βρήκε επίσης ότι η μεταστροφή βελτιωνόταν όταν ο ΓΑ άρχιζε με μεγάλους ρυθμούς μετάλλαξης πάνω από 50% και σταδιακά μειωνόταν στο $1/l$. Ο Gao έδειξε ότι όσο μεγαλύτερη η πιθανότητα μετάλλαξης και μικρότερος ο πληθυσμός, τόσο πιο γρήγορα μεταστρέφεται ο ΓΑ για βραχυπρόθεσμη λειτουργία [19]. Επαναληπτικές προσεγγίσεις, όπου οι ρυθμοί μετάλλαξης ποικίλουν πάνω από την διάρκεια μιας εκτέλεσης, όπως αυτές που έγιναν από τον Back [20, 21], και τον Davis [22], είναι μάλλον οι καλύτερες,

όμως δεν υπάρχει μια αποδεκτή στρατηγική σχετικά με το πώς να αλλάξουμε ομοιόμορφα τις παραμέτρους. Μία μελέτη παραμέτρων του ΓΑ έγινε πάνω στους παράγοντες διάταξης, κεραίας [23], και σε αυτά τα πειράματα, ο καλύτερος ρυθμός μετάλλαξης για ΓΑ βρέθηκε να είναι ανάμεσα στο 5% και 20%, ενώ το μέγεθος πληθυσμού θα έπρεπε να είναι λιγότερο από 16. Οι τιμές των παραμέτρων βασίζονται εντόνως στη συνάρτηση κόστους και την συγκεκριμένη εκτέλεση του ΓΑ. Μία πιο λεπτομερής συζήτηση των παραμέτρων των ΓΑ βρίσκεται στην Πηγή 24.

32.2 ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ ΚΕΡΑΙΑΣ

Η συνάρτηση κόστους για την βελτιστοποίηση διάταξης φάσης βασίζεται στον παράγοντα διάταξης. Μία ανεξάρτητη διάταξη στον τρισδιάστατο χώρο έχει ένα παράγοντα διάταξης που δίνεται από:

$$(32.07) \quad AF = \sum_{n=1}^N \omega_n e^{jk[x_n \sin\theta \cos\phi + y_n \sin\theta \sin\phi + z_n \cos\theta]}$$

όπου:

Complex weight at element n: βάρος συμπλέγματος στο στοιχείο n.

Amplitude weight at element n: βάρος ευρύτητας στο στοιχείο n.

Phase weight at element n: βάρος φάσης ευρύτητας στο στοιχείο n.

Wavelength: μήκος κύματος.

Location of element n: τοποθεσία στοιχείου n.

Elevation angle: γωνία ανύψωσης.

Azimuth angle: γωνία αζιμουθίου.

Number of array elements: αριθμός στοιχείων διάταξης.

Για μία δεδομένη συχνότητα, πιθανές μεταβλητές βελτιστοποίησης είναι τα βάρη ευρύτητας, τα βάρη φάσης και /ή οι τοποθεσίες στοιχείων. Τα πιθανά κόστη περιλαμβάνουν επίπεδα φθίνουσών ακτίνων, το πλάτος ακτίνας, τα μηδενικά σημεία και το πλάτος εμβέλειας. Τα παραδείγματα σε αυτόν τον τομέα προσπαθούν να ελαχιστοποιήσουν το μέγιστο επίπεδο φθίνουσας ακτίνας στον παράγοντα διάταξης της δομής γραμμικής διάταξης στο Σχέδιο 32.8.

Οι ΓΑ έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς στην βελτιστοποίηση διατάξεων κεραίας. Υπάρχον υπερβολικά πολλές έρευνες για να τις αναφέρουμε όλες σε αυτό το κεφάλαιο. Στον αναγνώστη συστήνεται η Πηγή 25, η οποία δίνει μια γενική θεώρηση των διαφόρων εφαρμογών των ΓΑ στις διατάξεις κεραίας και παρέχει μια εκτενή λίστα αναφορών ανά κατηγορία. Κάποια από τα άρθρα επιστημονικών ημερολογίων που καλύπτουν διάφορα θέματα βελτιστοποίησης διατάξεων με ΓΑ δίνονται στις Πηγές 26-37.

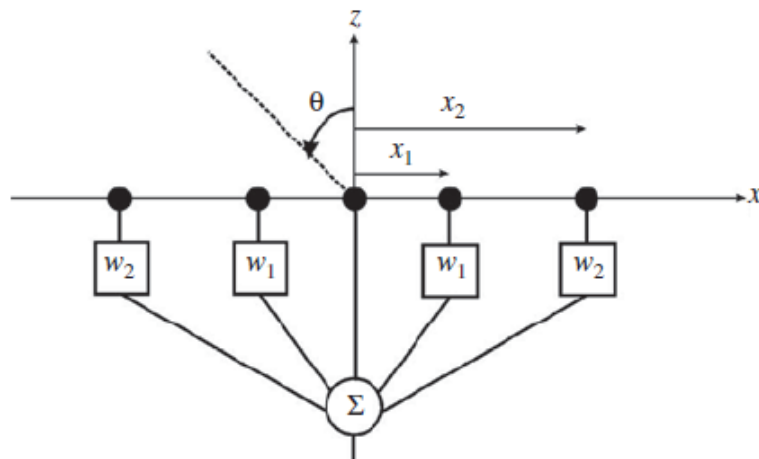


Figure 32.8 Diagram of the linear array to be optimized.

Τα παραδείγματα που ακολουθούν βρίσκουν χαμηλότερο μέγιστο επίπεδο φθίνουσας ακτίνας μίας μη ομοιόμορφα χωρικής διάταξης, μιας κωνικής διάταξης φάσης και μιας υποδιάταξης κωνικής διάταξης.

32.2.1 ΜΗ ΟΜΟΙΟΜΟΡΦΗ ΑΠΟΣΤΑΣΗ

Το πρώτο παράδειγμα έχει σταθερά βάρη στα στοιχεία αλλά η απόσταση ανάμεσα στα στοιχεία είναι μεταβλητή. Οι ανομοιόμορφες αποστάσεις των στοιχείων μιας διάταξης τοποθετούν αποτελεσματικά μια λέπτυνση ευρύτητας κατά μήκος της διάταξης: η ευρύτητα είναι μεγαλύτερη όπου η πυκνότητα στοιχείων είναι υψηλότερη. Ένας ΓΑ είναι ιδανικός για την εύρεση αποστάσεων διότι η συνάρτηση κόστους είναι πολυδιάστατη και οι μεταβλητές είναι μέσα στη συνάρτηση συνημίτονου [38]. Ως παράδειγμα ένας ΓΑ ελαχιστοποιεί το μέγιστο επίπεδο φθίνουσας ακτίνας μιας διάταξης, 31 στοιχείων με ανομοιόμορφες αποστάσεις κατά μήκος του άξονα X. Η συνάρτηση κόστους παράγοντα διάταξης για ένα περιττό αριθμό στοιχείων η οποία έχει συμμετρία σχεδόν στο κέντρο της διάταξης, δίνεται από:

$$(32.08) \quad x_n = x_{n-1} + d_0 + \Delta_n$$

$$sll = \max\left\{1 + 2 \sum_{n=1}^{(N-1)/2} \cos(kx_n \sin\theta)\right\} \text{ for } \theta > \theta_{MB}$$

όπου:

$$x_0 = 0$$

$$d_0 = \lambda/2$$

Δ_n = Variable spacing between 0 and $\lambda/2$: απόσταση ανάμεσα στις μεταβλητές ανάμεσα στο 0 και $\lambda/2$.

θ_{MB} = First null next to the main beam: το πρώτο μηδενικό σημείο δίπλα στην κύρια ακτίνα.

Τα στοιχεία έχουν ελάχιστη απόσταση d_0 και μέγιστη απόσταση 1λ . Αφού το κεντρικό στοιχείο είναι στο $X=0$ και η αριστερή πλευρά της διάταξης έχει τις ίδιες αποστάσεις με το δεξιό βραχίονα της διάταξης, υπάρχουν 15 μεταβλητές εισαγωγής στη συνάρτηση κόστους. Το Σχέδιο 32.9. είναι ο βελτιστοποιημένος

παράγοντας διάταξης με κορυφή φθίνουσας ακτίνας, του παράγοντα διάταξης στα -22.13 dB κάτω από την κορυφή της κύριας ακτίνας. Οι σχετικές αποστάσεις των στοιχείων φαίνονται στην κορυφή του σχεδίου. Είναι δύσκολο να καθορίσουμε εάν αυτό το αποτέλεσμα είναι το ολικό βέλτιστο. Καθώς οι κορυφές μερικών από τις φθίνουσες ακτίνες βρίσκονται στο μέγιστο επίπεδο φθίνουσας ακτίνας, αυτό το αποτέλεσμα πλησιάζει το βέλτιστο.

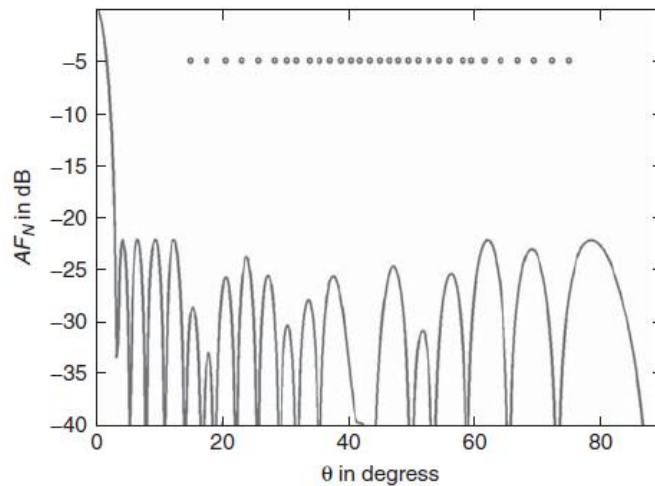


Figure 32.9 Optimized array factor for nonuniform spacing of a 31-element array. The small circles at the top of the figure are the relative element spacings.

Θ in degrees : θ σε μοίρες, **Σχέδιο 32.9**. Βελτιστοποιημένος παράγοντας διάταξης για μη ομοιόμορφες αποστάσεις μιας διάταξης 31 στοιχείων. Οι μικροί κύκλοι στην κορυφή του σχεδίου είναι οι σχετικές αποστάσεις στοιχείων.

32.2.2 ΛΕΠΤΥΝΣΗ ΦΑΣΗΣ

Το δεύτερο παράδειγμα βρίσκει τα βάρη φάσης που δημιουργούν χαμηλές φθίνουσες ακτίνες στον παράγοντα διάταξης [39]. Η συνάρτηση κόστους επιστρέφει το μέγιστο επίπεδο φθίνουσας ακτίνας:

$$(32.09) \quad sll = \max \left\{ 1 + 2 \sum_{n=1}^{(N-1)/2} e^{j\delta_n} \cos[k(n-1)d_0 \sin\theta] \right\} \text{ for } \theta > \theta_{MB}$$

Το Σχέδιο 32.10 είναι ο βελτιστοποιημένος παράγοντας διάταξης με μέγιστο φθίνουσας ακτίνας -17.0dB κάτω από την κορυφή της κύριας ακτίνας. Η κορυφή της κύριας ακτίνας είναι ομαλοποιημένη με αυτήν της διάταξης με μηδενικές αλλαγές φάσης. Η απώλεια οφέλους είναι η ανταλλαγή για να έχουμε χαμηλές φθίνουσες ακτίνες. Όλες οι φθίνουσες ακτίνες έχουν σχεδόν το ίδιο ύψος, οπότε η λύση θα έπρεπε να είναι σχεδόν βέλτιστη.

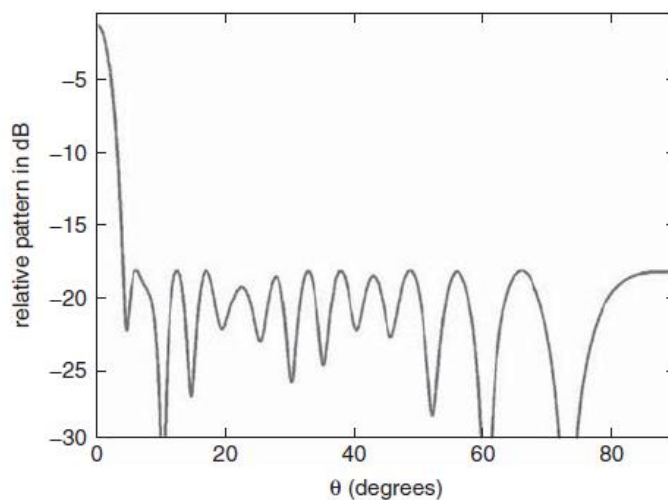


Figure 32.10 Optimized array factor for phase tapering a 31-element array.

Relative pattern in dB: Σχετικό σχεδιάγραμμα σε dB, Θ (degrees): θ (σε μοίρες),
Σχέδιο 32.10 Βελτιστοποιημένος παράγοντας διάταξης για λέπτυνση φάσης μίας διάταξης 31 στοιχείων.

32.2.3 ΥΠΟΔΙΑΤΑΞΕΙΣ

Τα δίκτυα τροφοδοσίας για μεγάλες διατάξεις φάσης χαμηλών φθινουσών ακτίνων, συνήθως χρησιμοποιούν υποδιατάξεις για να απλοποιήσουν το σχέδιο και να κατασκευάσουν τη διάταξη. Ένας τρόπος μείωσης του κόστους μιας μεγάλης διάταξης είναι να τοποθετήσουμε χαμηλά βάρη ευρύτητας φθινουσών ακτίνων στις πύλες εξαγωγής της υποδιάταξης αντί σε κάθε ξεχωριστό στοιχείο.

Κάθε στοιχείο στην υποδιάταξη έχει ομοιόμορφο βάρος, έτσι όλες οι υποδιατάξεις έχουν όμοια δίκτυα τροφοδοσίας. Όταν οι υποδιατάξεις είναι όμοιες, τότε ο σχεδιασμός, η δοκιμή και διατήρηση της διάταξης γίνεται φθηνότερη από το να έχουμε όλες τις υποδιατάξεις με διαφορετικά δίκτυα τροφοδοσίας. Δυστυχώς, το ζύγισμα ευρύτητας στις πύλες υποδιάταξης δημιουργεί καμπύλες τομής, λόγω του αποτελεσματικού **κβαντισμού** του κώνου λέπτυνσης του εύρους διάταξης.

Υπάρχει μια ανταλλαγή ανάμεσα στην χαμηλή λειτουργία των φθίνουσων ακτίνων και την απλότητα του σχεδιασμού. Ένας ΓΑ έχει χρησιμοποιηθεί για να σχεδιάσουμε κώνους λέπτυνσης ευρύτητας βέλτιστου για τα στοιχεία των υποδιατάξεων και για τα εξαγώγιμα αποτελέσματα υποδιατάξεων, για γραμμικές και επίπεδες κεραίες [40].

Η συνάρτηση κόστους βασίζεται στο πρότυπο γραμμικής υποδιάταξης στο Σχέδιο 32.11. Οι κώνοι λέπτυνσης ευρύτητας στοιχείου είναι ίδιοι σε κάθε υποδιάταξη. Τα βάρη υποδιάταξης πολλαπλασιάζουν τα βάρη στοιχείων για να παράγουν ένα αποτελεσματικό βάρος σε κάθε στοιχείο. Τα βάρη είναι συμμετρικά περίπου στο κέντρο της διάταξης, οπότε ο παράγοντας διάταξης δίνεται από:

$$(32.10) \quad AF = 2 \sum_{q=1}^{N_s} b_q \sum_{n=1}^{N_e} a_n \cos\{kd_0 \sin\theta [n - 0.5 + (q - 1)N_e]\}$$

όπου:

Element amplitude weights: βάρη εύρους στοιχείων.

Subarray amplitude weights: βάρη εύρους υποδιάταξης.

Number of elements in a subarray: αριθμός στοιχείων μίας υποδιάταξης.

Σκεφθείτε μια διάταξη 128 στοιχείων που χωρίζεται σε 16 υποδιατάξεις με 8 στοιχεία ανά υποδιάταξη. Υποθέτουμε την ύπαρξη κώνων λέπτυνσης όλων των στοιχείων οι οποίοι είναι όμοιοι σε κάθε υποδιάταξη. Το στοιχείο που βρίσκεται

πιο κοντά στο κέντρο της διάταξης έχει εύρος ένα ή $a_1=1$. Οι υποδιατάξεις είναι συμμετρικές κοντά περίπου στο

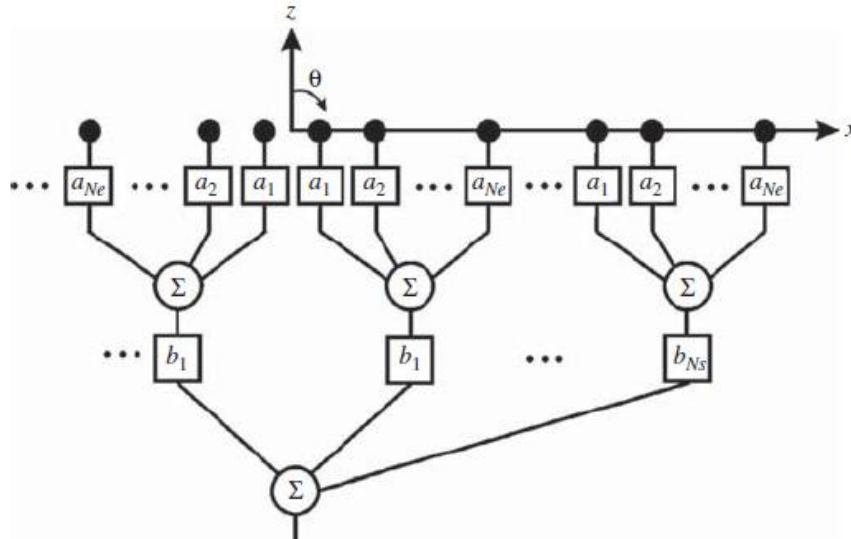


Figure 32.11 Linear array with subarrays.

Σχέδιο 32.11. Γραμμική σειρά με τις υποδιατάξεις.

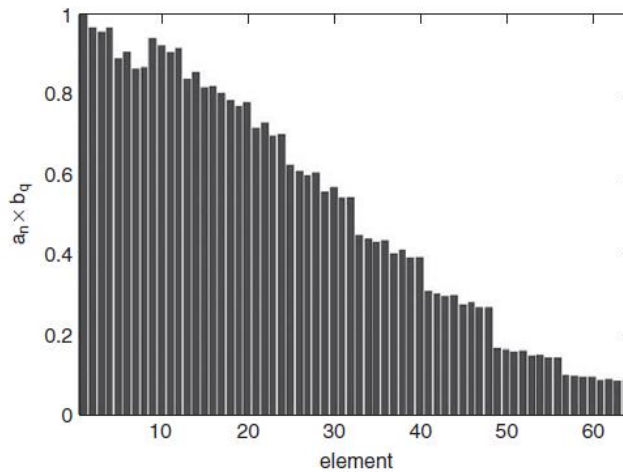


Figure 32.12 Graph of the subarray weight times the element weight for each element.

Σχέδιο 32.12. Γράφημα του βάρους υποδιάταξης επί το βάρος στοιχείου για κάθε στοιχείο.

κέντρο της διάταξης και η υποδιάταξη που βρίσκεται πιο κοντά στο κέντρο έχει ευρύτητα ένα ή $b_1=1$. Ως αποτέλεσμα προκύπτουν: $7 + 7 = 14$ άγνωστοι για αυτό το πρόβλημα. Το σχέδιο 32.12 είναι μια υπόθεση του βάρους υποδιάταξης επί το βάρος στοιχείου για κάθε στοιχείο στην διάταξη. Η μεταβολή στοιχείο προς – στοιχείο είναι σχετικά μικρή. Ο αντίστοιχος παράγοντας διάταξης φαίνεται στο Σχέδιο 32.13. Οι φθίνουσες ακτίνες παραμένουν τουλάχιστον 38.1dB κάτω από την κορυφή της κύριας ακτίνας. Υπολείμματα των ‘τεθλασμένων’ καμπύλων τομής εμφανίζονται στις προβλεπόμενες τοποθεσίες [41] της:

$$(32.11) \quad \theta_m = \sin^{-1}\left(\frac{m\lambda}{N_e d_0}\right)$$

ή στις θέσεις $\theta_m=14.5^\circ$, 30° , 48.6° και 90° για το Σχέδιο 32.13. Αυτή η διάταξη έχει πολύ χαμηλές φθίνουσες ακτίνες ενώ ταυτόχρονα έχει ένα απλοποιημένο δίκτυο τροφοδοσίας.

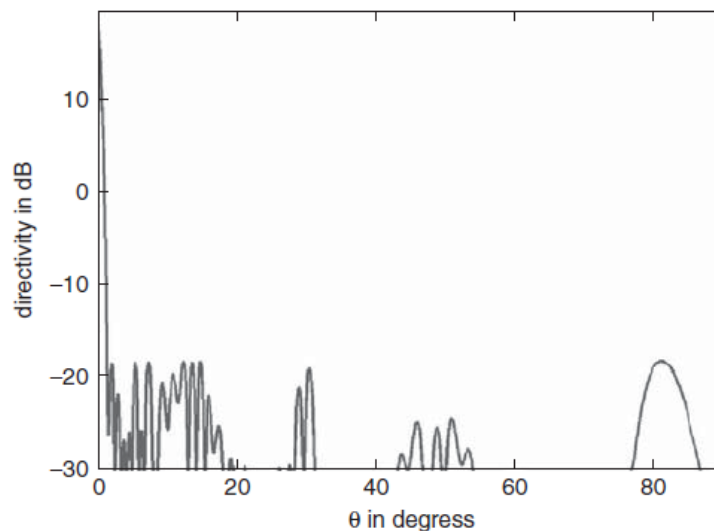


Figure 32.13 Optimized element and subarray amplitude weights produce this array factor.

Directivity in dB: αμεσότητα σε dB, Θ in degrees: θ σε μοίρες, **Σχέδιο 32.13**
Βελτιστοποιημένα βάρη στοιχείου και ευρύτητας υποδιάταξης παράγουν αυτόν τον παράγοντα διάταξης.

32.3 ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΓΑ ΚΕΡΑΙΩΝ ΟΠΗΣ

Ο Γα έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς για τη βελτιστοποίηση επιθεμάτων μικρολωρίδας. Οι αιχμές και οι ανακλαστές έχουν λάβει τη λιγότερη προσοχή, ίσως επειδή ο σχεδιασμός αιχμών και ανακλαστών είναι πιο ακριβός υπολογιστικά. Αυτός ο τομέας αρχίζει με τις κεραίες αιχμής, προχωρά στις κεραίες ανακλαστών και τελειώνει με κεραίες μικρολωρίδας.

32.3.1 ΚΕΡΑΙΕΣ ΑΙΧΜΗΣ

Ο ΓΑ έχει εφαρμοστεί στη βελτιστοποίηση του σχεδιασμού μερικών διαφορετικών τύπων κεραιών αιχμής. Κάποια παραδείγματα περιλαμβάνουν μία αιχμή TEM αντίστασης και μεγάλης εμβέλειας, η οποία έχει δεχθεί λέπτυνση [42], τη βέλτιστη διαμοίραση έμφραξης για μια αιχμή εμβέλειας X [43] και τις πτυχωτές αιχμές [44-47].

Εάν η αιχμή χρησιμοποιείται για να τροφοδοτήσει μια κεραία ανακλαστή, τότε το κέντρο φάσης της αιχμής τοποθετείται στο εστιακό σημείο του ανακλαστή. Το κέντρο φάσης της αιχμής κινείται με τη συχνότητα και γενικώς δεν είναι τοποθετημένο στο ίδιο σημείο για τα πεδία E και H. Επίσης, το κέντρο φάσης είναι συνάρτηση της γωνίας. Συνεπώς, το κέντρο φάσης είναι σχετικό πάνω στο πεδίο όψης της επιφάνειας του ανακλαστήρα.

Το παράδειγμα που παρουσιάζεται εδώ εφαρμόζει έναν ΓΑ στο σχεδιασμό μιας κεραίας αιχμής, έτσι ώστε να έχει ένα κοινό κέντρο φάσης στα πεδία E και H, σε ένα περιορισμένο εύρος γωνίας. Οι υπολογισμοί γίνονται χρησιμοποιώντας το πρότυπο αιχμής με τη μέθοδο των στιγμών στα 10.3 GHz [48]. Ένα διάγραμμα της αιχμής εμβέλειας X εμφανίζεται στο Σχέδιο 32.14. Ο κυματοδηγός έχει διαστάσεις $a = 2.29$ cm και $b = 1.02$ cm και ο καθέτηρας τροφοδοσίας είναι τα $\lambda/4$ του πίσω τείχους. Η συνάρτηση κόστους βασίζεται στην καθιερωμένη απόκλιση της φάσης στα πεδία E και H όταν: $-45^\circ \leq \varphi \leq 45^\circ$ και $45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$

$$(32.12) \quad f(x_c, L_x, A, B) = \max \{ \sigma_\theta, \sigma_\phi \}$$

όπου οι μεταβλητές εισαγωγής ορίζονται από:

-distance of phase center from horn aperture: απόσταση του κέντρου φάσης από την οπή αιχμής.

-horn dimension in y-direction: διάσταση αιχμής στην διεύθυνση y.

Horn dimension in z-direction: διάσταση αιχμής στη διεύθυνση z.

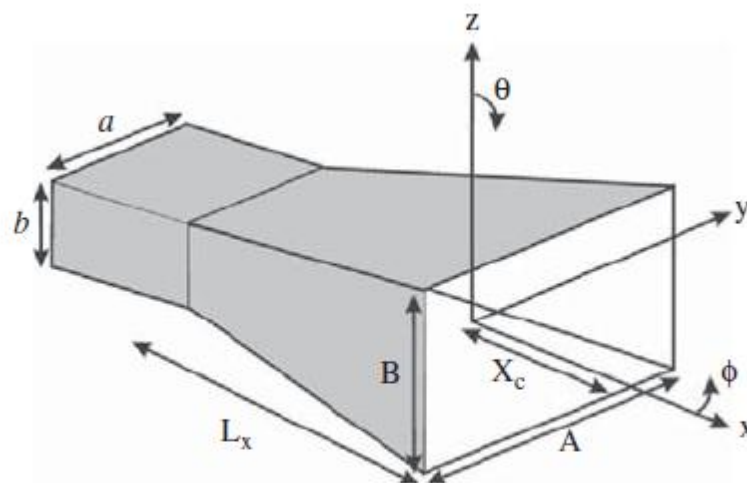


Figure 32.14 Diagram of a horn antenna.

Σχέδιο 32.14 Διάγραμμα μιας κεραίας αιχμής.

και τα κόστη δίνονται από το σφάλμα της φάσης πεδίου στα πεδία E και H ή αλλιώς:

$$(32.13) \quad \sigma_{\theta} = \sqrt{\frac{1}{N} [\angle E_{\theta}(\theta_n, \varphi = 0^{\circ}) - \overline{\angle E_{\theta}(\theta, \varphi = 0^{\circ})}]^2}$$

$$(32.14) \quad \sigma_{\varphi} = \sqrt{\frac{1}{N} [\angle E_{\theta}(\theta = 90^{\circ}, \varphi_n) - \overline{\angle E_{\theta}(\theta = 90^{\circ}, \varphi_n)}]^2}$$

όπου:

-Number of angles: αριθμός γωνιών.

-Phase of E: φάση στο πεδίο E.

-Average of E: μέσος όρος στο E.

-Number of field points: αριθμός σημείων πεδίου.

Εάν $\sigma_{\theta} = \mathbf{0}$ και $\sigma_{\varphi} = \mathbf{0}$, τότε το κέντρο φάσης στα πεδία E και H βρίσκεται στις αρχές του συστήματος συντεταγμένων.

Ένα υβρίδιο του ΓΑ που αποτελείται από έναν συνεχή ΓΑ, με πληθυσμό 8 και ρυθμό μετάλλαξης 20% μαζί με ένα μονό φθίνοντα αλγόριθμο Nelder Mead, βρήκε το ελάχιστο του $f=0.57^{\circ}$ στο $p_c = 0.28\text{cm}$, $l=4.31\text{cm}$, $A=4.22\text{ cm}$ και $B=2.19\text{ cm}$. Η βελτιστοποιημένη αιχμή έχει μικρές μεταβολές φάσης στις τομές των πεδίων E και H, πάνω $\pm 45^{\circ}$ από την κορυφή της κύριας ακτίνας. Το Σχέδιο 32.15 είναι ένα σχέδιο της φάσης της E_{θ} στο πεδίο E, και το Σχέδιο 32.16 είναι το σχέδιο της φάσης της E_{θ} στο πεδίο H. Οι κάθετες τελείες σημαδεύουν την περιοχή όπου η φάση είναι συνεχής. Σε αυτές τις περιοχές, η φάση είναι ομαλή και έχει μικρή μεταβολή.

32.3.2 ΚΕΡΑΙΕΣ ΑΝΑΚΛΑΣΤΕΣ

Οι κεραίες ανακλαστές ίσως έχουν τροφοδοσίες διάταξης φάσης για να εκπέμπουν καθοδήγηση, να τοποθετούν μηδενικά σημεία, να σχηματοποιούν το

σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας ή να δημιουργούν πολλαπλές ακτίνες [49]. Όσο αυξάνει το μέγεθος της διάταξης για να έχουμε περισσότερο έλεγχο στο Σχεδιάγραμμα κεραίας, τόσο αυξάνει και η έμφραξη. Η έμφραξη

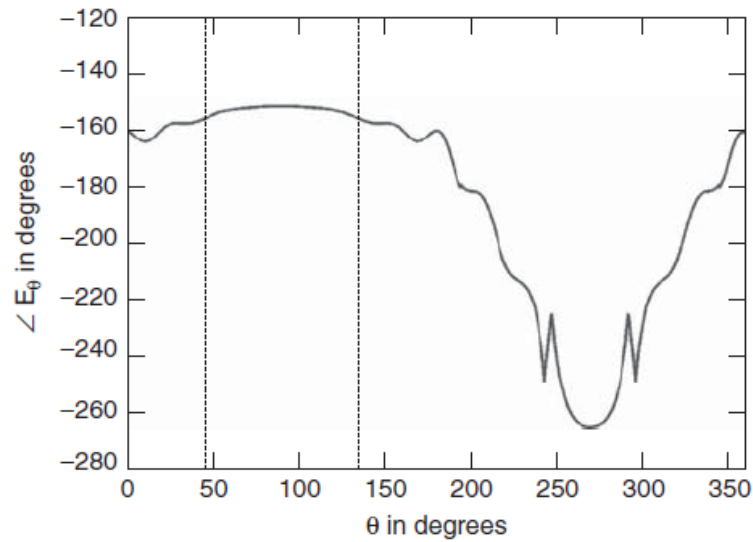


Figure 32.15 Plot of E_θ in the E -plane.

Θ in degrees : θ σε μοίρες, **Σχέδιο 32.15** Σχέδιο της E_θ στο πεδίο E .

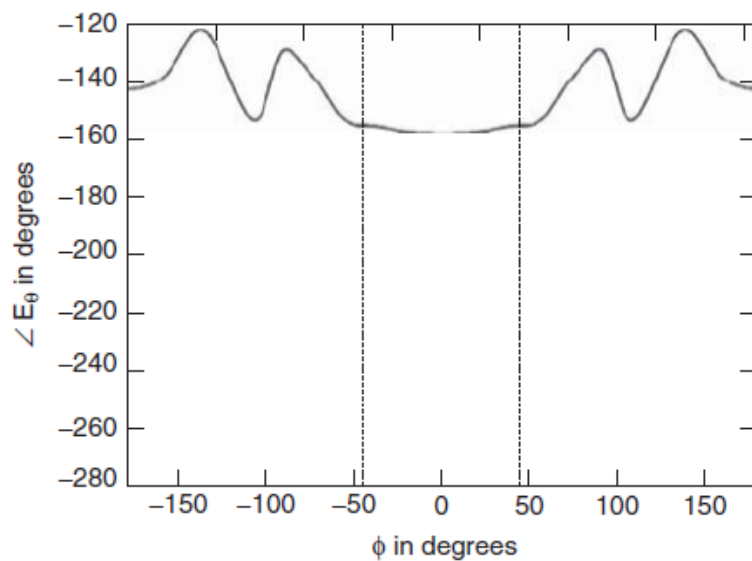


Figure 32.16 Plot of E_θ in the H -plane.

Σχέδιο 32.16 Σχέδιο της Εθ στο πεδίο Η.

είναι ανεπιθύμητη, καθώς μειώνει το όφελος κεραίας και αυξάνει τα επίπεδα των φθινουσών ακτίνων. Μία κεραία ανακλαστής μπορεί να ισορροπηθεί για μέγιστο όφελος κατά την παρουσία έμφραξης, με την τροποποίηση του εύρους και φάσης των στοιχείων διάταξης [49-52]. Ένας ΓΑ μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να βρει τα βάρη των στοιχείων που μεγιστοποιούν την εξαγωγή δύναμη από τον ανακλαστή.

Ο δισδιάστατος ανακλαστής αντιστάθμισης στο Σχέδιο 32.17 έχει μέγεθος οπής 20λ στην διεύθυνση y και $F/D = 0.4$. Η τροφοδοσία του έχει επτά στοιχεία με απόσταση $\lambda/2$ μεταξύ τους. Μία τέλεια επαγωγική λωρίδα με πλάτος 4λ είναι τοποθετημένη σε απόσταση $\lambda/4$ πίσω από την διάταξη. Το κεντρικό στοιχείο έχει εύρος ένα και φάση μηδέν. Όλα τα υπόλοιπα στοιχεία μπορούν να πάρουν συνεχόμενες τιμές εύρους ανάμεσα στο μηδέν και το ένα, και συνεχείς τιμές φάσης ανάμεσα στο μηδέν και το 2π . Εάν η τροφοδοσία διάταξης είναι ομοιόμορφα ζυγισμένη, τότε το σχεδιάγραμμα κεραίας αντιπροσωπεύεται από την τεθλασμένη γραμμή στο Σχέδιο 32.18. Η κύρια ακτίνα έχει ένα ρηχό μηδενικό σημείο στο σημείο διάτρησης. Για να αποβάλλουμε το μηδενικό σημείο, η κεραία ανακλαστής ρυθμίζεται με έναν ΓΑ. Ο ΓΑ βρίσκει τα 12 βάρη ευρύτητας και φάσης που μεγιστοποιούν την δύναμη εξαγωγής στην $\Phi = 0^\circ$. Μετά τη βελτιστοποίηση, η κύρια ακτίνα αυξάνεται κατά 4.3dB. Το ρυθμισμένο σχεδιάγραμμα έχει καλύτερη ανάλυση κύριας ακτίνας και γενικότερα χαμηλότερες φθίνουσες ακτίνες από το μη ρυθμισμένο σχεδιάγραμμα.

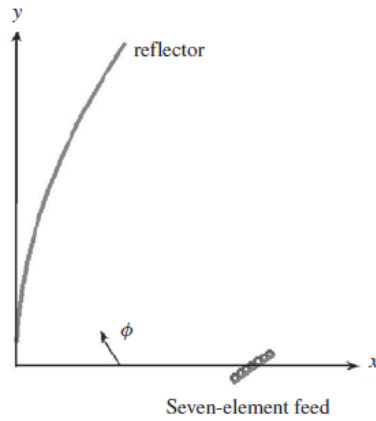


Figure 32.17 Diagram of the offset reflector with seven-element phased array feed.

Reflector : ανακλαστής, Seven element feed: Τροφοδοσία επτά στοιχείων, **Σχέδιο 32.17.** Διάγραμμα του ανακλαστή αντιστάθμισης με τροφοδοσία διάταξης φάσης επτά στοιχείων.

