



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

Πτυχιακή εργασία

με θέμα

*Φωτονικά Υλικά με Διάκενο Εύρους Ζώνης
(Photonic Bandgap Materials) –
Χαρακτηριστικά και Εφαρμογές*

από την **Δάφνη Μακρή**.

*Εκπονήθηκε υπό την επίβλεψη του Επίκουρου Καθηγητή Δρ. **Ιωάννη Βαρδιάμπαση**
στα πλαίσια του “ΕΠΕΑΕΚ II – Αρχιμήδης: Ενίσχυση Ερευνητικών Ομάδων στα ΤΕΙ –
Μελέτη-Σχεδίαση ευφρών κεραιών με τεχνικές υπολογιστικού ηλεκτρομαγνητισμού και πιλοτική ανάπτυξη-
λειτουργία ψηφιακού ραδιοφωνικού σταθμού DAB στα Χανιά (SMART-DAB)”*

Χανιά, Δεκέμβριος 2005

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Παρατηρώντας και κατανοώντας τις ιδιότητες των υλικών που μας περιβάλλουν, καταφέραμε, μέσα στην πορεία του χρόνου, από προϊστορικοί άνθρωποι που κατασκεύαζαν απλά εργαλεία, να αποκτήσουμε τον έλεγχο των φυσικών, μηχανικών και ηλεκτρικών ιδιοτήτων των υλικών ώστε να τα χρησιμοποιούμε προς όφελός μας.

Η νέα πρόκληση που έμενε να κατακτηθεί ήταν να επιτευχθεί ο έλεγχος και των οπτικών ιδιοτήτων των υλικών. Το ιδανικό θα ήταν η κατασκευή τέτοιων υλικών ικανών να εμποδίζουν τη διάδοση του φωτός ή να την επιτρέπουν μόνο σε συγκεκριμένες διευθύνσεις και συχνότητες. Τέτοια είναι οι φωτονικοί κρύσταλλοι, που σε συνδυασμό με τις οπτικές ίνες μπορούν να καθορίσουν την πορεία και τη διάδοση του φωτός.

Η μελέτη των φωτονικών αυτών υλικών διάκενου εύρους ζώνης (photonic bandgap materials) μας παρέχει πληροφορίες για ιδιότητες α) εντός και εκτός των διάκενων εύρους ζώνης, β) του πολυμερούς οπαλίου, γ) διατάξεων περιοδικών και συμμετρικών μεταλλικών στύλων, δ) φακών, ε) κυματοδηγών και στ) κεραιών (παραβολικοί ανακλαστήρες) όπου χρησιμοποιούνται τα υλικά αυτά.

Στο σημείο αυτό θα ήθελα να ευχαριστήσω ορισμένους ανθρώπους που συνέβαλαν ουσιαστικά στην πραγματοποίηση αυτή της εργασίας. Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου για τη συνεχή υποστήριξή τους στο έργο μου.

Επιπρόσθετα θα ήθελα να δώσω ιδιαίτερες ευχαριστίες στον καθηγητή μου κ. Ιωάννη Βαρδιάμπαση για την πολύτιμη συμβολή του και τη συνεχή υποστήριξή του σε όλη τη διάρκεια πραγματοποίησης αυτής της εργασίας.

Η εργασία αυτή εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Μικροκυματικών Επικοινωνιών και Ηλεκτρομαγνητικών Εφαρμογών του Τμήματος Ηλεκτρονικής Τ.Ε.Ι. Κρήτης, στα πλαίσια του ερευνητικού προγράμματος “Αρχιμήδης: Ενίσχυση Ερευνητικών Ομάδων στα ΤΕΙ – Μελέτη-σχεδίαση ευφών κεραιών με τεχνικές υπολογιστικού ηλεκτρομαγνητισμού και πιλοτική ανάπτυξη-λειτουργία ψηφιακού ραδιοφωνικού σταθμού DAB στα Χανιά (SMART-DAB)” που συγχρηματοδοείται από την Ευρωπαϊκή Ένωση και το Υπουργείο Εθνικής Παιδείας & Θρησκευμάτων μέσω του ΕΠΕΑΕΚ II.

Μακρή Δάφνη
Χανιά, Δεκέμβριος 2005

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Πολλά από τα αληθινά κατορθώματα της τεχνολογίας μας, έχουν επιτευχθεί από την βαθιά κατανόηση των ιδιοτήτων των υλικών. Η εξέλιξη της τεχνολογίας από τους πρόγονούς μας, από την εποχή της πέτρας στην εποχή του σιδήρου είναι μία μακρά ιστορία ανθρώπινης αυξανόμενης εκτίμησης της ωφέλειας των φυσικών υλικών. Οι προϊστορικοί άνθρωποι κατασκεύαζαν εργαλεία βασισμένα στην γνώση τους για την ανθεκτικότητα της πέτρας και την σκληρότητα του σιδήρου. Σε κάθε περίπτωση ο άνθρωπος έμαθε να αποσπά ένα υλικό από την γη που με τις ιδιότητές του αποδεικνυόταν χρήσιμο.

Τελικά, οι προγενέστεροι μηχανικοί έμαθαν να δημιουργούν, παρά απλά να παίρνουν ότι η γη τους πρόσφερε. Λαμβάνοντας υλικά παρήγαγαν υποκατάστατα με περισσότερες επιθυμητές ιδιότητες. Σήμερα, έχουν την δυνατότητα να κατασκευάσουν τεχνητά υλικά με πολύ μεγάλο εύρος μηχανικών ιδιοτήτων, χάριν της εξέλιξης της μεταλλουργίας, της κεραμικής και της πλαστικής. Σε αυτόν τον αιώνα ο έλεγχος πάνω στα υλικά έχει εξαπλωθεί και περιλαμβάνει και τις ηλεκτρικές ιδιότητες των υλικών. Η εξέλιξη στους φυσικούς ημιαγωγούς μας έχει επιτρέψει να μετατρέψουμε τις ιδιότητες αγωγής (ηλεκτρονίων, φωτονίων) σε συγκεκριμένα υλικά. Έτσι ξεκινήσαμε την εξέλιξη των τρανζίστορ στην ηλεκτρονική. Με νέα κράματα μετάλλων και κεραμικών οι επιστήμονες έχουν εφεύρει ημιαγωγούς με αντοχές σε μεγάλη θερμοκρασία. Είναι πιθανό να υπερεκτιμηθεί ο αντίκτυπος αυτών των ανακαλύψεων, ότι δηλαδή η εξέλιξη σε αυτά τα πεδία έχει επηρεάσει την κοινωνία μας. Στην τελευταία δεκαετία ένα καινούριο επιστημονικό πεδίο έχει εμφανιστεί με έναν παρόμοιο σκοπό, τον έλεγχο των οπτικών ιδιοτήτων των υλικών και την ανάπτυξη εφαρμογών τους. Εάν μπορούσαμε να επεξεργαστούμε υλικά τα οποία εμποδίζουν την διάδοση του φωτός ή την επιτρέπουν σε συγκεκριμένες διευθύνσεις και σε συγκεκριμένες συχνότητες ή ακόμα και αν συγκεντρώνουν το φως σε συγκεκριμένες περιοχές, η τεχνολογία μας θα είχε σημαντικά οφέλη.

Για παράδειγμα οι φωτονικοί κρύσταλλοι συνδυασμένοι με τα καλώδια οπτικών ινών, τα οποία απλά οδηγούν το φως, έχουν φέρει την επανάσταση στη βιομηχανία των τηλεπικοινωνιών. Ακόμα τα lasers, οι συσκευές εκπομπής φωτός σε συγκεκριμένη συχνότητα, οι υπολογιστές υψηλής συχνότητας και η φασματοσκοπία είναι μόνο μερικά από τα πλεονεκτήματα και το κέρδος από τα οπτικά υλικά.

Η παρούσα διπλωματική εργασία αποτελεί μια εκτενή μελέτη των (παραπάνω) φωτονικών διάκενων εύρους ζώνης υλικών (photonic bandgap materials-PBG)- φωτονικών κρυστάλλων με σκοπό να περιγράψει αναλυτικά τις φυσικές και τεχνικές ιδιότητες που τους διέπουν καθώς και τις εφαρμογές που παρουσιάζουν.

Αναλυτικότερα στο κεφάλαιο 1 τα τυπωμένα μεταλλο-διηλεκτρικά φωτονικά διάκενου εύρους ζώνης υλικά (PBG) αναλύονται χρησιμοποιώντας μία λεπτομερέστατη προσέγγιση βασισμένη σε επεκτάσεις πολλαπλών πόλων για τα σκεδαστικά πεδία μεμονωμένων σκεδαστών και με μία μέθοδο για ανακατασκευή των συνολικών σκεδαστικών πεδίων που πραγματοποιήθηκε με διαδοχικά επίπεδα πλέγματος των τεχνητών κρυστάλλων. Παράγεται μία ουσιαστική περιγραφή του μέσου του PBG και η

αντιστοιχία με τα φυσικά κρύσταλλα εξελίσσεται ακόμα περισσότερο μέσω μίας ανάλυσης βασισμένη στις συναρτήσεις του Lorentzian με χαρακτηριστικά φυσικά κρύσταλλα. Παρέχονται η αποτελεσματική εμπέδηση κύματος και ο συντελεστής του μέγιστου όγκου της αντανάκλασης του μέσου καθώς επίσης εξετάζονται και οι ιδιότητες μέσα και έξω από τα διάκενα εύρους ζώνης. Η παρουσίαση εκτείνεται πέρα από τα όρια της παραδοσιακής θεωρίας των αποτελεσματικών / ουσιαστικών μέσων.

Στο κεφάλαιο 2 θα αναφερθεί η επίδραση των ατελών φωτονικών διάκενων ευρών ζώνης (PBG) που παρέχεται από το επίστρωμα του οπαλίου και βασίζεται στις ιδιότητες εκπομπής του laser (κουμαρόνη και τα παράγωγα του perylene) που διαλύονται στο σταθεροποιημένο πολυμερές. Το διάκενο εύρος ζώνης του σύνθετου χρωστικού –πολυμερούς οπαλίου παρουσιάζει ανισοτροπία σε υψηλό βαθμό εξαιτίας του ανεπαρκή διοπτρικού/διαθλαστικού πίνακα διαφοράς (RIC). Ο βαθμός της ανισοτροπίας εξαρτάται από το κομμάτι της ποσότητας του πολυμερούς. Το ανισοτροπικό διάκενο εύρος ζώνης ενισχύει την αντίστοιχη κατευθυντικότητα της μετάδοσης αλλά η ανισοτροπία της μετάδοσης είναι περιορισμένη, καθώς συγκρίνεται με την ανισοτροπία του διάκενου εύρους ζώνης, μέσα στην εμβέλεια της ενέργειας του Stocks μετατοπίζεται ανάμεσα στη μετάδοση και απορρόφηση του χρωματικού φάσματος. Έχουν επίσης μελετηθεί οι ζώνες των ενισχυμένων αυτοφυών εκπομπών, που δείχνουν την ίδια ανισοτροπία όπως και το διάκενο εύρος ζώνης. Εκτός αυτών η ιστροπική ενισχυμένη αυτοφυή ζώνη εκπομπής έχει ανιχνευθεί στην υψηλή ένταση διέγερσης, η οποία ζώνη έχει κατανοηθεί ως αποτέλεσμα της αδύναμης εντόπισης των φωτονίων στο μέσο κέρδους με ενσωματωμένους σκεδαστές.

Στο κεφάλαιο 3 προτείνονται περιοδικοί και συμμετρικοί μεταλλικοί στύλοι, μία δομή φωτονικού διάκενου εύρους ζώνης (PBG) για καθοδηγούμενα κύματα επιφάνειας σε έναν κυματοδηγό παράλληλης πλάκας. Η ιστροπική δομή PBG εφαρμόζεται σε ένα σχέδιο ενός κυματοδηγού ασύμμετρης παράλληλης πλάκας σε φακό του Luneburg (APWLL).

Η σχέση των διαστάσεων των μεταλλικών στύλων και ο απαιτούμενος δείκτης διάθλασης στους φακούς παράγεται από την θεωρία της γραμμής μετάδοσης και την μέθοδο του εγκάρσιου συντονισμού. Επίσης ερευνώνται διαφορετικά πλέγματα για ολόκληρους τους φακούς. Για επαλήθευση, κατασκευάζεται μία κεραία για 76.5 GHz προσαρμοστικού ραντάρ αργού ελέγχου, που περιέχει ένα APWLL, μία αρχική τροφοδοσία, και συμμετρικές κυματοειδείς εκπομπές για την βελτίωση της ιδιότητας στην ύψωση της κεραίας. Μετρημένα αποτελέσματα πιστοποιούν το σχέδιο της δομής PBG στο APWLL.

Στο κεφάλαιο 4 θα γίνει ανασκόπηση διάφορων επιπτώσεων από την ποικιλία στην σχέση σκεδασμού των ηλεκτρομαγνητικών υλικών με διάκενο εύρος ζώνης (EBGMs). Πράγματι, θα μπορούσαν να προσομοιώσουν ομογενές υλικό του οποίου ο οπτικός δείκτης είναι μικρότερος από τη μονάδα ή είναι ακόμα και αρνητικός (τουλάχιστον για τη διάθλαση). Εκμεταλλευόμαστε αυτή την ιδιότητα για τον σχεδιασμό ενός φακού με πολύ μικρό εστιακό μήκος ή για τον περιορισμό εκπομπής σε στενό λοβό. Επίσης δείχνεται πώς κάποιος μπορεί να εκμεταλλευτεί τις γρήγορα μεταβαλλόμενες ιδιότητες του EBGMs κοντά σε ένα όριο εύρους έτσι ώστε να σχεδιαστεί ένα πρίσμα του οποίου η διασπορά είναι μεγαλύτερη από οποιοδήποτε συμβατικού πρίσματος ή φράγματος περιθλάσεως.

Στο κεφάλαιο 5 θα ερευνήσουμε την απόδοση και τις ιδιότητες των κυματοδηγών που κατασκευάζονται σε μία πεπερασμένη δισδιάστατη (2-D) φωτονική δομή με διάκενο εύρος ζώνης (PBG). Έχει επιτευχθεί περιορισμός στη κατεύθυνση κάθετη στο επίπεδο της περιοδικότητας με την κατασκευή δισδιάστατης (2-D) δομής PBG σε ένα στρώμα υψηλού διηλεκτρικού που εμπερικλείεται από δύο χαμηλότερα διηλεκτρικά στρώματα. Πραγματοποιούνται προσομοιώσεις χρησιμοποιώντας τη μέθοδο διαφοράς πεπερασμένου χρονικού διαστήματος (finite difference time domain- FDTD) για να ερευνηθεί η μεταφορά ενέργειας σε τέτοιους κυματοδηγούς. Έχει βρεθεί καλή ποιοτική συμφωνία με πειραματικές παρατηρήσεις.