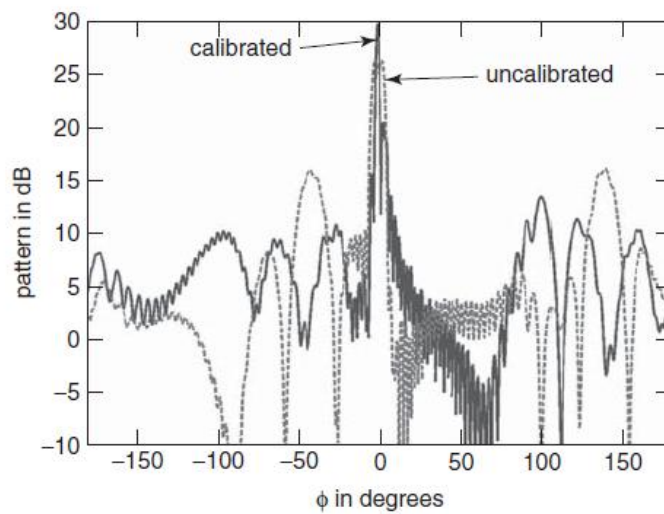


Figure 32.18 The calibrated reflector pattern (solid line) is superimposed on the uncalibrated reflector pattern (dashed line).

Pattern in dB: Σχεδιάγραμμα σε dB, Φ in degrees: ϕ σε μοίρες, Calibrated / uncalibrated: ρυθμισμένο / μη ρυθμισμένο, **Σχέδιο 32.18.** Το ρυθμισμένο σχεδιάγραμμα ανακλαστή (συμπαγής γραμμής) είναι υπερθέτης του μη ρυθμισμένου σχεδιαγράμματος ανάκλασης (διακεκομμένη γραμμή).

32.3.3 ΚΕΡΑΙΕΣ ΜΙΚΡΟΛΩΡΙΔΑΣ

Οι ΓΑ έχουν χρησιμοποιηθεί εκτενώς για τη βελτιστοποίηση κεραιών επιθέματος μικρολωρίδας. Κάποια από την αρχική δουλειά πάνω στην βελτιστοποίηση μικρολωρίδας με ΓΑ αναφέρεται στις Πηγές [53-55]. Αυτά τα σχέδια είναι μικρής εμβέλειας και περιελάμβαναν βελτιστοποίηση του σχήματος ενός επιθέματος. Η πιο σύγχρονη δουλειά επικεντρώνεται στο σχεδιασμό κεραιών επιθέματος μεγάλης εμβέλειας [56-58]. Κάποια από τα σχέδια έχουν ως αποτέλεσμα ενδιαφέροντα και ασύλληπτα σχέδια.

Το παράδειγμα που παραθέτουμε εδώ είναι το σχέδιο ενός ορθογώνιου επιθέματος για κυκλική πόλωση (δεξιόστροφη ή αριστερόστροφη) στα 10GHz. Ένα διάγραμμα της κεραίας επιθέματος εμφανίζεται στο Σχέδιο 32.19. Τα δεδομένα εισαγωγής για τη συνάρτηση κόστους είναι:

- Position of probe feed: θέση τροφοδοσίας καθετήρα.
- Patch length in x-and y-directions: μήκος επιθέματος στις διευθύνσεις x και y.
- Substrate thickness: πάχος υποστρώματος.
- Relative dielectric constant of the substrate: σχετική διηλεκτρική σταθερά του υποστρώματος.

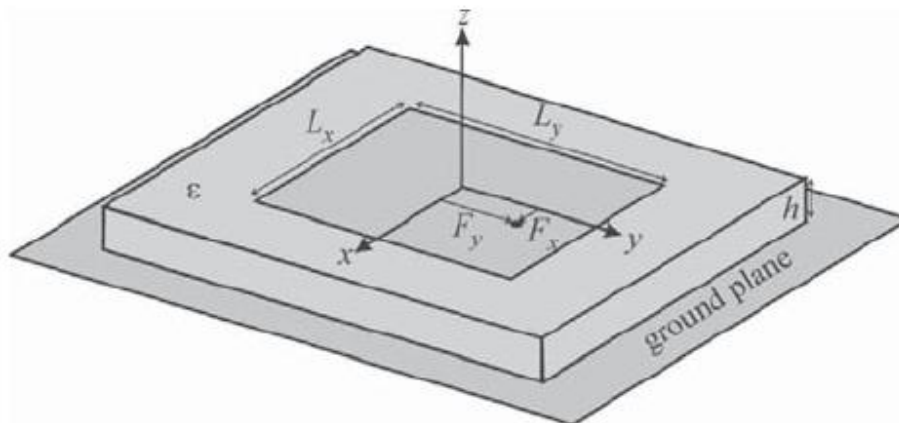


Figure 32.19 Diagram of probe-fed microstrip patch.

Σχέδιο 32.19. Διάγραμμα επιθέματος μικρολωρίδας τροφοδοτούμενο από καθετήρα.

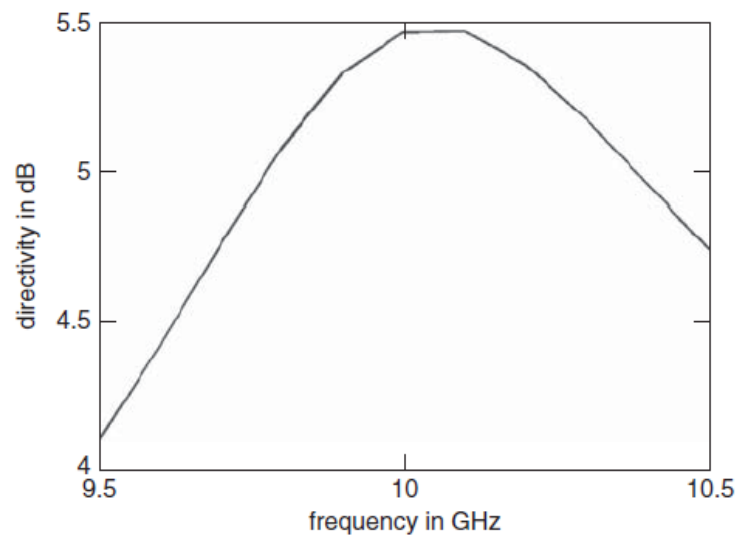


Figure 32.20 Plot of the directivity of the optimized patch as a function of frequency.

-directivity in dB: αμεσότητα σε dB, -frequency in GHz: συχνότητα σε GHz,
Σχέδιο 32.20. Σχέδιο της αμεσότητας του βελτιστοποιημένου επιθέματος ως συνάρτηση της συχνότητας.

Η συνάρτηση κόστους υπολογίζεται χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των στιγμών και επιστρέφει την ακόλουθη τιμή:

$$(32.15) \quad cost = \max \left\{ \frac{||E_{\theta}| - |E_{\phi}||}{|E_{\theta}| + |E_{\phi}|}, \left| \angle E_{\theta} - \angle E_{\phi} - \frac{\pi}{2} \right|, |s_{11}| \right\}$$

Ένα ατελές εδαφικό πεδίο και διηλεκτρικό χρησιμοποιήθηκαν υποθετικά στο πρότυπο. Οι δύο πρώτοι όροι στην Εξ.(32.15) είναι μηδέν για την κυκλική πόλωση και το s_{11} είναι μηδέν για τέλεια ρύθμιση στα 50Ω. Όταν το επίθεμα είναι κυκλικά πολωμένο και τέλεια ρυθμισμένο, τότε το κόστος =0.

Ένα υβρίδιο του ΓΑ, στο οποίο μία συνεχής μεταβλητή του ΓΑ συνδυάστηκε με ένα μονό φθίνοντα αλγόριθμο Nelder Mead, χρησιμοποιήθηκε για τη βελτιστοποίηση του επιθέματος. Η πρώτη εκτέλεση χρησιμοποίησε ένα τραχύ πρότυπο επιθέματος, το οποίο είχε ένα τριγωνικό δίκτυο με πλευρές μήκους $\lambda/15$. Στη συνέχεια, το καλύτερο αποτέλεσμα από αυτήν τη βελτιστοποίηση χρησιμοποιήθηκε ως σημείο εκκίνησης για τον μονό φθίνοντα αλγόριθμο Nelder Meade, που βελτιστοποίησε ένα πρότυπο με τριγωνικό δίκτυο πλευρών μήκους $\lambda/25$. Το τελικό κόστος ήταν 0.0317 με τις αντίστοιχες βέλτιστες μεταβλητές να δίνονται από το Σχέδιο 32.20 είναι ένα σχέδιο της βελτιστοποιημένης αμεσότητας επιθέματος για αριστερόστροφη κυκλική πόλωση σε εύρος συχνότητας από 9.5 μέχρι 10.5 GHz. Τα Σχέδια 32.21 και 32.22 είναι γραφήματα της s_{11} και της εσωστρεφούς αξονικής αναλογίας για το ίδιο εύρος συχνότητας. Αυτά τα γραφήματα δείχνουν ότι το σχέδιο στα 10 GHz ήταν επιτυχές.

32.4 ΒΕΛΤΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗ ΓΑ ΤΩΝ ΚΕΡΑΙΩΝ ΚΑΛΩΔΙΩΝ

Πολλοί διαφορετικοί τύποι κεραίων καλωδίων έχουν βελτιστοποιηθεί από ΓΑ. Οι Altshuler και Linden εφύηραν την ‘‘γενετική κεραία’’ χρησιμοποιώντας έναν ΓΑ για να λυγίσουν ένα μονόπολο σε περίεργα σχήματα,

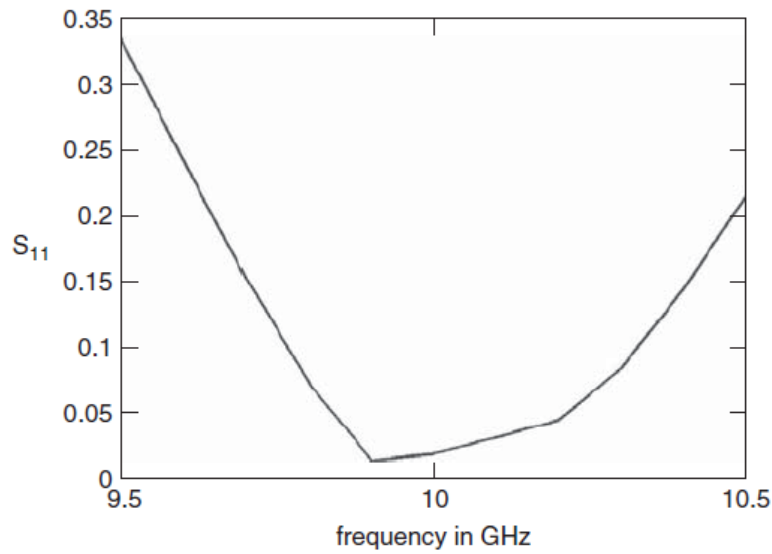


Figure 32.21 Plot of s_{11} of the optimized patch as a function of frequency.

Σχέδιο 32.21 Σχέδιο της s_{11} του βελτιστοποιημένου επιθέματος σε συνάρτηση με τη συχνότητα.

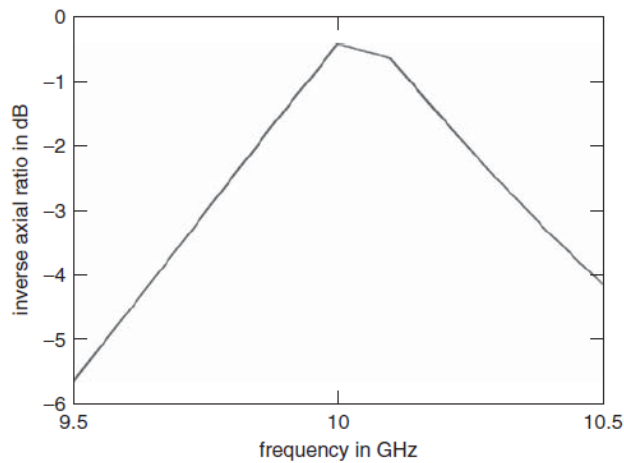


Figure 32.22 Plot of the inverse axial ratio of the optimized patch as a function of frequency.

-inverse axial ratio in dB:εσωστρεφής αξονική αναλογία σε dB, **Σχέδιο 32.22:** Σχέδιο εσωστρεφούς αξονικής αναλογίας του βελτιστοποιημένου επιθέματος σε σχέση με τη συχνότητα.

για να αποκτήσουν τα επιθυμητά χαρακτηριστικά λειτουργίας [59]. Χρησιμοποίησαν μια μέθοδο των στιγμών και υποστήριξαν τα αποτελέσματα με

πειραματικές μετρήσεις. Σχέδιο 32.23 είναι ένα παράδειγμα του πώς η “λυγισμένη κεραία” κατασκευάζεται από ίσια τεμάχια καλωδίων. Ο αριθμός των τεμαχίων καλωδίων, των μηκών των τεμαχίων και του όγκου που περιέχει την κεραία είναι οι περιορισμοί. Μια πηγή τάσης τροφοδοτεί την κεραία στα $(x,y,z) = (0,0,0)$ και η κεραία βρίσκεται πάνω από ένα ατελές εδαφικό πεδίο. Τα χρωμοσώματα περιλαμβάνουν τα σημεία απολήξεων κάθε τεμαχίου καλωδίου.

Ένας δυαδικός ΓΑ χρησιμοποιήθηκε για την βελτιστοποίηση, με κάθε διάσταση να αντιπροσωπεύεται από πέντε τομείς, κάνοντας ένα χρωμόσωμα να έχει μήκος 105 τομείς [60]. Κάθε πλευρά του όγκου που καθορίζει την κεραία έχει μήκος 0.5 λ και κάθε ένα από τα επτά τεμάχια είναι μακριά. Ο στόχος ήταν να έχουμε

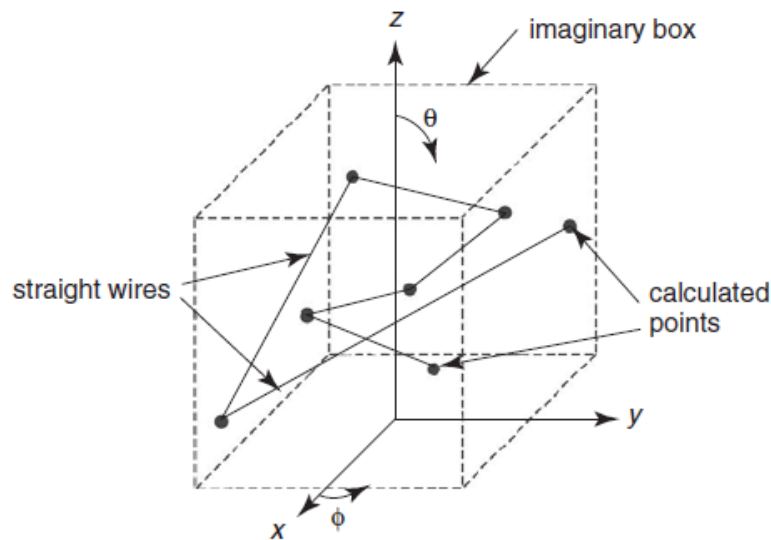


Figure 32.23 Model of crooked wire antenna used for cost function.

-imaginary box: υποθετικό κουτί, -straight wires: ίσια καλώδια, -calculated points: υπολογισμένα σημεία, **Σχέδιο 32.23**. Πρότυπο κεραίας λυγισμένου καλωδίου που χρησιμοποιείται για συνάρτηση κόστους.

κυκλική πόλωση από $-80^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ για όλες τις τιμές του ϕ . Στο σχέδιο συχνότητας στα 1600 MHz, το κόστος διαμορφώνεται ως:

$$(32.16) \quad cost = \sum [gain(\theta, \phi) - \overline{gain}]^2$$

όπου η διανυσματική γραμμή από πάνω αντιπροσωπεύει το μέσο όρο. Όταν τελείωσε ο ΓΑ, βρήκε τα σημεία απολήξεων των τεμαχίων των καλωδίων που δίνονται στον Πίνακα 32.2 [60]. Ένα διάγραμμα αυτής της κυρτής καλωδιακής κεραίας εμφανίζεται στο Σχέδιο 32.24. Τα σημεία απολήξεων από τον Πίνακα 32.2 εισήχθησαν σε μία μέθοδο των στιγμών και ύστερα υπολογίστηκαν τα σχεδιαγράμματα οφέλους. Τα αποτελέσματα σχεδιαγράμματος οφέλους για τρεις τομείς φ φαίνονται στο Σχέδιο 32.25. Αυτή η γενετική κεραία έχει μια σχετικά επίπεδη ανταπόκριση οφέλους για κυκλική πόλωση κατά μήκος των τομών του σχεδιαγράμματος που φαίνονται.

Υπάρχουν πολλές διαφορετικές καλωδιακές κεραίες που μπορούν να βελτιστοποιηθούν από ένα ΓΑ. Για παράδειγμα οι διατάξεις Yagi έχουν βελτιστοποιηθεί στις Πηγές 60-64. Ένας συνδυασμός διατάξεων Yagi και περιοδικών κεραίων έχει βελτιστοποιηθεί στην Πηγή 65. Τελικώς διαφορετικές περιοδικές κεραίες έχουν βελτιστοποιηθεί στην Πηγή 66. Τα δεδομένα εισαγωγής σε αυτές τις συναρτήσεις κόστους κεραίας περιλαμβάνουν το μήκος των καλωδίων και τις αποστάσεις ανάμεσα στα καλώδια. Τα κόστη περιλαμβάνουν το όφελος, το επίπεδο φθίνουσας ακτίνας και το ΑΤΣΚ. Ο ΓΑ έχει δημιουργήσει νέα σχέδια που δεν θα είχαν επινοηθεί από τις παραδοσιακές προσεγγίσεις σχεδιασμού.

TABLE 32.2 Optimized Locations of the Wire Segment End Points

x (cm)	y (cm)	z (cm)
0.00	0.00	0.00
-1.66	0.45	7.14
-3.18	-1.66	1.70
-3.18	-2.87	7.75
-3.18	4.39	1.40
-3.18	0.45	6.24
-1.06	3.78	8.66
-1.06	2.57	2.30

Πίνακας 32.2. Βελτιστοποιημένες Τοποθεσίες των Σημείων Απολήξεων Τεμαχίων Καλωδίων.

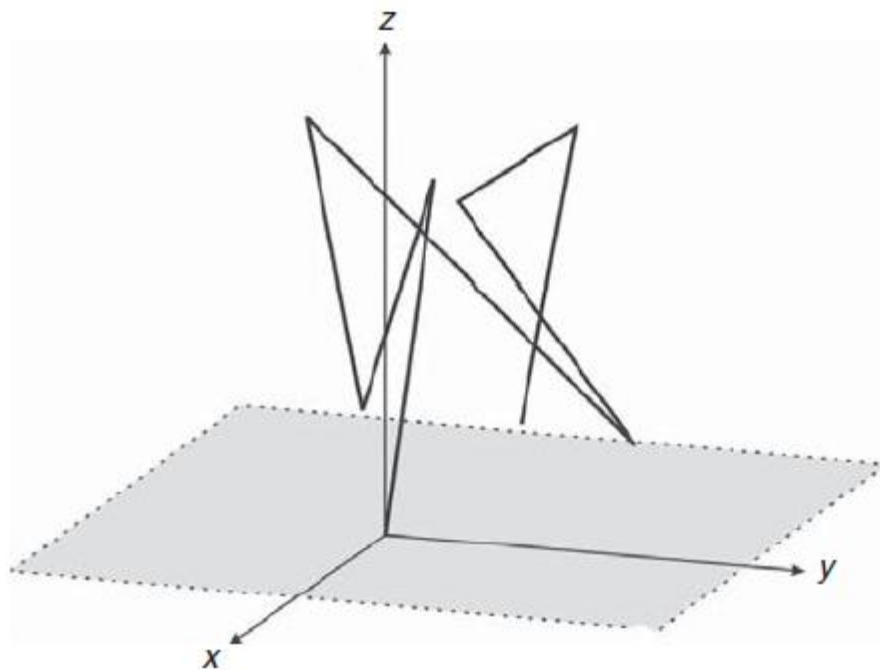


Figure 32.24 Optimum crooked wire antenna design.

Σχέδιο 32.24 Σχέδιο βέλτιστης κυρτής καλωδιακής κεραίας.

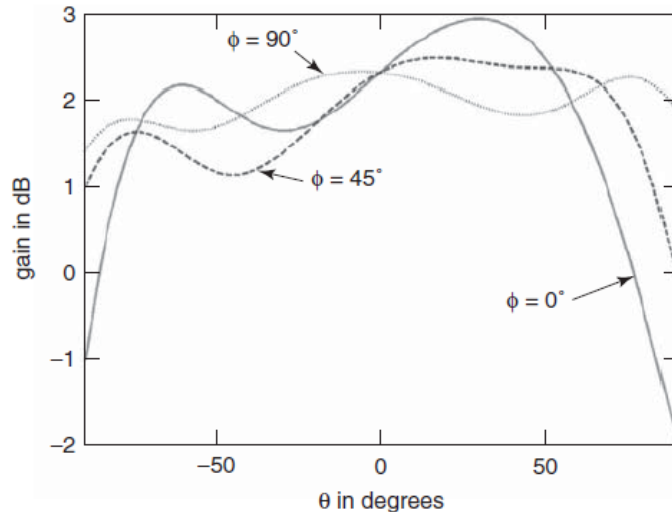


Figure 32.25 Gain patterns at three different pattern cuts for left-hand circular polarization.

-gain in dB: όφελος σε dB, Θ in degrees: θ σε μοίρες, **Σχέδιο 32.25**.
 Σχεδιαγράμματα οφέλους σε τρεις διαφορετικές τομές διαγράμματος για αριστερόστροφη κυκλική πόλωση.

32.5 ΕΞΥΠΝΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ

Οι κεραίες προσαρμογής τοποθετούν μηδενικά σημεία στο σχεδιάγραμμα κεραίας στις διευθύνσεις παρεμβολής ενώ παρεμβάλλονται ελάχιστα στην κύρια ακτίνα. Ένας ακυρωτής φθίνουσας ακτίνας [67] προσαρμόζει το εξαγωγίμο αποτέλεσμα μιας πολυκατευθυντικής κεραίας, μέχρι το αποτέλεσμά της να ακυρώνει την παρεμβολή που εισέρχεται σε μια φθίνουσα ακτίνα μιας κεραίας υψηλού οφέλους. Αφού η κεραία πολλαπλής κατεύθυνσης έχει χαμηλό όφελος σε σχέση με την κύρια ακτίνα της κεραίας υψηλού οφέλους, η κύρια ακτίνα δεν επηρεάζεται πολύ. Αυτή η ιδέα γενικεύθηκε σε διατάξεις με την προσαρμογή των βαρών των στοιχείων της διάταξης, για να δέχεται το επιθυμητό σήμα και να ακυρώνει την παρεμβολή της φθίνουσας ακτίνας [68]. Οι πιο πολλοί αλγόριθμοι προσαρμογής χρειάζονται ένα δέκτη σε κάθε στοιχείο για να ανιχνεύσουν το εύρος και τη φάση των σημάτων σε κάθε στοιχείο για να σχηματίσουν τον πίνακα συνδιακύμανσης. Οι δέκτες είναι ακριβοί και απαιτούν συχνή ρύθμιση, οπότε η ανίχνευση του μηδενικού σημείου προσαρμογής είναι μία πολυτέλεια.

Μία εντελώς διαφορετική προσέγγιση στο μηδενικό σημείο προσαρμογής έχει ως στόχο να ελαχιστοποιούνται την ολική εξαγωγήμη δύναμη της διάταξης [69]. Αφού το εξαγωγήμη αποτέλεσμα της διάταξης είναι το σύνολο του επιθυμητού σήματος και των παρεμβαλλόμενων σημάτων, απαιτείται κάποια ασφάλεια για το μηδενισμό μόνο των φθινουσών ακτίνων και όχι της κύριας ακτίνας. Ένας τρόπος περιορισμού του μηδενισμού είναι να χρησιμοποιήσουμε μόνο τα λιγότερο σημαντικά τμήματα (ΛΣΤ) των βαρών εύρους και φάσης ή μόνο ένα τμήμα στοιχείων της διάταξης. Κατά αυτόν τον τρόπο, η δύναμη του σήματος που σχετίζεται με τα ΛΣΤ είναι πολύ μικρή για να δημιουργήσει ένα μηδενικό στην κύρια ακτίνα. Η ιδέα της χρήσης των ΛΣΤ είναι παρόμοια με αυτής της κεραίας πολλαπλών κατευθύνσεων στον ακυρωτή φθίνουσας ακτίνας. Ένας δυαδικός ΓΑ είναι ιδανικός καθώς το περισσότερο προσαρμόσιμο εύρος και τα βάρη φάσης έχουν δυαδικούς ελέγχους. Έχουν αναφερθεί αποτελέσματα για ένα πρότυπο υπολογιστή με μηδενισμό προσαρμογής φάσης μόνο, με γραμμικές διατάξεις [70] και πειραματικά αποτελέσματα μηδενισμού προσαρμογής εύρους και φάσης με μια ομοιόμορφη διάταξη οκτώ στοιχείων [71].

Η διάταξη προσαρμογής αποτελείται από στοιχεία κατά μήκος του άξονα X (Σχέδιο 32.26) και έχει αντίστοιχο παράγοντα διάταξης που δίνεται από:

$$(32.17) \quad AF = \sum_{n=1}^N \omega_n e^{jk(n-1)d_0 \cos \varphi}$$

Ο έλεγχος των βαρών τροποποιεί την κορυφή της κύριας ακτίνας και τα μηδενικά σημεία. Συνήθως, τα βάρη διάταξης είναι ψηφιακά και έχουν περιορισμένο αριθμό ρυθμίσεων. Το επιθυμητό σήμα έχει ένα εύρος του ένα και συμβαίνει στο σημείο ανοίγματος.

Το πρόβλημα με αυτή τη μορφοποίηση συνάρτησης κόστους είναι ότι το επιθυμητό σήμα και τα παρεμβαλλόμενα σήματα εμπλέκονται. Η ελαχιστοποίηση της εξαγωγήμη ισχύος μειώνει το επιθυμητό σήμα επιπρόσθετα με τα παρεμβαλλόμενα σήματα, εκτός αν υποθέσουμε ότι το επιθυμητό σήμα εισέρχεται στην κύρια ακτίνα και τα βάρη προσαρμογής περιορίζονται σε μικρές τιμές που δεν μπορούν να θέσουν ένα μηδενικό σημείο στην κύρια ακτίνα. Κάθε δυαδικό

χρωμόσωμα στον πληθυσμό περιέχει λίγα από τα ΛΣΤ της φάσης και / ή τις ρυθμίσεις του εύρους σε κάθε στοιχείο της διάταξης. Ο στόχος

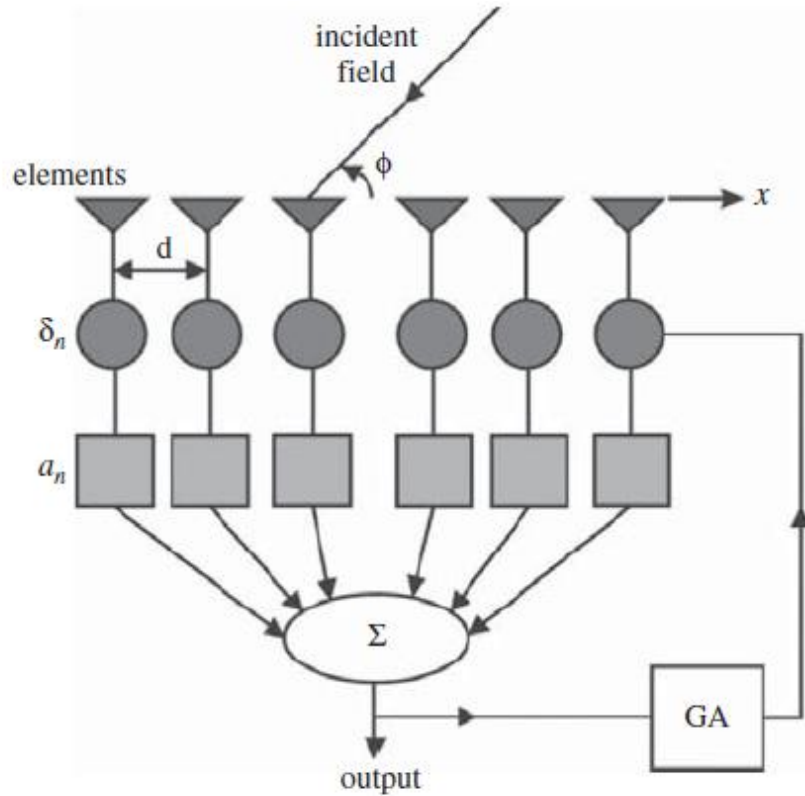


Figure 32.26 Diagram of an adaptive array controlled by a GA.

Incident field: πεδίο συμβάντος, Elements: στοιχεία, Output: εξαγωγή αποτελέσματος, GA: ΓΑ, **Σχέδιο 32.26** Διάγραμμα μιας διάταξης προσαρμογής που ελέγχεται από έναν ΓΑ.

του ΓΑ είναι να ελαχιστοποιήσει τη συνολική εξαγωγή ισχύ της κεραίας, τροποποιώντας αυτές τις ρυθμίσεις διάταξης. Καθώς ο αλγόριθμος πρέπει να είναι γρήγορος και δεν απαιτείται ένα ολικό ελάχιστο, ο ΓΑ χρησιμοποιεί ένα μικρό μέγεθος πληθυσμού.

Εάν μια ομοιόμορφη διάταξη έξι στοιχείων έχει μεταβολές φάσης έξι τμημάτων, τότε τα τμήματα αντιστοιχούν στις έξι ρυθμίσεις φάσης του Πίνακα 32.3. Τα ΛΣΤ έχουν μικρότερες τιμές φάσης που προκαλούν μικρές αλλαγές στην κύρια ακτίνα. Υποθέστε ότι η διάταξη έξι στοιχείων είναι συμμετρική περίπου στο κέντρο της

και τα δύο κεντρικά στοιχεία έχουν φάση μηδέν. Η φάση στο δεξί μέρος της διάταξης είναι η αρνητική φάση της φάσης της αριστερής πλευράς της διάταξης. Το Σχέδιο 32.27 δείχνει το εξαγωγίμο αποτέλεσμα της διάταξης από την κύρια ακτίνα ($\varphi=90^\circ$) και μια φθίνουσα ακτίνα ($\varphi=45^\circ$) ως συνάρτηση των ρυθμίσεων μεταβολέα φάσης όταν χρησιμοποιούνται μέχρι και τέσσερα από τα έξι τμήματα. Όταν ένα ΛΣΤ χρησιμοποιείται, τότε τα μεσαία και ακριανά στοιχεία έχουν το καθένα ένα τμήμα για να διαφέρουν για ένα σύνολο τεσσάρων συνδυασμών. Όταν αυτά τα ίδια στοιχεία έχουν δύο τμήματα, τότε υπάρχουν συνολικά 16 συνδυασμοί. Το Σχέδιο 32.27 δείχνει από ένα έως τέσσερα ΛΣΤ, οπότε στα τέσσερα ΛΣΤ υπάρχουν 256 πιθανοί συνδυασμοί. Χρειάζονται τουλάχιστον τέσσερα τμήματα για να μηδενίσουν τη φθίνουσα ακτίνα. Εάν η διάταξη είχε χαμηλές φθίνουσες ακτίνες, τότε θα χρειαζόταν λιγότερα τμήματα για να θέσουν ένα μηδενικό στη φθίνουσα ακτίνα. Η χρήση μέχρι και τεσσάρων ΛΣΤ δε θα διαταράξει σημαντικά την κύρια ακτίνα. Από την άλλη μεριά, πέντε ή έξι τμήματα μπορούν να θέσουν ένα μηδενικό στην κύρια ακτίνα.

Όλα τα παραδείγματα μηδενισμού προσαρμογής σε αυτόν τον τομέα επιδεικνύονται σε μια διάταξη 20 στοιχείων ιστροπικών πηγών σημείου με αποστάσεις 0.5λ. Τα στοιχεία έχουν βάρη ευρύτητας και φάσης έξι τμημάτων. Η διάταξη έχει έναν κώνο λέπτυνσης ευρύτητας Taylor 20-dB. Το επιθυμητό σήμα των 0-dB συμβαίνει στην κορυφή της κύριας ακτίνας σε $\varphi=90^\circ$.

Στο πρώτο παράδειγμα, η διάταξη χρησιμοποιεί δύο ΛΣΤ βαρών ευρύτητας και τρία των βαρών φάσης για να διαχειριστεί δύο πηγές παρεμβολής 30-dB στις 111° και 117° . Ο ΓΑ έχει μέγεθος πληθυσμού 8, χρησιμοποιεί επιλογή τροχού ρουλέτας με ρυθμό επιλογής 50%, χρησιμοποιεί ομοιόμορφη

TABLE 32.3 Phase Associated with Each Bit of a Six-Bit Phase Shifter

Bit	1	2	3	4	5	6
Phase in radians	$\frac{\pi}{32}$	$\frac{\pi}{16}$	$\frac{\pi}{8}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	π

ΠΙΝΑΚΑΣ 32.3. Φάση Σχετιζόμενη με Κάθε Σημείο ενός Μεταβολέα Φάσης Έξι

Τμημάτων, Bit: Τμήμα, Phase in Radians: Φάση σε Ακτίνα, Phase setting: Ρύθμιση Φάσης.

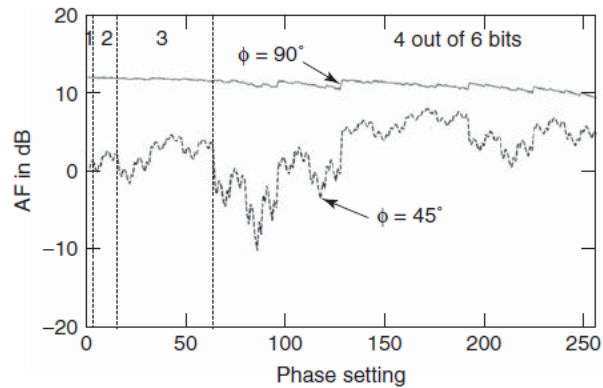


Figure 32.27 Array factor at the main beam ($\phi = 90^\circ$) and a sidelobe ($\phi = 45^\circ$) when all combinations of one through four LSBs out of a total of six bits in the phase shifters are tried.

Σχέδιο 32.27 Παράγοντας διάταξης στην κύρια ακτίνα ($\phi=90^\circ$) και στην φθίνουσα ακτίνα ($\phi=45^\circ$) όταν όλοι οι συνδυασμοί ενός από τέσσερα ΛΣΤ από συνολικά έξι τμήματα στους μεταβολείς φάσης έχουν δοκιμαστεί.

διασταύρωση και μεταλλάσει το 10% των χρωμοσωμάτων. Το προσαρμοσμένο σχεδιάγραμμα είναι η συμπαγής γραμμή και το σχεδιάγραμμα ηρεμίας είναι η διακεκομμένη γραμμή στο Σχέδιο 32.28. Τα μηδενικά σημεία είναι επιτυχώς τοποθετημένα σε σύντομο χρόνο (Σχέδιο 32.29) με λίγη παρεμβολή στο σχεδιάγραμμα κεραίας. Η μεταστροφή μόνο στις ρυθμίσεις ισχύος $8+17X7= 127$. Αν και η εξαγωγή ισχύς μειώνεται μονοτονικά, η ατομική πηγή παρεμβολής δέχεται ποικίλη ισχύ. Η ισχύς που λαμβάνεται από τη μία πηγή παρεμβολής θα αλλάξει σχετικά με την ισχύ που λαμβάνεται από τη δεύτερη πηγή παρεμβολής. Το επιθυμητό σήμα δεν αλλάζει πολύ, διότι η κύρια ακτίνα παραμένει εικονικά ανεπηρέαστη.

Ένα δεύτερο παράδειγμα μηδενισμού ευρύτητας και φάσης έχει δύο σήματα παρεμβολής 30-dB στις 50° και 130° . Σε αυτήν την περίπτωση, χρησιμοποιήθηκαν τέσσερα ΛΣΤ ευρύτητας και τρία ΛΣΤ φάσης (περισσότερα τμήματα χρειάστηκαν για να τεθούν αυτά τα μηδενικά). Το Σχέδιο 32.30 δείχνει

το σχεδιάγραμμα προσαρμογής. Αυτή τη φορά, η διατάραξη στις φθίνουσες ακτίνες είναι πιο εμφανής αλλά η κύρια ακτίνα παρουσιάζει μικρή αλλαγή.

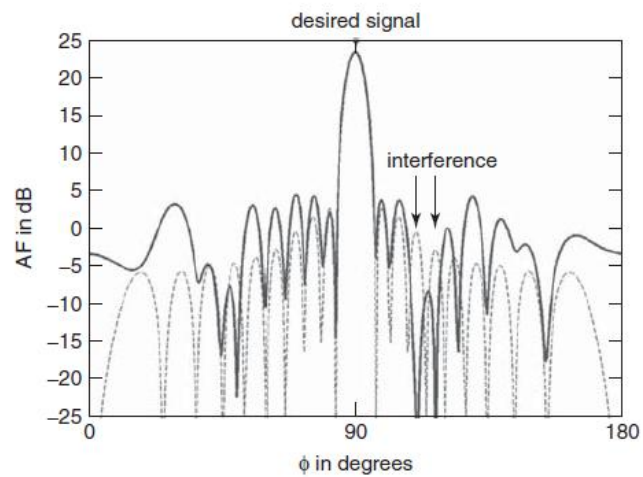


Figure 32.28 The solid line is the adapted array factor and the dashed line is the quiescent array factor.

Desired signal: επιθυμητό σήμα, Interference: παρεμβολή, Φ in degrees: Φ σε μοίρες, **Σχέδιο 32.28**. Η συμπαγής γραμμή είναι ο παράγοντας προσαρμογής διάταξης και η διακεκομμένη γραμμή είναι ο ήπιος παράγοντας διάταξης.

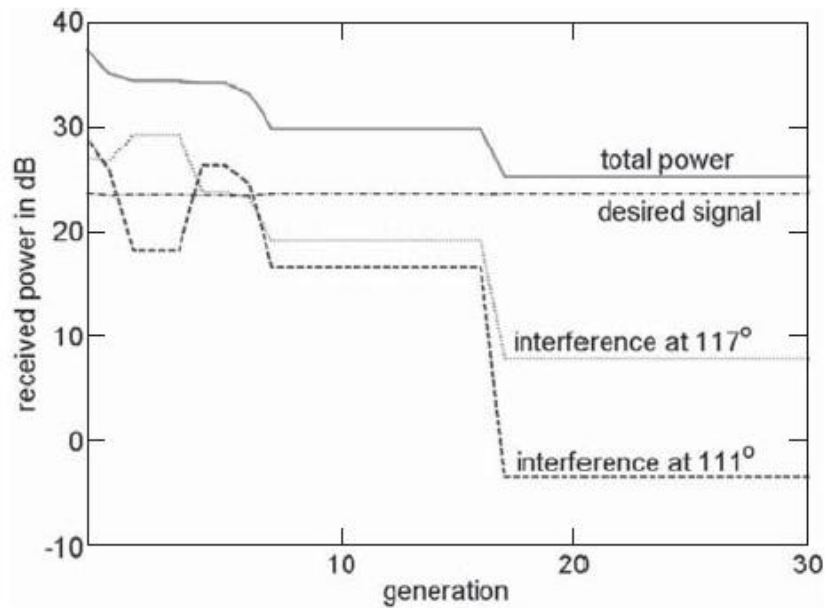


Figure 32.29 GA convergence for amplitude and phase adaptive nulling.

Received power in dB: Λαμβανόμενη ισχύς σε dB, Total power: ολική ισχύς, Desired signal: επιθυμητό σήμα, Interference at 117° : παρεμβολή στις 117° / 111°, Generation : γένεση / δημιουργία, **Σχέδιο 32.29** Μεταστροφή ΓΑ για μηδενισμό προσαρμογής εύρους και φάσης.

Τα προηγούμενα δύο σενάρια επαναλαμβάνονταν με τη χρήση μόνο των βαρών φάσης. Όλα τα βάρη ευρύτητας ισούνται με ένα. Χρησιμοποιήθηκαν τρία ΛΤΣ από τους μεταβολείς φάσης έξι τμημάτων για να τεθούν μηδενικά σημεία στις 111° και 117°. Το Σχέδιο 32.31. δείχνει τον παράγοντα προσαρμογής με μικρή παρεμβολή στην κύρια ακτίνα αλλά μία σημαντική αύξηση σε κάποιες φθίνουσες ακτίνες. Η μεταστροφή της φάσης μόνο, στο Σχέδιο 32.32 δεν είναι τόσο καλή όσο με το μηδενισμό προσαρμογής ευρύτητας και φάσης. Μετά από 18 μόνο γενεές, ο αλγόριθμος βρήκε δύο έντονα μηδενικά σημεία στις φθίνουσες ακτίνες.

Ο μηδενισμός προσαρμογής φάσης μόνο, με πηγές παρεμβολής σε συμμετρικές γωνίες κοντά στην κύρια ακτίνα είναι πιο δύσκολος από ότι ο μηδενισμός για την ευρύτητα και φάση. Μόνο ένα μηδενικό σημείο μπορεί να τεθεί χρησιμοποιώντας τουλάχιστον τρία σημαντικά τμήματα φάσης. Ένα τέταρτο τμήμα προστέθηκε για

να παράγει τα δύο μηδενικά που φαίνονται στο Σχέδιο 32.33. Τα μηδενικά σημεία τοποθετήθηκαν στο κόστος της μείωσης πάλι του οφέλους κύριας

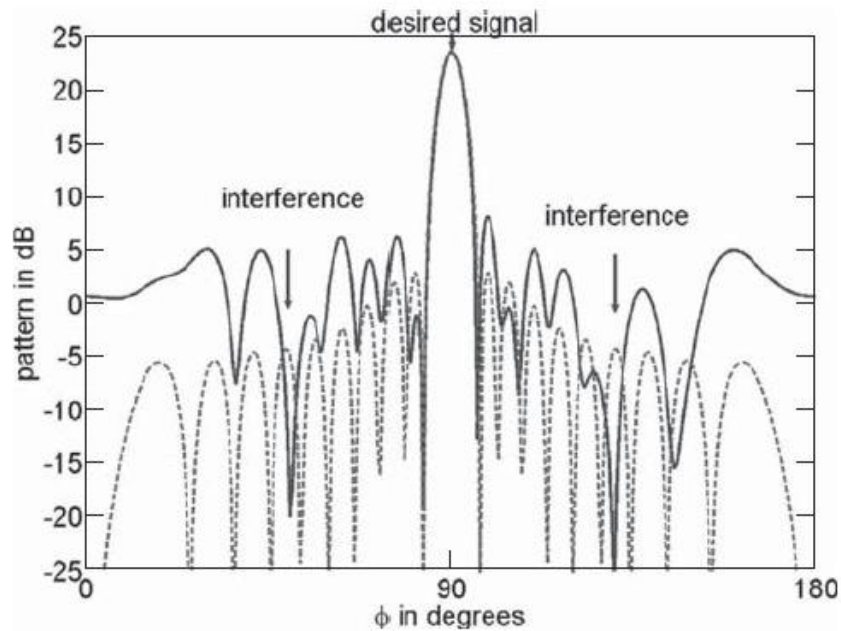


Figure 32.30 Adapted pattern when there are two symmetric interference sources.

Desired signal: επιθυμητό σήμα, Interference : παρεμβολή, Pattern in dB: Σχεδιάγραμμα σε dB, Φ in degrees: ϕ σε μοίρες, **Σχέδιο 32.30** Σχεδιάγραμμα προσαρμογής όταν υπάρχουν δύο συμμετρικές πηγές παρεμβολής.

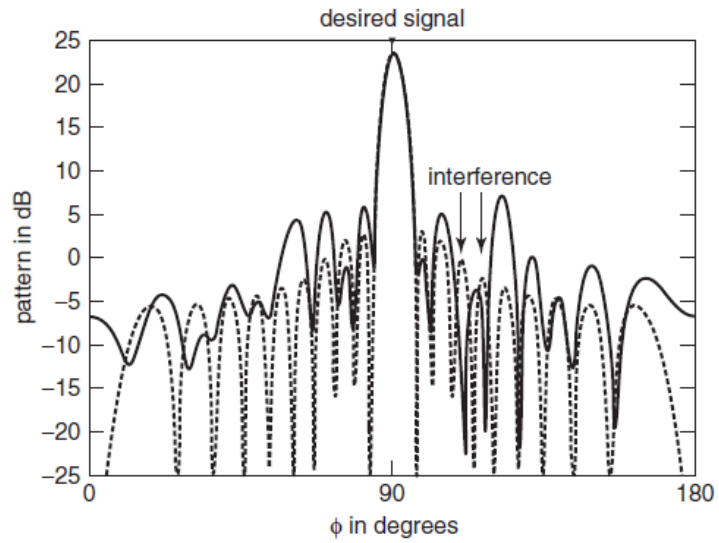


Figure 32.31 The solid line is the adapted array factor and the dashed line is the quiescent array factor.

Σχέδιο 32.31. Η συμπαγής γραμμή είναι ο παράγοντας προσαρμογής διάταξης και η διακεκομμένη γραμμή είναι ο παράγοντας ήπιας διάταξης.

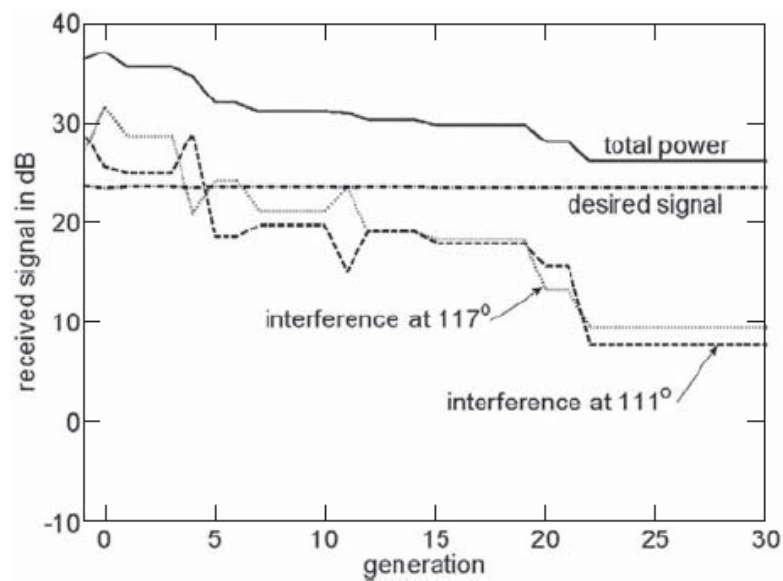


Figure 32.32 GA convergence for phase-only adaptive nulling.

Received signal in dB: Λαμβανόμενο σήμα σε dB, Total power: ολική ισχύς, Interference at $117^\circ / 110^\circ$: παρεμβολή στις $117^\circ / 110^\circ$, Generation: γένεση / δημιουργία, **Σχέδιο 32.32**. Μεταστροφή ΓΑ για μηδενισμό προσαρμογής μόνο της φάσης.

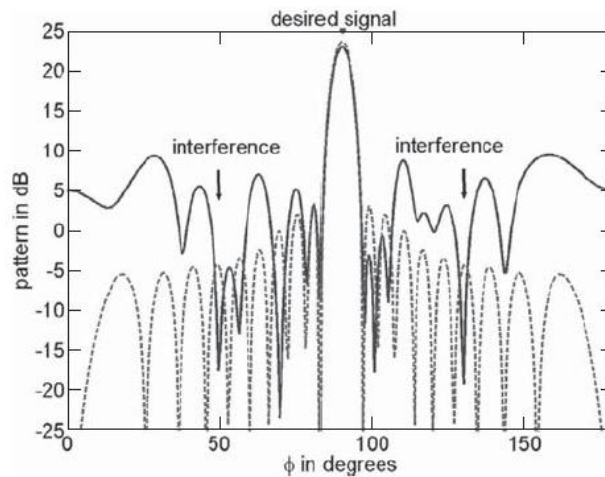


Figure 32.33 Adapted pattern for phase-only nulling when there are two symmetric interference sources.

Pattern in dB: σχεδιάγραμμα σε dB, **Σχέδιο 32.33**. Σχεδιάγραμμα προσαρμογής για μηδενισμό μόνο της φάσης όταν υπάρχουν δύο συμμετρικές πηγές παρεμβολής.

ακτίνας. Οι συμμετρικές πηγές παρεμβολής μηδενισμού είναι ένα σημαντικό πρόβλημα με μηδενισμό μόνο της φάσης που μπορεί μόνο να ανασκευαστεί με μεγάλες μεταβολές φάσης.

32.6 ΑΛΛΑ ΣΧΕΔΙΑ ΚΕΡΑΙΑΣ ΓΑ

Αυτό το κεφάλαιο έδωσε μια γενική επισκόπηση της βελτιστοποίησης κεραίας με τη χρήση ενός ΓΑ. Πολλά θέματα παραλήφθηκαν λόγω του χωρικού περιορισμού. Κάποιες αξιόλογες πηγές για άλλα θέματα κεραίας περιλαμβάνουν τις Πηγές 72 και 73.

Οι μελλοντικές εφαρμογές των ΓΑ σε κεραίες βασίζονται εντόνως στα εργαλεία σχεδιασμού κεραίων και στις εξελίξεις στην υπολογιστική ισχύ. Οι ΓΑ είναι ένα ισχυρό εργαλείο βελτιστοποίησης το οποίο μπορεί να δημιουργήσει νέα σχέδια, όμως οι υπολογιστές και τα πρότυπα λογισμικού είναι πολύ αργά για τις εκτιμήσεις των συναρτήσεων κόστους.

Υπάρχουν τρεις τρόποι για την γρηγορότερη μεταστροφή ενός ΓΑ:

1. Χρησιμοποιήστε Γρηγορότερους ΓΑ: Το να βρίσκουμε τις καλύτερες παραμέτρους του ΓΑ, όπως το μέγεθος πληθυσμού και το ρυθμό μετάλλαξης, κάνει τις τάξεις των διαφορών μεγέθους στον αριθμό των περιπτώσεων συναρτήσεων απαραίτητες για να βρεθεί μια αποδεκτή λύση [24]. Η προσαρμογή των παραμέτρων καθώς ο ΓΑ προοδεύει έχει αποδείξει κάποια επιτυχία. Οι υβριδικές προσεγγίσεις που συνδυάζουν τον ΓΑ με τοπικούς βελτιστοποιητές ή άλλες ολικές τεχνικές, συνδυάζουν τα οφέλη διαφορετικών αλγορίθμων. Η ανθρώπινη αλληλεπίδραση με τον ΓΑ και τη συνάρτηση κόστους ίσως προκαλέσει καλύτερα και γρηγορότερα αποτελέσματα. Υποκειμενικές συναρτήσεις κόστους έχουν χρησιμοποιηθεί στην τέχνη και τη μουσική, γιατί όχι και στο σχεδιασμό κεραίας [74];

2. Χρησιμοποιήστε Γρηγορότερες Συναρτήσεις Κόστους: Ξεκινώντας με γρήγορες, προσεγγιστικές εκτιμήσεις συνάρτησης σε πρώιμες γενεές και μεταστρέφοντας σε αργότερες, αυξανόμενα ακριβείς εκτιμήσεις συνάρτησης σε μεταγενέστερες γενεές, είναι περισσότερο προσοδοφόρο. Οι επαρκείς υβριδικοί μέθοδοι μπορούν να χρησιμοποιηθούν στη συνάρτηση κόστους. Η αποβολή

μεταβλητών σε μικρή επιρροή στο αποτέλεσμα ενθαρρύνει τους αλγόριθμους βελτιστοποίησης να μεταστραφούν γρηγορότερα. Η προσαρμοσμένη τροποποίηση του μεγέθους του πλέγματος μπορεί να οδηγήσει σε σημαντική εξοικονόμηση χρόνου για πολλά προβλήματα.

3. Χρησιμοποιήστε Γρηγορότερους Υπολογιστές : Χρήσιμος δεν είναι μόνο ο χρόνος του CPU και η μνήμη, αλλά και η αρχιτεκτονική του υπολογιστή είναι επίσης σημαντική. Οι ΓΑ είναι έντονα παράλληλοι στη φύση, οπότε μπορούν να είναι γρήγοροι σε μηχανές μικροεπεξεργαστών.

Το τέταρτο κεφάλαιο είναι ακριβή μετάφραση του κεφαλαίου 32 με τίτλο: **Genetic Algorithms for Antennas** του βιβλίου **Book 2008 Balanis_Modern Antenna Handbook**.

ΠΗΓΕΣ

- 1) **N. Metropolis και λοιποί. Υπολογισμοί εξίσωσης του κράτους από τις γρήγορες μηχανές υπολογισμού, J. Chem. Phys., εντάσεις 21, Σ. 1087-1092, 1953.**
- 2) **S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt, Jr. και M. P. Vecchi. Βελτιστοποίηση με τη μιμούμενη απόπτηση, επιστήμη, εντάσεις 220, Σ. 671-680, 13 Μαΐου 1983.**
- 3) **J. Kennedy και R. C. Eberhart. Βελτιστοποίηση σμήνων μορίων, IEEE πρακτικών στη Διεθνή Διάσκεψη σχετικά με τα νευρικά δίκτυα, IV, IEEE κέντρο υπηρεσιών, Piscataway, NJ, 1995, Σ. 1942-1948.**
- 4) **J. H. Holland. Προσαρμογή στα φυσικά και τεχνητά συστήματα, ο Τύπος Πανεπιστήμιο του Michigan, Αν Άρμπορ, 1975.**
- 5) **D. E. Goldberg. Γενετικοί αλγόριθμοι στην αναζήτηση. Βελτιστοποίηση, στη μηχανή που μαθαίνει, addison-Wesley, Βοστώνη, 1989.**
- 6) **J. D. Schaffer. Μερικά πειράματα στην εκμάθηση της μηχανής χρησιμοποιώντας το διάλυμα που αξιολογεί τους γενετικούς**

- αλγορίθμους, Ph.D. διατριβή, Vanderbilt πανεπιστήμιο, Νάσβιλ, TN, το 1984.
- 7) D. E. Goldberg και J. Richardson. Γενετικοί αλγόριθμοι που διανέμουν τον πολύμορφο κλάδο λειτουργίας στους γενετικούς αλγορίθμους και τις αιτήσεις τους: Πρακτικά της δεύτερης διεθνής διάσκεψης σχετικά με τους γενετικούς αλγορίθμους, J.J. Grefenstette (ΕΔ.), Lawrence Erlbaum, Hillsdale, NJ, 1987, Σ. 41-49.
 - 8) C. M. Fonesca και P. J. Flemming. Γενετικοί αλγόριθμοι για την πολλαπλών στόχων βελτιστοποίηση, διατύπωση, συζήτηση, και γενίκευση, στα πρακτικά της 5ης Διεθνούς Διάσκεψης σε γενετικό αλγόριθμο.
 - 9) K. Deb et.al. Ένας γρήγορα και ελιτιστικός πολλαπλών στόχων γενετικός αλγόριθμος: Nsga-II, IEEE συνδιάλλαξη Evol. Comput., εντάσεις 6, αριθ. 2, Σ. 182-197, 2002.
 - 10) D. S. Weile, E. Michielssen και D. E. Goldberg. Γενετικό σχέδιο αλγορίθμου των βέλτιστων ευρυζωνικών απορροφητών μικροκυμάτων του Παρέτου, IEEE AP-S συνδιάλλαξη, εντάσεις 38, αριθ. 3, σελ. 525, Αυγούστου 1996.
 - 11) D. S. Weile και E. Michielssen. Κωδικοποιημένος ο ακέραιος αριθμός Παρέτο στο γενετικό σχέδιο αλγορίθμου των περιορισμένων σειρών κεραιών. Ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 32, αριθ. 19, Σ. 1744-1745, 12 Σεπτεμβρίου 1996.
 - 12) M. Farina, A. Bramanti και P. Di Barba. Μέθοδος GRS για τον βέλτιστο Παρέτο μπροστά στον προσδιορισμό στην ηλεκτρομαγνητική σύνθεση, IEE Proc. Sci. Μέτρα Technol., εντάσεις 149, αριθ. 5, Σ. 207-213, Σεπτεμβρίου 2002.
 - 13) H. Choo και H. Ling. Σχέδιο των ηλεκτρικά μικρών επίπεδων κεραιών που χρησιμοποιούν την επαγωγικά συνδεμένη τροφοή. Ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 39, αριθ. 22, Σ. 1563-1564, 30 Οκτωβρίου 2003.
 - 14) N.V. Venkatarayalu και T. Ray. Βέλτιστο σχέδιο των κεραιών Yagi-Uda που χρησιμοποιούν την υπολογιστική νοημοσύνη, IEEE AP-S συνδιάλλαξη, εντάσεις 52, αριθ. 7, Σ. 1811-1818, Ιουλίου 2004.

- 15) K. A. De Jong. Ανάλυση της συμπεριφοράς μιας κατηγορίας γενετικών προσαρμοστικών συστημάτων, Ph.D. διατριβή, το Πανεπιστήμιο του Michigan, Αν Άρμπορ, 1975.
- 16) J.J. Grefenstette. Βελτιστοποίηση των παραμέτρων ελέγχου για τους γενετικούς αλγορίθμους IEEE, Το σύστημα ατόμου και κυβέρνησης, εντάσεις 16, σελ. 128, Ιανουάριος-Φεβρουαρίου 1986.
- 17) J. D. Schaffer και λοιποί. Μια μελέτη των παραμέτρων ελέγχου που έχουν επιπτώσεις στην απευθείας σύνδεση και απόδοση των γενετικών αλγορίθμων για τη βελτιστοποίηση λειτουργίας. Στα πρακτικά της τρίτης Διεθνούς Διάσκευσης σχετικά με τους γενετικούς αλγορίθμους, J. D. Schaffer (ΕΔ.), Morgan Kaufmann, Σαν Φρανσίσκο, 1989, Σ. 51-60.
- 18) T. Back. Βέλτιστα ποσοστά μεταλλαγής στη γενετική αναζήτηση. Στα πρακτικά της 5ης Διεθνούς Διάσκευσης σχετικά με τους γενετικούς αλγορίθμους, S. Forrest (ΕΔ.), Morgan Kaufmann, Σαν Φρανσίσκο, 1993, Σ. 2-9.
- 19) Y. Gao. Ένας ανώτερος δεσμός στα ποσοστά σύγκλισης κανονικών γενετικών αλγορίθμων, πολυπλοκότητα INT., εντάσεις 5, το 1998.
- 20) T. Back και M. Schutz. Ευφυής έλεγχος ποσοστού μεταλλαγής στους κανονικούς γενετικούς αλγορίθμους, στα θεμέλια του ευφυούς 9ου διεθνούς συμποσίου συστημάτων, Z. W. Ras και M. Michalewicz (EDS.), άλτης Verlag, Βερολίνο, 1996, Σ. 158-167.
- 21) T. Back. Στρατηγικές εξέλιξης: ένας εναλλακτικός εξελικτικός αλγόριθμος, στην τεχνητή εξέλιξη, J. M. Alliot και λοιποί. (EDS.), Springer Verlag, Βερολίνο, 1996, Σ. 3-20.
- 22) L. Davis. Αύξηση της παραμέτρου ενός γενετικού αλγόριθμου, εγχειρίδιο των γενετικών αλγορίθμων, από L. Davis (Εκδ.), Van Nostrand Reinhold, Νέα Υόρκη, 1991.
- 23) R. L. Haupt και S. E. Haupt. Μέγεθος βέλτιστων πληθυσμών και ποσοστό μεταλλαγής για έναν απλό πραγματικό γενετικό αλγόριθμο που βελτιστοποιεί τους παράγοντες σειράς, Appl. Computat. Ηλεκτρομαγνητικής. SOC. J., εντάσεις 15, αριθ. 2, Σ. 94-102, Ιουλίου 2000.
- 24) R. L. Haupt και S. E. Haupt. Πρακτικοί γενετικοί αλγόριθμοι, 2ης εκδ., John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2004.

- 25) R. L. Haupt. Γενετικές εφαρμογές αλγορίθμου για τις συγχρονισμένες σειρές, *Appl. Computat. Ηλεκτρομαγνητικής .SOC. J.*, εντάσεις 21, αριθ. 2, Ιουλίου 2006.
- 26) R. L. Haupt. Σειρές που χρησιμοποιούνται στους γενετικούς αλγορίθμους, *IEEE AP-S συνδιάλλαγή*, εντάσεις 42, Σ. 993-999, Ιουλίου 1994.
- 27) F. Ares και λοιποί. Εφαρμογή των γενετικών αλγορίθμων και μιμούμενη ανοπτώντας τεχνική στη βελτιστοποίηση των διανομών ανοιγμάτων των σχεδίων σειράς κεραιών, *Ηλεκτρώνιο. Lett.*, εντάσεις 32, Σ. 148-149, 1 Φεβρουαρίου 1996.
- 28) R. J. Mitchell, B. Chambers και A.P. Άντερσον. Σύνθεση σχεδίων σειράς στο σύνθετο αεροπλάνο που βελτιστοποιείται από έναν γενετικό αλγόριθμο, *Ηλεκτρώνιο. Lett.*, εντάσεις 32, Σ. 1843-1845, 26 Σεπτεμβρίου 1996.
- 29) Y. Keen-Keong και L. Yilong. Μείωση πλευρικών λοβών της σύνθεσης σειρά-σχεδίων που χρησιμοποιεί γενετικό αλγόριθμο, *IEEE AP-S συνδιάλλαγή*, εντάσεις 45, Σ. 1117-1122, Ιουλίου 1997.
- 30) J. M. Johnson και Y. Rahmat-Samii. Γενετικοί αλγόριθμοι στην ηλεκτρομαγνητική εφαρμοσμένη μηχανική, *IEEE AP-S MAG.*, εντάσεις 39, Σ. 7-21, Αυγούστου 1997.
- 31) F. J. Ares-Pena, J. A. Rodriguez-Gonzalez, E. Villanueva-Lopez και S. P. Rengarajan. Γενετικοί αλγόριθμοι στο σχέδιο και τη βελτιστοποίηση των σχεδίων σειράς κεραιών, *IEEE AP-S συνδιάλλαγή*, εντάσεις 47, Σ. 506-510, Μαρτίου 1999.
- 32) B. J. Barbisch D. H. Werner και P. L. Werner. Μια γενετική διαδικασία βελτιστοποίησης αλγορίθμου για το σχέδιο των ομοιόμορφα συγκινημένων και άτυπα χωρισμένων κατά διαστήματα ευρυζωνικών χαμηλών σειρών πλευρικών λοβών, *Appl. Computat. Ηλεκτρομαγνητικής. SOC. J.*, εντάσεις 15, αριθ. 2, Σ. 34-42, Ιουλίου 2000.
- 33) S. Mummareddy, D. H. Werner και P. L. Werner. Γενετική βελτιστοποίηση μορφοκλάσματος των σειρών κεραιών, διπόλων για το συμπαγές μέγεθος και τη βελτιωμένη απόδοση σύνθετης αντίστασης πέρα από τη γωνία αντίχενυσης, *IEEE AP-S INT. Symp.*, Σ. 98-101, Ιουνίου 2002.

- 34) M. G. Bray και λοιποί. Βελτιστοποίηση των απεριοδικών γραμμικών συγχρονισμένων σειρών που χρησιμοποιούν τους γενετικούς αλγορίθμους για να μειώσει τους λοβούς κικκλιδωμάτων κατά τη διάρκεια της ανίχνευσης, IEEE AP-S συνδιάλλαγή, εντάσεις 50, Σ. 1732-1742, Δεκεμβρίου 2002.
- 35) R. J. Allard, D. H. Werner και P. L. Werner. Σύνθεση σχεδίων ακτινοβολίας για τις σειρές σύμμορφων κεραιών, τοποθετημένες στις αυθαίρετα-διαμορφωμένες τρισδιάστατες πλατφόρμες χρησιμοποιώντας τους γενετικούς αλγορίθμους, IEEE AP-S συνδιάλλαγή, εντάσεις 51, Σ. 1054-1062, Μαΐου 2003.
- 36) R. Haupt. Παράγοντας ένα επίπεδο κύμα στον κοντινό τομέα με μια κεραία επίπεδης σειράς, Microwave J. Αυγούστου 2003.
- 37) R. L. Haupt. Γραμμικές σειρές, IEEE AP-S συνδιάλλαγή, εντάσεις 53, Σ. 2858-2864, Σεπτεμβρίου 2005.
- 38) R. L. Haupt. Μια εισαγωγή στους γενετικούς αλγορίθμους για την Ηλεκτρομαγνητική, IEEE AP-S MAG., εντάσεις 37, Σ. 7-15, Απριλίου 1995.
- 39) R. L. Haupt. Βέλτιστη κβαντοποιημένη κατώτερη φάση πλευρικών λοβών εκλεπτύνει για τις σειρές, Ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 31, Σ. 1117-1118, 6 Ιουλίου 1995.
- 40) R. Haupt. Βελτιστοποίηση της συστοιχίας του εύρους που εκλεπτύνει, IEEE AP-S INT. Symp., Σ. 1830-1833, Ιουνίου 1995.
- 41) R. J. Mailloux. Συγχρονισμός συστοιχίας εγχειριδίου κεραίας, Artech σπίτι, Βοστώνη, 2005.
- 42) L. Chung, T. Chang και W. D. Burnside. Ένα υπερβολικά φαρδύ-εύρος ζώνης με το οποίο εκλεπτύνει την ανθεκτική κεραία κέρατων TEM, IEEE AP-S συνδιάλλαγή, εντάσεις 52, αριθ. 2, Σ. 1848-1857, Φεβρουαρίου 2004.
- 43) P. L. Garcia-Muller. Βελτιστοποίηση του συμπαγούς κέρατου με το ευρύ τομεακό σχέδιο ακτινοβολίας, Ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 37, αριθ. 6, Σ. 337-338, 15 Μαρτίου 2001.
- 44) D. Yang, Y. C. Chung και R. L. Haupt. Γενετική βελτιστοποίηση αλγορίθμου μιας ζαρωμένης κωνικής κεραίας κέρατων, IEEE AP-S Symp., εντάσεις 1, Σ. 342-345, Ιουνίου 2002.

- 45) L. Lucci, R. Nesti, G. Pelosi και S. Selleri. Βελτιστοποίηση των σχεδιασμένων περιγραμμάτων ζαρωμένων κυκλικών κέρατων με τους παράλληλους γενετικούς αλγορίθμους, *IEEE AP-S Symp.*, εντάσεις 2, Σ. 338-341, Ιουνίου 2002.
- 46) L. Lucci, R. Nesti, G. Pelosi και S. Selleri. Η NURBS σχεδίασε περίγραμμα των ζαρωμένα κυκλικά κέρατων, *IEEE AP-S Symp.*, εντάσεις 1, Σ. 161-164, Ιουνίου 2003.
- 47) S. Sinton, J. Robinson και Y. Rahmat-Samii. Πρότυπα και γενετική βελτιστοποίηση αλγόριθμοι μικροϋπολογιστών των σχεδιασμένων περιγραμμάτων κεραιών ζαρωμένων κέρατων, *μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett.*, εντάσεις 35, αριθ. 6, Σ. 449-453, 20 Δεκεμβρίου 2002.
- 48) R. Haupt. Ένα κέρατο-τροφοδοτημένος ανακλαστήρας βελτιστοποίησε με έναν γενετικό αλγόριθμο, *διάσκεψη 2005 ΑΣΣΩΝ*, Χονολουλού, HI, Απριλίου 2005.
- 49) M. Vall-Hossera, J. M. Rius, N. Duffo και A. Cardama. Σχέδιο των ενιαία-διαμορφωμένων κεραιών ανακλαστήρων για τη σύνθεση των διαμορφωμένων ακτίνων περιγράμματος που χρησιμοποιούν τους γενετικούς αλγορίθμους, *μικρόκυμα οπτικό Technol. Lett.*, εντάσεις 27, αριθ. 5, Σ. 358-361, 5 Δεκεμβρίου 2000.
- 50) Y. Lu, X. Cai και Z. Gao. Βέλτιστο σχέδιο των πρόσθετων κεραιών ανακλαστήρων γωνιών από τον πραγματικό-κωδικοποιημένο γενετικό αλγόριθμο, στην *Ασιατική-Ειρηνική διάσκεψη μικροκυμάτων*, Δεκεμβρίου 2000, Σ. 1457-1460.
- 51) K. Barkeshli, F. Mazlumi και R. Azadegan. Η σύνθεση των διπλών κεραιών ανακλαστήρων όφσετ από τους γενετικούς αλγορίθμους, *IEEE AP-S Symp.*, εντάσεις 1, Σ. 670-673, Ιουνίου 2002.
- 52) S. L. Avila, W. P. Carpes και J. A. Vasconcelos. Βελτιστοποίηση μιας κεραίας ανακλαστήρων όφσετ που χρησιμοποιεί τους γενετικούς αλγορίθμους, *IEEE συνδιάλλαγή Magnetics*, εντάσεις 40, αριθ. 2, Σ. 1256-1259, Μαρτίου 2004.
- 53) J. M. Johnson και Y. Rahmat-Samii. Γενετικοί αλγόριθμοι στην Ηλεκτρομαγνητική εφαρμοσμένης μηχανικής, *IEEE AP-S MAG.*, εντάσεις 39, αριθ. 4, Σ. 7-21, Αυγούστου 1997.

- 54) C. Delabie, M. Villegas και O. Picon. Δημιουργία των νέων μορφών για τις ηχηρές μικρολωριδικές δομές με τη βοήθεια των γενετικών αλγορίθμων, Ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 33, αριθ. 18, Σ. 1509-1510, Αυγούστου 1997.
- 55) J. M. Johnson και Y. Rahmat-Samii. Γενετικοί αλγόριθμοι και μέθοδος στιγμών (GA/MOM) για το σχέδιο των ενσωματωμένων κεραιών, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 47, αριθ. 10, Σ. 1606-1614, Οκτωβρίου 1999.
- 56) A. Mitchell, M. Lech, D. M. Kokotoff και R. B. Waterhouse. Αναζήτηση της υψηλής απόδοσης ελέγχου-τροφοδότησης συσσωρευμένων μπαλωμάτων που χρησιμοποιούν τη βελτιστοποίηση, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 51, αριθ. 2, Σ. 249-255, Φεβρουαρίου 2003.
- 57) H. Choo και H. Ling. Σχέδιο της ευρείας ζώνης και μικρολωριδικές διπλό-ταινίες των κεραιών σε ένα υψηλό-διηλεκτρικό υπόστρωμα που χρησιμοποιεί έναν γενετικό αλγόριθμο, κεραιές Propag μικροκυμάτων IEE Proc., εντάσεις 150, αριθ. 3, Σ. 137-142, Ιουνίου 2003.
- 58) F. J. Villegas, T. Cwik, Y. Rahmat-Samii και M. Manteghi. Παράλληλη ηλεκτρομαγνητική εφαρμογή βελτιστοποίησης ενός γενετικού-αλγορίθμου (EGO) για το σχέδιο κεραιών μπαλωμάτων, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 52, αριθ. 9, Σ. 2424-2435, Σεπτεμβρίου 2004.
- 59) E. E. Altshuler και D. S. Linden. Μια διαδικασία για το σχέδιο των κεραιών που χρησιμοποιούν τους γενετικούς αλγορίθμους, ΑΜΕΡΙΚΑΝΙΚΟ δίπλωμα ευρεσιτεχνίας αριθ. 5.719.794, 17 Φεβρουαρίου 1998.
- 60) E. Altshuler και D. Linden. Καλώδιο-κεραίας που σχεδιάζει τη χρησιμοποίηση γενετικών αλγορίθμων, IEEE κεραιές Propag. MAG., εντάσεις 39, αριθ. 2, Σ. 33-43, Απριλίου 1997.
- 61) E. A. Jones και W. T. Joines. Σχέδιο των κεραιών Yagi-Uda που χρησιμοποιούν τους γενετικούς αλγορίθμους, IEEE συνδιαλλαγή AP, εντάσεις 45, αριθ. 9, Σ. 1386-1392, Σεπτεμβρίου 1997.