Στο κεφάλαιο 6 παρουσιάζονται δύο νέες εφαρμογές του υλικού PBG (με φωτονικό διάκενο εύρος ζώνης) για κεραίες, και μελετάται ένας παραβολικός ανακλαστήρας. Το PBG αποτελείται από διηλεκτρικά παραβολικά επίπεδα. Το διάκενο συχνότητας χρησιμοποιείται για να αντανakλά και να συγκεντρώνει τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Αυτή η συσκευή κατασκευάστηκε χρησιμοποιώντας τον κώδικα FDTD (finite-difference time-domain). Η θεωρητική κατευθυντικότητα του ανακλαστήρα προήλθε από υπολογισμούς FDTD. Αυτά τα αποτελέσματα συμβαδίζουν με τις μετρήσεις και καθώς φαίνεται ο ανακλαστήρας PBG παρουσιάζει την ίδια κατευθυντικότητα όπως και ένας παραβολικός ανακλαστήρας.

Μια δεύτερη εφαρμογή χρησιμοποιεί ένα ελαττωματικό ρυθμό του υλικού PBG που σχετίζεται με ένα μεταλλικό δίσκο για να αυξηθεί η κατευθυντικότητα μιας κεκαλυμμένης κεραίας (patch antenna). Εξηγούμε το σχέδιο μιας τέτοιας συσκευής και προτείνουμε πειραματικά αποτελέσματα τα οποία επιβεβαιώνουν τη θεωρητική ανάλυση.

Η εργασία αυτή εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Μικροκυματικών Επικοινωνιών και Ηλεκτρομαγνητικών Εφαρμογών του Τμήματος Ηλεκτρονικής Τ.Ε.Ι. Κρήτης, στα πλαίσια του ερευνητικού προγράμματος “Αρχιμήδης: Ενίσχυση Ερευνητικών Ομάδων στα ΤΕΙ – Μελέτη-σχεδίαση ευφών κεραιών με τεχνικές υπολογιστικού ηλεκτρομαγνητισμού και πιλοτική ανάπτυξη-λειτουργία ψηφιακού ραδιοφωνικού σταθμού DAB στα Χανιά (SMART-DAB)” που συγχρηματοδοείται από την Ευρωπαϊκή Ένωση και το Υπουργείο Εθνικής Παιδείας & Θρησκευμάτων μέσω του ΕΠΕΑΕΚ II.

ABSTRACT

Although initially being prehistoric humans making only simple tools, by observing and fully understanding the properties of the materials which existed all around us, we finally managed, through the years, to control their physical, mechanical and electrical features.

The new challenge which stood to be conquered, was to also succeed control of the materials' optical properties. Manufacturing such materials, able to obstruct the propagation of light or permit it to certain directions and frequencies, would be ideal. These materials are called photonic crystals which when combined with optical fibres can determine either the direction or the propagation of light.

The deliberation of photonic bandgap materials provides us with a large amount of information concerned a) properties in and out of the bandgaps, b) the polymer opale, c) arrays of periodic and symmetrical piles, d) several types of lenses, e) waveguides and f) antennas (parabolic reflectors) where these materials are mainly used.

This work was done at the **Microwave Communications and Electromagnetic Applications Lab** of T.E.I. of Crete and supported by the Greek Ministry of National Education and Religious Affairs and the European Union under the ΕΠΕΑΕΚ II – Archimedes – **Support of Research Groups in T.E.I. of Crete project “Smart antenna study & design using techniques of computational electromagnetics and pilot development & operation of a digital audio broadcasting station at Chania of Crete (SMART-DAB)”**.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΤΥΠΩΜΕΝΑ ΦΩΤΟΝΙΚΑ ΥΛΙΚΑ ΜΕ ΔΙΑΚΕΝΟ ΕΥΡΟΥΣ ΖΩΝΗΣ.....	8
1.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	8
1.2. ΠΙΝΑΚΑΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΓΙΑ ΤΥΠΩΜΕΝΑ ΥΛΙΚΑ PBG.....	9
1.3. ΤΕΧΝΗΤΑ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΑ ΚΡΥΣΤΑΛΛΑ: ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ Lorentz.....	16
1.4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	24
2^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΠΟΛΥΜΕΡΗ ΦΩΤΟΝΙΚΩΝ ΚΡΥΣΤΑΛΛΩΝ ΑΠΟ ΟΠΑΛΙΟ.....	25
2.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	25
2.2. ΔΕΙΓΜΑΤΑ.....	26
2.3. ΠΕΙΡΑΜΑ.....	26
2.4. Η ΠΕΡΙΘΛΑΣΗ ΤΟΥ BRAGG.....	27
2.5. ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΦΩΤΟΣ.....	28
2.6. ΕΝΙΣΧΥΜΕΝΗ ΑΥΘΟΡΜΗΤΗ ΕΚΠΟΜΠΗ.....	31
2.7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	34
3^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΚΥΜΑΤΑ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΣΕ ΧΙΛΙΟΣΤΟΜΕΤΡΙΚΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ.....	36
3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	36
3.2. ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΣ ΠΑΡΑΛΛΗΛΩΝ ΠΛΑΚΩΝ ΣΕ ΦΑΚΟ ΤΟΥ LUNEBURG.....	37
3.3. ΠΕΡΙΟΔΙΚΟΙ ΚΑΙ ΤΑΚΤΙΚΟΙ ΜΕΤΑΛΛΙΚΟΙ ΣΤΥΛΟΙ.....	37
3.4. ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ.....	39
3.5. ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ.....	42
3.6. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ.....	43
3.7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	44
4^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΣΚΕΔΑΣΗ ΑΠΟ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ PBG.....	46
4.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	46
4.2. ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΕΡΓΑΛΕΙΑ.....	47
4.3. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	57
5^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΙ ΣΕ ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΑ PBG.....	58
5.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	58
5.2. ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΔΟΜΗΣ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ.....	59
5.3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΜΕΛΕΤΗ.....	63
5.4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	66
6^ο ΚΕΦΑΛΑΙΟ: ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ PBG.....	68
6.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	68
6.2. ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΣ ΦΩΤΟΝΙΚΟΣ ΠΑΡΑΒΟΛΙΚΟΣ ΑΝΑΚΛΑΣΤΗΡΑΣ.....	69
6.3. ΦΩΤΟΝΙΚΗ ΚΕΡΑΙΑ ΥΨΗΛΗΣ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ.....	75
6.4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	79
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	80

1ο Κεφάλαιο

ΤΥΠΩΜΕΝΑ ΦΩΤΟΝΙΚΑ ΥΛΙΚΑ ΜΕ ΔΙΑΚΕΝΟ ΕΥΡΟΥΣ ΖΩΝΗΣ

1.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα τελευταία χρόνια, τα φωτονικά υλικά με διάκενο εύρους ζώνης (PBG) [1]-[3] έχουν τραβήξει την προσοχή της κοινότητας των μηχανικών. Είναι από τη φύση τους κατάλληλα για τη βελτίωση του κέρδους μιας κεραίας και για το σχεδιασμό του διαγράμματος ακτινοβολίας [4]-[7]. Επίσης για τις εφαρμογές φιλτραρίσματος (συμπεριλαμβανομένων και των επιλεκτικών συχνοτήτων επιφανειών και των χωρικών φίλτρων), τις δομές υψηλού Q [8], τα ολοκληρωμένα κυκλώματα, και τα τυπωμένα υποστρώματα και υπερστρώματα κεραίας όπου η αντίδραση του φίλτρου των συγκεκριμένων ρυθμών (π.χ. οι ρυθμοί της επιφάνειας) είναι επιθυμητή, καθώς και για την ανάλυση και το σχεδιασμό απορροφώμενων δομών υψηλού λεπτού στρώματος επικάλυψης [9].

Αυτά τα υλικά αποτελούνται από μονάδες κελιών που περιέχουν τεχνητά ‘μοσχεύματα’ ενσωματωμένα μέσα σε ένα διηλεκτρικό σε ρόλο ‘οικοδεσπότη’ και περιοδικά τοποθετούνται για να σχηματίσουν ένα τεχνητό κρυσταλλικό πλέγμα σε μία, δύο ή και τρεις διαστάσεις. Η απάντηση στον σκεδασμό των ‘μοσχευμάτων’ προτίθεται να είναι πολύ διαφορετική από το περιβάλλον διηλεκτρικό ‘οικοδεσπότη’, δημιουργώντας σημαντική ηλεκτρομαγνητική παρεμβολή ανάμεσα στο ‘μόσχευμα’ και τον ‘οικοδεσπότη’. Αυτή η παρεμβολή εξαρτάται και από τους δύο (σχέδιο της μονάδας του κελιού) αλλά και από την κρυσταλλική γεωμετρία. Με κατάλληλο σχεδιασμό αυτών των παραμέτρων, μπορεί να επιτευχθεί μεγάλη καταστολή της μετάδοσης σε συγκεκριμένες ζώνες συχνότητας (PBG) και ανεμπόδιστη μετάδοση σε άλλες ζώνες.

Μέχρι τώρα τα πιο σημαντικά χαρακτηριστικά αυτών των υλικών, κυρίως η απόκριση συχνότητας κοντά στα διάκενα εύρους ζώνης, είχαν ερευνηθεί από αριθμητικές μεθόδους. Αυτές είναι τυπικά κώδικες πεπερασμένης διαφοράς στο πεδίο του χρόνου (FDTD) [10]-[12], υβριδικά πεπερασμένων στοιχείων (αντίσταση) και μέθοδος κωδίκων ροπής [13]-[16], ή προσεγγίσεις βασισμένες στην μέθοδο στοιβάδας Korringa-Kohn-Rostoker (KKR) [17] αλλά και σε μία επέκταση επίπεδου κύματος [18]-[19]. Παρά το γεγονός ότι αυτοί οι κώδικες μπορούν να χειρίζονται μία ποικιλία συγκεκριμένων εφαρμογών σε μηχανές ενσωματώνοντας τέτοια υλικά καθώς και παρέχοντας διαγράμματα σκεδασμού για τα ίδια τα υλικά, οι φυσικές λεπτομέρειες της ηλεκτρομαγνητικής διάδοσης και του σκεδασμού σε αυτά τα υλικά παραμένουν δυσνόητες. Αυτό ισχύει περισσότερο για τις συγκεκριμένες εφαρμογές σε μηχανές, όπου περίπλοκες διεγέρσεις και ιδιότητες σε ακτινοβολία των πρωταρχικών στοιχείων συσκευής κάνει αδύνατο οποιοδήποτε καθαρό διαχωρισμό των ιδιοτήτων των υλικών.

Ένα δεύτερο μειονέκτημα στην προσέγγιση αυτών των σύνθετων υλικών είναι ο πολύ μεγάλος χρόνος επεξεργασίας που απαιτούν αυτοί οι κώδικες και οι απαιτήσεις της μνήμης που επιβάλλονται στην αντίστοιχη μηχανή. Τα παραπάνω κάνουν οποιαδήποτε προσπάθεια έρευνας συστηματικών

παραμέτρων και ηλεκτρομαγνητικής βελτιστοποίησης αυτών των υλικών πολύ χρονοβόρα, ακόμα και μέσα σε ένα περιβάλλον υπολογισμού της μίας ημέρας.

Αυτοί οι δύο λόγοι δίνουν κίνητρα στη σημερινή ανάπτυξη μιας αναλυτικής προσέγγισης της τάξης των μεταλλο-διηλεκτρικών υλικών PBG που σχετίζονται με μηχανικές εφαρμογές. Επικεντρωνόμαστε σε ένα πλέγμα τυπωμένων στοιχείων που ‘βυθίζεται’ σε ένα διηλεκτρικό ‘οικοδεσπότη’ χαμηλής απώλειας. Αυτή είναι μία τάξη δομών που κατασκευάζεται εύκολα και φτηνά και είναι κατάλληλη για ογκώδη και συμπαγή ολοκλήρωση. Στο πρώτο μέρος του κεφαλαίου, παρουσιάζουμε μία ανάλυση μεταφοράς δικτύου τέτοιων γεωμετριών για πλάγια TE πρόσπτωση επίπεδου κύματος και προκύπτουν αναλυτικές εκφράσεις για την αντανάκλαση και την μετάδοση όσον αφορά στην ευαισθησία της παράλληλης σύνδεσης ενός δισδιάστατου τόξου τυπωμένων στοιχείων. Η ευαισθησία της παράλληλης σύνδεσης η ίδια υπολογίζεται αριθμητικά για μία ποικιλία τυπωμένων σχημάτων [20], αλλά σε αυτή το κεφάλαιο θεωρούμε τυπωμένους δίσκους. Παρουσιάζουμε την ύπαρξη φωτονικών διάκενων εύρους ζώνης για αυτή την δομή, για κανονική πρόσπτωση και υποδεικνύουμε ότι μπορεί να λειτουργήσει ως μαγνητικός τοίχος. Στο δεύτερο μέρος του κεφαλαίου, παρέχουμε μία παράγωγο συναρτήσεων για την αποτελεσματική εμπέδηση κύματος σε κανονική πρόσπτωση, η οποία περιγράφει πλήρως την ογκώδη αντανάκλαστικότητα της δομής. Αυτό μας οδηγεί στην θεμελίωση μίας αντιστοιχίας ανάμεσα σε αυτό τον τύπο των τεχνητών (φωτονικών) κρυστάλλων και στα φυσικά (πυρηνικά) κρύσταλλα. Αυτά τα τεχνητά μέσα μπορούν να περιγραφούν από τον συντονισμό του Lorentz, όπως και τα φυσικά κρύσταλλα στην κβαντομηχανική αλληλεπίδραση με το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο.

Τονίζουμε ότι η προσέγγιση αυτού του κεφαλαίου επεκτείνεται πέρα από το σύστημα εγκυρότητας των καθιερωμένων θεωριών (EMT’s). Αυτή ισχύει για μήκη κύματος τυπικά δέκα φορές μεγαλύτερα από τις χαρακτηριστικές ηλεκτρικές διαστάσεις ενός μοναδιαίου κελιού και σχεδόν σύμφωνα με τον ορισμό, δεν μπορεί να παρέχει οποιαδήποτε πληροφορία της συμπεριφοράς κοντά στο πρώτο διάκενο εύρους ζώνης. Αντίθετα, η προσέγγισή μας έχει ισχύ τυπικά για διαστάσεις μοναδιαίου κελιού της τάξης του ελεύθερου διαστήματος μήκους κύματος και θα δειχθεί ότι αυτή η περιοχή τυπικά περιλαμβάνει και διάφορα άλλα διάκενα εύρους ζώνης.

1.2. ΠΙΝΑΚΑΣ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΓΙΑ ΤΥΠΩΜΕΝΑ ΥΛΙΚΑ PBG

Θεωρούμε ένα ορθογώνιο πλέγμα δίσκων PEC να είναι ενσωματωμένο σε ένα ομογενές διηλεκτρικό σύνθετης διηλεκτρικής σταθεράς $\epsilon_d \equiv \epsilon'_d - j\epsilon''_d$ και με πάχος c , όπως απεικονίζεται στο σχήμα 1.1. Το υλικό θα δημιουργηθεί τοποθετώντας έναν αυθαίρετο αριθμό N τέτοιων δισδιάστατων τόξων και θα είναι πλευρικά άπειρο, αλλά πεπερασμένου αυθαίρετου πάχους $w = Nc$. Παρουσιάζουμε αναλυτικούς τύπους για την αντανάκλαση και για τους συντελεστές της μετάδοσης αυτού του υλικού κάτω από συνθήκες πλάγιας πρόσπτωσης επίπεδου κύματος.