- 62) N.V. Venkatarayalu και T. Ray. Βέλτιστο σχέδιο των κεραιών Yagi-Uda που χρησιμοποιούν την υπολογιστική νοημοσύνη, IEEE συνδιάλλαγή AP, εντάσεις 52, αριθ. 7, Σ. 1811-1818, Ιουλίου 2004.
- 63) Y. Kuwahara. Πολλαπλών στόχων σχέδιο βελτιστοποίησης Yagi-Uda της κεραιάς, IEEE συνδιάλλαγή AP, εντάσεις 53, αριθ. 6, Σ. 1984-1992, Ιουνίου 2005.
- 64) P. K. Varlamos, P. J. Papakanellos, S. C. Panagiotou και C. N. Capsalis. Πολλαπλών στόχων γενετική βελτιστοποίηση των σειρών Yagi-Uda με τα πρόσθετα παρασιτικά στοιχεία, IEEE AP-S MAG., εντάσεις 47, αριθ. 4, Σ. 92-97, Αυγούστου 2005.
- 65) E. A. Jones και W. T. Joines. Γενετικό σχέδιο των γραμμικών σειρών κεραιών, IEEE AP-S MAG., εντάσεις 42, αριθ. 3, Σ. 92-100, Ιουνίου 2000.
- 66) Y. C. Chung και R. L. Haupt. Μικρό-περιοδική βελτιστοποίηση σειράς δίπολων, J. Ηλεκτρομαγνητική. Εφαρμογές κυμάτων, εντάσεις 15, αριθ. 9, Σ. 1269-1280, Σεπτεμβρίου 2001.
- 67) S. P. Applebaum. Προσαρμοστικές σειρές, πανεπιστημιακή έκθεση SPL TR 66-1, Αυγούστου 1966 ερευνητικών εταιριών των Συρακουσών.
- 68) B. Widrow και λοιποί. Προσαρμοστικά συστήματα κεραιών, IEEE Proc., εντάσεις 55, αριθ. 12, Σ. 2143-2159, Δεκεμβρίου 1967.
- 69) C.A. Baird και G. G. Rassweiler. Προσαρμοστικός πλευρικός λοβός που μηδενίζει χρησιμοποιώντας ψηφιακά - ελεγχόμενες φάσεις-μοχλών μετατόπισης, IEEE συνδιάλλαγή AP, εντάσεις 24, αριθ. 5, Σ. 638-649, Σεπτεμβρίου 1976.
- 70) R. L. Haupt. Μονοφασικό προσαρμοστικό που μηδενίζει με τους γενετικούς αλγόριθμους, IEEE AP-S συνδιάλλαγή, εντάσεις 45, αριθ. 5, Σ. 1009-1015, Ιουνίου 1997.
- 71) R. L. Haupt και H. L. Southall. Πειραματικό προσαρμοστικό που μηδενίζει με έναν γενετικό αλγόριθμο, Microwave J., εντάσεις 42, αριθ. 1, Σ. 78-89, Ιανουαρίου 1999.
- 72) Y. Rahmat-Samii και E. Michielssen (EDS.). Ηλεκτρομαγνητική βελτιστοποίηση από τους γενετικούς αλγόριθμους, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 1999.
- 73) R. L. Haupt και D. H. Werner. Γενετικοί αλγόριθμοι στην Ηλεκτρομαγνητική, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, 2007.

- 74) **R. L. Haupt και S. E. Haupt.** Η δημιουργική χρήση των γενετικών αλγορίθμων, **IEEE δυνατότητες, εντάσεις 19, αριθ. 2, Σ. 26-29, Απριλίου 2000.**

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 33

ΝΕΥΡΙΚΑ ΔΙΚΤΥΑ ΓΙΑ ΚΕΡΑΙΕΣ

ΧΡΗΣΤΟΣ Γ. ΧΡΙΣΤΟΔΟΥΛΟΥ ΚΑΙ ΑΜΕΛΕΝΔΟΥ ΡΑΤΝΑΙΚ

33.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα τελευταία είκοσι χρόνια η νευρική υπολογιστική επιστήμη έχει αναπτυχθεί απίστευτα, όσον αφορά τις αρχιτεκτονικές καινοφανών νευρικών δικτύων ΝΔ οι οποίες έχουν παρουσιαστεί στην λογοτεχνία, και τις νέες εφαρμογές όπου τα νευρικά δίκτυα έχουν χρησιμοποιηθεί επιτυχώς. Οι περισσότερες αρχιτεκτονικές νευρικών δικτύων που έχουν εμφανιστεί τα τελευταία είκοσι χρόνια μοιράζονται τα κοινά οφέλη της υπολογιστικής νευρικών δικτύων: δηλαδή το σχεδιασμό χωρίς πρότυπα, τις δυνατότητες γενίκευσης, τον ενύπαρκτο παραλληλισμό, την υποβάθμιση ευέλικτης λειτουργίας στην παρουσία θορύβου, τη δυνατότητα μεταφοράς και ούτω καθ' εξής.

Τα νευρικά δίκτυα, γνωστά επίσης ως τεχνητά νευρικά δίκτυα (ΤΝΔ), αντιμετωπίζονται ως εντόνως απλοποιημένα πρότυπα του ανθρώπινου εγκεφάλου. Ένα ΝΔ είναι ένα υπολογιστικό εργαλείο που μαθαίνει από την εμπειρία (προπόνηση) γενικεύει από προηγούμενα παραδείγματα σε καινούργια, και αφαιρεί σημαντικά χαρακτηριστικά από δεδομένα εισαγωγής που περιέχουν άσχετα δεδομένα. Αν και τα ΤΝΔ μπορούν να βοηθήσουν στο να κατανοήσουμε περαιτέρω τη λειτουργία του εγκεφάλου, οι μηχανικοί ενδιαφέρονται για τα ΤΝΔ

στην επίλυση προβλημάτων. Λόγω της σημαντικής παράλληλης φύσης τους, τα ΤΝΔ μπορούν να εκτελούν υπολογισμούς σε υψηλή ταχύτητα και λόγω της προσαρμοστικής τους φύσης, τα ΤΝΔ μπορούν να προσαρμόζονται στις αλλαγές δεδομένων και να μάθουν τα χαρακτηριστικά των σημάτων εισαγωγής.

Επιπλέον, λόγω της μη γραμμικής τους φύσης, μπορούν να εκτελούν λειτουργίες φύσης, μπορούν και εκτελούν λειτουργίες συναρτησιακής προσέγγισης και ανίχνευσης σήματος, οι οποίες ξεπερνούν τις γραμμικές τεχνικές βελτιστοποίησης. Οπότε κάθε πρακτικό πρόβλημα που μπορεί να εκφραστεί σε μια φόρμα μορφοποίησης γραμμικής χαρτογράφησης, σε μία φόρμα προσέγγισης συνάρτησης ή σε μια φόρμα κατηγοριοποίησης δεδομένων, μπορεί να εκτελεστεί από ένα ΤΝΔ.

Η τέχνη της μη γραμμικής προτυποποίησης συστήματος μαύρου – κουτιού στη μηχανική, με τη χρήση δομών νευρικού δικτύου, κερδίζει σταδιακά έδαφος. Τις τελευταίες δύο δεκαετίες, η τεχνολογία ΤΝΔ έχει εκτοξευθεί και τώρα εφαρμόζεται ευρέως σε μια ποικιλία πρακτικών προβλημάτων όπως την επεξεργασία σήματος, την επεξεργασία ταχύτητας, τα συστήματα ελέγχου, τα κυκλώματα μικροκυμάτων ανάλυσης και βελτιστοποίησης, και την ανάλυση ισχύος και ενδομορφισμού. Τα διακεκριμένα χαρακτηριστικά των ΤΝΔ όπως το να μαθαίνουν από δεδομένα, το να γενικεύουν σχεδιαγράμματα δεδομένων, και το να προτυποποιούν μη γραμμικές σχέσεις, τα καθιστά αξιόλογους υποψήφιους για πολλές μηχανικές εφαρμογές κεραιών. Από την οπτική γωνία του χρήστη, το κύριο πρόβλημα είναι να βρεθεί μια κατάλληλη δομή προτύπου, μέσα στην οποία θα βρεθεί ένα σωστό πρότυπο. Το να ταιριάζουμε ένα πρότυπο μέσα σε μια δομή είναι, στις περισσότερες περιπτώσεις, ένα μικρότερο πρόβλημα.

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζουμε τις βασικές αρχές των νευρικών δικτύων και το πώς αυτές μπορούν να εφαρμοστούν στα προβλήματα κεραιάς.

33.2 ΙΔΕΕΣ ΝΕΥΡΙΚΩΝ ΔΙΚΤΥΩΝ

Περιγράφουμε τα δομικά θέματα των νευρικών δικτύων (ΝΔ) για να κατανοήσουμε καλύτερα γιατί έχουν τη δυνατότητα να αντιπροσωπεύουν τις συμπεριφορές κεραιάς. Εξετάζουμε τα ΝΔ από μια εξωτερική βάση – εξωτερική οπτική γωνία – και επίσης από ένα εσωτερικό σημείο επεξεργασίας των πληροφοριών νευρώνων. Η πιο δημοφιλής δομή του ΝΔ – το δίκτυο πολλαπλών επιπέδων (ΔΠΕ) περιγράφεται λεπτομερώς.

33.2.1 ΒΑΣΙΚΑ ΣΥΣΤΑΤΙΚΑ

Μία τυπική δομή ΝΔ έχει δύο τύπους βασικών συστατικών, τα στοιχεία επεξεργασίας και τις εσωτερικές συνδέσεις τους. Τα στοιχεία επεξεργασίας ονομάζονται νευρώνες και οι σχέσεις μεταξύ τους ονομάζονται σύνδεσμοι ή συνάψεις, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 33.1 Κάθε σύνδεσμος έχει μια αντίστοιχη παράμετρο βάρους που σχετίζεται με αυτόν. Κάθε νευρώνας δέχεται διέγερση από άλλους νευρώνες που συνδέονται μαζί του, επεξεργάζεται την πληροφορία και παράγει ένα αποτέλεσμα. Οι νευρώνες που δέχονται διέγερση έξω από το δίκτυο ονομάζονται νευρώνες εισαγωγής, ενώ οι νευρώνες των οποίων τα αποτελέσματα χρησιμοποιούνται εξωτερικά ονομάζονται νευρώνες εξαγωγής (Βλ. Σχέδιο 33.2). Οι νευρώνες που δέχονται διέγερση από άλλους νευρώνες και των οποίων τα αποτελέσματα είναι διέγερση για άλλους νευρώνες στο δίκτυο ονομάζονται κρυφοί νευρώνες. Διαφορετικές δομές ΝΔ μπορούν να κατασκευαστούν χρησιμοποιώντας διαφορετικούς τύπους νευρώνων και συνδέοντάς τους διαφορετικά.

33.2.2 ΣΥΛΛΗΨΗ ΙΔΕΑΣ ΕΝΟΣ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΝΕΥΡΙΚΟΥ ΔΙΚΤΥΟΥ

Έστω ότι τα n και m αντιπροσωπεύουν τον αριθμό νευρώνων εισαγωγής και εξαγωγής ενός ΝΔ, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 33.2. Έστω ότι X είναι ένας αγωγός n που περιέχει τα εξωτερικά δεδομένα εισαγωγής του ΝΔ, και y ένας αγωγός m που περιέχει τα αποτελέσματα από τους νευρώνες εξαγωγής, και w

έναν αγωγό που περιέχει όλες τις παραμέτρους βάρους που αντιπροσωπεύουν τις διάφορες συνδέσεις στο ΝΔ. Ο ορισμός

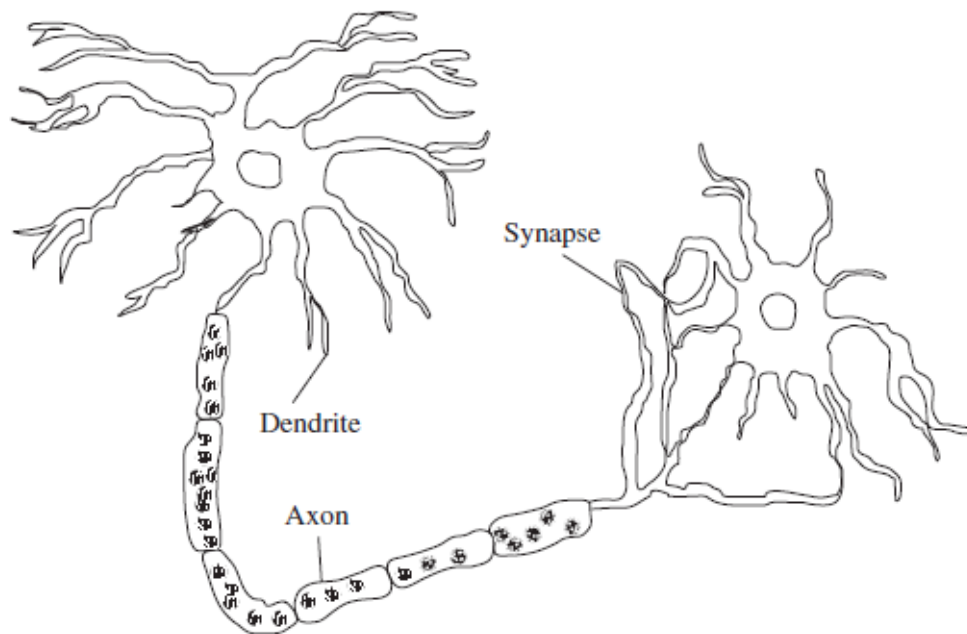


Figure 33.1 A simple neuron and its connection.

Synapse: σύναψη, Dendrite: Δενδρίτης, Axon : Άξονας, **Σχέδιο 33.1** . Ένας απλός νευρώνας και η σύνδεσή του.

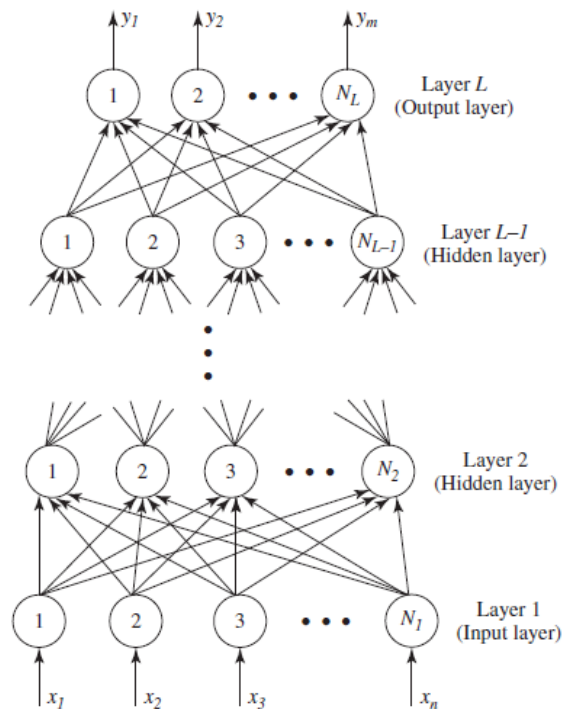


Figure 33.2 MLP neural network structure. Typically, an MLP network consists of an input layer, one or more hidden layers, and an output layer. (From Ref. 8. Reprinted with permission, copyright © 2003 IEEE.)

Layer L: Στρώση L, (Output layer): Εξωτερική Στρώση, Layer L-1: Στρώση L-1., Hidden layer: Κρυφή Στρώση, Input Layer: Εσωτερική Στρώση, **Σχέδιο 33.2.** Δομή νευρικού δικτύου ΔΠΕ. Τυπικά, ένα ΔΠΕ αποτελείται από μια εσωτερική στρώση, μια ή πολλές κρυφές στρώσεις, και μια εξωτερική στρώση (Από Πηγή 8. Ανατύπωση με άδεια, copyright© 2003, IEEE).

του W και ο τρόπος κατά τον οποίο ο y υπολογίζεται από τα X και w , καθορίζει τη δομή του ΝΔ.

Ας εξετάσουμε μία κυκλική κεραία μικρολωρίδας ως παράδειγμα. Οι διαστάσεις και οι παράμετροι κατασκευής της κεραίας μικρολωρίδας είναι μεταβλητές, και οποιαδήποτε αλλαγή στις τιμές αυτών των παραμέτρων επηρεάζει την συχνότητα συνήχησης της κεραίας. Υποθέστε ότι χρειάζεται να αναπτύξουμε ένα νευρικό πρότυπο που μπορεί να αντιπροσωπεύει μια τέτοια σχέση εισαγωγής – εξαγωγής.

Οι εισαγωγές και εξαγωγές του αντίστοιχου νευρικού προτύπου κεραίας μικρολωρίδας δίνονται από:

$$(33.01) \quad \mathbf{x} = [\boldsymbol{\varepsilon}_r, \mathbf{h}, \mathbf{r}]^T$$

$$(33.02) \quad \mathbf{y} = [f_r]^T$$

Όπου f_r είναι η συχνότητα και $\boldsymbol{\varepsilon}_r$, \mathbf{h} και e είναι η διηλεκτρική σταθερά, το ύψος του υποστρώματος και η ακτίνα του ακτινοβολούντος επιθέματος. Ο υπερθέτης T δηλώνει τη μετάθεση ενός αγωγού ή πίνακα. Οπότε μπορούμε να εκφράσουμε το πρωτότυπο ηλεκτρομαγνητικό (ΗΜ) πρόβλημα προτυποποίησης κεραίας ως:

$$(33.03) \quad \mathbf{y} = \mathbf{f}(\mathbf{x})$$

Όπου το \mathbf{f} αντιπροσωπεύει μια λεπτομερή ΗΜ σχέση εισαγωγής – εξαγωγής. Το πρότυπο $N\Delta$ (πρόβλημα χαρτογράφησης) για την κεραία μικρολωρίδας δίνεται από:

$$(33.04) \quad \mathbf{y} = \mathbf{f}(\mathbf{x}, \mathbf{w})$$

Μερικά (\mathbf{x}, \mathbf{y}) δείγματα που ονομάζονται δεδομένα προπόνησης χρειάζεται να δημιουργηθούν είτε από τον ΗΜ προσομοιωτή κεραίας μικρολωρίδος είτε από πραγματικά μετρημένα δεδομένα. Ο αντικειμενικός στόχος της προπόνησης είναι να

ρυθμίσει τα βάρη w των ΝΔ έτσι ώστε τα αποτελέσματα νευρικού προτύπου ταιριάζουν καλύτερα τα αποτελέσματα των δεδομένων προπόνησης (π.χ. χαρτογράφηση του δεδομένου εισαγωγής στα δεδομένα αποτελέσματα). Ένα προπονημένο νευρικό πρότυπο μπορεί να χρησιμοποιηθεί κατά τη διάρκεια της διαδικασίας σχεδιασμού κεραίας για να παρέχει άμεσες απαντήσεις για την αποστολή που έχει “μάθει”. Στην περίπτωση της κεραίας μικρολωρίδας, το νευρικό πρότυπο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να παρέχει γρήγορη εκτίμηση της συχνότητας συνήχησης παρ’ όλες τις διαστάσεις κεραίας και τις τιμές παραμέτρων κατασκευής.

33.2.3 ΝΕΥΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΕΝΑΝΤΙΑ ΣΤΟ ΣΥΜΒΑΤΙΚΟ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟ ΠΡΟΤΥΠΟΥ

Στη συνέχεια, η προσέγγιση ΝΔ συγκρίνεται με συμβατικές προσεγγίσεις για καλύτερη κατανόηση. Η πρώτη προσέγγιση είναι η λεπτομερής προσέγγιση προτυποποίησης, δηλαδή η ηλεκτρομαγνητική προτυποποίηση που βασίζεται στην κυματική, όπου το πρότυπο καθορίζεται από μια καλά εδραιωμένη θεωρία. Τα λεπτομερή πρότυπα είναι ακριβή αλλά είναι χρονοβόρα υπολογιστικά. Η δεύτερη προσέγγιση είναι μια προσεγγιστική προσπάθεια σχεδιασμού, που χρησιμοποιεί εμπειρικά ή πρότυπα κεραίων που βασίζονται στα ισότιμα κυκλώματα. Αυτά τα πρότυπα εξελίσσονται με τη χρήση ενός μείγματος απλοποιημένης θεωρίας συστατικών, ευρηματικής απόδοσης και αντιπροσώπευσης και / ή συγχώνευσης πειραματικών δεδομένων. Η εκτίμηση των προσεγγιστικών προτύπων είναι αρκετά γρηγορότερη από αυτή των ΗΜ προτύπων κυματικής. Παρ’ όλα αυτά, τα πρότυπα είναι περιορισμένα όσον αφορά την ακρίβεια, κα έχουν περιορισμένο εύρος παραμέτρων εισαγωγής στο οποίο μπορούν να είναι ακριβή. Η προσέγγιση του ΝΔ είναι ένας νέος τύπος προσέγγισης σχεδιασμού όπου το πρότυπο μπορεί να αναπτυχθεί “μαθαίνοντας” από λεπτομερή (ακριβή) δεδομένα της κεραίας. Μετά την “προπόνηση”, το ΝΔ γίνεται ένα γρήγορο και ακριβές πρότυπο που αντιπροσωπεύει τις πρωτότυπες

συμπεριφορές των συστατικών. Οι παρακάτω είναι κάποιες από τις περιπτώσεις όπου η χρήση της τεχνικής του ΝΔ συστήνεται:

- Όταν δεν υπάρχουν λύσεις κλειστού τύπου και οι μέθοδοι δοκιμής – λάθους είναι οι μόνες προσεγγίσεις στην επίλυση του προβλήματος που είναι πρόχειρες.
- Όταν η εφαρμογή απαιτεί λειτουργία σε πραγματικό χρόνο. Αυτό είναι σημαντικό χαρακτηριστικό καθώς για ΝΔ μπορούν να προπονηθούν εκτός του σχεδίου και μετά να εκτελεστούν στις περιφερειακές μονάδες και να εφαρμοστούν σε κάθε συσκευή.
- Όταν απαιτούνται γρηγορότερο ρυθμοί μεταστροφής και μικρότερα σφάλματα στην βελτιστοποίηση μεγάλων συστημάτων.
- Όταν υπάρχουν αρκετά μετρημένα δεδομένα για να προπονήσουν ένα ΝΔ για σκοπούς πρόβλεψης, ειδικά όντα δεν υπάρχουν αναλυτικά εργαλεία.

33.2.4 ΝΕΥΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΔΠΕ

33.2.4.1 ΔΟΜΗ ΚΑΙ ΣΥΜΒΟΛΙΣΜΟΣ ΤΟ ΔΠΕ

Είναι η πιο απλή και πιο διαδομένη δομή ΝΔ στην ηλεκτρομαγνητική. Στο νευρικό ΔΠΕ, οι νευρώνες είναι ομαδοποιημένοι σε στρώσεις. Οι πρώτες και τελευταίες στρώσεις ονομάζονται εξωτερικές και εσωτερικές στρώσεις αντίστοιχα, και οι υπόλοιπες στρώσεις ονομάζονται κρυφές στρώσεις. Τυπικά, ένα νευρικό ΔΠΕ αποτελείται από μια εσωτερική στρώση, μια ή περισσότερες κρυφές στρώσεις και μια εξωτερική στρώση, όπως φαίνεται στο Σχέδιο 33.2. Για παράδειγμα, ένα νευρικό ΔΠΕ με μια εσωτερική στρώση, μια κρυφή στρώση και μια εξωτερική στρώση είναι γνωστή ως ΔΠΕ τριών στρώσεων.

Υποθέτουμε ότι ο συνολικός αριθμός στρώσεων είναι L . Η πρώτη στρώση είναι η εσωτερική, η στρώση L είναι η εξωτερική, και οι στρώσεις από την 2 στην $L-1$ είναι κρυφές. Έστω ότι ο αριθμός των νευρώνων στην στρώση l είναι $N_l, l=1,2,\dots,L$. Έστω ότι w_{ij}^l είναι το βάρος του συνδέσμου ανάμεσα στον νευρώνα j της στρώσης $(l-1)$ και τον νευρώνα i της στρώσης l . Έστω ότι το z_i^l είναι η i εξωτερική στρώση του ΔΠΕ και το z_i^l είναι το αποτέλεσμα του νευρώνα i της στρώσης l . Υπάρχει μια επιπρόσθετη παράμετρος βάρους για κάθε νευρώνα (w_{iLO}) που αντιπροσωπεύει τη ροπή για το νευρώνα i της στρώσης l . Αναλόγως, ο αγωγός w του ΔΠΕ περιλαμβάνει τα $w_{ij}^l, j=0,1,\dots, N_{l-1}, i=1,2,\dots, N_l$ και $l = 2,3,\dots,L$. ή αλλιώς $w = [w^{21} w^{22} \dots w^{2N_1} w^{31} w^{32} \dots w^{3N_2} \dots w^{LN_{L-1} 1} w^{LN_{L-1} 2} \dots w^{LN_{L-1} N_{L-1}}]^T$. Οι παράμετροι στον αγωγό βάρους είναι πραγματικοί αριθμοί, οι οποίοι μηδενίζονται πριν την προπόνηση του ΔΠΕ. Κατά την προπόνηση αλλάζουν (αναβαθμίζονται) επαναληπτικά σε ένα συστηματικό τρόπο [1,2]. Μόλις ολοκληρωθεί η προπόνηση του ΝΔ, ο αγωγός w παραμένει σταθερός σε όλη τη διάρκεια της χρήσης του ΝΔ ως προτύπου.

33.2.4.2 ANATOMIA ΤΩΝ ΝΕΥΡΩΝΩΝ

Στο ΔΠΕ, κάθε νευρώνας επεξεργάζεται τις διεγέρσεις (εισαγωγές) που δέχεται από άλλους νευρώνες. Η διαδικασία γίνεται μέσω μιας λειτουργίας που ονομάζεται “λειτουργία ενεργοποίησης” μέσα στο νευρώνα, και η επεξεργασμένη πληροφορία γίνεται εξαγωγή του νευρώνα. Για παράδειγμα, κάθε νευρώνας στη στρώση l δέχεται διέγερση από τους νευρώνες της στρώσης $(l-1)$, δηλαδή,

$Z_i^l = w_{i1}^{l-1} z_1^{l-1} + w_{i2}^{l-1} z_2^{l-1} + \dots + w_{iN_{l-1}}^{l-1} z_{N_{l-1}}^{l-1} + w_{iLO}^l$. Ένας τυπικός νευρώνας i στη στρώση l επεξεργάζεται αυτήν την πληροφορία σε δύο βήματα. Πρώτα, κάθε εισαγωγή σήματος πολλαπλασιάζεται από την αντίστοιχη παράμετρο βάρους και τα προϊόντα προστίθενται για να παράγουν ένα σύνολο βάρους :

$$(33.05) \quad \gamma_i^l = \sum_{j=0}^{N_l-1} w_{ij}^l z_j^{l-1}$$

Για να δημιουργήσουμε το αποτέλεσμα της παραμέτρου ροπής **wlio**, υποθέτουμε ένα φανταστικό νευρώνα στη στρώση (l-1) του οποίου το αποτέλεσμα είναι **Zl-1 0=1**. Στη συνέχεια, το σύνολο βάρους στην Εξ. (33.5) χρησιμοποιείται για να ενεργοποιήσει τη συνάρτηση ενεργοποίησης του νευρώνα σ(.) για να παράγει το τελικό αποτέλεσμα του νευρώνα $z_l = \sigma(\gamma_l)$. Αντίστροφα, αυτό το αποτέλεσμα μπορεί να γίνει η διέγερση στους νευρώνες στη στρώση (l + 1). Η πιο διαδεδομένη συνάρτηση ενεργοποίησης κρυφού νευρώνα είναι η σιγμοειδής συνάρτηση [2] που δίνεται από:

$$(33.06) \quad \sigma(\gamma) = \frac{1}{(1+e^{-\gamma})}$$

Άλλες συναρτήσεις που μπορούν να χρησιμοποιηθούν είναι η συνάρτηση εφαπτόμενου τόξου και η συνάρτηση εφαπτόμενης υπερβολής [2]. Όλες αυτές είναι συναρτήσεις ομαλής αλλαγής που είναι περιοριστικές, συνεχείς, μονοτονικές και συνεχώς διαφοροποιητικές. Οι νευρώνες εισαγωγής χρησιμοποιούν μια συνάρτηση ενεργοποίησης αναμετάδοσης και απλά αναμεταδίδουν τις εξωτερικές διεγέρσεις στον νευρώνα κρυφής στρώσης, δηλαδή **Zil=xi, i=1,2,...,n**. Στην περίπτωση των νευρικών δικτύων για το σχεδιασμό κεραίας, όπου ο στόχος είναι να προτυποποιήσουμε συνεχείς παραμέτρους, μια γραμμική συνάρτηση ενεργοποίησης μπορεί να χρησιμοποιηθεί για νευρώνες εξαγωγής. Ο υπολογισμός αποτελέσματος νευρώνα δίνεται από:

$$(33.07) \quad \sigma(\gamma_i^l) = \gamma_i^l = \sum w_{ij}^l z_j^{l-1}$$

33.2.4.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΡΟΩΘΗΣΗΣ ΤΡΟΦΟΔΟΣΙΑΣ

Με δεδομένο τον αγωγό εισαγωγής $x = [x_1, x_2 \dots x_n]^T$ και τον αγωγό βάρους w , ο υπολογισμός προώθησης τροφοδοσίας ΝΔ είναι μια διαδικασία που χρησιμοποιείται για να υπολογίσει τον αγωγό εξαγωγής $y = [y_1, y_2 \dots y_n]^T$. Ο υπολογισμός προώθησης τροφοδοσίας είναι χρήσιμος όχι μόνο κατά την προπόνηση του ΝΔ, αλλά επίσης κατά τη χρήση του προπονημένου νευρικού προτύπου. Τα εξωτερικά ερεθίσματα πρώτα τροφοδοτούνται στους εξωτερικούς νευρώνες (π.χ. πρώτη στρώση) και τα αποτελέσματα από τους εξωτερικούς νευρώνες τροφοδοτούνται στους κρυφούς νευρώνες της δεύτερης στρώσης. Συνεχίζοντας με αυτόν τον τρόπο, τα αποτελέσματα των νευρώνων στρώσης (L-1) τροφοδοτούνται στη στρώση εσωτερικών νευρώνων (π.χ. στρώση L). Κατά τον υπολογισμό προώθησης τροφοδοσίας, τα βάρη w του ΝΔ παραμένουν σταθερά. Ο υπολογισμός δίνεται από:

$$(33.08) \quad z_i^1 = x_i, i = 1, 2 \dots, N_1, n = N_1$$

$$(33.09) \quad z_i^l = \sigma(\sum w_{ij}^l z_j^{l-1}), i = 1, 2, \dots, N_l, l = 2, 3, \dots, L$$

$$(33.10) \quad y_i = z_i^L, i = 1, 2, \dots, N_L, m = N_L$$

33.2.4.4 ΣΗΜΑΝΤΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ

Ίσως πρέπει να σημειωθεί ότι οι απλοί τύποι (33.8) – (33.10) αποσκοπούν στο να θεωρούνται χρησιμοποιημένοι ως πρότυπα κεραίας. Είναι φανερό ότι αυτοί οι τύποι

είναι πιο εύκολο να λυθούν από ό,τι είναι να λυθούν αριθμητικά οι θεωρητικές ΗΜ εξισώσεις. Αυτός είναι ο λόγος γιατί τα πρότυπα ΝΔ είναι πολύ πιο γρήγορα από τα λεπτομερή αριθμητικά πρότυπα κεραιών. Για το παράδειγμα σχεδιασμού κεραιάς μικρολωρίδας που περιγράψαμε προηγουμένως, οι Εξισώσεις (33.8) – (33.10) αντιπροσωπεύουν το πρότυπο της συχνότητας συνήχησης ως συναρτήσεις διηλεκτρικής σταθεράς, ύψους του υποστρώματος και της ακτινοβολούσας ακτίνας επιθέματος. Η ερώτηση του γιατί τέτοιου είδους απλοί τύποι στο ΝΔ μπορούν να αντιπροσωπεύουν την περίπλοκη συμπεριφορά κεραιάς επιθέματος (ή γενικά την ΗΜ συμπεριφορά), μπορεί να απαντηθεί από το διεθνές θεώρημα προσέγγισης.

Το διεθνές θεώρημα προσέγγισης [3] δηλώνει ότι πάντα υπάρχει ένα νευρικό ΔΠΕ, τριών στρώσεων, που μπορεί να προσεγγίσει κάθε ανεξάρτητη μη γραμμική συνεχή πολυδιάστατη συνάρτηση σε κάθε επιθυμητή ακρίβεια. Αυτό διαμορφώνει μια θεωρητική βάση χρήσης των ΝΔ για προσέγγιση συμπεριφορών κεραιάς, η οποία μπορεί να είναι συνάρτηση παραμέτρων διάστασης ή κατασκευής. Τα νευρικά ΔΠΕ είναι διαμοιρασμένα πρότυπα. Αυτό σημαίνει ότι κανένας μονός νευρώνας δεν μπορεί να παράγει τη γενική σχέση $x-y$. Για ένα δεδομένο X κάποιοι νευρώνες είναι ενεργοποιημένοι, κάποιοι απενεργοποιημένοι και κάποιοι βρίσκονται στη μετάβαση. Αυτός ο συνδυασμός των καταστάσεων δράσης των νευρώνων δίνει τη δυνατότητα ΔΠΕ να αντιπροσωπεύει μια δεδομένη μη γραμμική χαρτογράφηση εισόδου – εξόδου. Κατά τη διαδικασία της προπόνησης, οι παράμετροι βάρους του ΔΠΕ προσαρμόζονται, και στο τέλος της προπόνησης κωδικοποιούν τη συστατική πληροφορία για τα αντίστοιχα δεδομένα $x-y$ της προπόνησης.

33.2.5 ΜΕΓΕΘΟΣ ΚΑΙ ΣΤΡΩΣΕΙΣ ΔΙΚΤΥΟΥ

Για να είναι το ΝΔ ένα ακριβές πρότυπο του προβλήματος, που πρέπει να απομνημονευθεί, απαιτείται ένας κατάλληλος αριθμός κρυφών νευρώνων. Ο αριθμός των κρυφών νευρώνων βασίζεται στο βαθμό της μη – γραμμικότητας του f και στη διαστατικότητα των x και y (π.χ. στις τιμές των n και m). Τα συστατικά μη γραμμικών συστατικών χρειάζονται περισσότερους νευρώνες και τα πιο ομαλά σύνολα χρειάζονται λιγότερους νευρώνες. Παρ' όλα αυτά, το θεώρημα διεθνούς

προσέγγισης δεν καθορίζει το μέγεθος του ΔΠΕ. Ο ακριβής αριθμός κρυφών νευρώνων που απαιτούνται για μια δεδομένη διαδικασία προτυποποίησης παραμένει μια ανοιχτή ερώτηση. Οι χρήστες μπορούν να εφαρμόσουν την εμπειρία τους ή τη διαδικασία δοκιμής λάθους για να κρίνουν για τον αριθμό των κρυφών νευρώνων. Ο κατάλληλος αριθμός νευρώνων μπορεί επίσης να βρεθεί με προσαρμοστικές διαδικασίες, οι οποίες προσθέτουν / αφαιρούν νευρώνες κατά την προπόνηση [4, 5]. Ο αριθμός στρώσεων στο ΔΠΕ μπορεί να αντανακλά το βαθμό ιεραρχικής πληροφορίας στο πρωτότυπο πρόβλημα σχεδιασμού. Γενικώς, τα ΔΠΕ με μία ή δύο κρυφές στρώσεις [6] (π.χ. τρεις ή τέσσερις στρώσεις σε ΔΠΕ), χρησιμοποιούνται ευρέως για εφαρμογές σε κεραίες.

33.2.6 ΆΛΛΕΣ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΕΙΣ ΝΕΥΡΙΚΟΥ ΔΙΚΤΥΟΥ

Επιπρόσθετα στο ΔΠΕ, υπάρχουν άλλες δομές ΑΝΔ [7] που χρησιμοποιούνται για κεραίες για παράδειγμα, τα δίκτυα συνάρτησης ραδιακής βάσης (ΣΡΒ) τα ARTMAP, και τα δίκτυα αυτοοργάνωσης χάρτη (ΑΟΧ). Για να επιλέξουμε μια δομή ή νευρικού δικτύου για μια δεδομένη εφαρμογή, θα πρέπει να ξεκινήσουμε αναγνωρίζοντας τη φύση της σχέσης x-y.

33.3 ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΠΡΟΤΥΠΟΥ ΝΕΥΡΙΚΟΥ ΔΙΚΤΥΟΥ

Το ΝΔ δεν αντιπροσωπεύει κάποια κεραία εκτός και αν το προπονήσουμε με δεδομένα κεραίας. Για να αναπτύξουμε ένα πρότυπο ΝΔ, χρειάζεται να αναγνωρίσουμε τις παραμέτρους εισαγωγής – εξαγωγής του συστατικού για να δημιουργήσουμε και να προ –επεξεργαστούμε δεδομένα, και μετά να χρησιμοποιήσουμε αυτά τα δεδομένα για να εκτελέσουμε την προπόνηση του ΝΔ.

33.3.1 ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

33.3.1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΕΣ ΚΑΙ ΕΞΑΓΩΓΕΣ ΑΝΔ

Το πρώτο βήμα προς την ανάπτυξη ενός ΝΔ είναι η αναγνώριση των εισαγωγών (X) και εξαγωγών (y). Οι παράμετροι εξαγωγής καθορίζονται ανάλογα με τον σκοπό του προτύπου του ΝΔ. Άλλοι παράγοντες που επηρεάζουν την επιλογή των εξαγωγών είναι (1) η ευκολία της δημιουργίας δεδομένων, και (2) η ευκολία συγχώνευσης του νευρικού προτύπου σε κυκλικούς προσομοιωτές. Οι παράμετροι εισαγωγής νευρικού προτύπου είναι οι παράμετροι κεραίας που επηρεάζουν τις τιμές των παραμέτρων εξαγωγής.

33.3.1.2 ΕΥΡΟΣ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΝΟΜΗ ΔΕΙΓΜΑΤΩΝ

Το επόμενο βήμα είναι να καθορίσουμε το εύρος των δεδομένων που θα χρησιμοποιηθούν στην ανάπτυξη προτύπου ΑΝΔ και στη διανομή των x-y δειγμάτων μέσα σε αυτό το εύρος. Υποθέστε ότι το εύρος χώρου εισαγωγής (π.χ. χώρος X) στο οποίο το νευρικό πρότυπο θα χρησιμοποιούνταν μετά την προπόνηση (κατά το σχεδιασμό) είναι $[x_{\min}, x_{\max}]$. Τα δεδομένα προπόνησης έχουν δειγματοληψία ελαφρώς έξω από το εύρος χρήσης του προτύπου, δηλαδή $[x_{\min} - \Delta, x_{\max} + \Delta]$, για να διασφαλίσουν την αξιοπιστία του νευρικού προτύπου μέσα στα όρια του εύρους χρήσης του προτύπου. Τα δεδομένα δοκιμής δημιουργούνται στο εύρος $[x_{\min}, x_{\max}]$.

Μόλις το εύρος των παραμέτρων εισαγωγής φιναλιστεί, θα πρέπει να επιλεγεί μια δειγματοληπτική διανομή. Οι ευρέως διαδεδομένες διανομές δειγμάτων περιλαμβάνουν την ομοιόμορφη διανομή πλέγματος, την μη ομοιόμορφη διανομή πλέγματος, τη μεθοδολογία σχεδιασμού πειραμάτων (ΣΠ), τη διανομή αστέρος και τις τυχαίες διανομές. Στην ομοιόμορφη διανομή πλέγματος κάθε xi παράμετρος εισαγωγής λαμβάνεται ως δείγμα σε όμοια μεσοδιαστήματα. Στην μη ομοιόμορφη διανομή πλέγματος, κάθε παράμετρος εισαγωγής λαμβάνεται ως δείγμα σε ανόμοια μεσοδιαστήματα. Αυτό είναι χρήσιμο όταν η συμπεριφορά του προβλήματος είναι ιδιαίτερος μη γραμμική σε ειδικές υποπεριοχές του χώρου X και χρειάζεται αυστηρή

δειγματοληψία σε τέτοιες υποπεριοχές. Οι διανομές δείγματος που βασίζονται σε ΣΠ και τη διανομή αστέρος χρησιμοποιούνται σε περιπτώσεις όπου η δημιουργία δεδομένων προπόνησης είναι ακριβή.

33.3.1.3 ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Σε αυτό το βήμα, τα ζευγάρια δειγμάτων x - y δημιουργούνται με τη χρήση είτε δεδομένων προσομοίωσης είτε δεδομένων μέτρησης. Τα δημιουργημένα δεδομένα μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την προπόνηση του ΝΔ και τη δοκιμή του τελικού προτύπου ΝΔ. Στην πράξη, οι προσομοιώσεις και οι μετρήσεις θα μπορούσαν να έχουν σφάλματα που θα επηρεάσουν την ακρίβεια των προβλέψεων του ΝΔ. Υπολογίζοντας αυτό, εισάγουμε έναν αγωγό d για να αντιπροσωπεύσει τα αποτελέσματα από την προσομοίωση μέτρηση που αντιστοιχούν σε μια εισαγωγή X . Η γένεση των δεδομένων τότε καθορίζεται ως η χρήση των δεδομένων προσομοίωσης / μέτρησης για να έχουμε απλά ζεύγη (x_k, d_k) , $k=1,2,\dots,P$. Ο ολικός αριθμός P των δειγμάτων έχει επιλεγεί έτσι ώστε το ανεπτυγμένο νευρικό πρότυπο να αντιπροσωπεύει καλύτερα το δεδομένο πρόβλημα Γ . Ένας γενικός κανόνας είναι να δημιουργούμε ένα μεγάλο αριθμό δειγμάτων για ένα μη γραμμικό πρόβλημα υψηλής διάστασης, και λιγότερα δείγματα για ένα σχετικά ομαλό πρόβλημα χαμηλής διάστασης.

33.3.1.4 ΟΡΓΑΝΩΣΗ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Τα δημιουργημένα ζεύγη δειγμάτων (x, d) θα μπορούσαν να διαχωριστούν σε τρία σύνολα, στα δεδομένα προπόνησης, τα δεδομένα επικύρωσης και τα δεδομένα δοκιμής. Έστω ότι τα T_r , V , T_e και D αντιπροσωπεύουν σύνολα καταλόγου δεδομένων προπόνησης, δεδομένων επικύρωσης, δεδομένων δοκιμής και δεδομένων παραγωγής (διαθέσιμα), αντιστοίχως. Τα δεδομένα προπόνησης χρησιμοποιούνται για

την καθοδήγηση της προπονητικής διαδικασίας, δηλαδή, στην αναβάθμιση των παραμέτρων βάρους του ΝΔ κατά την προπόνηση. Τα δεδομένα επικύρωσης χρησιμοποιούνται για να απεικονίσουν την ποιότητα του προτύπου ΝΔ κατά την προπόνηση και να καθορίσουν τα κριτήρια τερματισμού για την διαδικασία της προπόνησης. Τα δεδομένα δοκιμής χρησιμοποιούνται για να εξετάσουν ανεξαρτήτως την τελική ποιότητα του προπονημένου νευρικού προτύπου υπό όρους ακρίβειας και δυνατότητας γενίκευσης.

Ιδανικά, κάθε σύνολο από τα Tr , V και Te θα έπρεπε να αντιπροσωπεύει επαρκώς την πρωτότυπη συμπεριφορά συστατικού $y=F(x)$. Στην πράξη, τα διαθέσιμα δεδομένα D μπορούν να χωριστούν ανάλογα με την ποσότητά τους. Όταν το D είναι επαρκώς μεγάλο, μπορεί να χωριστεί σε τρία κοινώς ανεξάρτητα σύνολα. Όταν το D είναι περιορισμένο λόγω ακριβής προσομοίωσης ή μέτρησης, μπορεί να χωριστεί σε δύο μόνο σύνολα. Το ένα από τα σύνολα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για προπόνηση και επικύρωση ($Tr, = V$) και το άλλο χρησιμοποιείται για δοκιμή (Te) ή, εναλλακτικά, το ένα σύνολο χρησιμοποιείται για προπόνηση (Tr) και το άλλο για επικύρωση και δοκιμή ($V=Te$).

33.3.1.5 ΠΡΟΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ

Αντίθετα με τα δυαδικά δεδομένα (0 και 1), οι αρχές του μεγέθους των διαφόρων τιμών παραμέτρων εισαγωγής (X) και εξαγωγής (d) στις εφαρμογές κεραίας, μπορούν να διαφέρουν εντόνως η μια από την άλλη. Έτσι λοιπόν, μια συστηματική προεπεξεργασία των δεδομένων προπόνησης, που ονομάζεται κλιμάκωση, είναι επιθυμητή για την επαρκή προπόνηση του ΝΔ. Στο τέλος αυτού του βήματος, τα κλιμακωτά δεδομένα είναι έτοιμα για χρήση στην προπόνηση.

33.3.2 ΠΡΟΠΟΝΗΣΗ ΝΕΥΡΙΚΟΥ ΔΙΚΤΥΟΥ

33.3.2.1 ΜΗΔΕΝΙΣΗ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΒΑΡΟΥΣ

Σε αυτό το βήμα, ετοιμάζουμε το ΝΔ για προπόνηση. Οι παράμετροι βάρους του ΝΔ (w) μηδενίζονται έτσι ώστε να έχουμε ένα καλό σημείο εκκίνησης για την προπόνηση (βελτιστοποίηση). Η ευρέως διαδεδομένη στρατηγική για τη μηδένιση βάρους του ΔΠΕ είναι να μηδενίζουμε τα βάρη με μικρές τυχαίες τιμές (π.χ. στο διάστημα $[-0,5, 0.5]$).

33.3.2.2 ΜΟΡΦΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΠΡΟΠΟΝΗΤΙΚΗΣ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑΣ

Το πιο σημαντικό βήμα στην ανάπτυξη ενός προτύπου ΝΔ είναι η προπόνηση. Τα δεδομένα προπόνησης αποτελούνται από ζεύγη δειγμάτων (x_k, d_k) , $k \in \text{Tr}$, όπου τα x_k και d_k είναι n - και οι αγωγοί m , που αντιπροσωπεύουν τις εισαγωγές και τα επιθυμητά αποτελέσματα του ΝΔ. Ορίζουμε το σφάλμα προπόνησης του ΝΔ ως:

$$(33.11) \quad E_{\text{Tr}}(w) = \frac{1}{2} \sum_{k \in \text{Tr}} \sum_{j=1}^m |y_j(x_k, w) - d_{jk}|^2$$

Όπου το d_{jk} είναι το στοιχείο j του d_k , και $y_j(x_k, w)$ είναι το αποτέλεσμα ΝΔ $_j$ για δεδομένο εισαγωγής x_k .

Ο σκοπός της προπόνησης του ΝΔ, βασικά, είναι να προσαρμόσουμε το w έτσι ώστε η συνάρτηση σφάλματος $E_{\text{Tr}}(w)$ να ελαχιστοποιηθεί. Αφού η $E_{\text{Tr}}(W)$ είναι μια μη γραμμική συνάρτηση της προσαρμόσιμης (π.χ. προπόνησης) παραμέτρου βάρους w , συχνά χρησιμοποιούνται επαναληπτικοί αλγόριθμοι για να εξερευνήσουν επαρκώς το χώρο w . Αρχίζουμε με μια μηδενισμένη τιμή του w και επαναληπτικώς την αναβαθμίζουμε. Οι επαναληπτικές κλιμακωτές τεχνικές προπόνησης αναβαθμίζουν το w ανάλογα με τις πληροφορίες σφάλματος $E_{\text{Tr}}(w)$ και με τις πληροφορίες

παραγώγου σφάλματος $\mathbf{a}^T \mathbf{E} / \mathbf{a}^T \mathbf{w}$. Το σημείο που προκύπτει στο χώρο \mathbf{w} , που δηλώνεται ως \mathbf{w}_{next} , καθορίζεται από μια υποβάθμιση από το τρέχον σημείο \mathbf{w}_{now} , κατά μήκος μιας διεύθυνσης αγωγού \mathbf{h} , δηλαδή $\mathbf{w}_{next} = \mathbf{w}_{now} - \eta \mathbf{h}$. Εδώ, το $\Delta \mathbf{w} = \eta \mathbf{h}$ ονομάζεται αναβάθμιση βάρους και το η είναι ένα θετικό μέγεθος βήματος γνωστό ως ρυθμός μάθησης. Για παράδειγμα, ο αλγόριθμος προπόνησης οπισθόδρομης διάδοσης (ΟΔ) [1,2], αναβαθμίζει το \mathbf{w} κατά μήκος της αρνητικής διάδοσης της κλιμάκωσης του σφάλματος προπόνησης ως $\mathbf{w} = \mathbf{w} - \eta (\mathbf{a}^T \mathbf{E} / \mathbf{a}^T \mathbf{w})$.

33.3.2.3 ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΓΩΓΟΥ ΣΦΑΛΜΑΤΟΣ

Όπως αναφέραμε προτού, οι κλιμακωτές τεχνικές προπόνησης απαιτούν ένα υπολογισμό παραγώγου σφάλματος, δηλαδή $\mathbf{a}^T \mathbf{E} / \mathbf{a}^T \mathbf{w}$. Για το νευρικό ΔΠΕ αυτά τα παράγωγα συγκρίνονται με τη χρήση μιας καθιερωμένης προσέγγισης, συχνά γνωστή ως οπισθόδρομη διάδοση, η οποία περιγράφεται εδώ. Ορίζουμε μία συνάρτηση σφάλματος E_k η οποία δίνεται από:

$$(33.12) \quad E_k = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^m (y_j(\mathbf{x}_k, \mathbf{w}) - d_{jk})^2$$

Για το k δείγμα δεδομένων $K \in \mathcal{T}$. Έστω ότι το δ_i^L αντιπροσωπεύει το σφάλμα ανάμεσα στο αποτέλεσμα I του ΝΔ και το αποτέλεσμα i στα δεδομένα προπόνησης, δηλαδή:

$$(33.13) \quad \delta_i^L = y_i(\mathbf{x}_k, \mathbf{w}) - d_{ik}$$

αρχίζοντας από την εξωτερική στρώση, αυτό το σφάλμα μπορεί να διαδοθεί οπισθοδρομικά στις κρυφές στρώσεις ως:

$$(33.14) \quad \delta_i^l = \left(\sum_{j=1}^{N_{l+1}} \delta_j^{l+1} w_{ji}^{l+1} \right) z_i^l (1 - z_i^l), l = L - 1, L - 2, \dots, 3, 2$$

Όπου το δ_i^l αντιπροσωπεύει το εντοπισμένο σφάλμα στον νευρώνα i της στρώσης l . Το παράγωγο σφάλματος του εν λόγω δείγματος στην Εξ. (33.12), σε αναλογία μια δεδομένη παράμετρο βάρους $N\Delta w_{ij}^l$, δίνεται από:

$$(33.15) \quad \frac{\theta E_k}{\theta w_{ij}^l} = \delta_i^l z_j^{l-1}, l = L, L - 1, \dots, 2$$

Τελικώς, το παράγωγο του σφάλματος προπόνησης στην Εξ. (33.11) ανάλογα με το w_{ij}^l μπορεί να υπολογιστεί ως:

$$(33.16) \quad \frac{\theta E_{T_r}}{\theta w_{ij}^l} = \sum_{k \in T_r} \frac{\theta E_k}{\theta w_{ij}^l}$$

Χρησιμοποιώντας την οπισθόδρομη διάδοση σφάλματος, το $(\theta E_{T_r} / \theta w)$ μπορεί να βρεθεί συστηματικά για τη δομή νευρικού ΔΠΕ και μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε αλγόριθμους προπόνησης κλιμάκωσης για τον καθορισμό της αναβάθμισης βάρους Δw . Ένα σχεδιάγραμμα ροής που συνοψίζει τα σημαντικά βήματα στην προπόνηση $N\Delta$ και τη δοκιμή, φαίνεται στο Σχέδιο 33.3. [8].

33.4 ΑΛΛΑ ΝΕΥΡΙΚΑ ΠΡΟΤΥΠΑ ΔΙΚΤΥΟΥ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΟΥΝΤΑΙ ΣΤΗΝ ΠΡΟΤΥΠΟΠΟΙΗΣΗ ΚΕΡΑΙΑΣ

33.4.1 ΝΕΥΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΡΑΔΙΑΚΗΣ ΒΑΣΗΣ (ΣΡΒ)

Το δίκτυο (ΣΒΒ) [7] είναι ένα ακόμη πανίσχυρο επιτηρούμενο προπονημένο δίκτυο το οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την κατάταξη σχεδιαγράμματος και την προσέγγιση συνάρτησης. Έχει μια απλούστερη δομή (μία κρυφή στρώση). Μία από τις ειδικές συναρτήσεις βάσης (π.χ. τις μη γραμμικότητες) που χρησιμοποιούνται ευρέως, είναι η συνάρτηση Γκαουσιανού πυρήνα. Οι συναρτήσεις βάσης στην κρυφή στρώση του δικτύου παράγουν μια σημαντική μη – μηδενική ανταπόκριση όταν το δεδομένο εισαγωγής τους υπάρχει μέσα σε μια σχετικά

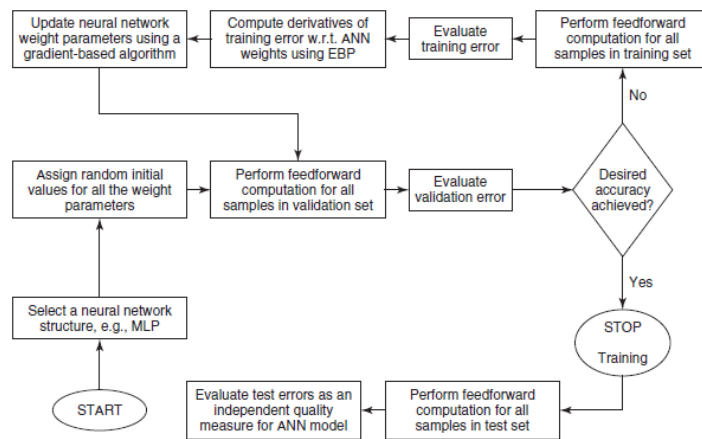


Figure 33.3 Flowchart demonstrating NN training, neural model testing, and use of training, validation, and test data sets in ANN modeling approach. (From Ref. 8. Reprinted with permission, copyright © 2003 IEEE.)

[Αναβάθμιση παραμέτρων βάρους νευρικού δικτύου με κλιμακωτό αλγόριθμο]

↑

[Υπολογισμός παραγώγων σφάλματος προπόνησης w.r.t. ANΔ με ΕΟΔ]

↑

[Εκτίμηση σφάλματος προπόνησης]

↑

[Εκτέλεση προώθησης τροφοδοσίας για όλα τα δείγματα στο σύνολο προπόνησης]

→ [Ανάθεση τυχαίων μηδενικών τιμών για όλες τις παραμέτρους βάρους] →

[Εκτέλεση προώθησης τροφοδοσίας για όλα τα δείγματα στο σύνολο επικύρωσης]

→ [Εκτίμηση σφάλματος επικύρωσης] → [Επετεύχθη η επιθυμητή ακρίβεια;

↓

Ναι

↓

ΤΕΡΜΑΤΙΣΜΟΣ ΠΡΟΠΟΝΗΣΗΣ → Εκτέλεση προώθησης τροφοδοσίας για όλα τα δείγματα στο σύνολο δοκιμής → Εκτίμηση σφαλμάτων δοκιμής ως ανεξάρτητο μέτρο ποιότητας για πρότυπο ANΔ → ΕΝΑΡΞΗ → Επιλογή μιας δομής νευρικού δικτύου, π.χ. ΕΠΕ, **Σχέδιο 33.3**. Σχεδιάγραμμα ροής που δείχνει την προπόνηση ΝΔ, τη δοκιμή νευρικού προτύπου, και τη χρήση των συνόλων δεδομένων προπόνησης, επικύρωσης και δοκιμής μιας προσέγγισης προτυποποίησης ANΔ. (Από Πηγή 8, Ανατύπωση κατόπιν αδείας copyright © 2003 IEEE).

μικρή, εντοπισμένη περιοχή του χώρου εισαγωγής δεδομένων. Για τα δίκτυα ΣΡΒ, τα σχεδιαγράμματα εισαγωγής των δεδομένων προπόνησης χρησιμοποιούνται συχνά ως ο υποψήφιος των κεντρών των συναρτήσεων ραδιακής βάσης, αλλά η στρατηγική επιλογής της παραμέτρου ακτίνας (ή κλίμακας) της συνάρτησης ραδιακής βάσης δεν έχει καθοριστεί. Σε πολλές περιπτώσεις, δίκτυα ΣΡΒ προπονούνται πολύ πιο γρήγορα από ό,τι προπονούνται τα ΔΠΕ προώθησης τροφοδοσίας από την οπισθόδρομη διάδοση. Το δίκτυο ΣΡΒ χρησιμοποιήθηκε προηγουμένως με διατάξεις κεραίας για καθορισμό καθοδήγησης της άφιξης (KrA) και κλίσης της ακτίνας [2].

33.4.2 ΝΕΥΡΙΚΟ ΔΙΚΤΥΟ ΧΑΡΤΗ ΑΥΤΟ - ΟΡΓΑΝΩΣΗΣ (ΧΑΟ)

Υπάρχουν πολλοί διαφορετικοί τύποι νευρικών δικτύων αυτό-οργάνωσης· παρ' όλα αυτά, όλοι μοιράζονται ένα κοινό χαρακτηριστικό. Αυτό είναι η δυνατότητα αποτίμησης των σχεδιαγραμμάτων εισαγωγής που παρουσιάζονται στο δίκτυο, η

οργάνωση του δικτύου να “μάθει” μόνο του τις ομοιότητες ανάμεσα στο συλλεκτικό σύνολο εισαγωγικών δεδομένων, και η κατηγοριοποίησή (ή μαζοποίησή) τους σε ομάδες παρόμοιων σχεδιαγραμμάτων. Έτσι λοιπόν αυτοί οι τύποι του ΝΔ [7] “μαθαίνουν]] χωρίς “δάσκαλο”, δηλαδή, μέσω μη επιτηρούμενης μάθησης.

Γενικά, η μη οργανωμένη μάθηση (ή μη επιτηρούμενη μάθηση) περιλαμβάνει τη συχνή τροποποίηση των **συναπτικών** βάρων του δικτύου σε απόκριση στο σύνολο των σχεδιαγραμμάτων εισαγωγής. Οι τροποποιήσεις βάρους εκτελούνται σύμφωνα με ένα σύνολο κανόνων μάθησης. Μετά από επαναληπτικές εφαρμογές αυτών των σχεδιαγραμμάτων στο δίκτυο προκύπτει μια διαμόρφωση κάποιας σημασίας. Βασικώς, από διάφορες, αρχικά τυχαίες, τοπικές αλληλεπιδράσεις μέσα σε ένα δίκτυο, σε απόκριση στα σχεδιαγράμματα εισαγωγής, προκύπτει μια ολική τάξη. Αυτή η ολική τάξη μπορεί τελικά να οδηγήσει σε κάποια μορφή ανάλογης συμπεριφοράς.

Το ΝΔ ΧΑΟ αποτελείται από μια εσωτερική στρώση δεσμών, όπου εφαρμόζονται οι εισαγωγές στο ΝΔ, και μια εξωτερική στρώση δεσμών, όπου η κατηγοριοποίηση (ομαδοποίηση / μαζοποίηση) των εισαγωγών μορφοποιείται. Οι δεσμοί στην εξωτερική στρώση, συχνότερα, οργανώνονται σε μια δισδιάστατη διάταξη. Η προπόνηση εκτελείται με ένα μη επιτηρούμενο τρόπο με τη χρήση του αλγορίθμου μάθησης kohonen [9]. Ο ΧΑΟ Kohonen είναι το μόνο μη επιτηρούμενο τροποποιημένο δίκτυο που υπάρχει στην βιβλιογραφία κεραίας. Σε αυτήν την περίπτωση, η προπόνηση μπορεί να θεωρηθεί ως μιας διαδικασίας που “μαθαίνει” να ομαδοποιεί τα σχεδιαγράμματα εισαγωγής σε μάζες, με τρόπο ενδογενή στα δεδομένα. Για να προπονήσουμε το ΝΔΧΑΟ, παρουσιάζονται συνεχείς εκτιμημένοι αγωγοί εισαγωγής με τυχαία ακολουθία στο δίκτυο. Η χαρτογράφηση από τα εξωτερικά σχεδιαγράμματα εισαγωγής, στα σχεδιαγράμματα δραστηριότητας του δικτύου, επιβεβαιώνεται από το συσχετισμό των σχεδιαγραμμάτων εισαγωγής με τα βάρη σύνδεσης. Αφού έχουν παρουσιαστεί αρκετά σχεδιαγράμματα εισαγωγής, τα βάρη που μεταστρέφονται σε δεσμούς αποτελέσματος του ΝΔ ΧΑΟ, συγκεκριμενοποιούν τα κέντρα των μαζών που αντιπροσωπεύουν τα σχεδιαγράμματα εισαγωγής.

Η προπονητική διαδικασία προσαρμογής τια ΧΑΟ περιγράφεται στην Πηγή 7. Σε αυτήν, τα βάρη του δισδιάστατου δικτύου ΧΑΟ αναβαθμίζονται σύμφωνα με:

$$(33.17) \quad \mathbf{w}_j(\mathbf{t} + 1) = \mathbf{w}_j(\mathbf{t}) + \eta(\mathbf{t})h_{j,i(x)}(\mathbf{t}) (x - \mathbf{w}_j(\mathbf{t}))$$

Όπου $n(\mathbf{t})$ είναι η μαθησιακή παράμετρος που μεταβάλλεται με το χρόνο, που δίνεται από τη σχέση $n(\mathbf{t}) = n_0 \exp(-\mathbf{t}/\tau_2)$, $\mathbf{t}=0, 1, 2, \dots, n_0 (\approx 0.1)$ και $r_2 (\approx 1000)$ είναι σταθερές. Το $h_{j,i(x)}(\mathbf{t})$ είναι η γείτονας συνάρτηση που δίνεται από:

$$(33.18) \quad h_{j,i(x)}(\mathbf{t}) = \exp\left(\frac{-d_{j,i}^2}{2\sigma^2(\mathbf{t})}\right), \mathbf{t} = 0, 1, 2, \dots$$

όπου σ είναι το “αποτελεσματικό πλάτος” της τοπολογικής γειτονιάς που δίνεται από $\sigma(\mathbf{t}) = \sigma_0 \exp(-\mathbf{t}/r_1)$, $\mathbf{t}=0, 1, 2, \dots$, $r_1=(1000/\log\sigma_0)$ και $\sigma_0 (\approx 1)$ είναι σταθερές. Το d_j , I είναι η πλευρική απόσταση ανάμεσα στον επιβαλλόμενο νευρώνα I και τον διεγερμένο νευρώνα j .

33.5 ΕΝΑ ΤΥΠΙΚΟ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑ

Για να εφαρμόσουμε τεχνικές ΑΝΔ για ένα συγκεκριμένο πρόβλημα κεραίας, η πρώτη αποστολή είναι να φέρουμε το πρόβλημα σε μια μορφή κατάλληλη για εφαρμογές ΑΝΔ· δηλαδή το πρόβλημα πρέπει να μορφοποιηθεί σε μία από τις κατηγορίες χαρτογράφησης, προσέγγισης συνάρτησης, ή κατηγοριοποίησης. Τα δεδομένα θα πρέπει να παραχθούν για να δημιουργήσουν το προπονητικό περιβάλλον για το ΑΝΔ. Αυτό είναι εφικτό με τη χρήση πειραμάτων ή πακέτων προσομοίωσης ή με δραστηκές θεωρητικές προσεγγίσεις. Ανάλογα με τον τύπο του προβλήματος και εξετάζοντας άλλους παράγοντες, όπως τον διαθέσιμο αριθμό σχεδιαγραμμάτων δεδομένων, τον αριθμό παραμέτρων εισαγωγών / εξαγωγών, ή την περιπλοκότητα του προβλήματος, θα πρέπει να επιλεγεί ένας αλγόριθμος. Διατίθενται καθιερωμένοι αλγόριθμοι προπόνησης [7]. Ο στόχος της προπόνησης είναι να έχουμε ένα

ειδικευμένο σύνολο βαρών που μπορεί να χρησιμοποιηθεί αργότερα για να καθορίσει τα αποτελέσματα του ΑΝΔ ή του ολικού συστήματος. Ο καθορισμός του κατά πόσο το δίκτυο που προκύπτει είναι κατάλληλα προπονημένο ή όχι, μπορεί να επικυρωθεί με τη χρήση του συνόλου δεδομένων δοκιμής, ένα σύνολο δεδομένων που είναι συνήθως συμπληρωματικό στο σύνολο δεδομένων προπόνησης.

Πριν περιγράψουμε τη χρήση των ΝΔ για διαφορετικούς τύπους εφαρμογών κεραίας, εδώ παραθέτουμε ένα απλό παράδειγμα για να έχουμε μια ιδέα προσέγγισης ενός συγκεκριμένου προβλήματος για εφαρμογή του ΝΔ. Το παράδειγμα περιγράφει τον υπολογισμό της συχνότητας συνήχισης για μια ισοπλευρική τριγωνική κεραία μικρολωρίδας, που φαίνεται στο Σχέδιο 33.4, με τη χρήση των ΝΔ [10].

ΠΡΟΒΛΗΜΑ

Υπολογίστε τις συχνότητες συνήχισης για μια ισοπλευρική τριγωνική κεραία μικρολωρίδας, με τη χρήση των ΝΔ.

Γιατί να χρησιμοποιήσουμε ΝΔ σε αυτό το πρόβλημα;

1. Ο καθορισμός της συχνότητας συνήχισης μιας τριγωνικής κεραίας επιθέματος μικρολωρίδας για τον τύπο TM_{111} απαιτεί τον υπολογισμό του αποτελεσματικού μήκους πλευράς και της αποτελεσματικής διηλεκτρικής σταθεράς. Η εύρεση αυτών είναι περίπλοκη και χρονοβόρα.

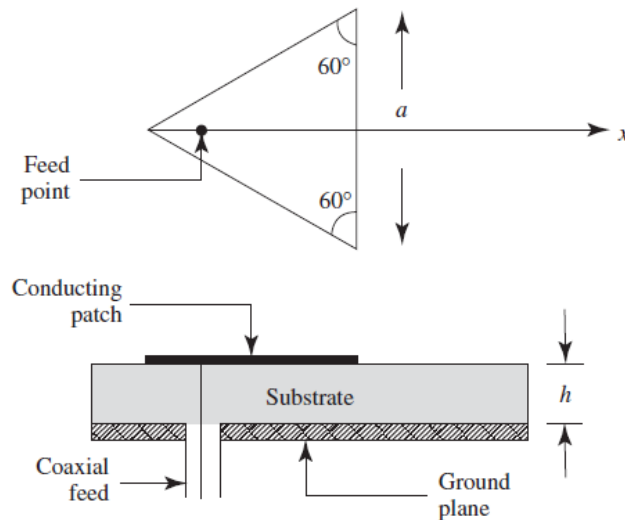


Figure 33.4 Geometry of equilateral triangular microstrip antenna. (From Ref. 10. Reprinted with permission from John Wiley & Sons, Inc.)

Feed point: Σημείο τροφοδοσίας, Conducting patch: Αγώγιμο επίθεμα, Substrate: Υπόστρωμα, Coaxial Feed: Διαξονική τροφοδοσία, Ground plane: Εδαφικό πεδίο, **Σχέδιο 33.4.** Γεωμετρία ισόπλευρης τριγωνικής κεραίας μικρολωρίδας. (Από Πηγή 10, Ανατύπωση κατόπιν αδειας από τους John Wiley & Sons, Inc).

Από την άλλη πλευρά, όταν η σχέση ανάμεσα στις παραμέτρους της κεραίας μικρολωρίδας και τα αποτελέσματα της υπολογισμένης συχνότητας συνήχισης προτυποποιείται στο ΝΔ, δεν απαιτεί ένα τύπο, ούτε τους υπολογισμούς του αποτελεσματικού μήκους πλευράς, ούτε την αποτελεσματική διηλεκτρική σταθερά. Το πρότυπο ΝΔ απαιτεί μόνο το μήκος πλευράς του επιθέματος, τη διηλεκτρική σταθερά του υποστρώματος, και το πάχος του.

2. Τα θεωρητικά αποτελέσματα συχνότητας συνήχισης που προέκυψαν από το προπονημένο ΝΔ συμφωνούν αρκετά με τα πειραματικά αποτελέσματα, και είναι αρκετά καλύτερα από τα αποτελέσματα που προέκυψαν από εμπειρικούς τύπους.

ΕΚΤΕΛΕΣΗ

Βήμα 1: Δημιουργία των Δεδομένων: Τα δεδομένα συχνότητας συνήχησης που έχουν υπολογιστεί πειραματικά είναι διαθέσιμα στη βιβλιογραφία και έχουν χρησιμοποιηθεί για την προπόνηση του ΝΔ. Δεκαπέντε τέτοιου είδους τιμές συνόλων δεδομένων συλλέχθηκαν για διαφορετικές διαστάσεις και τύπους κεραιών, από τα οποία, 3 σύνολα χρησιμοποιήθηκαν ως σύνολο δοκιμής και τα υπόλοιπα ως σύνολο προπόνησης, λόγω των περιορισμένων πειραματικών δεδομένων που είναι διαθέσιμα. Θα πρέπει να τονιστεί εδώ ότι καλύτερα και ισχυρότερα αποτελέσματα μπορούν να προκύψουν από τα πρότυπα ΝΔ εάν περισσότερες τιμές συνόλου δεδομένων εισαγωγής είναι διαθέσιμες για την προπόνηση.

Βήμα 2: Επιλέγοντας τον Προνοητικό Αλγόριθμο και τη Δομή Δικτύου:

Ένας προπονητικός αλγόριθμος οπισθόδρομης διάδοσης χρησιμοποιήθηκε σε αυτήν την περίπτωση καθώς αυτός είναι ο πιο διαδεδομένος αλγόριθμος προπόνησης για την εκτέλεση συνάρτησης και ταυτοχρόνως είναι εύκολος στη χρήση.

Η διαδικασία επιλογής αριθμού καταλλήλων νευρώνων στα στρώματα εισαγωγής και εξαγωγής, βασίζεται στο πρόβλημα. Σε αυτό το συγκεκριμένο πρόβλημα η πρόθεση είναι να βρούμε τη συχνότητα συνήχησης, η οποία είναι συνάρτηση των παραμέτρων κεραιάς: μήκος πλευράς (a), ύψος του υποστρώματος (h), διηλεκτρική σταθερά υποστρώματος (ϵ_r) και αριθμοί τύπων (m και n). Έτσι απαιτούνται πέντε νευρώνες στην εσωτερική στρώση και ένας νευρώνας στην εξωτερική. Δεν υπάρχει ειδικός κανόνας για να καθορίσουμε τον αριθμό των νευρώνων στις κρυφές στρώσεις. Επιπλέον, όπως αναφέραμε νωρίτερα, θεωρητικά έχει αποδειχθεί ότι ένα ΝΔ πολλών στρώσεων με τουλάχιστον μια κρυφή στρώση μπορεί να προτυποήσει ανεξάρτητα περίπλοκες σχέσεις εισαγωγών – εξαγωγών. Σε αυτό το παράδειγμα, μετά από αρκετές δοκιμές, βρέθηκε ότι το δίκτυο δύο στρώσεων εκτέλεσε τη διαδικασία με υψηλή ακρίβεια. Οπότε η διαμόρφωση δικτύου που επιλέχθηκε σε αυτήν την περίπτωση ήταν $5 \times 5 \times 3 \times 1$. Αυτό σημαίνει ότι ο αριθμός των νευρώνων ήταν 5 για την πρώτη κρυφή στρώση και 3 για την δεύτερη κρυφή στρώση.

Βήμα 3: Επιλέγοντας τις Παραμέτρους Προπόνησης: Αφού κατασκευάσουμε τη δομή δικτύου, η αποτελεσματικότητα της προπόνησης βασίζεται σε πολλές παραμέτρους προπόνησης, όπως ο ρυθμός μάθησης, η ορμή, και η αντοχή προπόνησης. Οι βέλτιστες τιμές αυτών των παραμέτρων βασίζονται στο πρόβλημα και προκύπτουν από δοκιμή / σφάλμα και εμπειρία. Αυτό είναι περισσότερο τέχνη

παρά επιστήμη. Οι τιμές των διαφορετικών παραμέτρων προπόνησης για αυτό το παράδειγμα δίδονται στον Πίνακα 33.1.