Ας θεωρήσουμε ένα κομμάτι που είναι κατασκευασμένο από στοιβαγμένα στρώματα αντίστοιχων δισδιάστατων (2-D) μέσων PBG και που διεγείρεται από την πλάγια πρόσπτωση επίπεδου κύματος στη

γωνία θ . Χρησιμοποιώντας συγκεκριμένη θεωρία μεταφοράς πίνακα [21], έχουμε τον συντελεστή μετάδοσης

$$\Gamma_N = \frac{L_0}{R_0} = \frac{S_{21}}{S_{11}}, \quad T_N = \frac{R_{out}}{R_0} = \frac{1}{S_{11}}, \quad \text{με} \begin{pmatrix} R_0 \\ L_0 \end{pmatrix} = S \begin{pmatrix} R_{OUT} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

όπου το R_0 (L_0) είναι το δεξί μήκος κύματος με πορεία προς τα αριστερά (με αντιστοιχία στην διεύθυνση z) στην περιοχή της πρόσπτωσης και R_{out} το τελικό μήκος κύματος με πορεία προς τα δεξιά στην περιοχή πέρα από αυτή που βρίσκεται μετά από όλη την δομή.

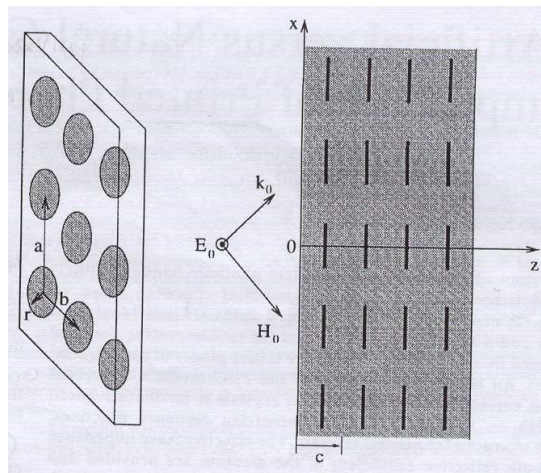
Ο πίνακας σκέδασης S δίνεται σα συνάρτηση του πίνακα μοναδιαίας κυψέλης U από τη σχέση

$$S = T_{a,d} U^N T_{d,a} \quad (1.2)$$

όπου το $T_{a,d}$ είναι ο πίνακας μεταφοράς μέσω μιας διεπαφής διηλεκτρικού-αέρα. Ο πίνακας μοναδιαίας κυψέλης από την άλλη μεριά μπορεί να γραφτεί και ως εξής

$$U = Pc / 2TYPc / 2 \quad (1.3)$$

όπου το $Pc/2$ είναι ο πίνακας διάδοσης μέσω μιας διηλεκτρικής περιοχής πάχους $c/2$ και Ty είναι ο πίνακας μεταφοράς μέσω ενός δισδιάστατου τόξου σκέδασης που θεωρούνται ως αγωγιμότητα παράλληλης σύνδεσης Y για λόγους σκέδασης.



Σχήμα 1.1: Υλικό PBG κατασκευασμένο από δίσκους PEC που ενσωματώνονται σε διηλεκτρικό οικοδεσπότη (host).

Στη διασύνδεση υλικών οι πίνακες μεταφοράς μπορούν να υπολογιστούν επιβάλλοντας τις συνηθισμένες συνθήκες ορίων στα πεδία E και H . Στην αγωγιμότητα παράλληλης σύνδεσης, οι σωστές οριακές συνθήκες είναι αυτές ενός επιπέδου ηλεκτρικού ρεύματος που εκφράζεται από την τάση που εντυπώνεται από το E διαμέσου της αγωγιμότητας

$$\mathbf{n} \times E = \text{συνεχές}, \quad \mathbf{n} \times [H(z_0) - H(z_0)] = Y E_{tan}(z_0) \quad (1.4)$$

όπου Y είναι η αγωγιμότητα επιφάνειας δισδιάστατου πίνακα σκεδασμού ενσωματωμένου μέσα στο διηλεκτρικό 'οικοδεσπότη', \mathbf{n} είναι η σταθερά μονάδα (σε αυτή την περίπτωση κατά μήκος του άξονα z) και \mathbf{z}_0 η θέση του επιπέδου αγωγιμότητας.

Αυτές οι οριακές συνθήκες καθορίζουν τους πίνακες μεταφοράς και διάδοσης όπως παρακάτω:

$$T_{a,d} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \frac{\bar{n}_a}{n_d} & 1 - \frac{\bar{n}_a}{n_d} \\ 1 - \frac{\bar{n}_a}{n_d} & 1 + \frac{\bar{n}_a}{n_d} \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

$$T_Y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2 + YY & \\ -Y2 - Y & \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

$$P_{c/2} = \begin{pmatrix} e^{-ydc/2} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} e^{-ydc/2} \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Ας σημειωθεί ότι ενώ και τα δυο είδη των πινάκων μεταφοράς υπακούν στις αντίστοιχες ιδιότητες της ομάδας τους $T_{a,d}T_{d,a} = 1 = T_Y T_{-Y}$, η διεπιφάνεια του υλικού περιγράφεται από ένα συμμετρικό πίνακα, ενώ η διεπαφή παράλληλης σύνδεσης της αγωγιμότητας από ένα μη συμμετρικό πίνακα. Ο πίνακας μεταφοράς της μοναδιαίας κυψέλης μπορεί να υπολογιστεί από τον τύπο

$$U = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{-ydc} (2 + Y)Y & \\ -Ye^{-ydc} (2 - Y) & \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

Παραπάνω, τα y_i, \bar{n}_i είναι οι σταθερές πλάγιας διάδοσης και η εμπέδηση κύματος, αντίστοιχα, για το υλικό $i = \{a, d\}$ ($a \equiv \text{αέρας}, d \equiv \text{διηλεκτρικό}$), δηλαδή

$$y_i = jk_0 n_i \cos \theta_i, \quad \bar{n}_i = \frac{1}{n_i \cos \theta_i}, \quad \cos \theta_i = \sqrt{1 - \frac{1}{\eta_i^2} \sin^2 \theta}, \quad n_i = \sqrt{\epsilon_i}, \quad (1.9)$$

όπου το $\theta = \theta_a$ είναι η γωνία πρόσπτωσης. Χρησιμοποιώντας τη μέθοδο που υποδείχθηκε παραπάνω, υπολογίζουμε ότι ο συντελεστής διάδοσης μέσα από τη δομή είναι:

$$T_N = 4 \left\{ \begin{array}{l} \left(1 + \frac{\bar{n}_a}{n_d} \right) \left(1 + \frac{\bar{n}_d}{n_a} \right) (U^N)_{11} \\ + \left(1 - \frac{\bar{n}_a}{n_d} \right) \left(1 + \frac{\bar{n}_d}{n_a} \right) (U^N)_{21} \\ + \left(1 + \frac{\bar{n}_a}{n_d} \right) \left(1 - \frac{\bar{n}_d}{n_a} \right) (U^N)_{12} \\ + \left(1 - \frac{\bar{n}_a}{n_d} \right) \left(1 - \frac{\bar{n}_d}{n_a} \right) (U^N)_{22} \end{array} \right\}^{-1}, \quad \Gamma_N = \frac{1}{4} T_N \left\{ \begin{array}{l} \left(1 - \frac{\bar{n}_a}{n_d} \right) \left(1 + \frac{\bar{n}_d}{n_a} \right) (U^N)_{11} \\ + \left(1 + \frac{\bar{n}_a}{n_d} \right) \left(1 + \frac{\bar{n}_d}{n_a} \right) (U^N)_{21} \\ + \left(1 - \frac{\bar{n}_a}{n_d} \right) \left(1 - \frac{\bar{n}_d}{n_a} \right) (U^N)_{12} \\ + \left(1 + \frac{\bar{n}_a}{n_d} \right) \left(1 - \frac{\bar{n}_d}{n_a} \right) (U^N)_{22} \end{array} \right\} \quad (1.10)$$

Ο πίνακας U^N υπολογίστηκε παραπάνω με αναλυτικό τρόπο. Αντικαθιστώντας, λαμβάνουμε:

$$T_N = \frac{2}{[(1 + \zeta)\tau]^N} \left\{ 1 + \xi^N + \frac{(1 - \xi^N)}{2\sqrt{1 - \left(\frac{Y}{2\Psi}\right)^2}} \left[\left(\frac{\eta_d}{\eta_a} + \frac{\eta_a}{\eta_d} \right) + \left(\frac{\eta_a}{\eta_d} - \frac{\eta_d}{\eta_a} \right) \frac{Y}{2\Psi} \right] \right\}^{-1} \quad (1.11)$$

$$\Psi \equiv j\sin(k_0 c n_d \cos \theta_d) + \cos(k_0 c n_d \cos \theta_d)(Y/2), \quad \zeta \equiv \frac{\Psi}{\tau} \sqrt{1 - \left(\frac{Y}{2\Psi}\right)^2}$$

$$\tau \equiv \cos(k_0 c n_d \cos \theta_d) + \sin(k_0 c n_d \cos \theta_d)(jY/2), \quad \xi \equiv \frac{1-\zeta}{1+\zeta}$$
(1.12)

Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι η παράμετρος τ παραπάνω χαρακτηρίζει τα αντίστοιχα υλικά PBG που είναι άπειρα στη διεύθυνση z ($\lim N = \infty$). Αυτό μπορεί να αποδειχθεί αποτιμώντας τη σταθερά διάδοσης του Floquet από τη διεύθυνση, μέσω των χαρακτηριστικών ριζών του πίνακα μοναδιαίας κυψέλης U :

$$e^{-jk_z c} = \frac{\text{Tr}(U)}{2} - j \sqrt{\text{Det}(U) - \left(\frac{\text{Tr}(U)}{2}\right)^2}$$
(1.13)

Δεδομένου ότι το $\text{Det}(U) = 1$, πρέπει να έχουμε:

$$\cos(kfc) = \text{Tr}(U)/2 = \cos(k_0 c n_d \cos \theta_d) + \sin(k_0 c n_d \cos \theta_d)(jY/2) \equiv \tau$$
(1.14)

Τα διάκενα εύρους ζώνης του συστήματος δίνονται από την ανισότητα $|\tau| > 1$.

Ένα υλικό που πρέπει να δοθεί για να επιβεβαιώσει τις προσδοκίες είναι η παράλληλη σύνδεση της αγωγιμότητας ενός δισδιάστατου τόξου σκέδασης. Αυτός ο υπολογισμός μπορεί να πραγματοποιηθεί με διαφορετικούς βαθμούς δυσκολίας και εγκυρότητας, και εξαρτάται από την τάξη της επέκτασης πολλαπλών πόλων που λογαριάζονται για το πεδίο σκέδασης. Προς το παρόν, θα χρησιμοποιήσουμε (για το μέσο του λεπτού δίσκου) την αγωγιμότητα της παράλληλης σύνδεσης η οποία έχει υπολογισθεί αναλυτικά στο [20]. Το αποτέλεσμα είναι:

$$Y \equiv jB = j(B_C - B_L),$$

$$B_C = \frac{16}{3} \left(\frac{r}{a}\right)^3 \frac{a}{b} \frac{a}{c} n_d k_0 c \frac{1}{1 - a_e C_e}, \quad B_L = \frac{8}{3} \left(\frac{r}{a}\right)^3 \frac{a}{b} \frac{a}{c} n_d k_0 c \left(\frac{1}{\cos \theta_d}\right) \frac{1}{1 - a_m C_m}$$
(1.15)

Η άριστη δομή που παρέχεται από την ηλεκτρική και μαγνητική πόλωση καθώς και τη σταθερά της αλληλεπίδρασης του πλέγματος ($a_e C_e, a_m, C_m$), υπολογίζεται από το τετραγωνικό πλέγμα:

$$a_e C_e = \frac{16}{3} \left(\frac{r}{a}\right)^3 \left[\frac{1.2}{\pi} \left(\frac{a}{b}\right)^3 - 8\pi \left(\frac{a}{b}\right)^3 K_0 \left(\frac{2\pi a}{b}\right) \right]$$

$$a_m C_m = \frac{16}{3} \left(\frac{r}{a}\right)^3 \left[\frac{1.2}{2\pi} \left(\frac{a}{b}\right)^3 + \frac{1.2}{2\pi} - 4\pi \left(\frac{a}{b}\right)^3 K_0 \left(\frac{2\pi a}{b}\right) - 4\pi K_0 \left(\frac{2\pi b}{a}\right) \right]$$
(1.16)

όπου το K_0 είναι η τροποποιημένη συνάρτηση δεύτερου είδους του Bessel. Στη συνέχεια για απλούστευση, θα χρησιμοποιήσουμε ένα τετράγωνο εγκάρσιο πλέγμα $a = b, K_0(2\pi) = 0.00091$.

Η εγκυρότητα αυτών των τύπων στο r/a προκύπτει από το επιχείρημα των Clausius-Mossotti, όπου το ισοδύναμο μέγεθος κλάσματος θα πρέπει να είναι $(4/3\pi(r/a)^3) \leq 1/3 \rightarrow r/a \leq 0.43$.

Η ακόμα μεγαλύτερη εγκυρότητα στη συχνότητα προκύπτει από την ανάγκη ότι η πρωταρχική μεταβατική λειτουργία που διαδίδεται στην διαμήκη διάσταση z έχει ένα μέγεθος που καταστέλλεται τουλάχιστο ως e^{-1} , π.χ., $e^{-\Gamma n m c} \leq e^{-1}$. Χρησιμοποιώντας [20] ότι:

$$\Gamma_{nm} = \left\{ \left(\frac{2\pi n}{a} + k_0 n_d \sin \theta_d \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 - (k_0 n_d)^2 \right\}^{1/2}, \quad n = 0, \pm 1, \dots, m = 0, 1, \dots \quad (1.17)$$

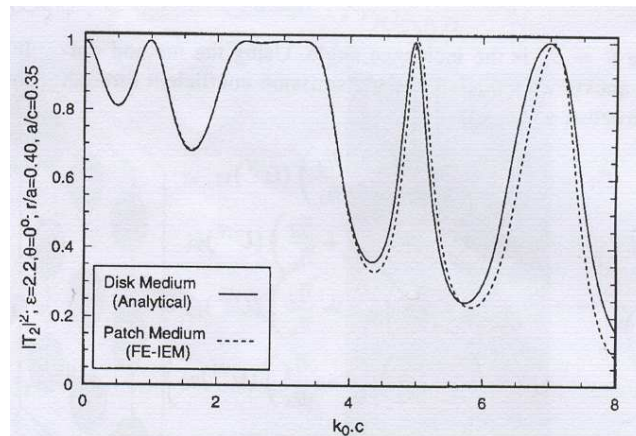
προκύπτει από την παραπάνω ανισότητα (τοποθετώντας $a = b$) (1.18), που βρίσκεται στο τέλος της σελίδας, όπου $n_d \equiv n_d^r - jn_d^i$. Το πιο περιοριστικό εμπόδιο υφίσταται όταν η δεξιά πλευρά είναι στο ελάχιστο, το οποίο συμβαίνει πάντα για $(n, m, \theta) = (0, 1, 0)$ άσχετα από τις άλλες παραμέτρους. Επομένως, προκύπτει:

$$K_0 c \leq \frac{1}{n_d^r} \sqrt{\left(\frac{\pi c}{a} \right)^2 - 1} \quad (1.19)$$

Η παρούσα προσέγγιση, περιορίζοντας τη διάδοση των επικρατέστερων μεθόδων και κατ' επέκταση της (1.19), δεν είναι δυνατό να αντιμετωπίσει ορισμένες ειδικές περιπτώσεις. Για παράδειγμα, οι δίσκοι οι οποίοι τοποθετήθηκαν στην εναέρια διεπιφάνεια του 'οικοδεσπότη' θα πρέπει να αποκλειστούν γιατί θα πρέπει να υπολογιστούν υψηλότερες λειτουργίες ανάμεσα στην διεπιφάνεια και στο παρακείμενο επίπεδο αγωγιμότητας.

Για την αξιολόγηση των τύπων, στο σχήμα 1.2 αναπαρίσταται γραφικά η μετάδοση σε μέσο $N = 2$ δίσκων για κανονική επίπεδη πρόσπτωση κύματος, σύμφωνα με τη θεωρία που προηγήθηκε στο (1.19). Συγκρίνουμε αυτά τα αποτελέσματα χρησιμοποιώντας μία μέθοδο με εξίσωση ολοκληρωμένων στοιχείων (FE-IEM) προσέγγισης σύμφωνα με το [1.16], όπου οι σκεδασμοί είναι τετράγωνα καλύμματα με το ίδιο αποτελεσματικό άνοιγμα με το οποίο δίνεται το μέγεθος d από [1.22]

$$\frac{d}{a} = \left(\frac{32}{3\pi} \right)^{1/3} \frac{r}{a} \quad (1.20)$$



Σχήμα 1.2: Σύγκριση των αναλυτικών προβλέψεων και ο κώδικας FE-IEM του [16] για κανονική πρόσπτωση επίπεδου κύματος.

Παρατηρούμε ότι μέσα στα πλαίσια της θεωρίας, το επιχείρημα έχει τέλειo αποτέλεσμα.

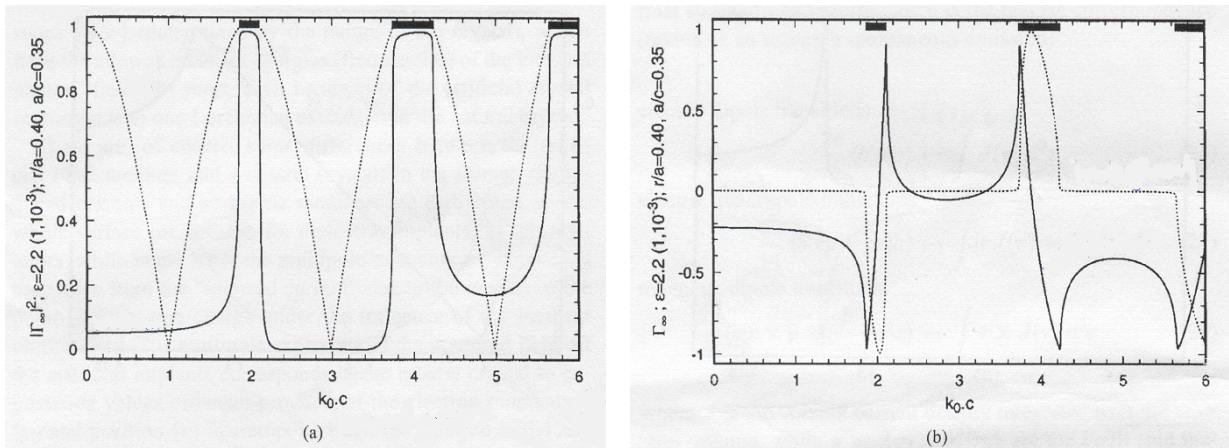
Από την παραπάνω εξίσωση μπορούμε να πάρουμε το συντελεστή αντανάκλασης για ένα ημι-άπειρο μέσο PBG, γειρίζοντας το μισό κενό με $z \geq 0$. Αυτό λαμβάνεται φανερά λογαριάζοντας το όριο $N \rightarrow \infty$ στο (1.11). Κάποιος μπορεί να παρατηρήσει αριθμητικά, και να αποδείξει αναλυτικά, ότι για εξωτερικό διηλεκτρικό χωρίς απώλειες και για σκεδασμούς PEC, η σύνθετη συνάρτηση ξ στο (1.12)

έχει ένα σταθερό συντελεστή ίσο με την μονάδα παντού στην συχνότητα, εκτός από τα διάκενα εύρους ζώνης. Ο σωστός τρόπος για να αποκτήσουμε το όριο $N \rightarrow \infty$, είναι να εισάγουμε ένα μικρό ποσό φυσικής απώλειας είτε στο εξωτερικό διηλεκτρικό είτε στους σκεδασμούς ή και στα δύο. Αυτή η απώλεια δεν θα παρέχει μόνο μια πιο ακριβή φυσική περιγραφή του μέσου, αλλά επίσης θα αποδώσει το σωστό ημι-άπειρο όριο. Με το να περιέχει η διηλεκτρική σταθερά οποιοδήποτε ποσό απώλειας, ισχύει οπουδήποτε $|\xi| < 1$. Επομένως, από την (1.11) λαμβάνουμε

$$\Gamma_{\infty} \equiv \lim_{N \rightarrow \infty} \Gamma_N = \frac{\frac{1}{2\sqrt{1-p^2}} \left[\left(\frac{\bar{n}_d}{\bar{n}_a} - \frac{\bar{n}_a}{\bar{n}_d} \right) - \left(\frac{\bar{n}_a}{\bar{n}_d} + \frac{\bar{n}_d}{\bar{n}_a} \right) p \right]}{1 + \frac{1}{2\sqrt{1-p^2}} \left[\left(\frac{\bar{n}_d}{\bar{n}_a} + \frac{\bar{n}_a}{\bar{n}_d} \right) + \left(\frac{\bar{n}_a}{\bar{n}_d} - \frac{\bar{n}_d}{\bar{n}_a} \right) p \right]}, \quad (1.21)$$

όπου ορίσαμε τη συνάρτηση

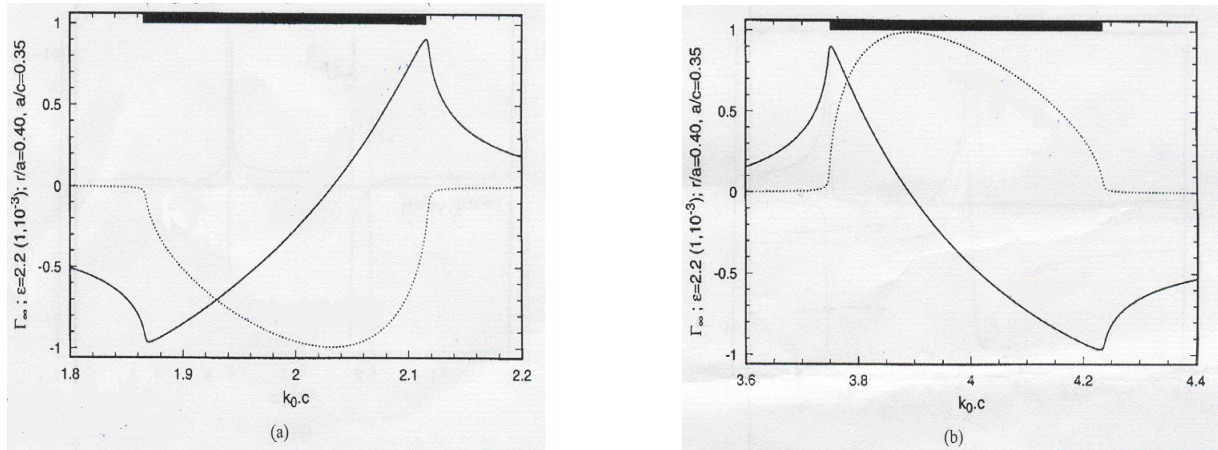
$$p \equiv \frac{Y}{2\Psi} = \frac{B/2}{\sin(K_0 c n_d \cos \theta_d) + \cos(K_0 c n_d \cos \theta_d)(B/2)}. \quad (1.22)$$



Σχήμα 1.3: (α) Ανακλαστικότητα ημι-άπειρου μέσου PBG (ενιαία γραμμή) και το r (κουκκίδες). Τα διάκενα εύρους ζώνης υπογραμμίζονται με τη χοντρή στερεά γραμμή και (β) πραγματικά και φανταστικά μέρη της ημι-άπειρης συνιστώσας αντανάκλασης.

Στο σχήμα 1.3(α) αναπαρίσταται γραφικά το μέγεθος της αντανάκλαστικότητας του ημι-άπειρου μέσου PBG. Επίσης σχεδιάζεται η ποσότητα $|\tau|$ (1.12), παρέχοντας τα διάκενα εύρους ζώνης που σημειώνονται από μια χοντρή γραμμή στο σχήμα. Παρατηρούμε ότι στα διάκενα εύρους ζώνης η ανακλαστικότητα είναι κοντά στο 100%. Στο σχήμα 1.3(β), σχεδιάζουμε τα πραγματικά και φανταστικά μέρη του συντελεστή όγκου της ανακλαστικότητας. Ας σημειωθεί ότι σε αντίθεση με την κανονική αγωγή ή το διηλεκτρικό μέσο, το Γ_{∞}^r είναι θετικό σε κάθε μισό του διάκενου εύρους ζώνης καθώς και έξω από την αντίστοιχη άκρη της ζώνης. Σε αυτές τις συχνότητες, το μέσο μοιάζει με μαγνητικό αγωγό που προσεγγίζει ένα τέλει μαγνητικό τοίχο στα αντίστοιχα όρια της ζώνης. Αυτό είναι πολύ σημαντικό καθώς φανερώνει ότι η πρόσπτωση και τα αντανακλώμενα πεδία προστίθενται στη φάση και το ολικό επαπτόμενο ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην επιφάνεια του μέσου PBG δεν μειώνεται (ή πηγαίνει κοντά στο μηδέν), όπως συμβαίνει με ένα κανονικό μέσο.

Στο σχήμα 1.4 επεκτείνουμε το σχεδιάγραμμα για να δείξουμε τις λεπτομέρειες στο πρώτο και στο δεύτερο διάκενο εύρος ζώνης. Συγκρίνοντας την κατάσταση με αυτή ενός καλού αγωγού, παρατηρούμε ότι το μέσο PBG δημιουργεί μια απόκλιση σκεδασμού στο συνολικό εφαπτόμενο πεδίο, που εκτείνεται από τη συμπεριφορά ενός ηλεκτρικού τοίχου (πολύ καλός αγωγός, $\Gamma_{\infty}^r \cong -1$ κόμβοι στο \mathbf{E}_t) μέχρι ένα μαγνητικό τοίχο, όπου $\Gamma_{\infty}^r \cong +1$ και το \mathbf{E}_t γίνεται μέγιστο. Αυτό το φαινόμενο θα πρέπει να έχει σημαντικά πρακτική σημασία σε εφαρμογές με προηγμένα μέσα φάσης. Οι τιμές για τις παραμέτρους των διάκενων εύρων ζώνης που επιλέχθηκαν, έχουν ένα συνεχές εύρος ζώνης 12%.



Σχήμα 1.4: Πραγματικά (στερεά γραμμή) και φανταστικά μέρη (κουκκίδες) της ημι- άπειρης συνιστώσας αντανάκλασης σε: (α) το πρώτο διάκενο εύρος ζώνης και (β) το δεύτερο διάκενο εύρος ζώνης.

Ενεργός Εμπέδηση Κύματος Τυπωμένου Μέσου PBG

Εδώ παρέχουμε τη βάση για να λάβουμε τις συναρτήσεις απόκρισης, περιοριζόμενοι στην κατάσταση του ημι-απείρου για την κανονική πρόσπτωση, η οποία θα δώσει μια αντίστοιχη ενεργό εμπέδηση στο κύμα.

Ενεργός εμπέδηση κύματος του όγκου της ανάκλασης

Η σχέση (1.21) μπορεί να επαναδιατυπωθεί ως εξής:

$$\Gamma_{\infty}^r = \frac{\frac{n_d}{n_a} \frac{(1-p)}{\sqrt{1-p^2}} - \frac{n_a}{n_d} \frac{(1+p)}{\sqrt{1-p^2}}}{2 + \frac{n_d}{n_a} \frac{(1-p)}{\sqrt{1-p^2}} + \frac{n_a}{n_d} \frac{(1+p)}{\sqrt{1-p^2}}} = \frac{\left(\frac{n_d}{n_a} \frac{(1-p)}{\sqrt{1-p^2}} \right)^2 - 1}{\left(\frac{n_d}{n_a} \frac{(1-p)}{\sqrt{1-p^2}} + 1 \right)^2} = \frac{n_d \frac{(1-p)}{\sqrt{1-p^2}} - n_a}{n_d \frac{(1-p)}{\sqrt{1-p^2}} + n_a} \quad (1.23)$$

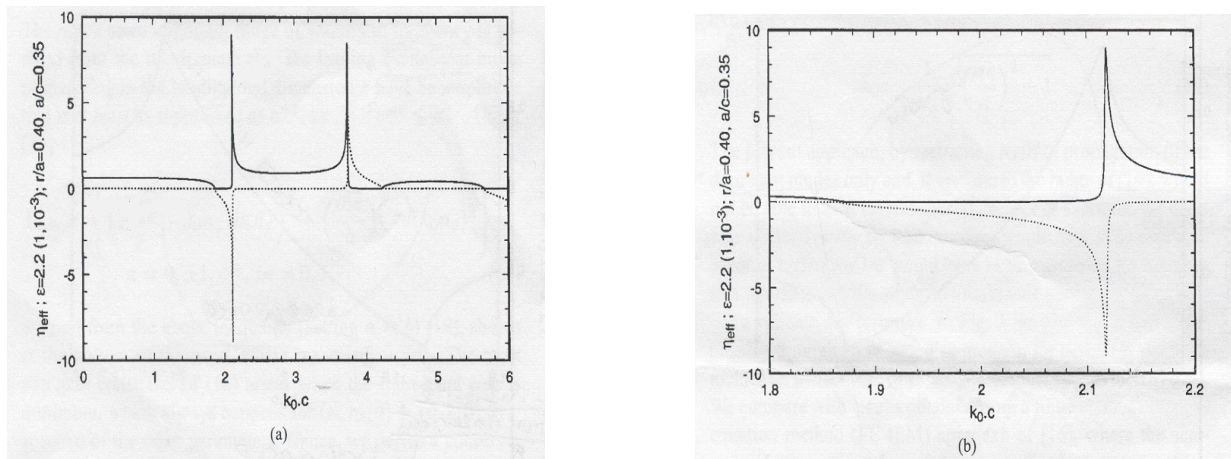
Αυτή η μέθοδος είναι παρόμοια με τη μέθοδο που δίνει το συντελεστή του όγκου της ανάκλασης για ένα μακροσκοπικά ομογενές μέσο σχετικής εμπέδησης του κύματος

$$n_{eff} = n_d \frac{(1-p)}{\sqrt{1-p^2}} \quad (1.24)$$

όπου το p δίνεται στο (1.22).