Βήμα 4: Δοκιμή του Κατασκευασμένου Δικτύου: Για να επιβεβαιώσουμε ότι το κατασκευασμένο δίκτυο είναι κατάλληλα προπονημένο, το προπονημένο ΝΔ πρέπει να εξεταστεί για επικύρωση με το σύνολο δεδομένων δοκιμής. Εάν το δίκτυο παρέχει κατάλληλα αποτελέσματα μέσα στην επιθυμητή ανεκτικότητα τότε το κατασκευασμένο δίκτυο θα αντιμετωπίζεται ως κατάλληλα προπονημένο. Ένα τυπικό σύνολο αποτελεσμάτων από το εξετασμένο ΝΔ σε αυτό το παράδειγμα, δίνεται στον Πίνακα 33.2.

ΟΦΕΛΗ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΕΝΟΣ ΝΔ ΓΙΑ ΤΟ ΤΡΕΧΟΝ ΠΡΟΒΛΗΜΑ

1.Επειδή το νευρικό πρότυπο που αναπτύσσουμε σε αυτό το παράδειγμα έχει υψηλή ακρίβεια και δεν απαιτεί περίπλοκες μαθηματικές συναρτήσεις, μπορεί να είναι πολύ χρήσιμο για την ανάπτυξη γρήγορων αλγορίθμων **CAD**.

2.Η πολύ καλή συμφωνία ανάμεσα στις τιμές μέτρησης και στις υπολογισμένες τιμές συχνότητας συνήχησης υποστηρίζει την εγκυρότητα του νευρικού προτύπου ακόμα και με το περιορισμένο σύνολο δεδομένων. Αυτό το πρότυπο **CAD**, που είναι ικανό να προβλέπει ακριβώς τις συχνότητες συνήχησης των τριγωνικών κεραιών μικρολωρίδας, είναι επίσης χρήσιμο στους μηχανικούς κεραιών. Χρησιμοποιώντας αυτό το πρότυπο, κάποιος μπορεί να υπολογίσει ακριβώς τη συχνότητα συνήχησης τριγωνικών κεραιών επιθέματος, χωρίς πρωτότερη γνώση των κεραιών μικρολωρίδας.

3.Χρειάζονται μερικά μόνο μικροsecondes για να δημιουργήσουμε τις συχνότητες συνήχησης σε ένα PC. Ακόμα και αν ο χρόνος προπόνησης χρειάζεται λιγότερο από 10 λεπτά, μετά την προπόνηση ο χρόνος υπολογισμού είναι λιγότερος από 100 μς σε υπολογισμούς πραγματικού χρόνου. Έτσι λοιπόν το νευρικό πρότυπο είναι πολύ γρήγορο μετά την προπόνηση.

TABLE 33.1 Training Parameter Values

Parameter	Value
Number of input layer neuron(s)	5
Number of output layer neuron(s)	1
Number of hidden layers	2
Number of first hidden layer neuron(s)	5
Number of second hidden layer neurons	3
Learning rate	0.3
Momentum	0.5
Number of epochs	25,000

Source: Ref. 10.

ΠΙΝΑΚΑΣ 33.1. Τιμές Παραμέτρων Προπόνησης, -Parameter : Παράμετρος, Value: Τιμή, -Number of input layer neuron(s): Αριθμός νευρώνων (-νων) εσωτερικής στρώσης, -Number of output layer neuron(s): Αριθμός νευρώνων (-νων) εξωτερικής στρώσης, -Number of hidden layers: Αριθμός κρυφών στρώσεων, -Αριθμός νευρώνων πρώτης κρυφής στρώσης/ Αριθμός νευρώνων δεύτερης κρυφής στρώσης, - Learning rate: Ρυθμός μάθησης, -Momentum: Ορμή, -Number of epochs: Αριθμός Περιόδων, Από Πηγή 10

TABLE 33.2 Comparison of Measured and Calculated Resonant Frequencies of the First Five Modes of an Equilateral Triangular Microstrip Antenna

Mode	f_{me} (MHz)	f_{mn} Present Method (MHz)
TM ₁₀	1519	1526
TM ₁₁	2637	2637
TM ₂₀	2995	2995
TM ₂₁	3973	3973
TM ₃₀	4439	4439
TM ₁₀	1489	1478
TM ₁₁	2596	2596
TM ₂₀	2969	2969
TM ₂₁	3968	3968
TM ₃₀	4443	4443
TM ₁₀	1280	1280
TM ₁₁	2242	2242
TM ₂₀	2550	2550
TM ₂₁	3400	3400
TM ₃₀	3824	3829

Source: Ref. 10.

^a f_{me} , measured values [11, 12]; f_{mn} , NN calculated values.

ΠΙΝΑΚΑΣ 33.2. Σύγκριση Μετρημένων και Υπολογισμένων Συχνοτήτων Συνήχησης των Πέντε Πρώτων Τύπων μιας Ισόπλευρης Τριγωνικής Κεραίας Μικρολωρίδας, -Mode: Τύπος, Present Method: Τρέχουσα Μέθοδος, -Measured values: Μετρημένες τιμές, -Calculated values: Υπολογισμένες Τιμές

33.6 ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΚΕΡΑΙΑΣ

Μια λίστα εφαρμογών των ΝΔ για κεραίες και διατάξεις δίνεται στον Πίνακα 33.3., μαζί με τον τύπο δομής δικτύου που χρησιμοποιείται και το σκοπό της εφαρμογής. Σε αυτό το κεφάλαιο δεν περιγράφουμε τις εφαρμογές για τις διατάξεις· περισσότερο μάλλον περιοριζόμαστε στις λεπτομερείς περιγραφές για μεμονωμένες κεραίες διαφόρων τύπων.

33.6.1 ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΥΝΘΕΣΗ ΚΕΡΑΙΑΣ ΑΙΧΜΗΣ

33.6.1.1 ΑΝΑΓΚΑΙΟΤΗΤΑ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΝΔ

Σε πολλές κεραίες – ανακλαστές και κεραίες φακών, οι πτυχωτές κυκλικές αιχμές αποτελούν μία από τις καλύτερες λύσεις τροφοδοσίας λόγω της αγνότητας πόλωσης τους και του μικρού μεγέθους τους. Παρ’ όλα αυτά, απαιτούν πολύ ακριβείς διαδικασίες για την προτυποποίησή τους, το σχεδιασμό και τη σύνθεσή τους για να αποφύγουν ένα κακό αποτέλεσμα. Ο χαρακτηρισμός αυτών των κεραιών γίνεται με τη χρήση προσομοιωτών λογισμικού κυματικής, βασίζεται στη ρύθμιση του τύπου και στις συνδυασμένες τεχνικές ολοκληρωματικών εξισώσεων πεδίου (ΣΟΕΠ) [38]. Αυτό είναι υπολογιστικά χρονοβόρο, στην τάξη μερικών λεπτών για κάθε σημείο συχνότητας. Οι συμβατικές τεχνικές βελτιστοποίησης βασίζονται σε ένα πολύ μεγάλο αριθμό τέτοιων αναλύσεων, οπότε ο αυτόματος σχεδιασμός αιχμής είναι μια υπερβολικά απαιτητική διαδικασία ακόμα και για ισχυρούς υπολογιστές. Για να ξεπεράσουμε τέτοιου είδους δυσκολίες, μπορεί να χρησιμοποιηθεί μια μη συμβατική προσέγγιση που βασίζεται στη χρήση των ΝΔ [13].

33.6.1.2 ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΑΙ ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Ο παραδειγματισμός της ανάλυσης και σύνθεσης για το πρόβλημα κεραίας αιχμής φαίνεται στα Σχέδια 33.5. και 33.6, αντιστοίχως. Στο πρόβλημα της ανάλυσης, όπου χρησιμοποιείται ένα ΝΔ ως εναλλακτική στον ηλεκτρομαγνητικό προσομοιωτή, το σχήμα του Σχεδίου 33.5 θα πρέπει να ακολουθηθεί για τη μαθητική διαδικασία ενός ΑΝΔ. Οι παράμετρο εισαγωγής του ηλεκτρομαγνητικού αναλυτή αποτελούν τα δεδομένα εισαγωγής του ΑΝΔ, ενώ τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τον αναλυτή είναι οι επιθυμητές εξαγωγές.

TABLE 33.3 Some of the Applications of NNs for Antennas/Arrays

Applications	Purpose/Advantage	Type of Network Used	Reference
Horn antenna analysis and synthesis	To reduce the computation time that is required by the full-wave software simulators	Multilayer feedforward network	13
Aperture antenna shape prediction	To significantly reduce the time of production associated with this relatively broad class of antennas To provide a methodology that can be used in the control of active aperture antennas	Multilayer feedforward network	14
Design and analysis of microstrip antenna/CPW patch antenna	To bypass the repeated use of complex iterative processes To avoid CPU intensive simulation procedures	Multilayer feedforward network, radial basis function network, and knowledge-based NN	15–25
Design and analysis of reconfigurable antenna	To reduce the heavy computational resources required for analyzing the multiscale nature of the reconfigurable antenna	Multilayer feedforward network, self-organizing map NN	26, 27
Wideband mobile antenna design	To avoid lengthy full-wave EM analysis with a faster method	Multilayer feedforward and knowledge-based NNs	28
Direction of arrival (DoA) estimation	To reduce the computational complexities of the previously available methods of DoA estimation	Radial basis function network	29–35
Adaptive beam forming	Real-time implementation of beam former to respond to the time-varying environment	Hopfield network and radial basis function network	36, 37

ΠΙΝΑΚΑΣ 33.3 ΚΑΠΟΙΕΣ ΑΠΟ ΤΙΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ ΝΑ ΓΙΑ ΚΕΡΑΙΕΣ / ΔΙΑΤΑΞΕΙΣ

Εφαρμογές	Σκοπός / Όφελος
Ανάλυση και Σύνθεση κεραίας αιχμής	→ Να μειώσουμε τον υπολογιστικό χρόνο που απαιτείται από τους προσομοιωτές λογισμικού κυματικής
Πρόβλεψη Σχήματος κεραίας οπής	→ Να μειώσουμε αρκετά το χρόνο παραγωγής που σχετίζεται με αυτή την ευρεία τάξη κεραιών. Να παρέχουμε μεθοδολογία χρήσιμη στον έλεγχο ενεργών κεραιών οπής.
Σχεδιασμός και ανάλυση κεραίας μικρολωρίδας / κεραίας επιθέματος CPW	→ Να ξεπεράσουμε την επαναλαμβανόμενη χρήση περίπλοκων επαναληπτικών διαδικασιών. Να αποφύγουμε τις διαδικασίες έντονης προσομοίωσης του CPO.
Σχεδιασμός και ανάλυση κεραίας αναδιαμόρφωσης	→ Να μειώσουμε τις βαριές υπολογιστικές πηγές που απαιτούνται για την ανάλυση της φύσης μεγάλης κλίμακας της κεραίας αναδιαμόρφωσης.
Σχεδιασμός κινητής κεραίας ευρείας ζώνης	→ Να αποφύγουμε τη μακρόχρονη ΗΜ ανάλυση κυματικής με μια γρηγορότερη μέθοδο.
Εκτίμηση διεύθυνσης της άφιξης (Δr_A)	→ Να μειώσουμε τις υπολογιστικές πολυπλοκότητες των πρωτύπων διαθέσιμων μεθόδων εκτίμησης Δr_A .
Μορφοποίηση προσαρμοστικής ακτίνας	→ Εκτέλεση σε πραγματικό χρόνο του διαμορφωτή ακτίνας για να ανταποκριθεί στο περιβάλλον μεταβάλλοντος χρόνου.

Τύπος Χρησιμοποιούμενου Δικτύου	Πηγή
Δίκτυο Πολλαπλών επιπέδων	13
Προώθησης τροφοδοσίας	
>> >>	14
>> >> τροφοδοσίας, δίκτυο συνάρτησης	15-25
Ραδιακής βάσης, και ΝΔ που βασίζεται στη γνώση	
Δίκτυο >> >> τροφοδοσίας, ΝΔ χάρτη	26,27
Αυτό – οργάνωσης	
>> >> και ΝΔ που βασίζεται στη	28
Γνώση, Δίκτυο συνάρτησης	
Ραδιακής βάσης	29-35
Δίκτυο Hopfield και δίκτυο	
Συνάρτησης ραδιακής βάσης	36,37

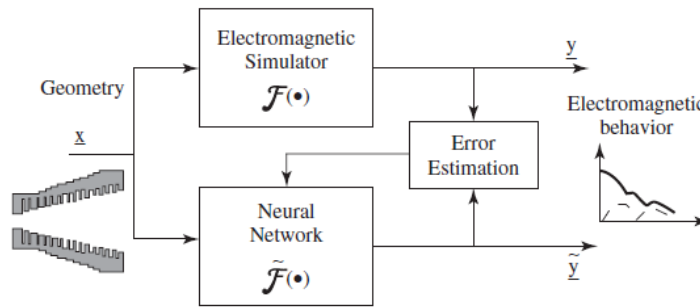


Figure 33.5 ANN learning scheme for the analysis problem. (From Ref. 13. Reprinted with permission, copyright © 2001 IEEE.)

Geometry: Γεωμετρία, Electromagnetic Simulator: Ηλεκτρομαγνητικός Προσομοιωτής, Neural Network: Νευρικό Δίκτυο, Error Estimation: Εκτίμηση Σφάλματος, Electromagnetic Behavior: Ηλεκτρομαγνητική Συμπεριφορά, **Σχέδιο 33.5.** Σχήμα μάθησης ANΔ για το πρόβλημα ανάλυσης. (Από Πηγή 13, Ανατύπωση κατόπιν αδείας, copyright © 2001, IEEE).

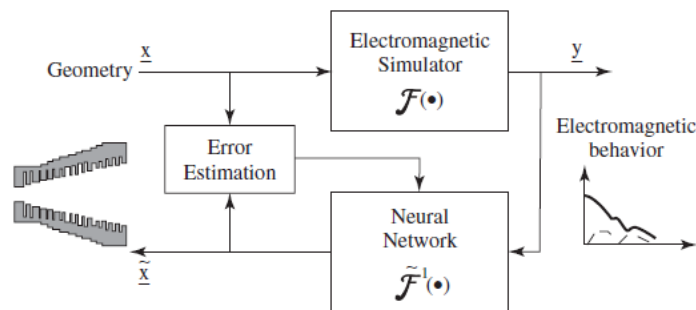


Figure 33.6 ANN learning scheme for the synthesis problem. (From Ref. 13. Reprinted with permission, copyright © 2001 IEEE.)

Electromagnetic Behavior : Ηλεκτρομαγνητική συμπεριφορά , **Σχέδιο 33.6.** Σχήμα μάθησης ANΔ για το πρόβλημα σύνθεσης. (Από Πηγή 13, Ανατύπωση κατόπιν αδείας, copyright © 2001, IEEE).

Από την άλλη πλευρά, για το πρόβλημα σύνθεσης, η προσέγγιση του Σχεδίου 33.6. θα πρέπει να επιλεγεί. Σε αυτήν την περίπτωση, τα δεδομένα εισαγωγής της κυματικής ανάλυσης είναι τα επιθυμητά αποτελέσματα του ANΔ, ενώ τα

αποτελέσματα που δίνονται από τον ηλεκτρομαγνητικό προσομοιωτή είναι οι εισαγωγές του ANΔ. Εδώ είναι σημαντικό να τονίσουμε ότι για την περίπτωση της σύνθεσης, τα σύνολο μάθησης του ANΔ θα πρέπει να έχουν μονή τιμή δηλαδή, οι ίδιες τιμές αποτελεσμάτων ίσως δεν αντιστοιχούν σε πάνω από μια μονή τιμή εισαγωγής. Εάν προκύψει τέτοια περίπτωση, η μαθησιακή διαδικασία του ANΔ ίσως δεν μεταστραφεί σε λύση. Έτσι πρέπει να οριστεί μια κατάλληλη επιλογή του συνόλου σχεδιαγραμμάτων μάθησης (δεδομένα προπόνησης), που έχει παραχθεί από τον ΗΜ αναλυτή, για να αποφευχθεί αυτή η κατάσταση. Ένας επιτηρούμενος τύπος ANΔ προώθησης τροφοδοσίας που έχει προπονηθεί στον τύπο οπισθόδρομης διάδοσης, χρησιμοποιείται σε αυτήν την εργασία.

Το Σχέδιο 33.7 απεικονίζει τη βασική γεωμετρία της αιχμής. Φαίνεται το μισό ενός επιμήκους τομέα. Γεωμετρικές παράμετροι είναι η ακτίνα ανοίγματος r , η ακτίνα οπής R , το μήκος αιχμής L και οι παράμετροι πτυχώσεως s , w , b , και t , που είναι το βάθος, η περίοδος και η κατανομή μενού / μετάλλου της πτύχωσης σε κάθε περίοδο, αντιστοίχως. Εναλλακτικά, η ποσότητα $n = \lambda/w$, που δίνει τον αριθμό των πτυχώσεων ανά μήκος κύματος και την αναλογία μετάλλου / κενού t/b , μπορεί να χρησιμοποιηθεί. Η αιχμή έχει ένα χαρακτηριστικό επιμήκη τομέα σύμφωνα με το νόμο:

$$(33.19) \quad r(z) = r + (R - r) \left[\frac{z}{L} (1 - A) + A \sin^2 \left(\frac{\pi z}{2L} \right) \right]$$

Όπου τα r , R και L έχουν τις προαναφερθείσες έννοιες, το Z είναι η συντεταγμένη κατά μήκος του άξονα της αιχμής και το A καθορίζει το ποσό κατανομής. Το $A=0$ δίνει για καθιερωμένη γραμμική κεραία, ενώ το $A=1$ δίνει μια κατανομή ελικοειδούς τετραγώνισης. Στην Πηγή 13, έχει επιλεγεί μια τιμή $A=0.7$, η οποία

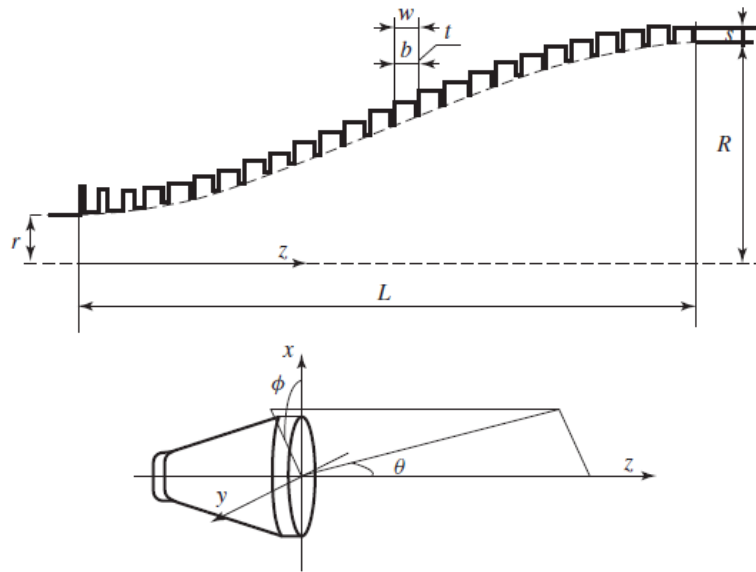


Figure 33.7 Geometry of a profiled corrugated circular horn and reference system for radiation patterns. (From Ref. 13. Reprinted with permission, copyright © 2001 IEEE.)

Σχέδιο 33.7 Γεωμετρία μιας κατατομημένης πτυχωτής κυκλικής κεραίας και σύστημα αναφοράς για σχεδιαγράμματα ακτινοβολίας. (Από Πηγή 13, Ανατύπωση κατόπιν άδειας, copyright © 2001, IEEE).

επιτρέπει στις μικρότερες αιχμές να έχουν την ίδια οπή R και μια συγκρίσιμη απώλεια επιστροφής Γ σε σχέση με μια γραμμική αιχμή.

Για τη διαδικασία ανάλυσης οι γεωμετρικές παράμετροι R , L , s , t/b και n θεωρούνται δεδομένα εισαγωγής του ANΔ. Τα αποτελέσματα είναι τα δείγματα σχεδιαγραμμάτων συζευγμένης πόλωσης και διασταυρούμενης πόλωσης μέσα σε ένα κατάλληλο σύνολο διευθύνσεων και απώλεια επιστροφής Γ . Αυτός ο αριθμός εισαγωγών είναι τόσο μεγάλος που επιδέχεται κάποια μείωση του συνόλου μάθησης του ANΔ, διότι μια απαιτητική έρευνα στο χώρο εισαγωγών θα χρειαζόταν ένα τεράστιο ποσό παραδειγμάτων. Έτσι πρέπει να υιοθετηθεί κάποια κατάλληλη μέθοδος για τον καθορισμό ενός συγκεκριμένου συνόλου μάθησης. Για να απλοποιήσουμε το πρόβλημα ανάλυσης και να επιταχύνουμε τη μαθησιακή διαδικασία, απαιτούνται μερικά ANΔ αντί για ένα μόνο. Αυτή είναι μια προσέγγιση που μπορεί να χρησιμοποιηθεί όταν η προπόνηση του ANΔ γίνεται δύσκολη λόγω

των πολλών πιθανών σεναρίων που μπορούν να υπάρχουν για την προπόνηση. Κάθε ANΔ σχετίζεται με τη διαδικασία χαρτογράφησης ενός υποχώρου του χώρου εισαγωγών προς ένα υποχώρο του χώρου αποτελεσμάτων. Το Σχέδιο 33.8 περιγράφει αυτήν την προσέγγιση όπου μια μονάδα υποχώρου λογικής επιλογής (ΜΥΛΕ) χρησιμοποιείται. Τότε κάθε ANΔ του επιλεγμένου συνόλου υπολογίζει το μέρος των τιμών αποτελεσμάτων.

Στην περιγραφόμενη εργασία, το αποτέλεσμα σχεδιαγράμματος ακτινοβολίας έχει μειωθεί στο ρυθμό $\Theta \in [0^\circ, 40^\circ]$ με βήμα 2° , που είναι το πιο σημαντικό. Το σύνολο δικτύου αποτελείται από τέσσερα ANΔ για το σχεδιάγραμμα πόλωσης σύζευξης και τέσσερα ANΔ για το σχεδιάγραμμα διασταυρούμενης πόλωσης για κάθε επιθυμητή τομή φ (μόνο η τομή $\varphi=45^\circ$ χρησιμοποιείται εδώ, η πιο σχετική για το συστατικό διασταυρούμενης πόλωσης) και από ένα ANΔ για το Γ . Οπότε έχουν προπονηθεί συνολικά 90 ANΔ, με το χώρο εισαγωγών χωρισμένο σε δέκα υποχώρους.

Το Σχέδιο 33.9 δείχνει τα σχεδιαγράμματα πόλωσης σύζευξης και διασταυρούμενης πόλωσης για μια αιχμή με $R = 2.45\lambda$, $L=8.25\lambda$, $s=0.27\lambda$, $t/b=0.35$ και $n=5$. Η ανάλυση έχει εκτελεστεί με τη συμβατική τεχνική ρύθμισης τύπου –CFIE, και με την προτεινόμενη προσέγγιση ANΔ.

Η διαδικασία σύνθεσης θα μπορούσε να εκτελεστεί εκπαιδώντας ένα ΝΔ να προσεγγίζει άμεσα τη συνάρτηση χαρτογράφησης των ηλεκτρομαγνητικών χαρακτηριστικών σε γεωμετρικές παραμέτρους. Έτσι οι εισαγωγές ANΔ είναι οι τυπικές απαιτήσεις σχεδίου για μια τροφοδοσία: το κύριο

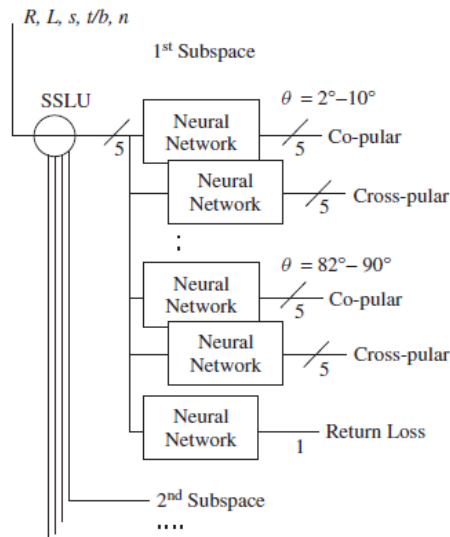


Figure 33.8 ANN setup for horn analysis with input decision logic and output subspaces. (From Ref. 13. Reprinted with permission, copyright © 2001 IEEE.)

1st Subspace: 1^{ος} Υποχώρος, Co-polar: Σύνδεσμος σύζευξης, Cross – polar: Σύνδεσμος διασταύρωσης, Return Loss: Απώλεια Επιστροφής, **Σχέδιο 33.8**. Εγκατάσταση ΑΝΔ για ανάλυση αιχμής με λογική επιλογής εισαγωγών και υποχώρος αποτελέσματος (Από Πηγή 13 Ανατύπωση κατόπιν αδείας, copyright © 2001 IEEE).

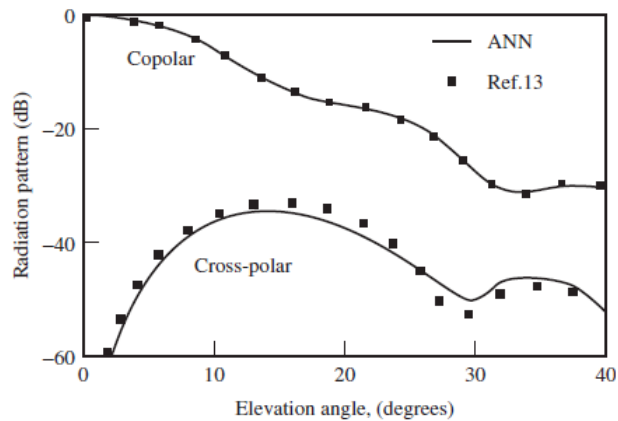


Figure 33.9 Comparison between the ANN and the full-wave simulation. (From Ref. 13. Reprinted with permission, copyright © 2001 IEEE.)

Radiation Pattern (dB): Σχεδιάγραμμα Ακτινοβολίας (σελ. dB), Copolar : Πόλωση σύζευξης, Cross – polar: Πόλωση διασταύρωσης, Elevation angle (degrees): Γωνία

ανύψωσης (σε μοίρες), **Σχέδιο 33.9** Σύγκριση ανάμεσα στο ANΔ και την κυματική προσομοίωση. (Από Πηγή 13. Ανατύπωση κατόπιν αδειάς, copyright © 2001, IEEE).

πάχος ακτίνας, το μέγιστο επίπεδο του επιπέδου πόλωσης σύζευξης X_{max} και την απώλεια επιστροφής Γ . Η τροφοδοσία περιγράφεται, αντί για γωνία 3-dB, με ένα χαρακτηριστικό τρόπο για τροφοδοσίες κεραιών – ανακλαστών, δηλαδή σε γωνία Θ_{ET} για την οποία το επίπεδο ακρινοβολούμενου πεδίου είναι ETdB κάτω από το μέγιστο ($ET =$ κώνος λέπτυνσης άκρης). Τα αποτελέσματα είναι οι γεωμετρικές παράμετροι R, L, A, s, n και t/b .

Για να μειώσουμε αυτόν τον αριθμό αποτελεσμάτων, υποθέτουμε κάποιες σταθερές τιμές : $A=0.7, n=4,5, s=\lambda/4$ και $t/g=0.2$. Αυτό διασφαλίζει την καλή λειτουργία και ταυτόχρονα ένα χαμηλό κόστος παραγωγής, αφού οι αιχμές με μικρό αριθμό σχετικά μεγάλων πτυχώσεων είναι σημαντικά φθηνότερες. Τότε το Γ δεν συγκαταλέγεται ανάμεσα στις εισαγωγές ANΔ. Αυτή η υπόθεση γίνεται καθώς οι κατατομημένες πτυχωτές κυκλικές αιχμές παρουσιάζουν εύκολα χαμηλά επίπεδα Γ . Επιπλέον, με το να προπονούν το δίκτυο με δεδομένα σχετικά με αιχμές καλής λειτουργίας – δηλαδή με ένα χαμηλό Γ – αναμένεται ότι οι γεωμετρίες που δημιουργούνται από το ANΔ παρουσιάζουν επίσης χαμηλή απώλεια επιστροφής, και έτσι έχει αποδειχτεί.

Κατά το σχεδιασμό του ANΔ, θα πρέπει να δίνεται προσοχή όταν υπάρχουν πολλές ομάδες γεωμετρικών παραμέτρων που οδηγούν στην ίδια λειτουργία της αιχμής. Όταν συμβαίνει αυτό, η συνάρτηση $f(R,L) \rightarrow [\Theta_{ET}, ET, X_{max}]$ δεν μπορεί να μεταστραφεί. Καθώς το ANΔ θα έπρεπε να μεταστρέψει μια τέτοιου είδους συνάρτηση για να εκτελέσει το σχεδιασμό αιχμής, η συνάρτηση θα πρέπει να αποκτήσει μονή τιμή εάν περιλάβει αυτές μόνο τις γεωμετρίες με την χαμηλότερη τιμή του R για ένα δεδομένο Θ_{ET} με ζεύγος ET .

Το κατασκευασμένο ANΔ έχει χρησιμοποιηθεί για να σχεδιάσουμε μια αιχμή με $\Theta_{ET} = 9.5^\circ, ET=15dB$ και ελάχιστο X_{max} . Η τροφοδοσία που προκύπτει έχει $R=3.92 \lambda, L=29.45\lambda$, και τις συνήθεις τιμές για τις παραμέτρους πτύχωσης. Η απώλεια επιστροφής ισούται με 46.1dB. Ένα συμβατικό σχέδιο έχει χρησιμοποιηθεί επίσης για σύγκριση, δηλαδή μια ευρηστική τεχνική δοκιμής – λάθους, που βασίζεται στην

κυματική ηλεκτρομαγνητική ανάλυση. Η τελευταία απαιτήσε πολλές εβδομάδες εργασίας. Το Σχέδιο 33.9 δείχνει την κυματική ανάλυση του ΑΝΔ (σχεδιασμένης αιχμής) (καμπύλη α), και την ευρηστικά σχεδιασμένη αιχμή (καμπύλη β). Η αιχμή που προέκυψε με τη χρήση της προσέγγισης ΑΝΔ έχει μετρηθεί μόνο για σχεδιάγραμμα πόλωσης σύζευξης, και τα δεδομένα αναφέρονται επίσης στο Σχέδιο 33.10.Οι αλγόριθμοι ΑΝΔ που προέκυψαν, για την ανάλυση και τη σύνθεση, ενσωματώνονται εύκολα στα υπάρχοντα εργαλεία CAD για το σχεδιασμό κεραίας, τα οποία εκμεταλλεύονται πλήρως μια τόσο ακριβή μέθοδο με χαμηλές απαιτήσεις μνήμης και χρόνου CPU. Αυτή η προσέγγιση ΑΝΔ για την ανάλυση αιχμής μπορεί να εισαχθεί σε μια καθιερωμένη διαδικασία βελτιστοποίησης. Εναλλακτικά, η σχεδιασμένη αιχμή ΑΝΔ μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως σημείο εκκίνησης για μια κυματική βελτιστοποίηση που βασίζεται σε προσομοιωτή.

33.6.1.3 ΕΠΙΣΗΜΑΝΣΕΙΣ ΑΠΟ ΑΥΤΗΝ ΤΗΝ ΕΦΑΡΜΟΓΗ

Δεν είναι πάντα εύκολο να κατασκευάσουμε ένα μονό προπονημένο δίκτυο για ολόκληρο το εύρος προβλημάτων χώρου εισαγωγών / εξαγωγών. Σε αυτήν την περίπτωση, ο χώρος εισαγωγών μπορεί να χωριστεί σε ένα αριθμό υποχώρων και για κάθε υποχώρο μπορούν να κατασκευαστούν ατομικά προπονημένα ΝΔ. Θα πρέπει να γίνουν προβλέψεις για την επιλογή του απαιτούμενου υποχώρου βασιζόμενες στο εύρος δεδομένων εισαγωγής.

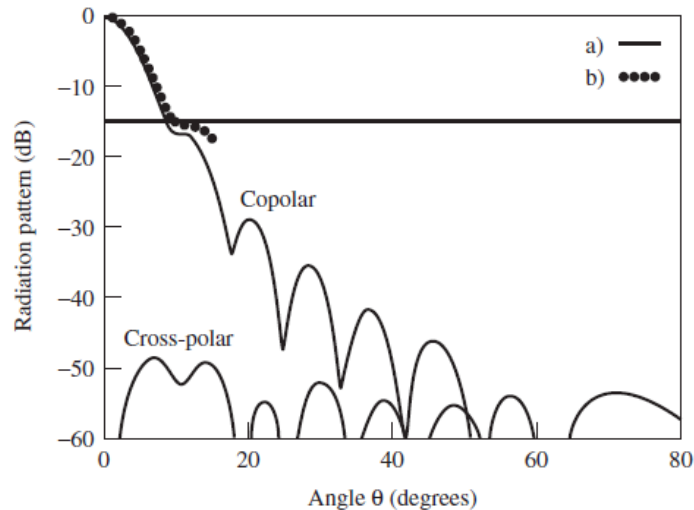


Figure 33.10 Full-wave analysis for a horn synthesized via the ANN approach: (a) measured pattern and (b) prototype built accordingly to the ANN design. (From Ref. 13. Reprinted with permission, copyright © 2001 IEEE.)

Radiation Pattern: Σχεδιάγραμμα Ακτινοβολίας (σε dB), Copolar : Πόλωση Σύζευξης (cross – polar: Πόλωση Διασταύρωσης, Angle θ : Γωνία θ (σε μοίρες), **Σχέδιο 33.10** . Κυματική ανάλυση για μια αιχμή που έχει συνθεθεί μέσω της προσέγγισης ΑΝΔ: (α) μετρημένο σχεδιάγραμμα και (β) πρωτότυπο κατασκευασμένο σύμφωνα με το σχέδιο ΑΝΔ. (Από Πηγή 13. Ανατύπωση κατόπιν αδείας, copyright © 2001, IEEE).

33.6.2 ΠΡΟΒΛΕΨΗ ΣΧΗΜΑΤΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΟΠΗΣ

33.6.2.1 ΑΝΑΓΚΑΙΟΤΗΤΑ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΝΔ

Με τις εξελίξεις στην κατασκευή κεραιών οπής, έχει αναπτυχθεί ο σχεδιασμός ανομοιομορφων ημιπαραβολοειδών οπών. Αυτή η τάξη κεραιών μπορεί να παράγει κάθε επιθυμητό σχεδιάγραμμα εξώτερου πεδίου. Υπολογίζοντας το σχεδιάγραμμα ακτίνας εξώτερου πεδίου ως συνάρτηση του σχήματος οπής είναι η σχετικά πρώτη διαδικασία. Το αντίστροφο πρόβλημα, όπου πρέπει να υπολογίσουμε το αναγκαίο σχήμα για να βρούμε ένα συγκεκριμένο σχεδιάγραμμα εδάφους, δεν είναι τόσο απλό. Οι υπάρχουσες τεχνικές απαιτούν προσεγγίσεις δοκιμής /λάθους που είναι πάντα χρονοβόρες. Ο Washington [14] έχει δείξει ότι ένα ΝΔ προώθησης τροφοδοσίας

μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να εδραιώσει μια μεθοδολογία για το σχεδιασμό αυτής της τάξης κεραιών, μόλις οριστεί ένα “επιθυμητό” σχεδιάγραμμα. Όταν το ΝΔ είναι πλέον προπονημένο, μπορεί να προβλέψει το σχήμα οπής που δημιουργεί αυτό το σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας σε πραγματικό χρόνο.

33.6.2.2 ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΑΙ ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Ο παραδειγματισμός της εφαρμογής ΝΔ στην πρόβλεψη σχήματος κεραίας οπής φαίνεται στο Σχέδιο 33.11. Σε αυτή τη συγκεκριμένη εφαρμογή, ένα ΝΔ πολλαπλών επιπέδων, προπονημένο στον τύπο οπισθόδρομης διάδοσης, χρησιμοποιήθηκε για να εκτελέσει μια μη γραμμική χαρτογράφηση ανάμεσα στο σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας εξώτερου πεδίου (εισαγωγή του ΝΔ), ή στην κεραία – ανακλαστή – και στην αριθμητική συνεισφορά κάθε τύπου του ανακλαστή (εξαγωγή του ΝΔ), η οποία χαρτογράφηση υπολογίστηκε χρησιμοποιώντας ένα μηχανικό πρόβλημα λαμβάνοντας υπ’ όψιν μια κυλινδρική επιφάνεια ανακλαστή που έχει κατασκευαστεί από δύο εύπλαστα καλύμματα που συνδέονται στο κέντρο. Η αριθμητική συνεισφορά κάθε τύπου, σε ανταπόδοση, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να υπολογίσει την απώλεια του ανακλαστή.

Ένα ΝΔ τριών στρώσεων με 41 εισαγωγές (αυτό σημαίνει ότι το σχεδιάγραμμα πήρε δείγματα σε 41 σημεία), με 30 κρυφές στρώσεις – 1 νευρώνα, 30 κρυφές στρώσεις – 2 νευρώνων και δύο εξαγωγές (για τους πρώτους δύο τύπους ανακλαστών) χρησιμοποιήθηκε. Οι δύο πρώτο τύποι ανακλαστών μπορούν να περιγράψουν επαρκώς την καθοδήγηση και σχηματοποίηση της κεραίας, οπότε πάρθηκαν δύο νευρώνες εξαγωγών. Εάν εξετάζονται περισσότεροι τύποι, θα ήταν δυνατόν να ανακατασκευάσουμε την επιφάνεια πιο πιστά από ένα γραμμικό συνδυασμό τύπων.

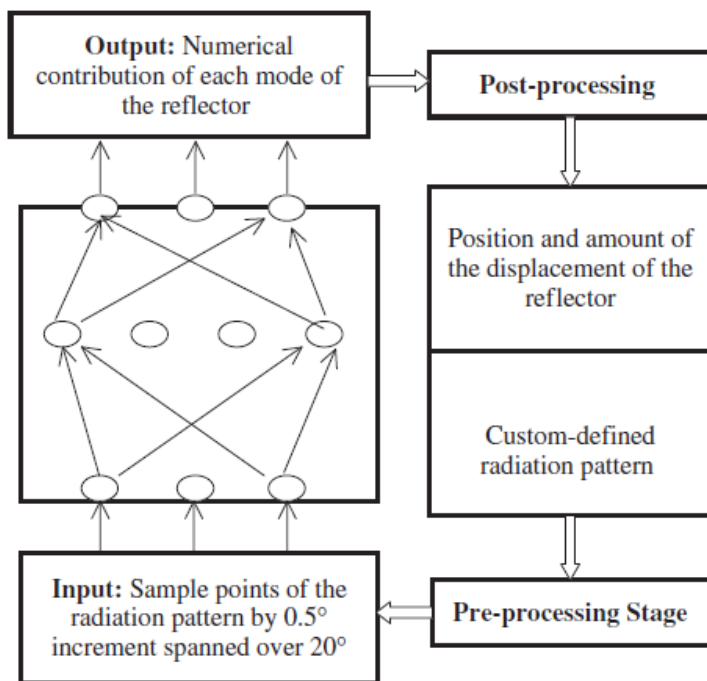


Figure 33.11 Paradigm of NN application for aperture antenna shape prediction.

Output : Εξαγωγή : Αριθμητική συνεισφορά κάθε τύπου του ανακλαστή, Post – processing : Μετά - επεξεργασία , Position... reflector: Θέση και ποσό απώλειας του ανακλαστή, Custom...pattern: Σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας χαρακτηρισμένο με συνήθη τρόπο, Pre – processing Stage: Στάδιο προ – επεξεργασίας, Input : Σημεία δείγματος του σχεδιαγράμματος ακτινοβολίας με **προσαύξηση** απόστασης 0.5° που εκτείνεται πάνω από 20° , **Σχέδιο 33.11**. Παραδειγματισμός της εφαρμογής ΝΔ για την πρόβλεψη σχήματος κεραίας οπής.

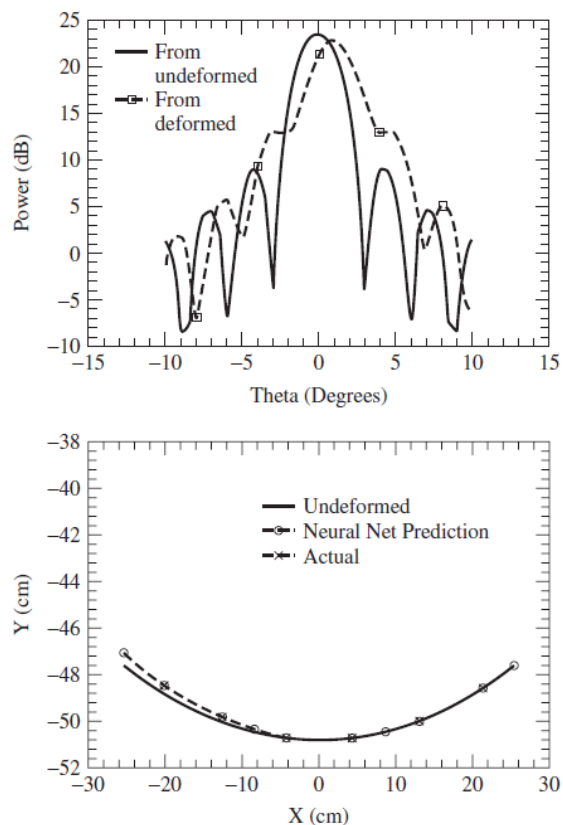


Figure 33.12 Predicted and actual shape. (From Ref. 14. Reprinted with permission, copyright © 1997 IEEE.)

A)Power (dB) : Ισχύς σε dB, From undeformed : Από υπομορφωμένα (δεδομένα), From deformed: Από παραμορφωμένα, Theta (degrees) : Θήτα (σε μοίρες)

B)-Undeformed : Υπομορφωμένα, -Neural net Prediction: Πρόβλεψη νευρικού δικτύου,-Actual : Πραγματικό, **Σχέδιο 33.12.** Προβλεπόμενο και πραγματικό σχήμα (Από Πηγή 14, Ανατύπωση κατόπιν αδείας, copyright © 1997, IEEE).

Στο Σχέδιο 33.12 φαίνονται ένα τυπικό σχεδιάγραμμα ακτίνας που χρησιμοποιήθηκε ως εισαγωγή στο προπονημένο ΝΔ, και το προβλεπόμενο και πραγματικό σχήμα. Το αποτέλεσμα αποκαλύπτει ότι τα ΝΔ μπορούν να αξιοποιηθούν για να καθορίσουν ακριβώς τα σχήματα ανακλαστήρα όταν δίνεται το σχετικό σχεδιάγραμμα ισχύος εξώτερου πεδίου. Αφού η μαθηματική συνάρτηση που αντιπροσωπεύεται από το ΝΔ είναι απλά μια χαρτογράφηση εισαγωγών – εξαγωγών, μπορεί εύκολα να εφαρμοστεί στον πραγματικό χρόνο. Αν και ο χρόνος προπόνησης είναι μεγάλος, η τελική χαρτογράφηση εισαγωγών – εξαγωγών εκτελείται σε δευτερόλεπτα και μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να προβλέψει τα σχήματα πολλών διαφορετικών κεραιών. Μόλις

σχεδιαστεί το δίκτυο, μπορεί να χρησιμοποιηθεί ξανά και ξανά, σώζοντας το χρόνο του σχεδιαστή.

33.6.2.3 ΕΠΙΣΗΜΑΝΣΕΙΣ ΑΠΟ ΑΥΤΗΝ ΤΗΝ ΕΦΑΡΜΟΓΗ

Έχει αποδειχθεί θεωρητικά ότι ένα ΝΔ πολλαπλών επιπέδων με τουλάχιστον μία κρυφή στρώση μπορεί να προτυποποιήσει ανεξάρτητα περίπλοκες μη γραμμικές σχέσεις εισαγωγών – εξαγωγών. Ακόμα και τότε, εάν το τρέχον πρόβλημα είναι πολύ περίπλοκο, ένας μεγάλος αριθμός κρυφών στρώσεων με τον απαιτούμενο αριθμό νευρώνων μπορεί να χρησιμοποιηθεί, για να διευκολυνθεί η διαδικασία.

Επιπρόσθετα, σε κάποιες περιπτώσεις, τα πρωταρχικά δεδομένα δεν είναι κατάλληλα για να εφαρμοστούν άμεσα στο ΝΔ. Σε αυτήν την περίπτωση, κάποια τεχνική προ – επεξεργασίας πρέπει να εφαρμοστεί για να καταστήσει τα δεδομένα κατάλληλα για την προπόνηση και δοκιμή, και επίσης να μειώσει τον αριθμό νευρώνων στις εσωτερικές ή εξωτερικές στρώσεις.

33.6.3 ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΜΙΚΡΟΛΩΡΙΔΑΣ

33.6.3.1 ΑΝΑΓΚΑΙΟΤΗΤΑ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΝΔ

Αν και η δομή της κεραίας μικρολωρίδας φαίνεται απλή, η ανάλυση της είναι περίπλοκη. Οι κυματικές μέθοδοι ανάλυσης που χρησιμοποιούνται για κεραίες μικρολωρίδας είναι υπολογιστικά περίπλοκες και έτσι χρειάζονται ένα σοβαρό ποσό χρόνου για να βρουν μια μονή παράμετρο ανάλυσης, ενώ εκατοντάδες προσομοιώσεις χρειάζονται για να έχουμε ένα βελτιστοποιημένο αποτέλεσμα. Οι μέθοδοι που βασίζονται σε εμπειρικούς τύπους είναι επαρκείς από τη σκοπιά του χρόνου υπολογισμού αλλά ποικίλλουν όσον αφορά το εύρος εφαρμοσιμότητάς τους. Από την άλλη πλευρά, τα **νευρολογιστικά** πρότυπα είναι γρήγορα και

ταυτόχρονα ισχυρά όσον αφορά την ακρίβειά τους. Οπότε τα πρότυπα είναι κατάλληλα για εφαρμογές CAD.

33.6.3.2 ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΑΙ ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Στη βιβλιογραφία βρίσκονται πολλές εφαρμογές ΝΔ για κεραιές μικρολωρίδων, για την ανάλυση και το σχεδιασμό [15-25]. Όσον αφορά την ανάλυση, η βιβλιογραφία περιλαμβάνει τον υπολογισμό της συχνότητας συνήχησης ηλεκτρικά λεπτών και με φάρδος ορθογωνίων και κυκλικών κεραιών μικρολωρίδας [16, 18-20], τον υπολογισμό φάρδους ζώνης ορθογωνίων κεραιών μικρολωρίδας [17], και την αντίσταση εισαγωγής κυκλικών κεραιών μικρολωρίδας [23]. Το παράδειγμα που περιγράφηκε στον προηγούμενο τομέα – που υπολογίζει τη συχνότητα συνήχησης ισόπλευρης τριγωνικής κεραιάς μικρολωρίδας [10] – είναι μια εφαρμογή τέτοιου είδους.

Σε όλες αυτές τις εφαρμογές, η δουλειά του δικτύου είναι **να πράττει** ως ένα απλό καινούριο εναλλακτικό στην υπολογιστικά περίπλοκη διαδικασία για να βρει την παράμετρο ανάλυσης. Η δημιουργία δεδομένων σε αυτές τις εργασίες γίνεται είτε μέσω προσομοιώσεων που βασίζονται στην κυματική ανάλυση είτε μέσω κάποιου πειράματος, και το προπονημένο δίκτυο αναπτύχθηκε για να χαρτογραφήσει τις διαφορετικές παραμέτρους σχεδιασμού της κεραιάς με την παράμετρο ανάλυσης αποτελεσμάτων. Αυτές οι εφαρμογές είναι ατομικά δίκτυα για ατομικές παραμέτρους. Παρ' όλα αυτά, στην Πηγή 22 έχει αναπτυχθεί ένα γενικευμένο δίκτυο, στο οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένα μόνο ΝΔ για να υπολογίσει τις συχνότητες συνήχησης ορθογωνίων, κυκλικών και τριγωνικών κεραιών μικρολωρίδας.

Στην πλευρά του σχεδίου, χρησιμοποιήθηκαν ΝΔ για να βρουν το μέγεθος επιθέματος κάποιων κεραιών μικρολωρίδας συνήθους σχήματος για μια συγκεκριμένη συχνότητα λειτουργίας [24, 25]. Ο παραδειγματισμός εφαρμογής για το σχέδιο μιας κεραιάς τετράγωνου επιθέματος φαίνεται στο Σχέδιο 33.13. Στο Σχέδιο

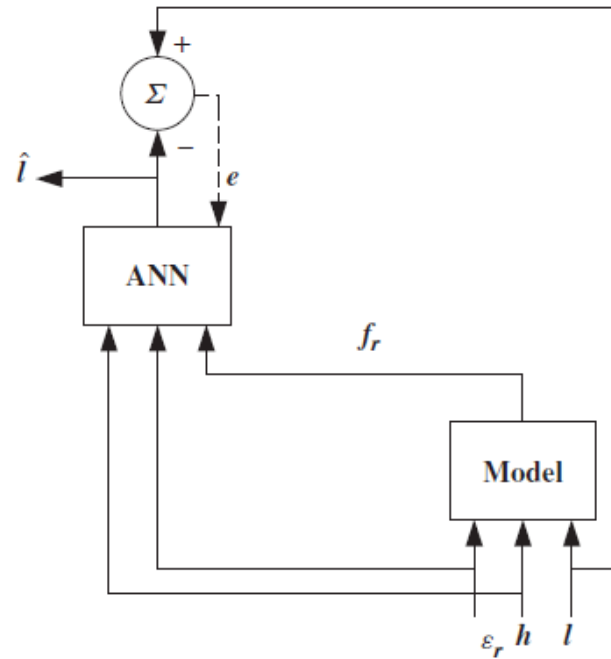


Figure 33.13 Calculation paradigm of design of square patch antenna.

Model : Πρότυπο ANN: ANΔ, **Σχέδιο 33.13**. Παραδειγματισμός υπολογισμού του σχεδίου κεραίας τετράγωνου επιθέματος

κεραιών τετράγωνου επιθέματος, δίνεται η συχνότητα συνήχισης στον κυρίαρχο τύπο, τα ϵ_r και h παρέχονται και το l υπολογίζεται.

Εδώ χρησιμοποιείται ο τύπος Wolf-Knoprik [25, 39] για να βρούμε τη συχνότητα συνήχισης της κεραίας τετράγωνου επιθέματος για διαφορετικές παραμέτρους εισαγωγής (ϵ_r , h και l) σε συγκεκριμένα εύρη. Τα δημιουργημένα δεδομένα οργανώνονται τότε σε δύο πίνακες. Ένας πίνακας τριών στηλών, που περιέχει τις τιμές των ϵ_r , h και f_r , χρησιμοποιείται ως τον πίνακα δεδομένων προπόνησης εισαγωγής για το δίκτυο. Ο άλλος πίνακας μονής στήλης που περιέχει τις αντίστοιχες τιμές του l χρησιμοποιείται ως πίνακας δεδομένων προπόνησης εξαγωγών για το δίκτυο.

Ένα εμφανές όφελος του νευρολογισμού είναι ότι μετά την κατάλληλη προπόνηση, ένα ΝΔ προσπερνά την επαναληπτική χρήση επαναληπτικών

διαδικασιών, για νέες περιπτώσεις που του εμφανίζονται. Το ανεπτυγμένο πρότυπο στο τρέχον παράδειγμα παράγει το μήκος πλευράς ενός τετράγωνου επιθέματος σχεδόν άμεσα για τις άλλες τρεις ειδικευμένες παραμέτρους της κεραίας τετράγωνου επιθέματος. Επιπλέον, αυτή η μονή δομή δικτύου μπορεί να προβλέψει τα αποτελέσματα για ένα εύρος συχνότητας μέχρι 15GHz, όσον οι τιμές των ϵ_r και h βρίσκονται στο διάστημα των τιμών προπόνησης.

Η ίδια διαδικασία μπορεί να εφαρμοστεί στο σχεδιασμό κάθε σχήματος κεραίας μικρολωρίδας [24].

33.6.3.3 ΕΠΙΣΗΜΑΝΣΕΙΣ ΑΠΟ ΑΥΤΗΝ ΤΗΝ ΕΦΑΡΜΟΓΗ

Η ακρίβεια ενός προπονημένου δικτύου βασίζεται στην ακρίβεια των δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν στην προπόνησή του. Αφού η εύρεση δεδομένων μπορεί να κοστίζει, θα πρέπει να είμαστε προσεκτικοί στη δημιουργία του συνόλου προπονητικών δεδομένων. Εάν διαθέτουμε πειραματικές διευκολύνσεις, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε επιπρόσθετα δεδομένα.

33.6.4 ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΕΡΑΙΑΣ ΑΝΑΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗΣ

33.6.4.1 ΑΝΑΓΚΑΙΟΤΗΤΑ ΧΡΗΣΗΣ ΤΟΥ ΝΔ.

Σε ανταπόκριση στις αυξανόμενες ανάγκες του πλάτους ζώνης κεραίας, δαπανηθεί ένα σημαντικό ποσό προσπάθειας για να αναπτύξουμε κεραίες πολύ –ζωνών. Τα επίπεδα σχέδια προτιμούνται συνήθως για αυτές τα δομές λόγω του επιπρόσθετου οφέλους του μικρού τους μεγέθους, του χαμηλού κατασκευαστικού κόστους τους και της προσαρμοστικότητάς τους. η πολυζωνική ιδιότητα μπορεί να επιτευχθεί κάνοντας τη δομή αναδιαμορφωμένη, στην οποία τα διαφορετικά ακτινοβολούντα στοιχεία μιας διάταξης συνδέονται μαζί χρησιμοποιώντας διακόπτες για να σχηματίσουν

ομάδες στοιχείων που έχουν συνήχιση σε διαφορετικές ζώνες συχνότητας [40-45]. Οι αναδιαμορφωμένες πολυζωνικές κεραιές προτιμώνται στις στρατιωτικές και διαφημιστικές εφαρμογές, όπου χρειάζεται μια μονή κεραία που μπορεί να αναδιαμορφωθεί δυναμικά για να μεταδίδει και / ή να δέχεται σε πολλαπλές ζώνες συχνότητας. Κεραιές τέτοιου είδους βρίσκουν εφαρμογή σε radar του διαστήματος, μη επανδρωμένα σχήματα αέρος, σε δορυφόρους επικοινωνιών, σε σκάφη ηλεκτρονικής νοημοσύνης και σε πολλές άλλες εφαρμογές επικοινωνιών και ανίχνευσης. Η τεχνολογία σχεδιασμού και κατασκευής μικροηλεκτρομηχανικών συστημάτων (ΜΗΜΣ) για κυκλώματα RF έχει αποφέρει τεράστια θετική επιρροή στις αναδιαμορφωμένες κεραιές [46-48].

Για αναδιαμορφωμένες κεραιές συχνότητας, οι δύσκολες διαδικασίες είναι (1) να βρουν μια αναλυτική διαδικασία για να εντοπίσουν τις ζώνες συχνότητας λειτουργίας (πρόβλημα ανάλυσης) και (2) να καθορίσουν πώς να συνδέσουν τα ακτινοβολούντα στοιχεία μαζί έτσι ώστε το τελικό πρότυπο να έχει τις επιθυμητές ζώνες συχνότητας (πρόβλημα σχεδιασμού), ή αλλιώς, να καθορίσουν ποιους διακόπτες να ανοίξουν για να ενεργοποιηθεί ένα συγκεκριμένο σύνολο στοιχείων που θα κάνει τη δομή να λειτουργήσει στις επιθυμητές ζώνες συχνότητας.

Λόγω της φύσης πολλών μεταβολών των αναδιαμορφωμένων κεραιών, μια μονή αναλυτική μέθοδος, δεν μπορεί να χαρακτηρίσει όλη τη δομή. Από την άλλη πλευρά, η χρήση διαφορετικών αναλυτικών μεθόδων για μια μονή δομή καθίσταται μια υπολογιστικά έντονη διαδικασία, που οδηγεί στην χρήση βεβαρημένων υπολογιστικών πηγών. Οπότε υπάρχει ανάγκη για μια διαδικασία ανάλυσης για αναδιαμορφωμένες κεραιές που να μπορεί να χαρακτηρίσει την κεραία επακριβώς.

Η εφαρμογή του νευρικού δικτύου στην ανάλυση και το σχεδιασμό μιας πολυζωνικής αναδιαμορφωμένης κεραιάς μικρολωρίδας έχει μελετηθεί από τον Patnaik [26]. Δύο διαφορετικές νευρικές αρχιτεκτονικές έχουν χρησιμοποιηθεί για την ανάλυση και το σχεδιασμό μιας αναδιαμορφωμένης κεραιάς. Στη φάση της ανάλυσης, τα ΝΔ χρησιμοποιούνται για να εντοπίσουν τις λειτουργικές ζώνες συχνότητας για διαφορετικό συνδυασμό διακοπών. Αυτό αντιμετωπίζεται ως ένα πρόβλημα διαμόρφωσης χαρτογράφησης, και επιτυγχάνεται από ένα ΔΠΕ προπονημένο στον τύπο οπισθόδρομης διάδοσης. Στη φάση του σχεδιασμού, η δουλειά του ΝΔ είναι να καθορίσει τους διακόπτες που πρέπει να είναι σε κατάσταση λειτουργίας, έτσι ώστε η

δομή να συνηχεί σε συγκεκριμένες ζώνες. Αυτή η διαδικασία αντιμετωπίζεται ως ένα πρόβλημα κατηγοριοποίησης και επιτυγχάνεται από ένα νευρικό δίκτυο χάρτη αυτό – οργάνωσης (ΑΟΧ).

33.6.4.2 ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΚΑΙ ΕΚΤΕΛΕΣΗ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Η προτεινόμενη νευροϋπολογιστική τεχνική ερευνήθηκε για μια πρωτότυπη κεραία εργαστηρίου. Η δομή που εξετάζεται φαίνεται στο Σχέδιο 33.14.

Η κεραία κατασκευάστηκε πάνω σ' ένα υπόστρωμα Duroid ($\epsilon_r=2.2$) χωρίς κάποιο ακτινοβολών στοιχείο να ακουμπά τα γειτονικά στοιχεία. Κατά την απουσία των πραγματικών διακοπών ΜΗΜΣ, η ηλεκτρομαγνητική τους λειτουργία θεωρήθηκε ιδανική και η τοποθέτησή τους επιτεύχθηκε από μικρές φυσικές συνδέσεις των αγωγικών γειτονικών μερών της κεραίας.

Νευροϋπολογιστική Τεχνική για Ανάλυση. Μέσα από διαφορετικούς συνδυασμούς διακοπών, έχει παρατηρηθεί ότι οι ζώνες στις οποίες συνηχεί η κεραία βασίζονται στις θέσεις διακόπτη που βρίσκονται σε λειτουργία. Για να εκτελέσουμε αυτή τη μη γραμμική συνάρτηση χαρτογράφησης ανάμεσα στους ενεργούς διακόπτες και το σχεδιάγραμμα συνήχησης της αναδιαμορφωμένης κεραίας, έχουμε χρησιμοποιήσει ένα νευρικό ΔΠΕ προπονημένο στον τύπο οπισθόδρομης διάδοσης.

Οι παράμετροι που θα χαρτογραφηθούν, για τις οποίες απαιτείται δημιουργία δεδομένων, είναι η δομή της αναδιαμορφωμένης κεραίας και η αντίστοιχη ανταπόκριση συχνότητας. Πειραματικώς μετρημένα σχέδια S_{11} λήφθηκαν ως δείγματα για διάφορους συνδυασμούς δομών. Ανάλογα με τις θέσεις ON και OFF των διακοπών στην αναδιαμορφωμένη δομή, έχουν διαμορφωθεί μεγάλες σειρές του 1 και του 0 για να κάνουν το σύνολο δεδομένων εισαγωγής και τις αντίστοιχες τιμές των δειγμάτων του σχεδίου S_{11} να μορφοποιούν το σύνολο δεδομένων εξαγωγής. Το προπονημένο δίκτυο δοκιμάζεται τότε για την ανταπόκριση συχνότητας της αναδιαμορφωμένης δομής σε διαφορετικούς συνδυασμούς διακοπών. Η ανταπόκριση κάποιων τυπικών συνδυασμών φαίνεται στο Σχέδιο 33.15.

Οι ανταποκρίσεις συγκρίνονται επίσης με τις μετρημένες τιμές. Το ανεπτυγμένο δίκτυο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να βρει τις λειτουργικές ζώνες συχνότητας της πολυζωνικής κεραίας. Το όφελος της χρήσης των ΝΔ

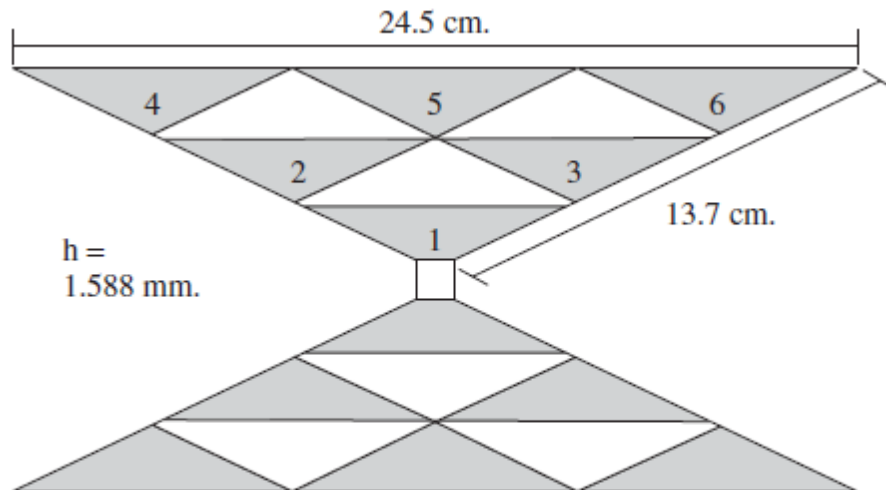
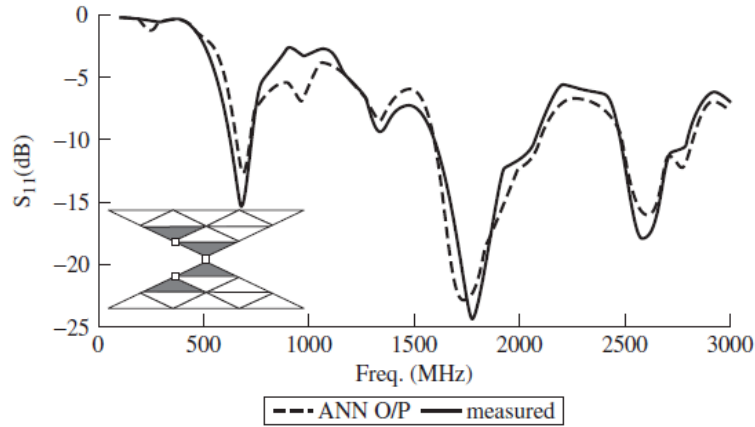
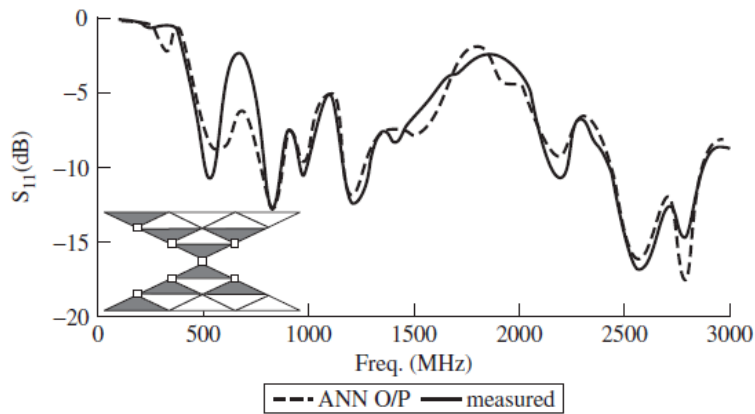


Figure 33.14 Multiband antenna under investigation.

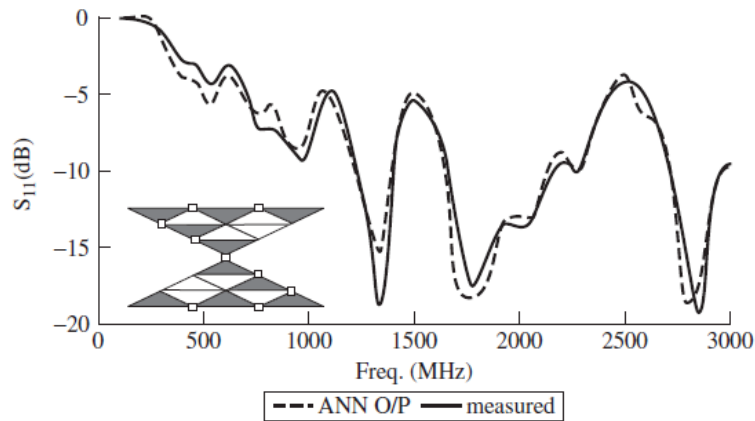
Σχέδιο 33.14. Πολυζωνική κεραία υπό εξέταση, Freq : Συχνότητα ANN: ANΔ
measured: μετρημένο



(a)



(b)



(c)

Figure 33.15 Comparison of NN output of some typical reconfigurable structures with the measured value. (From Ref. 26. Reprinted with permission, copyright © 2005 IEEE.)

Σχέδιο 33.15. Σύγκριση των εξαγωγών ΝΔ κάποιων τυπικών δομών αναδιαμόρφωσης με τη μετρημένη τιμή. (Από Πηγή 26, Ανατύπωση κατόπιν άδειας, copyright© 2005, IEEE).

είναι ότι αποφεύγουν την υπολογιστική περιπλοκότητα που περιλαμβάνεται στην αριθμητική προτυποποίηση της κεραίας. Επιπλέον, ο χρόνος ανταπόκρισης των ΝΔ είναι πολύ γρήγορος.

Νευροϋπολογιστική Τεχνική για το Σχεδιασμό. Ο σκοπός της διαδικασίας σχεδιασμού είναι να συσχετίσουμε κάθε ανταπόκριση συχνότητας, μέσα στο λειτουργικό εύρος της κεραίας, με μια αναδιαμορφωμένη δομή όσο πιο στενά γίνεται. Η διαδικασία σχεδιασμού προσεγγίστηκε ως ένα πρόβλημα ομαδοποίησης και χρησιμοποίησε ένα νευρικό δίκτυο ΧΑΟ [9] για κατηγοριοποίηση των σχεδίων ανταπόκρισης συχνότητας. Ο στόχος του ΧΑΟ είναι να χαρτογραφήσει ένα συνεχή χώρο εισαγωγών σχεδιαγραμμάτων ενεργοποίησης πάνω σε ένα διακριτό χώρο εξαγωγών νευρώνων, με μια διαδικασία ανταγωνισμού ανάμεσα στους νευρώνες του δικτύου. Ανάλογα με το σχήμα των σχεδίων ανταπόκρισης συχνότητας, το ΝΔ ΧΑΟ κατηγοριοποιεί τις ανταποκρίσεις σε διαφορετικές ομάδες (33.16). Κάθε ομάδα έχει κάποια ομοιότητα ανάμεσα στις ανταποκρίσεις συχνότητας στο λειτουργικό εύρος και στα βάθη τους. Οι διαμορφωμένες ομάδες σχετίζονται τότε με την αντίστοιχη δομή κεραίας (33.17). Έτσι, για κάθε ομάδα, ένα σύνολο τυπικών δομών αναδιαμόρφωσης μορφοποιείται. Με δεδομένο ένα σχέδιο ανταπόκρισης συχνότητας, η αντίστοιχη προσεγγής αναδιαμορφωμένη δομή μπορεί να εντοπιστεί σε αυτά τα σύνολα τυπικών δομών, ανάλογα με το σε ποια ομάδα προσαρμόζεται η ανταπόκριση συχνότητας, όπως καθορίζεται από τον ΧΑΟ. Ο παραδειγματισμός της διαδικασίας νευροϋπολογιστικού σχεδιασμού φαίνεται στο Σχέδιο 33.18.

Το ανεπτυγμένο δίκτυο ΧΑΟ μπορεί να χρησιμοποιηθεί για λόγους σχεδιασμού. Τα στάδια προσέγγισης της διαδικασίας σχεδιασμού είναι ως εξής:

Στάδιο 1. Δίνουμε στο δίκτυο την επιθυμητή ανταπόκριση συχνότητας (εισαγωγή).

Στάδιο 2. Το ΝΔ ΧΑΟ ρυθμίζει την ανταπόκριση συχνότητας στην κοντινότερη ομάδα.

Στάδιο 3. Η διαμόρφωση κεραίας μπορεί να επιλεγεί από το σύνολο των δομών που αντιστοιχούν σε αυτήν την ομάδα, αρχίζοντας με μια απλή δομή με ελάχιστο αριθμό διακοπών.

Στάδιο 4. Ανάλογα με την απαίτηση, μπορούν να διεγερθούν περισσότερα στοιχεία πάνω στην πρωτότυπη δομή.

33.6.4.3 ΕΠΙΣΗΜΑΝΣΕΙΣ ΑΠΟ ΑΥΤΗΝ ΤΗΝ ΕΦΑΡΜΟΓΗ

Απαιτούνται αριθμητικά δεδομένα για την προπόνηση των ΝΔ. Οπότε θα πρέπει να υιοθετηθεί κάποια κατάλληλη μέθοδος για να έχουμε αριθμητικά δεδομένα για το πρόβλημα, εάν δεν εκφράζεται αρχικά λεπτομερώς σε αριθμητική μορφή. Επίσης, ανάλογα με τη φύση του προβλήματος, αν είναι τύπου κατηγοριοποίησης ή παλινδρόμησης, πρέπει να επιλεγεί μια αντίστοιχη κατάλληλη νευρική αρχιτεκτονική.