Στο σχήμα 1.5, απεικονίζεται η συνάρτηση n_{eff} για πρόσπτωση κανονικού επίπεδου κύματος. Παρατηρούμε ότι η εμπέδηση έξω από τα διάκενα εύρους ζώνης είναι τέλεια ωμική ενώ μέσα στα

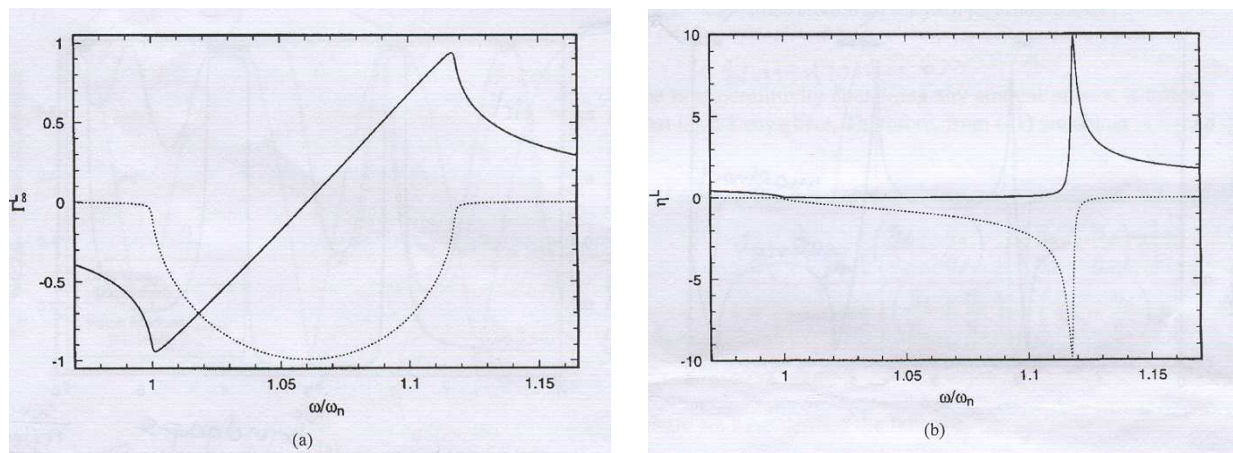
διάκενα εύρους ζώνης, έχει δυνατά συντονισμένη συμπεριφορά. Έτσι γίνεται τέλεια χωρητική ή επαγωγική. Στις κορυφές των ζωνών, παράγεται πολύ δυνατός συντονισμός.



Σχήμα 1.5: Πραγματικά και φανταστικά μέρη εμπέδησης κύματος του μέσου PBG.

1.3. ΤΕΧΝΗΤΑ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΑ ΚΡΥΣΤΑΛΛΑ: ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ LORENTZ

Εξελίσσοντας την περιγραφή των υλικών PBG λίγο παραπάνω, επιθυμούμε να εξερευνήσουμε τις φυσικές ομοιότητες που πρέπει να έχουν αυτά τα υλικά με τα φυσικά κρύσταλλα. Έχει αποδειχθεί ότι τα φυσικά περιγράφονται πολύ καλά από τους αισθητήρες της διηλεκτρικής σταθεράς οι οποίοι οδηγούνται από τις ταλαντώσεις των ηλεκτρονίων που αναπηδούν στα ιόντα του πλέγματος [23]. Πραγματικά, η κβαντική ηλεκτροδυναμική περιγραφή της αλληλεπίδρασης ανάμεσα σε αυτά τα ηλεκτρόνια που αναπηδάνε και στο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο παράγει το κλασικό μοντέλο ταλάντωσης του Lorentz, που αυξάνει σε αριθμό τους αισθητήρες της διηλεκτρικής σταθεράς [24], και έχοντας βασικό πλεονέκτημα το γεγονός ότι προβλέπει τις παραμέτρους του Lorentz σε αντιστοιχία με τις λίγες θεμελιώδεις φυσικές σταθερές.



Σχήμα 1.6: (α) Πραγματικά (με σταθερή γραμμή) και φανταστικά μέρη (γραμμή με κουκκίδες) της συνιστώσας αντανάκλασης όγκου που παράγεται από τη διηλεκτρική σταθερά του Lorentz και (β) το ίδιο με την (α) για την εμπέδηση κύματος.

Η αναλογία με τα φυσικά κρύσταλλα είναι εύλογη, πέρα από τη φανερή ομοιότητα που έχει χρησιμοποιηθεί ως τώρα στη βιβλιογραφία και που σχετίζεται με την περιοδική γεωμετρία. Η συμπεριφορά του συντελεστή της αντανάκλασης του όγκου και της εμπέδησης του κύματος για το μέσο PBG, δείχνεται στο σχήμα 1.4(α) και στο 1.5(β), και θα έπρεπε να μοιάζει με αυτή του σημείου εμπέδησης του Lorentz.

Για να θεμελιώσουμε αυτό δείχνουμε στο σχήμα 1.6 τα αντίστοιχα σχεδιαγράμματα που παράγονται από την εμπέδηση του Lorentz ϵ^L , που αυθαίρετα ομαλοποιούνται στη συχνότητα (ω_n) με τη μορφή

$$\epsilon^L = 1 + L(\omega), \quad L(\omega) = \frac{(\omega_p / \omega_n)^2}{(\omega_0 / \omega_n)^2 - (\omega / \omega_n)^2 + j(\omega / \omega_n)(\gamma / \omega_n)} \quad (1.25)$$

Επιλέγοντας το σταθεροποιημένο πλάτος $\gamma / \omega_n = 0.001$, παρόμοιο με την εφαπτομένη απώλειας του διηλεκτρικού μέσου PBG, ο συντονισμός $\omega_0 / \omega_n = 1$, και η συχνότητα ιονισμένου αερίου υψηλής συχνότητας (plasma) $\omega_p / \omega_n = 0.5$, παρατηρούμε ότι η αντίδραση του μέσου PBG όχι μόνο μέσα στο διάκενο εύρος ζώνης αλλά και γύρω από αυτό, είναι παρόμοια με αυτή του κρυστάλλου Lorentz.

Τα πολλαπλά διάκενα εύρους ζώνης στα τεχνητά κρύσταλλα αντιστοιχούν στα πολλαπλά του Lorentz στο φυσικό κρύσταλλο. Το τελευταίο παράγεται από την απορρόφηση του επικείμενου φωτονίου από το ηλεκτρόνιο που κάνει την αναπήδηση, το οποίο διεγείρεται από μια αρχική κατάσταση $|a\rangle$ από ένα αριθμό από διαφορετικές ενδιάμεσες καταστάσεις $\{|i\rangle\}$. Με την σειρά του το διεγερμένο ηλεκτρόνιο επανέρχεται στην τελική του κατάσταση $|b\rangle$ εκπέμποντας ένα φωτόνιο. Αυτές οι διεγέρσεις διακρίνονται από το φάσμα ενδιάμεσων καταστάσεων $\{|i\rangle\}$ (που καθορίζονται από τη φύση του κρυστάλλου), το οποίο προσδιορίζει τις επιτρεπόμενες συντονισμένες ενέργειες (συχνότητες) από το ενυπάρχον φωτόνιο (πεδίο). Εν συντομία, το κάθε διάκενο εύρους ζώνης του τεχνητού κρυστάλλου αντιστοιχεί σε μια διεγερση στο φυσικό κρύσταλλο του Lorentz.

Υπάρχουν κάποιες διαφορές ανάμεσα στο τεχνητό μέσο PBG και στο φυσικό κρύσταλλο: Στο σχηματισμό το προκαλούμενο ρεύμα και οι ροπές πολλαπλών πόλων διανέμονται σε όλη την επιφάνεια (ή διατείνονται για τα διηλεκτρικά εμφυτεύματα) του σκεδασμού, ενώ στη δεύτερη περίπτωση οι ροπές πολλαπλών πόλων είναι σε σημείο. Προκύπτουν από το ‘προκαλούμενο ρεύμα’ εξαιτίας της κίνησης του φορτίου του ηλεκτρονίου σε σημείο κάτω από την επιρροή του συνακόλουθου φωτονικού πεδίου. Η επέκταση των πολλαπλών πόλων του πεδίου σκεδασμού των τεχνητών εμφυτευμάτων αντιστοιχεί στο φυσικό κρύσταλλο στις αναμενόμενες τιμές των προϊόντων ταυστή (tensor) της φοράς των ηλεκτρονίων (p) και θέσης των χειριστών (r) ανάμεσα στο αρχικό ηλεκτρόνιο και στις τελικές καταστάσεις. Συγκεκριμένα, παρακάτω βρίσκεται η ακριβής αντιστοιχία (λαμβάνοντας ως παράδειγμα την αυθόρμητη εκπομπή).

Μεταβάσεις του ηλεκτρικού δίπολου:

$$\frac{2c}{m} \langle b | p | a \rangle \leftrightarrow \int J(r) d^3 r \quad (1.26)$$

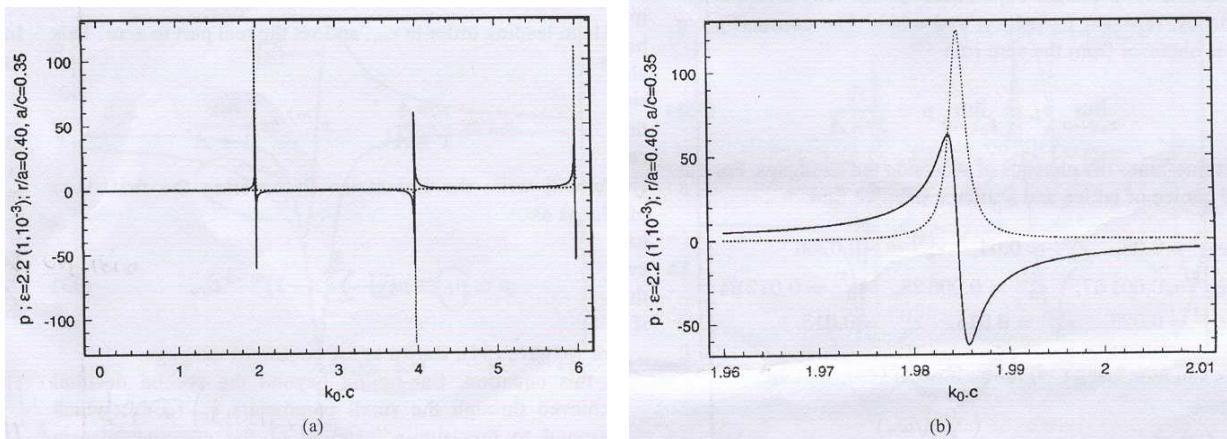
Μεταβάσεις συστήματος ηλεκτρικών τετραδιπόλων:

$$\frac{2c}{m} \langle b \setminus rp + pr \setminus a \rangle \leftrightarrow \int [rJ(r) + J(r)r] d^3r \quad (1.27)$$

Μεταβάσεις μαγνητικών δίπολων:

$$\frac{2c}{m} \langle b \setminus r \times p + \frac{h}{8\pi v} \sigma \setminus \alpha \rangle \leftrightarrow \int r \times J(r) d^3r \quad (1.28)$$

όπου J το μέγεθος πυκνότητας ρεύματος που ολοκληρώνεται με τον όγκο του σκεδασμού, ενώ το $\sigma = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$ είναι τα σπειροειδή πλέγματα του Pauli που δίνονται στο παράρτημα και το e, m, h, v είναι το ηλεκτρικό φορτίο, η μάζα, η σταθερά του Planck και η ταχύτητα του φωτός αντίστοιχα. Ας σημειωθεί ότι ο όρος του μαγνητικού διπόλου στο (1.28) παράγεται από δύο όρους- ο πρώτος συσχετίζεται με το χειριστή της γωνιακής στροφορμής (όπου αντιστοιχεί άμεσα στην πυκνότητα επιφάνειας του ρεύματος του τεχνητού κρυστάλλου) και ο δεύτερος συσχετίζεται με την περιστροφή των ηλεκτρονίων που δεν έχει ηλεκτρονική αναλογική διάταξη σε αντιστοιχία με την πυκνότητα του ρεύματος. Στην περίπτωση του τεχνητού κρυστάλλου οι όροι των πολλαπλών πόλων που αναφέρθηκαν παραπάνω πρέπει να ολοκληρωθούν στον όγκο του σκεδασμού, ενώ στην περίπτωση του φυσικού κρυστάλλου αυτοί οι όροι πηγάζουν από τους χειριστές που εκτιμάται ότι βρίσκονται ανάμεσα στις καταστάσεις των ηλεκτρονίων. Αυτή αλλά και άλλες διαφορές έχουν ως αποτέλεσμα την ‘καταναμημένη’ φύση των μέσων PBG έναντι της συμπεριφοράς σε σημείο του φυσικού κρυστάλλου όπως δείχνεται στην σύγκριση στα σχήματα 1.4(α) και 1.6(α).



Σχήμα 1.7: (α) Πραγματικά (με σταθερή γραμμή) και φανταστικά μέρη (με κουκκίδες) της συνάρτησης p και (β) το ίδιο με το (α) στο πρώτο διάκενο εύρος ζώνης.

Είναι βασικό να σημειωθεί, ότι υπάρχει μία συνάρτηση του Lorentz που παράγει τις συναρτήσεις Γ_∞ και n_{eff} (1.23), (1.24). Αυτή είναι η συνάρτηση p [βλ.(1.22)], που απεικονίζεται γραφικά στο σχήμα 1.7. Παρατηρούμε, συγκεκριμένα, στο λεπτομερές σχεδιάγραμμα του σχήματος 1.7(β) (μέσα στο πρώτο διάκενο εύρος ζώνης) ότι το σχήμα και η σχετική ομαλοποίηση του p^r, p^i είναι ακριβώς αυτή της συνάρτησης της διηλεκτρικής σταθεράς του Lorentz. Έχει ενδιαφέρον να παρατηρήσουμε ότι μέσα στο φυσικό κρύσταλλο, η διηλεκτρική σταθερά του Lorentz προκύπτει από το εμπρόσθιο πλάτος σκεδασμού μέσα από τη χρήση του θεωρήματος της οπτικής επιστήμης. Το ίδιο το πλάτος σκεδασμού απορρέει από

τον τύπο της κβαντομηχανικής του Kramers-Heisenberg [1.24]. Αυτή η μέθοδος επιτρέπει αντιστοιχία 1 προς 1 μεταξύ της κβαντομηχανικής του Lorentz και της παραγόμενης συνάρτησης p για το μέσο PBG.

Παρακάτω, θα προσαρμόσουμε αυτή τη μέθοδο με ένα σωστό ποσό από τη μέθοδο του Lorentz. Η συμπεριφορά του στην συνάρτηση p παράγεται από την παλμική δόνηση του παρανομαστή Ψ (1.22). Για κανονική πρόσπτωση, η κλίμακα της συχνότητας εισάγεται μέσω της μεταβλητής

$$k_0 c n_d \equiv x_1 - jx_2; \quad x_1 \equiv k_0 c n_d^r, \quad x_2 \equiv k_0 c n_d^r \tan \delta / 2, \quad (1.29)$$

όπου το δ είναι η εφαπτόμενη της απώλειας του διηλεκτρικού ‘οικοδεσπότη’. Για να υπολογιστούν με ακρίβεια οι συνηχητικές συχνότητες, μπορούμε να ορίσουμε το $x_2 = 0$. Ορίζοντας τη θετική σταθερά

$$A = \frac{B}{2k_0 c n_d}, \quad (1.30)$$

με το B να δίνεται από την πρώτη ισότητα στο (1.15), λαμβάνουμε:

$$p \cong \frac{Ax_1}{\sin x_1 + Ax_1 \cos x_1}. \quad (1.31)$$

Επειδή το A είναι μικρό, οι πόλοι αυτή της συνάρτησης τοποθετούνται κοντά στο $x_1 \cong m\pi$, όπου m είναι ένας ακέραιος. Για να προσδιοριστούν οι συχνότητες συντονισμού, γράφουμε $x_1^{(m)} \cong m\pi - \epsilon_m$, αναπτύσσουμε τον παρανομαστή του (1.31) της τάξης ϵ_m , και τοποθετούμε στο πραγματικό μέρος το μηδέν. Αυτό μας δίνει

$$\epsilon_m \cong \frac{m\pi A}{1+A}, \quad x_1^{(m)} \cong \frac{m\pi}{1+A}. \quad (1.32)$$

Θα ξαναγράψουμε την εφαρμογή του Lorentz αντικαθιστώντας τα πρώτα τρία διάκενα εύρους ζώνης ως

$$p \cong p_L \equiv p_0 + \sum_{m=1}^3 (-1)^{m-1} L_m, \quad (1.33)$$

απ’ όπου έχουμε:

$$L_m = \frac{m^2 (1 + \epsilon_p^{(m)})}{\left(\frac{m\pi}{1+A}\right)^2 (1 + \epsilon_0^{(m)}) - x_1^2 + jx_2 m \left(1 + \frac{\pi A}{1+A}\right) \left(\frac{\pi A}{1+A}\right)^{-1} (1 + \epsilon_\gamma^{(m)})}. \quad (1.34)$$

Σε αυτή την εξίσωση, επιτυγχάνεται καλή ρύθμιση πέρα από το δεύτερο δεκαδικό μέσω των παραμέτρων $\epsilon_p, \epsilon_0, \epsilon_\gamma$, τα οποία αντιστοιχούν σε ακριβή προσαρμογή της συχνότητας του πλάσματος, της συχνότητας συντονισμού και του πλάτους. Η σταθερά p_0 στο (1.33) λαμβάνεται από τον γενικό κανόνα:

$$\lim_{k_0 c \rightarrow 0} p_L = \lim_{k_0 c \rightarrow 0} p = \frac{A}{1+A} \quad (1.35)$$

και ρυθμίζει σωστά το υψίπεδο του p έξω από τα διάκενα εύρους ζώνης. Για το συνηθισμένο πλέγμα και το μέγεθος του σκεδασμού βρίσκουμε ότι

$$\begin{aligned} \epsilon_p^{(1)} &= 0.08, & \epsilon_p^{(2)} &= 0.04, & \epsilon_p^{(3)} &= -0.0266, & \epsilon_0^{(1)} &= 0.00167, & \epsilon_0^{(2)} &= 0.00628, \\ \epsilon_0^{(3)} &= 0.01294, & \epsilon_\gamma^{(1)} &= 0.025, & \epsilon_\gamma^2 &= 0.015, & \epsilon_\gamma^{(3)} &= 0.015. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Μπορούμε τώρα να διαμορφώσουμε την (1.34) στη μορφή της (1.25) γράφοντας:

$$L_m(\omega) = \frac{(\omega_p^{(m)} / \omega_n)^2}{(\omega_0^{(m)} / \omega_n)^2 - (\omega / \omega_n)^2 + j(\omega / \omega_n)(\gamma^{(m)} / \omega_n)}, \quad (1.37)$$

όπου:

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{\omega_n} &= k_0 c, & \frac{\omega_p^{(m)}}{\omega_n} &= \frac{m}{n_d^r} \sqrt{1 + \epsilon_p^{(m)}}, & \frac{\omega_0^{(m)}}{\omega_n} &= \frac{m\pi}{(1+A)n_d^r} \sqrt{1 + \epsilon_0^{(m)}} \\ \frac{\gamma^{(m)}}{\omega_n} &= m \frac{\tan \delta}{2n_d^r} \left(1 + \left(\frac{\pi A}{1+A} \right)^{-1} \right) (1 + \epsilon_\gamma^{(m)}) \end{aligned} \quad (1.38)$$

όπου το p δίνεται από:

$$p_0 = \frac{A}{1+A} + \sum_{m=1}^3 (-1)^m \left(\frac{\omega_p^{(m)}}{\omega_0^{(m)}} \right)^2 \quad (1.39)$$

Στο σχήμα 1.8(α)-(γ) συγκρίνουμε τις συναρτήσεις p και p_L στα διάκενα εύρους ζώνης. Η συμφωνία είναι τέλεια και η διαφορά μεταξύ τους δεν μπορεί να διακριθεί στα σχεδιαγράμματα.

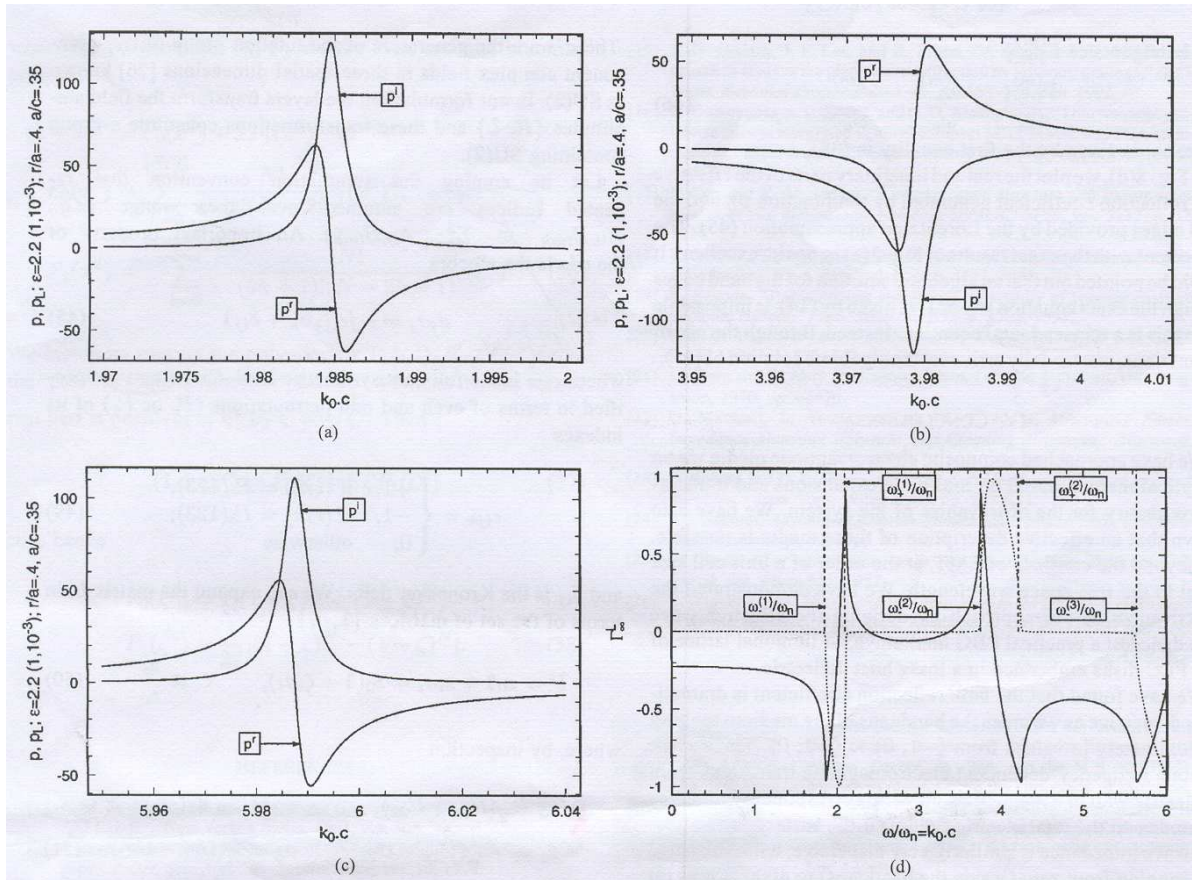
Είναι σημαντικό να παρατηρήσουμε, ότι η διακύμανση στους όρους στο σύνολο (1.33) είναι χοντρικά η ίδια η συνάρτηση του Lorentz, κλιμακωτή στην συχνότητα από ένα ακέραιο πολλαπλάσιο της βασικής συχνότητας του πρώτου διάκενου εύρους ζώνης, καθώς υποδεικνύεται από τη μεθοδολογία που παρέχεται στις συχνότητες συντονισμού (1.32). Μία εναλλακτική παράμετρος που εισάγει τη διαβάθμιση του σχήματος στο πλάτος Lorentz παρά τη συχνότητα του ιονισμένου αερίου υψηλής συχνότητας (plasma), δίνει μία ακριβώς ίδια συμφωνία. Σε αυτή την τελευταία περίπτωση

$$\frac{\omega_p^{(m)}}{\omega_0^{(m)}} \cong \frac{1}{m} \frac{(1+A)}{\pi} \quad (1.40)$$

Η διαφορά σε αυτές τις εναλλακτικές είναι μόνο τυπική, εφόσον θα επηρέαζε το γενικό κανόνα (1.33) εάν το σύνολο εκτεινόταν στο άπειρο. Για τους σκοπούς αυτής της παρουσίασης, αυτή η εναλλακτική δεν θα ήταν τόσο χρήσιμη όσο η τρέχουσα εφαρμογή, εφ' όσον μας ενδιαφέρει η εγκυρότητα της θεωρίας (1.19). Για λόγους όμως νομοτέλειας αυτή η δεύτερη εναλλακτική θα επιλεγόταν εφ' όσον οι σχέσεις των Kramers-Kronig θα χρειαζόντουσαν την συμπεριφορά των συναρτήσεων ανάκλασης στο $\omega \rightarrow \infty$ και κάποιος θα έπρεπε να εκτείνει την πρόσθεση των συναρτήσεων του Lorentz στο άπειρο, ακόμα και για να αποδείξει τη νομοτέλεια μέσα στο πεπερασμένο εύρος της εγκυρότητας. Σε αυτή την περίπτωση, η πρόσθεση στο (1.39) θα ήταν συγκλίνουσα εάν αντί το (1.39) χρησιμοποιούσαμε:

$$\sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \left(\frac{\omega_p^{(m)}}{\omega_0^{(m)}} \right)^2 = \frac{(1+A)^2}{\pi^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m^2} = -\frac{(1+A)^2}{2\pi^2} \zeta(2) = -\frac{(1+A)^2}{12}, \quad (1.41)$$

όπου χρησιμοποιήθηκε η συνάρτηση ζήτα του Riemann $\zeta(2) = \pi^2/6$. Δεν θα γίνει περαιτέρω ανάλυση των συνεπειών της εφαρμογής του Lorentz.



Σχήμα 1.8: Σύγκριση ανάμεσα στη συνάρτηση p (στερεά γραμμή) και την προσέγγιση του Lorentz p_L (με κουκκίδες) στο πρώτο (α), (β) δεύτερο και (γ) τρίτο διάκενο εύρος ζώνης. (δ) Πραγματικά (με σταθερή γραμμή) και φανταστικά μέρη (με διακεκομμένες γραμμές) της συνιστώσας αντανάκλασης του όγκου από τη συνάρτηση Lorentz p_L και τον υπολογισμό του Lorentz των κορυφών των ζωνών (διακοπτόμενες γραμμές).

Τώρα θα δείξουμε ότι κάθε διάκενο εύρος ζώνης πρωταρχικά οδηγείται από τις αντίστοιχες συναρτήσεις του Lorentz στον κανόνα (1.33), παρά τη σύνθετη εξάρτηση του Γ_{∞} και του n_{eff} στον κανόνα του L_m π.χ. το L_m συμπεριφέρεται όπως οι κατανομές. Η παραπάνω παρατήρηση, συνδυασμένη με τη συμφωνία ανάμεσα στην πραγματική απόκριση του μέσου PBG [σχήμα 1.4(α)] και του μοναδιαίου μέσου του Lorentz [σχήμα 1.6(α)], μας επιτρέπει να βρούμε μία απλή μέθοδο δίνοντας την ακριβή θέση και το μέγεθος ενός συγκεκριμένου διακενου εύρους ζώνης καθώς κινείται από την αντίστοιχη μοναδιαία συνάρτηση του Lorentz (1.37).

Για τις συναρτήσεις του Lorentz (1.25), οι κορυφές των ζωνών δίνονται στις συχνότητες:

$$\frac{\omega \pm}{\omega_n} : \text{Re}\{\epsilon^L(\omega \pm)\} = 1 + \text{Re}\{L(\omega \pm)\} = 0 \quad (1.42)$$

Στην δική μας περίπτωση, η εμπέδηση (1.24) παράγει μία ίση διηλεκτρική σταθερά του Lorentz:

$$\frac{1}{(n_{eff}/n_d)^2} = \frac{1 + p_L}{1 - p_L} \quad (1.43)$$

Επομένως, οι κορυφές των ζωνών του διάκενου εύρους ζώνης m th ορίζονται ακριβώς από την παρακάτω συνάρτηση του Lorentz (1.44)

$$\frac{1 + (-1)^{m-1} L_m}{1 - (-1)^{m-1} L_m} = 1 + \frac{(-1)^{m-1} 2(\omega_p^{(m)} / \omega_n)^2}{[(\omega_0^{(m)} / \omega_n)^2 - (-1)^{m-1} (\omega_p^{(m)} / \omega_n)^2] - (\omega / \omega_n)^2 + j(\omega / \omega_n)(\gamma^{(m)} / \omega_n)}$$

Από τις συναρτήσεις (1.42) και (1.44) προκύπτει το σύστημα:

$$\left(\frac{\omega_{\pm}^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 = \left[\left(\frac{\omega_0^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 + (-1)^m \left(\frac{\omega_p^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 \right] - \frac{1}{2} \left[2(-1)^m \left(\frac{\omega_p^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 + \left(\frac{\gamma^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 \right] \pm \left\{ \left[\frac{1}{2} \left[2(-1)^m \left(\frac{\omega_p^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 + \left(\frac{\gamma^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 + \left(\frac{\gamma^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 \right] \right]^2 - \left(\frac{\gamma^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 \left[\left(\frac{\omega_0^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 + (-1)^m \left(\frac{\omega_p^{(m)}}{\omega_n}\right)^2 \right] \right\}^{1/2} \quad (1.45)$$

Και με μέγεθος διάκενου εύρους ζώνης $\Gamma_{PBG}^{(m)}$:

$$\frac{\Gamma_{PBG}^{(m)}}{\omega_n} = \frac{\omega_{\pm}^{(m)}}{\omega_n} - \frac{\omega_{-}^{(m)}}{\omega_n} \quad (1.46)$$

όπου το ω_n δίνεται από την πρώτη ισότητα (1.38).