33.7 ΚΑΠΟΙΑ ΘΕΜΑΤΑ ΧΡΗΣΗΣ ΝΕΥΡΙΚΩΝ ΔΙΚΤΥΩΝ ΓΙΑ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΑ ΚΕΡΑΙΑΣ

1. Για να χρησιμοποιήσουμε ΝΔ, το αναγνωρισμένο τρέχον πρόβλημα θα πρέπει πρώτα να ελεγχθεί για την καταλληλότητά του στη χρήση των ΝΔ. Αυτό σημαίνει, ότι για απλές γραμμικές συναρτήσεις ή για προβλήματα που μπορούν να λυθούν μέσω μιας άμεσης κλειστής μορφής τύπου, δεν συνιστάται η χρήση των τεχνικών ΝΔ.
2. Αφού συγκεκριμενοποιήσουμε το πρόβλημα, είτε μπορεί να εκτελεστεί με ολική χρήση του ΝΔ, είτε όλο το πρόβλημα μπορεί να χωριστεί σε μέρη και τα ΝΔ να χρησιμοποιηθούν για να λύσουν ένα μέρος. Για να λύσουμε το πρόβλημα συνολικά, το ΝΔ λειτουργεί σαν ένα μαύρο – κουτί (Σχέδιο 33.19), και δεν αποκλείει τη φυσική που υποκρύπτεται από τον τελικό χρήστη. Από την άλλη πλευρά, η μερική λύση με ένα ΝΔ διατηρεί τα περιβάλλοντα φαινόμενα

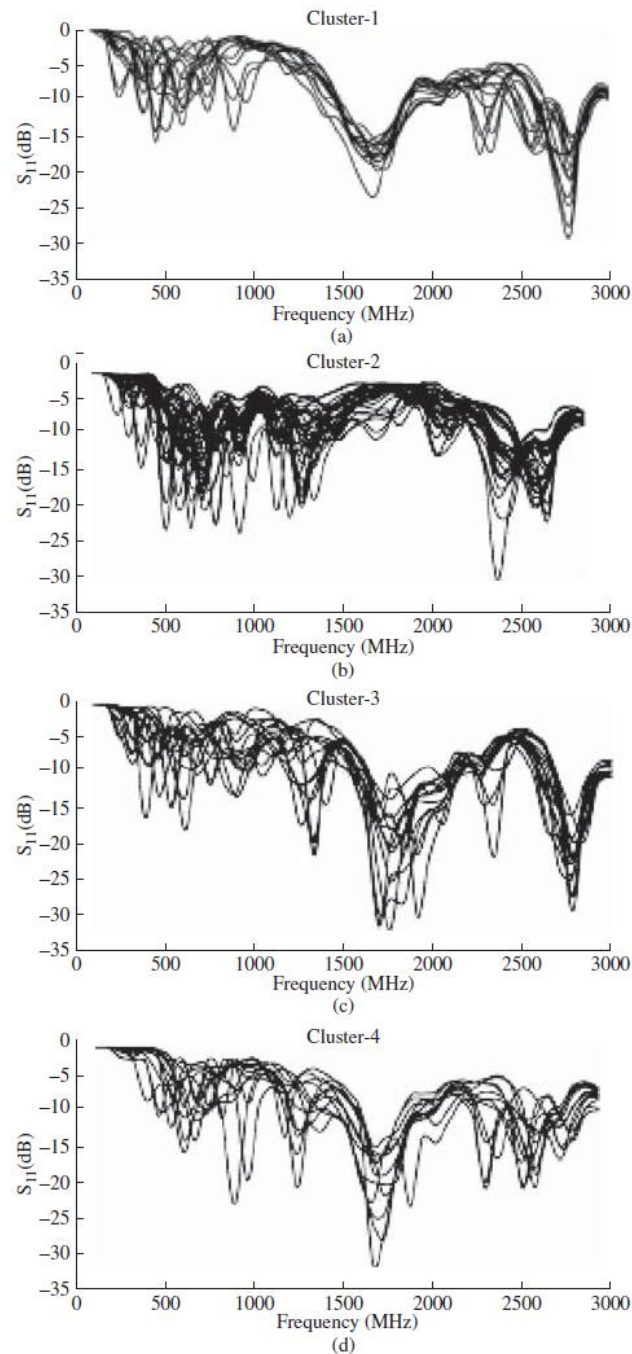


Figure 33.16 Clusters of the frequency responses of the reconfigurable structures as made by the SOM network. (From Ref. 26. Reprinted with permission, copyright © 2005 IEEE.)

Cluster – 1 : Ομάδα 1 , Frequency : Συχνότητα, **Σχέδιο 33.16** Ομάδες των ανταποκρίσεων συχνότητας των αναδιαμορφωμένων δομών όπως δημιουργήθηκαν από το δίκτυο ΧΑΟ. (Από Πηγή 26, Ανατύπωση κατόπιν αδειάς, copyright ©2005, IEEE),

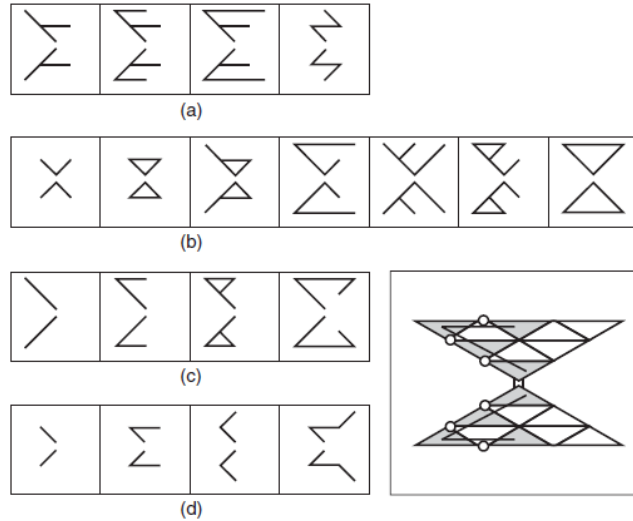


Figure 33.17 Reconfigurable structures corresponding to clusters 1–4 as shown in (a)–(d), respectively. The inset picture shows the formation of paths for a typical configuration. Structures corresponding to these or their variants can be used to get the desired frequency response of the reconfigurable antenna. (From Ref. 26. Reprinted with permission, copyright © 2005 IEEE.)

Σχέδιο 33.17 Αναδιαμορφωμένες δομές που αντιστοιχούν στις ομάδες 1-4 όπως φαίνονται στα σχέδια (a) – (d) αντίστοιχα. Η εικόνα που παρεμβάλλεται δείχνει τη μορφοποίηση των διαδρομών για μια τυπική διαμόρφωση. Οι δομές που αντιστοιχούν σε αυτές ή στις μεταβλητές τους μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να έχουμε την επιθυμητή ανταπόκριση συχνότητας της αναδιαμορφωμένης κεραίας. (Από Πηγή 26, Ανατύπωση κατόπιν αδείας, copyright ©2005, IEEE).

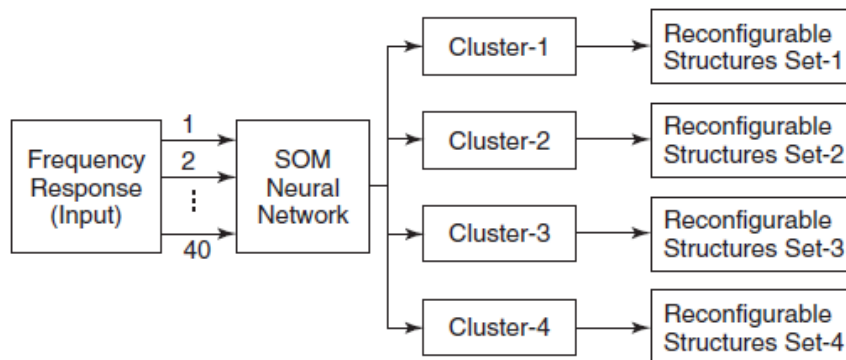


Figure 33.18 Paradigm of reconfigurable structure design.

Frequency Response (Input): Ανταπόκριση Συχνότητας (Εισαγωγή), SOM Neural, Network: Νευρικό Δίκτυο ΧΑΟ, Cluster 1-2-3-4-: Ομάδα 1-2-3-4, Reconfigurable,

Structures Set 1-4: Σύνολο Αναδιαμορφωμένων , Σχέδιο 33.18. Παραδειγματισμός του σχεδίου αναδιαμορφωμένη Δομής 1-4.

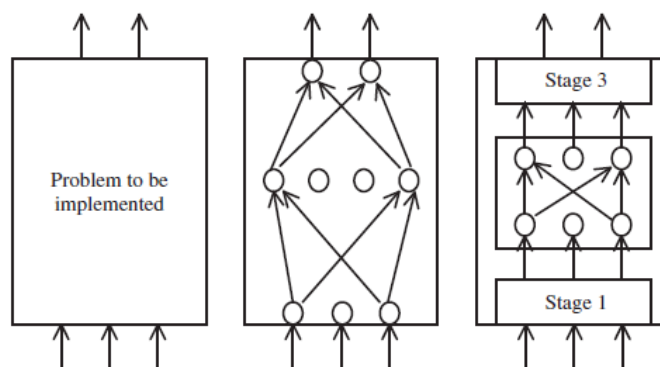


Figure 33.19 The problem in hand can be modeled using NNs as a whole, where it works as a black-box, or the NN can be used to model a part of the whole problem.

Problem to be implemented: Πρόβλημα προς λύση, Stage 3, 1 : Στάδιο 3,1 , Σχέδιο 33.19. Το τρέχον πρόβλημα μπορεί να προτυποποιηθεί χρησιμοποιώντας τα ΝΔ ως ένα όλον, όπου λειτουργεί ως ένα μαύρο – κουτί, ή το ΝΔ μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως πρότυπο ενός μέρους του συνολικού προβλήματος.

του προβλήματος σε κάποιο βαθμό. Το ΝΔ γνώσης διατηρεί επίσης την περιβάλλουσα φυσική του προβλήματος. Σε κάποιες περιπτώσεις η υπάρχουσα αρχική γνώση χρησιμοποιείται για την προπόνηση του δικτύου [28].

3. Η ακρίβεια του κατάλληλα προπονημένου δικτύου βασίζεται στην ακρίβεια των δεδομένων που χρησιμοποιήθηκαν για την προπόνηση του δικτύου. Άρα θα πρέπει να είμαστε προσεχτικοί στη γένεση δεδομένων προπόνησης, είτε είναι προσομοιωμένα, είτε είναι πειραματικώς δημιουργημένα δεδομένα. Κάποιες φορές η προεπεξεργασία δεδομένων εισαγωγής ή εξαγωγής μειώνει το χρόνο προπόνησης του δικτύου σε μεγάλο βαθμό. Η αποτελεσματική αντιπροσώπευση δεδομένων είναι ένα άλλο βήμα προς αυτήν την διεύθυνση.

4. Με την αύξηση στο μέγεθος δικτύου, ο αριθμός των σχεδιαγραμμάτων προπόνησης που απαιτούνται για τη σωστή γενικοποίηση επίσης αυξάνεται. Καθώς η γενεά των δεδομένων στα προβλήματα RF/ μικροκυμάτων είναι πολύ ακριβή, είναι επιθυμητό να αναπτύξουμε το δίκτυο με τον ελάχιστο αριθμό νευρώνων στις κρυφές στρώσεις (ο αριθμός νευρώνων εσωτερικών και εξωτερικών στρώσεων βασίζεται στο πρόβλημα και είναι σταθερός), αποφεύγοντας ταυτόχρονα την υπερ –προπόνηση και την υπο – προπόνηση. Για αυτό, τα δημιουργημένα δεδομένα μπορούν να χωριστούν σε σύνολα προπόνησης και δοκιμής για την παρατήρηση της συμπεριφοράς σφάλματος με την πρόοδο της προπόνησης. Ως εύχρηστος κανόνας, ο ελάχιστος αριθμός των νευρώνων των κρυφών στρώσεων που απαιτείται για να αποφύγουμε την υπερ – προπόνηση και για να έχουμε μεγάλη ακρίβεια για δεδομένα δοκιμής, είναι :

[Αριθμός νευρώνων εσωτερικής στρώσης] X [Αριθμός νευρώνων εξωτερικής στρώσης] .

33.8 ΜΕΙΟΝΕΚΤΗΜΑΤΑ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΝΕΥΡΙΚΩΝ ΔΙΚΤΥΩΝ

Η συμβατική προσέγγιση στο σχεδιασμό ANΔ που περιγράψαμε πρωτύτερα, γνωστή επίσης ως προσέγγιση ‘‘μάυρου – κουτιού’’, έχει τα ακόλουθα τρία κύρια μειονεκτήματα:

1. Τον χρόνο που απαιτείται για να δημιουργήσουμε επαρκή προπόνηση, επικύρωση, και δείγματα δοκιμής.
2. Την αναξιοπιστία της βέλτιστης λύσης όταν βρίσκεται έξω από την περιοχή προπόνησης (λόγω της κακής λειτουργίας παρέκβασης των ΝΔ)
3. Την ‘‘κατάρρα της διαστατικότητας’’, η οποία αναφέρεται στο γεγονός ότι ο αριθμός των δειγμάτων μάθησης θα έπρεπε να προσεγγίζει την ανάπτυξη μιας συνάρτησης εκθετικά, με την αναλογία ανάμεσα στη διαστατικότητα και στο βαθμό ομαλότητάς της.

Η συμβατική προσέγγιση νευρικής βελτιστοποίησης είναι πράγματι πολύ κατάλληλη όταν η φυσική της συσκευής δεν είναι πλήρως κατανοητή (π.χ. όταν δεν υπάρχει κάποιο εμπειρικό πρότυπο για την συσκευή), αλλά οι εξαγωγές της κεραίας για συγκεκριμένες εισαγωγές είναι διαθέσιμες, είτε από μέτρηση είτε από ακριβείς προσομοιώσεις. Από την άλλη πλευρά, ένα σημαντικό πλεονέκτημα της συμβατικής προσέγγισης νευρικής βελτιστοποίησης είναι η επάρκειά της στον πλήρη αυτοματισμό.

33.9 ΝΕΕΣ ΤΑΣΕΙΣ

Τα ΝΔ έχουν χρησιμοποιηθεί επίσης στη βελτίωση της επάρκειας υπολογιστικών μεθόδων που χρησιμοποιούνται στο σχεδιασμό περίπλοκων δομών κεραίας. Αφού τα ΝΔ μπορούν να εφαρμοστούν σε υπολογιστές υψηλής λειτουργίας ή σε γρήγορα περιφερειακά συστήματα όπως τα ASICS ή τα FPGAS, μπορούν να αποφέρουν πιο επαρκή υπολογιστικά ηλεκτρομαγνητικά εργαλεία προτυποποίησης. Τα ΝΔ έχουν χρησιμοποιηθεί σε συνδυασμό με μεθόδους πεπερασμένου στοιχείου (ΜΠΣ) [49-54] για να λύσουν κάποια προβλήματα στην ηλεκτρομαγνητική και την κυματική διάδοση. Τα ΝΔ έχουν επίσης χρησιμοποιηθεί επιτυχώς. Με τη μέθοδο πεπερασμένης διαφοράς στο πεδίο χρόνου [55-57] για την επίλυση του ΗΜ διασκορπισμού και προβλημάτων EMC. Τέλος, τα ΝΔ έχουν επίσης χρησιμοποιηθεί σε συνδυασμό με τη μέθοδο των στοιχείων [58, 59] για την επίλυση των σχεδιαγραμμάτων ακτινοβολίας ανεξάρτητα σχηματοποιημένων κεραιών μικρολωρίδας.

33.10 ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Τα νευρικά δίκτυα αποτελούν ένα υπολογιστικό παραδειγματισμό που περιλαμβάνει μερικά απλά επεξεργαστικά στοιχεία που μπορούν να επικοινωνούν μεταξύ τους, αρχικώς κατασκευασμένα να μιμούνται τη δράση των νευρώνων στον ανθρώπινο

εγκέφαλο. Αυτές οι συνδέσεις μορφοποιούν ένα τεράστια παράλληλο δίκτυο που χρησιμοποιείται στο να εκτελεί εργασίες που αλλιώς θα ήταν πολύ δύσκολες. Κάθε σύνδεση έχει αναλάβει ένα αριθμητικό βάρος που τροποποιείται μέσω της προπόνησης για να επιτύχει την εργασία, όπως το να βρει τη συχνότητα συνήχησης της κεραίας ή το μέγεθος της κεραίας που θα αποφέρει ένα συγκεκριμένο σχεδιάγραμμα συνήχησης ή συχνότητας. Με δεδομένες κάποιες ειδικές πληροφορίες για την κεραία μέσω της προσομοίωσης ή των μετρημένων δεδομένων, το νευρικό δίκτυο μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να σχεδιάσει την κεραία για ένα επιθυμητό αποτέλεσμα.

Μόλις το δίκτυο προπονηθεί πριν ενσωματωθεί στο σχέδιο, μπορεί τότε να “γενικοποιήσει” άλλες περιπτώσεις σε πραγματικό χρόνο. Αυτό σημαίνει ότι με δεδομένο ένα ειδικό επιθυμητό σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας κεραίας, συνήχησης ή σύνθετης αντίστασης εισαγωγής, το νευρικό δίκτυο μπορεί να καθορίσει τον κατάλληλο τύπο οπής ή μεγέθους της κεραίας. Σε κεραίες διάταξης μπορούμε να δώσουμε ένα συγκεκριμένο σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας και το νευρικό δίκτυο μπορεί να καθορίσει τον αριθμό στοιχείων και την περίπλοκη διέγερση που χρειάζεται για να αποφέρει τέτοιου είδους σχεδιάγραμμα ακτινοβολίας.

Έχουν παρουσιαστεί και συζητηθεί κάποια παραδείγματα κεραιών που μπορούν να σχεδιαστούν με τη χρήση νευρικών δικτύων.

Το πέμπτο κεφάλαιο είναι ακριβή μετάφραση του κεφαλαίου 33 με τίτλο: **Neural Networks for Antennas** του βιβλίου **Book 2008 Balanis_Modern Antenna Handbook**.

ΠΗΓΕΣ

1) **F. Wang, V. K. Devabhaktuni, C. Xi και Q. J. Zhang.** Νευρικές δομές δικτύων και αλγόριθμοι κατάρτισης για τις εφαρμογές μικροκυμάτων. Εισαγωγή **J. RF Μικρόκυμα με τη βοήθεια υπολογιστή, Αγγλία, εντάσεις 9, Σ. 216-240, 1999.**

- 2) Γ. Γ. Χριστοδούλου και Μ. Γεωργιόπουλος. Εφαρμογές των νευρικών δικτύων στην Ηλεκτρομαγνητική, Artech σπίτι, Βοστώνη, 2001.
- 3) K. Hornik, M. Stinchcombe και H. White. Πολυστρωματικά τροφοδοτούμενα δίκτυα που είναι καθολικοί προσεγγιστές, νευρικά δίκτυα, εντάσεις 2, Σ. 359-366, το 1989.
- 4) V. K. Devabhaktuni, M. Yagoub και Q.J. Zhang. Ένας γερός αλγόριθμος για την αυτόματη ανάπτυξη των νευρικών προτύπων δικτύων για τις εφαρμογές μικροκυμάτων, IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής., εντάσεις 49, Σ. 2282-2291, Δεκεμβρίου 2001.
- 5) T. Y. Kwok και D. Y. Yeung. Εποικοδομητικοί αλγόριθμοι για την εκμάθηση δομών τροφοδότησης στα νευρικά δίκτυα για τα προβλήματα οπισθοδρόμησης, IEEE νευρικά δίκτυα συνδιαλλαγής, εντάσεις 8, Σ. 630-645, Μαΐου 1997.
- 6) J. de Villiers και E. Barnard. Διαδιδόμενα νευρικά δίκτυα με ένα και δύο κρυμμένα στρώματα, IEEE νευρικά δίκτυα συνδιαλλαγής, εντάσεις 4, Σ. 136-141, Ιανουαρίου 1992.
- 7) S. Haykins, νευρικά δίκτυα: Ένα περιεκτικό ίδρυμα, IEEE Τύπος/IEEE Τύπος κοινωνίας υπολογιστών, Νέα Υόρκη, 1994.
- 8) Q.J. Zhang, K. C. Gupta και V. K. Devabhaktuni, τεχνητά νευρικά δίκτυα για το RF και μικρόκυμα σχέδιο-από τη θεωρία στην πρακτική, IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής., εντάσεις 51, αριθ. 4, Σ. 1339-1350, Απριλίου 2003.
- 9) T. Kohonen, ο αυτοοργανωμένος χάρτης, Proc. IEEE, εντάσεις 78, αριθ. 9, Σ. 1464-1480, 1990.
- 10) Σ. Σαγκιρόγλου και K. Guney. Υπολογισμός της ηχηρής συχνότητας για μια ισόπλευρη, τριγωνική μικρολωρίδα κεραίας με τη χρήση των τεχνητών νευρικών δικτύων. Οπτικό μικρόκυμα Technol. Lett., εντάσεις 14, αριθ. 2, Σ. 89-93, Φεβρουαρίου 1997.

- 11) J.S. Dahele και K. F. Lee. Στις ηχηρές συχνότητες των τριγωνικών μικρολωριδικών κεραιών μπαλωμάτων, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 35, αριθ. 1, Σ. 100-101, 1987.
- 12) W. Chen, K. F. Lee και J. S. Dahele. Θεωρητική και πειραματική μελέτη των ηχηρών συχνοτήτων της ισόπλευρης τριγωνικής μικρολωριδικής κεραιάς, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 40, αριθ. 10, Σ. 1253-1256, 1992.
- 13) G. Fedi, S. Manetti, G. Pelosi και S. Selleri. Σχεδιάγραμμα που ζάρωσε την κυκλική ανάλυση κέρατων και τη σύνθεση μέσω ενός τεχνητού νευρικού δικτύου, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 49, αριθ. 11, Σ. 1597-1602, Νοεμβρίου 2001.
- 14) Γ. Ουάσιγκτον. Πρόβλεψη μορφής ανοιγμάτων κεραιών από τροφοδοτούμενα νευρικά δίκτυα, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 45, αριθ. 4, Σ. 683-688, Απριλίου 1997.
- 15) N. P. Somasiri, X. Chen και A. A. Rezazadeh. Νευρικό δίκτυο σχεδίασης για τη βελτιστοποίηση σχεδίου των πολυστρωματικών κεραιών μπαλωμάτων, Proc. Κεραιές Propag iEE-μικροκυμάτων., εντάσεις 151, αριθ. 6, Σ. 514-518, Δεκεμβρίου 2004. Σε απευθείας σύνδεση αριθ. 20040862.
- 16) Σ. Σαγκιρόγλου, K. Guney και M. Erler. Υπολογισμός ηχηρής συχνότητας για τις κυκλικές μικρολωριδικές κεραιές που χρησιμοποιούν τα τεχνητά νευρικά δίκτυα, INT. J. μικρόκυμα με τη βοήθεια υπολογιστή Αγγλία, εντάσεις 8, Σ. 270-277, 1998 RF.
- 17) Σ. Σαγκιρόγλου, K. Guney και M. Erler. Υπολογισμός του εύρους ζώνης για τις ηλεκτρικά λεπτές και παχιές ορθογώνιες μικρολωριδικές κεραιές με τη χρήση πολυστρωματικά perceptrons, INT. J. μικρόκυμα με τη βοήθεια υπολογιστή Αγγλία, εντάσεις 9, Σ. 277-286, 1999 RF.
- 18) D. Karaboga, K. Guney, Σ. Σαγκιρόγλου και M. Erler. Νευρικός υπολογισμός της ηχηρής συχνότητας των ηλεκτρικά λεπτών και παχιών ορθογώνιων μικρολωριδικών κεραιών, Proc. Κεραιές Propag iEE-μικροκυμάτων., εντάσεις 146, αριθ. 2, Σ. 155-159, Απριλίου 1999.

- 19) K. Guney, M. Erler και Σ. Σαγκιρόγλου. Τεχνητά νευρικά δίκτυα για τον ηχηρό υπολογισμό αντίστασης των ηλεκτρικά λεπτών και παχιών ορθογώνιων μικρολωριδικών κεραιών, Ηλεκτρομαγνητικές εντάσεις 20, Σ. 387-400, 2000.
- 20) K. Guney, Σ. Σαγκιρόγλου και M. Erler. Σύγκριση των νευρικών δικτύων για τον υπολογισμό ηχηρής συχνότητας των ηλεκτρικά λεπτών και παχιών ορθογώνιων μικρολωριδικών κεραιών, J. Ηλεκτρομαγνητικές εφαρμογές κυμάτων, εντάσεις 15, Σ. 1121-1145, 2001.
- 21) K. Guney, Σ. Σαγκιρόγλου και M. Erler. Σχέδιο της ορθογώνιας μικρολωριδικής κεραίας με τη χρήση των τεχνητών νευρικών δικτύων. Νευρικός κόσμος δικτύων, εντάσεις 4, Σ. 361-370, 2002.
- 22) K. Guney, Σ. Σαγκιρόγλου και M. Erler. Γενίκευσε τη νευρική μέθοδο για να καθορίσει τις ηχηρές συχνότητες των διάφορων μικρολωριδικών κεραιών, INT. J. Μικρόκυμα με τη βοήθεια υπολογιστή. Αγγλία, εντάσεις 12 RF, Σ. 131-139, 2002.
- 23) K. Guney και N. Sarikaya. Τεχνητά νευρικά δίκτυα για τον υπολογισμό της αντίστασης εισαγωγής των κυκλικών μικρολωριδικών κεραιών. Οπτικό μικρόκυμα Technol. Lett., εντάσεις 37, Σ. 107-111, 2003.
- 24) R. K. Mishra και A. Patnaik. Σχέδιο της κυκλικής μικρολωριδικής κεραίας που χρησιμοποιεί το νευρικό δίκτυο, IETE J. του RES., εντάσεις 44, αριθ. 1 & 2, Σ. 35-39, 1998.
- 25) R. K. Mishra και A. Patnaik. Νευρικό δίκτυο βασισμένο στο πρότυπο CAD για το σχέδιο της τετραγωνικής κεραίας μπαλωμάτων, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 46, αριθ. 12, Σ. 1890-1891, 1998.
- 26) A. Patnaik, Δ. Αναγνώστου, Γ. Γ. Χριστοδούλου και J. G. Lyke. Νευροπολογιστική ανάλυση μιας πολλαπλής ζώνης αναδιαρθρώσιμης επίπεδης κεραίας, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 53, αριθ. 11, Σ. 3453-3458, Νοεμβρίου 2005.
- 27) A. Patnaik, Δ. Αναγνώστου, P. K. Mishra, Γ. Γ. Χριστοδούλου και J. G. Lyke. Εφαρμογές των νευρικών δικτύων στις ασύρματες επικοινωνίες, IEEE κεραιές Propag. MAG., εντάσεις 46, αριθ. 3, Σ. 130-137, Ιουνίου 2004.

28) Οι P.M. Watson, G. L. Creech και K. C. Gupta. Η γνώση βασίζεται στα πρότυπα em-ANN για το σχέδιο του ευρέως εύρους ζώνης CPW που επιδιορθώνουν/κεραίες αυλακώσεων, IEEE INT. Symp. Κεραίες Propag. Ψηφιακές εντάσεις 4, Σ. 2588-2594, το 1999.

29) H. L. Southall, J. A. Simmers και T. H. O'Donnell. Διόπτρευση στις συγχρονισμένες σειρές με μια νευρική προηγμένη ακτίνα, IEEE κεραίες Propog συνδιαλλαγής., εντάσεις 43, αριθ. 12, Σ. 1369-1374, 1995.

30) A. H. EL Zooghby, Γ. Γ. Χριστοδούλου και Μ. Γεωργιόπουλος. Απόδοση των δικτύων λειτουργίας ακτινωτής-βάσης για την κατεύθυνση της εκτίμησης άφιξης με τις σειρές κεραιών, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 45, αριθ. 11, Σ. 1611-1615, 1997.

31) E. Charpentier και J. - J. Laurin. Μια εφαρμογή μιας κεραίας εύρεσης κατεύθυνσης για την κινητή επικοινωνία που χρησιμοποιεί ένα νευρικό δίκτυο, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 47, αριθ. 7, Σ. 1152-1159, Ιουλίου 1999.

32) A. H. EL Zooghby, Γ. Γ. Χριστοδούλου και Μ. Γεωργιόπουλος. Μια νευρική δικτύωση-βασισμένη στην έξυπνη κεραία για την πολλαπλάσια καταδίωξη πηγής, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 48, αριθ. 5, Σ. 768-776, Μαΐου 2000.

33) G. - S. Shieh και G. - T. Lin. Η κατεύθυνση της εκτίμησης άφιξης βασισμένη στις διαφορές των φάσεων που χρησιμοποιεί το νευρικό συγκεχυμένο δίκτυο, IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 48, αριθ. 7, Σ. 1115-1124, Ιουλίου 2000.

34) S. Jha και T. S. Durrani. Η κατεύθυνση της εκτίμησης άφιξης που χρησιμοποιούν τα τεχνητά νευρικά δίκτυα, IEEE συνδιαλλαγή Σύστημα Ατόμου Cybern., εντάσεις 21, αριθ. 5, Σ. 1192-1201, Σεπτέμβριος Οκτωβρίου 1991.

35) T. Lo, A. Henry και A. John. Ακτινωτό νευρικό δίκτυο λειτουργίας βάσης για την κατεύθυνση της εκτίμησης άφιξης, IEEE επεξεργασία σήματος Lett., εντάσεις 1, Σ. 45-47, Φεβρουαρίου 1994.

- 36) P.R. Chang, W. H. Yang και K. K. Chan. Νευρική προσέγγιση δικτύων MVDR με πρόβλημα στις προηγμένες ακτίνες, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 40, αριθ. 3, Σ. 313-322, 1992.
- 37) A. H. EL Zooghby, Γ. Γ. Χριστοδούλου και Μ. Γεωργιόπουλος. Μια νευρική δικτύωση βασισμένη στο προσαρμοστικό για ένα και δισδιάστατες σειρές κεραιών, IEEE κεραιές Propag συνδιαλλαγής., εντάσεις 46, αριθ. 12, Σ. 1891-1893, 1998.
- 38) E. Kuhn και V. Hombach. Με τη βοήθεια υπολογιστή ανάλυση των ζαρωμένων κέρατων με τις αξονικές ή δακτυλιωτές -φορτωμένες ακτινωτές αυλακώσεις, στους ηλεκτρολόγους μηχανικούς ICAP, 1983, Σ. 127-131 οργάνου.
- 39) I. Wolf και N. Knorrlik. Ορθογώνιες και κυκλικές μικρολωριδικές πυκνωτές δίσκων και αντηχείες, IEEE Τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής., εντάσεις 22, Σ. 857-864, Οκτωβρίου 1974.
- 40) K. G. Gupta, J. Li, P. Ramadoss, Γ. WANG, Y. G. Lee και V. M. Bright. Σχέδιο των ορθογώνιων συχνοτήτων κεραιών με δακτυλιωτές αυλακώσεις, Proc. IEEE κεραιές Propagat. INT. Symp., εντάσεις 1, σελ. 326, Ιουλίου 2000.
- 41) M. A. Ali και P. Wahid. Μια φιγουριστική σειρά Yagi για τις ασύρματες εφαρμογές, Proc. IEEE κεραιές Propag. INT. Symp., Σ. 466-468, Ιουνίου 2002.
- 42) J. G. Veihl, P. E. Hodges, Δ. McGrath και Γ. Monson. Μια φιγουριστική σειρά εύρους ζώνης δεκαετίας ανοιγμάτων, Proc. IEEE κεραιές Propag. INT. Symp., εντάσεις 1, Σ. 314-317, Ιουλίου 2000.
- 43) J. Hazen, P. Clark, P. Mayes και J. T. Bernhard. Συσσώρευσε τις φιγουριστικές κεραιές για τις βασισμένες στο διάστημα εφαρμογές ραντάρ, Proc. Εφαρμογές Symp κεραιών., Σ. 59-69, Σεπτεμβρίου 2001.
- 44) G. H. Huff, J. Feng, S. Zhang και J. T. Bernhard. Νέο σχέδιο ακτινοβολίας και μικρολωριδικής στροφής της συχνότητας με φιγουριστική ενιαία τετραγωνική σπειροειδής κεραία, IEEE μικρόκυμα ασύρματο Propag. Lett., εντάσεις 13, αριθ. 2, Σ. 57-59, Φεβρουαρίου 2003.

- 45) L. N. Pringle, P. H. Harms, S. P. Blalock, G. N. Kiesel, E. J. Kuster, P. G. Friederich, P. J. Prado, J. M. Morris και G. S. Smith. Μια κεραία ανοιγμάτων βασισμένη στις μεταστρεφόμενες συνδέσεις μεταξύ των ηλεκτρικά μικρών μεταλλικών μπαλωμάτων, *IEEE κεραίες Propag συνδιαλλαγής*., εντάσεις 52, αριθ. 6, Σ. 1434-1444, 2004.
- 46) E. P. Brown. RF-MEMS διακόπτες για τα φηγουριστικά ολοκληρωμένα κυκλώματα, *IEEE τεχνολογία θεωρίας μικροκυμάτων συνδιαλλαγής*., εντάσεις 46, αριθ. 11, Σ. 1868-1880, 1998.
- 47) W. H. Weedon, W.J. Payne και G. M. Rebeiz. MEMS-μεταστρεφόμενες φηγουριστικές κεραίες, *Proc. IEEE κεραίες Propag. INT. Symp.*., εντάσεις 3, Σ. 654-657, Ιουλίου 2001.
- 48) J. H. Schaffner, P. Y. Loo, D. F. Sevenpiper, F. A. Dolezal, G. L. Tangonan, J.S. Colburn, J.J. Lynch, J.J. Lee, S.W. Livingston, P. J. Broas και M. Wu. Φηγουριστικό άνοιγμα που χρησιμοποιεί τους διακόπτες RF MEMS για την υποστηρίξιμη πολύ-οκτάβα και την οδήγηση ακτινών, *Proc. IEEE κεραίες Propag. INT. Symp.*., εντάσεις 1, Σ. 321-324, Ιουλίου 2000.
- 49) I. E. Lagaris, A. L. Likas και Δ. Παπαγεωργίου. Μέθοδοι νευρικών δικτύων για τα προβλήματα αξίας ορίου με τα ανώμαλα όρια, *IEEE νευρικά δίκτυα συνδιαλλαγής*, εντάσεις 11, αριθ. 5, Σ. 1041-1049, 2000.
- 50) J. Takeuchi και Y. Kosugi. Νευρική αντιπροσώπευση δικτύων της πεπερασμένης μεθόδου στοιχείων, νευρικά δίκτυα, εντάσεις 7, αριθ. 2, Σ. 389-395, 1994.
- 51) L. Ziemianski. Υβριδικό νευρικό δίκτυο/πεπερασμένης διαμόρφωσης στοιχείων της διάδοσης κυμάτων στις άπειρες περιοχές, *Δομές υπολογιστών*, εντάσεις 81, Σ. 1099-1109, 2003.
- 52) H. Yamashita, N. Kowata, V. Cingoski και K. Kaneda. Άμεση μέθοδος λύσης για την πεπερασμένη ανάλυση στοιχείων που χρησιμοποιεί ένα νευρικό δίκτυο φυτειών λυκίσκου, *IEEE συνδιαλλαγή Magn.*., εντάσεις 31, Σ. 1964-1967, 1995.
- 53) F. Guo, P. Zhang, F. WANG, X. MA και G. Qiu. Πεπερασμένη ανάλυση στοιχείων βασισμένη στο νευρικό πρότυπο δικτύων φυτειών λυκίσκου για την

επίλυση των μη γραμμικών ηλεκτρομαγνητικών προβλημάτων τομέων, IEEE INT. Κοινό Conf. Νευρικά δίκτυα, εντάσεις 6, Σ. 4399-4403, 1999.

54) D. D. Dyck και D. A. Lowther. Καθορισμός μια κατά προσέγγιση πεπερασμένης πυκνότητας πλέγματος στοιχείων που χρησιμοποιείται στις νευρικές τεχνικές δικτύων, IEEE συνδιάλλαγή Magn., εντάσεις 28, αριθ. 2, Σ. 1767-1770, 1992.

55) J. Litva, G. Wu και E. Navarro. Στην ενσωμάτωση της επεξεργασίας σήματος και των νευρικών τεχνικών δικτύων με τη μέθοδο FDTD για τα ηλεκτρομαγνητικά προβλήματα, INT. Symp. Ηλεκτρόνιο συστημάτων σημάτων. (ISSE'95), Σ. 327-330, 1995.

56) G. Wu, A. Navarro και J. Litva. Συνδυασμός πεπερασμένης ώθησης τεχνικής δικτύων απάντησης, νευρικής με τη μέθοδο FDTD για την προσομοίωση των ηλεκτρομαγνητικών προβλημάτων, ηλεκτρόνιο. Lett., εντάσεις 32, αριθ. 12, Σ. 1112-1113, 1996.

57) S. Goasguen, S. M. Hammadī και S. M. El-Ghazali. Μια σφαιρική προσέγγιση διαμόρφωσης που χρησιμοποιούν τα τεχνητά νευρικά δίκτυα, IEEE mtt-s ψηφιακό., εντάσεις 1, Σ. 153-156, το 1999.

58) L. Vegni και A. Toscano. Ανάλυση των μικρολωριδιακών κεραιών που χρησιμοποιούν τα νευρικά δίκτυα, IEEE συνδιάλλαγή Magn., εντάσεις 33, αριθ. 2, Σ. 1414-1417, 1997.

59) P.M. Piel και λοιποί. Γρήγορη υβριδική αέραια εξίσωση-νευρική μέθοδος δικτύων για τη διαμόρφωση των πολυαγωγού γραμμών μετάδοσης, IEEE mtt-s, Σ. 11673-1676, 1999.