Στο σχήμα 1.8(δ), σχεδιάζουμε τα πραγματικά και τα φανταστικά μέρη του συντελεστή του όγκου της αντανάκλασης που παράγεται από τη συνάρτηση p_L και τις κορυφές των ζωνών που παρέχονται από την προσέγγιση του Lorentz (1.45). Και πάλι η συμφωνία με τα αποτελέσματα του σχήματος 1.3(α) είναι η ίδια. Μια αλγεβρική λύση για τις κορυφές των ζωνών μέσω της ακριβούς εξίσωσης $|\tau| = 1$, τ που δίνεται στο (1.14) είναι αδύνατη. Μέσω της χρήσης των συναρτήσεων του Lorentz μπορεί κάποιος να φτάσει σε μια αλγεβρική λύση (1.45).

ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΤΟΥ U^N

Ορισμός ενός τριπλού 2×2 σύνθετων μη ανιχνεύσιμων πινάκων $\{\sigma_i\} = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$, γνωστών ως πίνακες του Pauli [25]:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & j \\ -j & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

Το σ είναι οι διατάξεις της ομάδας περιστροφής σύνθετων πεδίων 2 στοιχείων σε τρεις χωρικές διαστάσεις [26] γνωστές ως SU(2). Στο σχηματισμό μας, τα επίπεδα διαμορφώνουν τα πλάτη του πεδίου $\{R, L\}$ και αυτοί οι σχηματισμοί αποτελούν μία ομάδα SU(2).

Ας χρησιμοποιήσουμε τους κανόνες της πρόσθεσης [1.26] ότι δηλαδή επαναλαμβανόμενοι εκθέτες προστίθενται στην σειρά (π.χ. $A_{ik} B_{lmk} \equiv \sum_{k=1}^3 A_{ik} B_{lmk}$). Μια σημαντική ιδιότητα του σ είναι:

$$\sigma_i \sigma_j = j \in i_{jk} \sigma_k + \delta_{ij} 1, \quad (1.48)$$

όπου το ϵ_{ijk} είναι ο πλήρης αντισυμμετρικός τανυστής (tensor) Levi-Civita με μονές και ζυγές αντιμεταθέσεις (P_e ή P_0) των πινάκων του.

$$\epsilon_{ijk} = \begin{cases} +1, & \text{if } (ijk) = P_e(123); \\ -1, & \text{if } (ijk) = p_0(123); \\ 0, & \text{διαφορετικά} \end{cases} \quad (1.49)$$

και το δ_{ij} είναι το δέλτα του Kronecker. Επεκτείνουμε τον πίνακα U σύμφωνα με τους πίνακες $\{1, \sigma_i\}$

$$U = z_0 1 + z_i \sigma_i = z_0 (1 + \zeta_i \sigma_i), \quad \zeta_i \equiv \frac{z_i}{z_0} \quad (1.50)$$

όπου με λεπτομερή εξέταση έχουμε

$$z_0 = \frac{1}{2}(U_{11} + U_{22}), \quad z_1 = \frac{1}{2}(U_{12} + U_{21}), \quad z_2 = \frac{1}{2}(U_{12} + U_{21}), \quad z_3 = \frac{1}{2}(U_{11} + U_{22}) \quad (1.51)$$

Υψώνοντας το U στην νιοστή δύναμη θα συμπεριληφθούν μονοί ή ζυγοί πολυγραμμικοί του $\zeta_i \sigma_i$, που γράφονται συμβολικά ως $(\zeta_i \sigma_i)^{2k}$, $(\zeta_i \sigma_i)^{2k+1}$. Ας σημειωθεί ότι

$$(\zeta_i \sigma_i)^{2k} = (\zeta_i \sigma_i \zeta_j \sigma_j)^k \quad (1.52)$$

Χρησιμοποιώντας την (1.48) και το γεγονός ότι η συστολή ενός προϊόντος συμμετρικού και μη συμμετρικού τανυστή (tensor) σε ένα ζευγάρι πινάκων είναι μηδέν, λαμβάνουμε (από εδώ και στο εξής, θα καταστέλλεται ο πίνακας 1 από όλες τις εξισώσεις)

$$\zeta_i \sigma_i \zeta_j \sigma_j = \zeta_i \zeta_j \sigma_i \sigma_j = \zeta_i \zeta_j [-j \epsilon_{ijk} \sigma_k + \delta_{ij}] = -j \zeta_i \zeta_j \epsilon_{ijk} \sigma_k (= 0) + \zeta_i \zeta_i \equiv \zeta^2 \quad (1.53)$$

όπου οδηγεί στο

$$(\zeta_i \sigma_i)^{2k} = (\zeta^2)^k, \quad (\zeta_i \sigma_i)^{2k+1} = \zeta_i \sigma_i (\zeta^2)^k. \quad (1.54)$$

Επομένως το U^N επεκτείνεται μέσω δυωνυμικής διεύρυνσης σαν να ήταν το $\zeta_i \sigma_i$ αριθμός

$$U^N = z_0^N [P_0(\zeta^2) + \zeta_i \sigma_i P_1(\zeta^2)] = z_0^N \left[P_0(\zeta^2) - P_1(\zeta^2) + U \frac{P_1(\zeta^2)}{z_0} \right], \quad (1.55)$$

όπου τα πολώνυμα P_0 και P_1 , είναι οι ζυγές και μονές δυωνυμικές προβολές:

$$(1+x)^N = P_0(x^2) + x P_1(x^2) \rightarrow$$

$$P_0(x^2) = \sum_{k=0}^{[N/2]} \frac{N!}{(2k)!(N-2k)!} (x^2)^k; \quad P_1(x^2) = \sum_{k=0}^{[(N-1)/2]} \frac{N!}{(2k+1)!(N-2k-1)!} (x^2)^k. \quad (1.56)$$

Τώρα μπορούμε να προσθέσουμε τα πολώνυμα $P_1(\zeta^2)$, $P_0(\zeta^2)$. Ας σημειωθεί ότι η ‘θετική’ τετραγωνική ρίζα (με τον όρο θετική εννοούμε αυτό που το πραγματικό μέρος είναι θετικό) του ζ^2 από $\zeta = \sqrt{\zeta^2}$. Τότε:

$$(1 \pm \zeta)^N = P_0(\zeta^2) \pm \zeta P_1(\zeta^2), \quad (1.57)$$

επομένως:

$$P_0(\zeta^2) = \frac{1}{2}[(1+\zeta)^N + (1-\zeta)^N], \quad P_1(\zeta^2) = \frac{1}{2\zeta}[(1+\zeta)^N - (1-\zeta)^N]. \quad (1.58)$$

1.4 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο προσεγγίσαμε σύνθετα ηλεκτρομαγνητικά μέσα μέσω μιας αναλυτικής μεθόδου βασισμένη σε επεκτάσεις πολλαπλών πόρων και σε θεωρία πινάκων για παρατηρήσεις του συστήματος. Επίσης δείξαμε ότι είναι δυνατή μια αποτελεσματική περιγραφή των μέσων, πέρα των περιορισμών του EMT, της τάξης του μεγέθους του ενός κελιού ίσο με το μήκος κύματος του ελεύθερου χώρου. Δείξαμε την αποτελεσματικότητα της προσέγγισής μας αποκομίζοντας την εμπέδηση ενεργού κύματος ενός πρακτικού μέσου PBG, δηλαδή ενός ορθογώνιου πλέγματος λεπτών δίσκων PEC ενσωματωμένο σε ένα διηλεκτρικό υλικό με απώλειες.

Βρήκαμε ότι ο συντελεστής αντανάκλασης όγκου είναι σκεδαστικός καθώς περνάμε τα διάκενα εύρους ζώνης του μέσου και εκτείνεται σε τιμές από $(-1,0)$ μέχρι $(+1,0)$. Το σύστημα δείχνει τις ηλεκτρομαγνητικές μεταβάσεις εξαρτώμενης συχνότητας από το ένα ηλεκτρικό τοίχωμα στο άλλο, με αντίστοιχους κόμβους ή αντικόμβους στο συνολικό ηλεκτρικό πεδίο κοντά στην επιφάνεια. Η αποτελεσματική εμπέδηση κύματος έχει παρόμοιο σκεδασμό, με ένα μέρος αντίστασης από το μηδέν (μέσα στα διάκενα εύρους ζώνης) έως 4000Ω (στις κορυφές των ζωνών) και ένα συμπληρωματικό αντενεργό μέρος, που είναι είτε χωρητικό είτε επαγωγικό εντός των διαδοχικών διάκενων εύρους ζώνης.

Τέλος, θεμελιώθηκε μια αντιστοιχία με τα φυσικά κρύσταλλα, πέρα από τις απλές γεωμετρικές αναλογίες. Συγκεκριμένα, δείξαμε ότι τα τυπωμένα φωτονικά κρύσταλλα περιγράφονται αποτελεσματικά από τις συναρτήσεις του Lorentz που παράγουν την εμπέδηση του κύματος και την αντανάκλαση του όγκου με τον ίδιο τρόπο που περιγράφονται τα φυσικά κρύσταλλα από τις συναρτήσεις του ίδιου και που προκύπτουν από τις αλληλεπιδράσεις των φωτονίων με κινούμενα ηλεκτρόνια στην κβαντοηλεκτροδυναμική. Αυτή η προσέγγιση του Lorentz παρέχει επίσης ακρίβεια στις κορυφές των ζωνών του συστήματος με μία απλή αλγεβρική μορφή και αμέσως οδηγείται σε ερμηνεία κυκλώματος του μέσου PBG εφόσον οι συναρτήσεις του Lorentz είναι διεγέρσεις ταλαντώσεων που κατασκευάζονται από στοιβαγμένα στοιχεία κυκλώματος.

2ο Κεφάλαιο

ΠΟΛΥΜΕΡΗ ΦΩΤΟΝΙΚΩΝ ΚΡΥΣΤΑΛΛΩΝ ΑΠΟ ΟΠΑΛΙΟ

2.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Μια κύρια εφαρμογή των επιδράσεων φωτονικών διάκενων ευρών ζώνης (PBG) είναι η βελτίωση της απόδοσης της πηγής του φωτός από την εφαρμογή της στα τέλη της δεκαετίας του 80 [2.1]. Προκειμένου να εκμεταλλευτούμε τις δομές των PBG, οι συσκευές εκπομπής φωτός πρέπει να είναι σχεδιασμένες όπως μία χωρική πηγή εκτεταμένου φωτός που ολοκληρώνεται με ένα τρισδιάστατο (3-D) φωτονικό κρύσταλλο. Υπάρχουν δύο συνθήκες για ένα πετυχημένο σχέδιο: 1) Η πηγή φωτός πρέπει να έχει ένα καλά ορισμένο φάσμα εκπομπής στον ελεύθερο χώρο και 2) ο διοπτρικός πίνακας (RI) αντίθεσης του φωτονικού επιστρώματος πρέπει να είναι μεγάλος. Για να λειτουργεί στο ορατό μέρος του φάσματος τα φωτονικά κρύσταλλα που κατασκευάζονται από κολλοειδές υλικό αποτελούν την πιο ενδιαφέρουσα προσέγγιση, γιατί όλοι οι ανάστροφοι ημιαγωγοί οπαλίων είναι ικανοί να προσεγγίσουν τον απαιτούμενο δείκτη διάθλασης (RIC) [2.2]. Παρ'όλα αυτά, δύσκολα μπορούν να χρησιμοποιηθούν οι ίδιες ως πηγές φωτός PBG. Αλλιώς, η απαίτηση μιας συνάρτησης πραγματικής διηλεκτρικής θα διασπαστεί στην ανώτερη άκρη της συχνότητας του σημείου που σταματάει η ζώνη, εάν οι μεταβολές στο ενδιάμεσο όριο ζώνης στον ημιαγωγό ταιριάζουν με τη συχνότητα του σημείου που σταματάει η ζώνη του φωτονικού κρυστάλλου. Επιπλέον, τα υλικά που είναι κατάλληλα να επιδείξουν την επιτευξιμότητα μιας προσέγγισης PBG πρέπει να διαχωρίσουν με φυσικό τρόπο την επίδραση PBG και τις συναρτήσεις εκπομπής φωτός σε τουλάχιστον δύο ανεξάρτητα υλικά στοιχεία

Μια άμεση λύση δύο στοιχείων είναι ένα κολλοειδές κρύσταλλο που έχει ενσωματωμένο ένα αποδοτικό φωτοβόλο υλικό στα ενδιάμεσα κενά [2.3],[2.4]. Λύσεις διαφορετικών ειδών είναι αντιπροσωπευτικά παραδείγματα για κατάλληλα υλικά [2.5]-[2.7]. Προφανώς, μια τέτοια σύνθεση δεν προσεγγίζει ένα RIC. Όμως, προσφέρει εξαιρετική ευελιξία για να συνδυάσει το σημείο του τέλους της ζώνης με τη ζώνη εκπομπής του χρώματος χωρίς να αυξήσει σε μεγάλο βαθμό το φανταστικό μέρος της διηλεκτρικής συνάρτησης. Λαμβάνουμε υπόψη τα επιστρώματα οπαλίου, που μπορούν να τροποποιήσουν τη χρωματική γέμιση έτσι ώστε να αυξήσουν το RIC [2.8] ή να διατηρήσουν αέρα στα κενά του οπαλίου όπως το χαμηλό υπόβαθρο RI. Παρ'όλα αυτά κανένα από αυτά τα σχέδια δεν έχει εφαρμοστεί μέχρι τώρα για χρωματικά γεμισμένο οπαλίο. Μια άμεση συνέπεια της χαμηλής αντίθεσης φωτός είναι η μεγάλη ανισοτροπική δομή PBG. Λαμβάνοντας υπόψη αυτή την ανισοτροπία, μπορεί να χρησιμοποιηθεί το γωνιακό φασματοσκόπιο [2.9],[2.10] για να βρεθεί η επίδραση του PBG σε μια συγκεκριμένη κατεύθυνση φωτονικού κρυστάλλου αλλά και να μελετηθούν οι αλλαγές στην αυτοφύη εκπομπή.

Στα υποκεφάλαια που ακολουθούν χρησιμοποιούνται επιστρώματα του οπαλίου που είναι γεμισμένα με χρώμα διαλυμένο σε πολυμερές. Ανιχνεύοντας το εκπεμπόμενο φως μέσα σε ένα κομμάτι

στερεάς γωνίας ήταν δυνατό να εντοπίσουμε την απόκλιση της συχνότητας εκπομπής όταν το σημείο τέλους της ζώνης εξετάζει τα διαφορετικά μέρη του χρωματιστού φάσματος εκπομπής.

2.2. ΔΕΙΓΜΑΤΑ

Το οπάλιο είναι ένα κυβικό πακέτο πανομοιότυπης σφαίρας σιλικόνης [2.11]. Τα ενδιάμεσα κενά τοποθετούνται ανάμεσα από συνεχόμενα σφαιρίδια και σχηματίζουν ένα διασυνδεδεμένο σύστημα που επιτρέπει παραπάνω διαπώση του οπαλίου με μια πολυμερή λύση. Χρησιμοποιήθηκαν δύο τύποι οπαλίου, και οι δύο με διάμετρο σφαίρας $D \cong 235 - 240nm$. Η ελεύθερη ένταση του συνολικού δείγματος έντασης στον πρώτο τύπο του οπαλίου ήταν περίπου 15% (Α-οπάλιο) και 25% στον δεύτερο τύπο (Β-οπάλιο). Αυτή η διαφορά δημιουργήθηκε εμποτίζοντας τα κενά με ένα μεγαλύτερο ποσό άμορφου ορυκτού πυριτίου στη διάρκεια της σύνθεσης. Ο πόρος του οπαλίου βγήκε από το παραπάνω βάρος το οποίο αποκτά το οπάλιο στα πρώτα πέντε λεπτά μετά την εμπότιση του με νερό. Για επιπρόσθετη εμπότιση χρειάζεται μία βδομάδα για να γεμίσει τελείως και το ποσό του νερού σχεδόν διπλασιάζει τους αριθμούς εξαιτίας της παρουσίας κρυμμένων πόρων από σφαιρίδια οπαλίου.

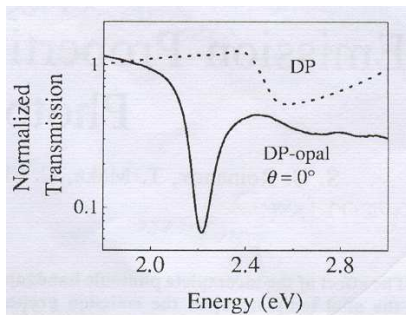
2.3. ΠΕΙΡΑΜΑ

Τα δείγματα στη μελέτη ήταν λεπτά πετάλια οπαλίου (111). Η στάθμη του πακέτου των σφαιριδίων αντικρύζει την πιο πλατιά πλευρά. Τα πετάλια του μείγματος του μεγέθους του χρωματιστού πολυμερούς χρησιμοποιήθηκαν ως αναφορά. Μετρήθηκε το φάσμα μετάδοσης και ανάκλασης φωτίζοντας το δείγμα με μονοχρωματικό φως και ανιχνεύοντας το φως σκεδασμού μέσα σε ένα κομμάτι 0.0012π sr (ή περίπου 2°) στερεάς γωνίας. Η γωνία σκεδασμού της περίθλασης του φωτός του Bragg μελετήθηκε μετρώντας το φάσμα της ανάκλασης σε διαφορετικές γωνίες θ ανάμεσα (111) στον άξονα του οπαλίου και στον άξονα της ακτίνας. Η γωνία ποίκιλλε από $\theta = 0^\circ$ και 50° . Χρησιμοποιήθηκε ο συμμετρικός σχηματισμός του Bragg. Η ακτινοβολία (PL) διεγέρθηκε από ακτινοβολία 457.9-nm χρησιμοποιώντας διαμορφώσεις από μπροστά, από το πίσω μέρος και από το πλάι που δηλώνονται ως FW, BW, και SW, αντίστοιχα. Το FW PL διεγέρθηκε και συγκεντρώθηκε από την ίδια επιφάνεια, ενώ το BW PL διεγέρθηκε από την επιφάνεια του μπροστινού δείγματος και συγκεντρώθηκε από την επιφάνεια που βρίσκεται στο πίσω μέρος αφού προσπέλασε το υλικό. Το SW PL διεγέρθηκε μέσα από την μπροστινή επιφάνεια και συγκεντρώθηκε από το διαχωρισμένο άκρο του δείγματος. Το PL συγκεντρώθηκε με 0.003π sr και 0.0075π sr στερεάς γωνίας που σχηματίστηκε από ένα ευθυγραμμισμένο διάφραγμα τοποθετημένο ανάμεσα στο δείγμα και το φασματόμετρο, το οποίο επιτρέπει την κατάλληλη γωνιακή ανάλυση.

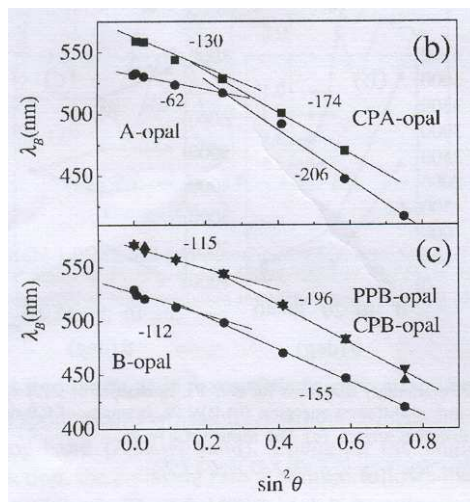
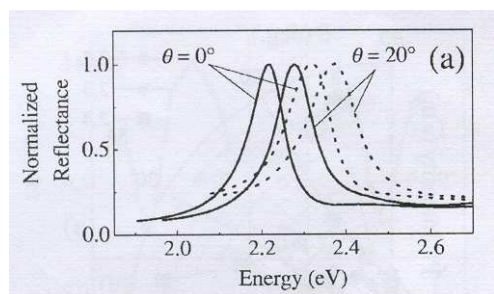
Οι οπτικές ιδιότητες των δειγμάτων είναι ίδιες και επομένως θα θεωρήσουμε το πιο αντιπροσωπευτικό παράδειγμα του οπαλίου CPA (CP σε Α-οπάλιο) και θα αναφερθούμε στο φάσμα του PPB-οπαλίου (PP στο Β-οπάλιο), όπου χρειάζεται για να δείξουμε την γενική τάση.

2.4. Η ΠΕΡΙΘΛΑΣΗ ΤΟΥ BRAGG

Το φάσμα μετάδοσης του οπαλίου CPA (σχήμα 2.1) δείχνει ένα βαθύ ελάχιστο που έχει ως κέντρο το 2.21 eV. Αλλάζει με ‘κόκκινο’ χρώμα σε 0.11 eV από αυτό του Α οπαλίου. Στο μέγιστο σημείο στο φάσμα ανάκλασης βρέθηκε το ίδιο ποσοστό ενέργειας για το σκεδασμένο φως στην πιο κοντινή κανονική κατεύθυνση στην επιφάνεια του δείγματος [σχήμα 2.2(α)]. Αυτό το χαρακτηριστικό ανήκει στο συντονισμό του Bragg.



Σχήμα 2.9: Φάσμα μετάδοσης του οπαλίου CPA (συνεχής γραμμή) και δείγμα αναφοράς CP (διακεκομμένη).



Σχήμα 2.10: (α) ανάκλαση του Bragg από CPA- (σταθερή γραμμή) και οπάλια Α (διακοπτόμενη γραμμή) στο $\theta=0^\circ$ και 20° . (β) γωνιακή διασπορά για CPA (τετράγωνα) και οπάλια Α (κύκλοι) [οι αριθμοί δείχνουν την κεκλιμένη γραμμή], (γ) γωνιακή διασπορά για PPB (τα πάνω τρίγωνα), CPB (τα κάτω τρίγωνα), και οπάλια Β (κύκλοι).

Καθώς φαίνεται, ο εμποτισμός του οπαλίου με το χρωματιστό πολυμερές προκαλεί μία κόκκινη αλλαγή της κορυφής του συντονισμού στο $\theta=0^\circ$. Μία σύγκριση με τις κορυφές του μήκους κύματος του Bragg λ_{opal} στα οπάλια Α και CPA παρέχει μία συγκρατημένη εκτίμηση του D και f_{ball} στο δείγμα. Αρχίζοντας από το νόμο του Bragg, η σχέση $\lambda_{CPA-opal} / n_{CPA-opal} = \lambda_{A-opal} / n_{A-opal}$ λειτουργεί για την ίδια γωνία, όπου το n_{opal} είναι ο μέσος όρος του RI της σύνθεσης του οπαλίου. Από την άλλη μεριά, χρησιμοποιώντας την προσέγγιση του ενεργού μέσου [2.12], ο μέσος όρος RI του σύνθετου οπαλίου δίνεται από $\sum_i n_i f_i$ όπου τα n_i και f_i αποτελούν το RI και το κλάσμα έντασης του στοιχείου i αντίστοιχα. Χρησιμοποιώντας το $n_{ball} = 1.45$ και το $n_{polymer} = 1.5$ [2.13], βρίσκουμε το $D \cong 236\text{nm}$ και

$f_{\text{ball}} = 0.87$ για το Α οπάλιο. Παρομοίως $D \cong 239\text{nm}$ και $f_{\text{ball}} = 0.77$ που εφαρμόζεται στο Β οπάλιο σε πλήρη συμφωνία με τα αποτελέσματα της επιθεώρησης SEM. Το πραγματικό σύνολο του σκεδασμού αντιστοιχεί σε μία ανεστραμμένη δομή οπαλίου, όπου το RI του δικτύου του πολυμερούς αποκρούει αυτό του κρυστάλλου (χαλαζία). Παρά τη μεγάλη μείωση του $\text{RIC} = n_{\text{ball}} / n_{\text{void}}$, το οποίο είναι 1.45 για το σκέτο οπάλιο και μόνο 0.96 για τη σύνθεση του χρωματιστού πολυμερούς οπαλίου, το σχετικό πλάτος της κορυφής του Bragg δεν υφίσταται πτώση στην σύνθεση. Επιπλέον, γίνεται ακόμα καλύτερο λόγω της ελαχιστοποίησης του σκεδασμού στο φόντο [σχήμα 2.2(α)].

Γέρνοντας τη γωνία της πρόσπτωσης του φωτός από τους άξονες (111) οδηγούμαστε σε μία ‘μπλε’ αλλαγή του συντονισμού του Bragg και στα γυμνά οπάλια αλλά και στα φιλτραρισμένα. [σχήμα 2.2(α)]. Για να υπολογίσουμε την ποσότητα της γωνιακής διασποράς του σημείου τέλους ζώνης, χρησιμοποιήθηκε ο νόμος του Bragg στη μορφή $\lambda_B = 2d\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - \sin^2\theta}$ [14]. Το σχήμα 2.2(β), (γ) δείχνει διάφορους γωνιακούς σκεδασμούς για το Α οπάλιο αλλά και για το Β που προκαλούνται από τη διαφορά όγκου στο κενό. Αφού γεμίσουμε το οπάλιο με το πολυμερές, παρατηρήθηκε μια συνολική κόκκινη αλλαγή της κλίσης του σκεδασμού. Το $\lambda(\sin^2\theta)$ για το Α οπάλιο δείχνει δυο διακριτά μέρη που χαρακτηρίζονται από διαφορετικές κλίσεις. Η κλίση του απότομου κομματιού του σκεδασμού αλλάζει από -206 για το Α οπάλιο και -174nm/sin²θ για το CPA οπάλιο, ενώ η εφαπτομένη σε ένα άλλο κομμάτι του σκεδασμού αλλάζει από -62 σε -130nm/sin²θ [σχήμα 2.2(β)]. Μια παρόμοια συμπεριφορά παρατηρήθηκε στο PPB οπάλιο, όπου το πολυμερές ενσωματώθηκε σε ένα πιο ανοιχτό σφαιρικό πακέτο [σχήμα 2.2(γ)]. Η κόκκινη αλλαγή της καμπύλης σκεδασμού του PPB οπαλίου από την αρχική του Β οπαλίου φαίνεται πιο έντονη αντιπροσωπεύοντας το πιο υψηλό κομμάτι όγκου του πολυμερούς στη σύνθεση.

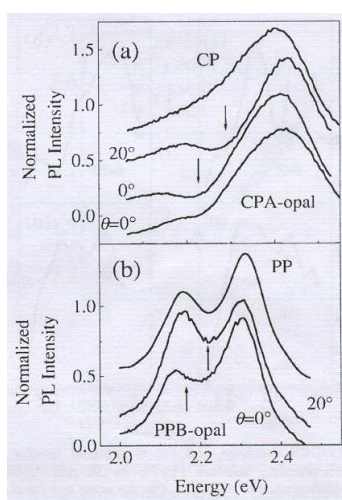
Το παραπάνω δείχνει ότι ο σκεδασμός του σημείου τέλους ζώνης είναι ευαίσθητος όχι μόνο στην αυξομείωση του RIC αλλά επίσης στο κομμάτι όγκου του σκεδασμού. Ο προφανής λόγος για την αλλαγή σκεδασμού σε ‘γεμισμένα’ οπάλια είναι η ανακατασκευή της δομής της ζώνης της φωτονικής ενέργειας που απορρέει από την αναστροφή του συνόλου του σκεδασμού. Λόγω της έλλειψης της θεωρητικής εξέτασης του προβλήματος μετάδοσης και αντανάκλασης σε διαφορετικές κατευθύνσεις σε ένα οπάλιο, δεν υπάρχει τρόπος να εξηγήσουμε τον σκεδασμό. Αυξάνοντας την αντίθεση RI, παρατηρήθηκε μια συμπίεση του γωνιακού σκεδασμού σε εμποτισμένα οπάλια [2.15] σε συμφωνία με τη γενική τάση που αναμενόταν σε σύγκριση με τους υπολογισμούς της δομής της ζώνης για γυμνά και για ανεστραμμένα οπάλια [2.17].

2.5. ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑ ΦΩΤΟΣ

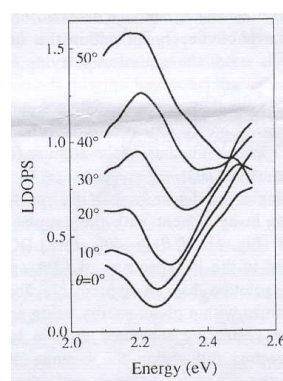
Το σχήμα 2.3 δείχνει το φάσμα PL του CPA και των οπαλίων CPA PPB για $\theta=0$ μοίρες και $\theta=20$ μοίρες στα αντίστοιχα δείγματα αναφοράς. Συγκρινόμενη με αυτό του δείγματος αναφοράς, η ένταση του PL μειώνεται όπου την επικαλύπτει το σημείο τέλους ζώνης. Τα φάσματα FW και BW PL που καταγραφήκαν στις ίδιες γωνίες θ φαίνεται να είναι ίδια, με κύρια εξαίρεση το βάθος του PBG— σχετικό

ελάχιστο (σχήμα 2.3(α)). Αυτή η διαφορά μπορεί να αποδοθεί στην εκπομπή της ισχύος της φωτεινής επιφάνειας του φωτονικού κρυστάλλου, η οποία επηρεάζεται λίγο από τη διαφορά του χαμηλού RI της δομής του PBG. Όσο μεγαλύτερο πάχος έχει το δείγμα τόσο πιο βαθύ είναι το ελάχιστο του φάσματος PL, όπως ανακαλύφθηκε από τη σύγκριση των μεγάλων σε πάχος δειγμάτων 0,3 και 0,9 mm. Η ανισοτροπία της εκπομπής του PL φαίνεται καθαρά, εάν συγκριθούν οι διαφορετικές θ γωνίες για το φάσμα PL, εξαιτίας της γωνιακής μετατόπισης του σημείου τέλους της ζώνης.

Στο πιο σύνθετο φάσμα σε οπάλιο PPB (σχήμα 2.3 (β)), το σημείο τέλους ζώνης καταστέλλει περίπου την ένταση της χρωματιστής εκπομπής, αλλά το ελάχιστο δεν μπορεί να αναλυθεί αμέσως συγκριτικά με το PP. Ωστόσο το αποτέλεσμα του σημείου τέλους της ζώνης μπορεί να θεωρηθεί ως ανακατανομή της έντασης του PL ανάμεσα από δύο κύριες ζώνες μετάδοσης του περυλένιου όταν το σημείο του τέλους της ζώνης μετατοπιστεί από την περιστροφική κίνηση θ του κρυστάλλου.



Σχήμα 2.11



Σχήμα 2.4

Σχήμα 2.12: (α) Ομαλοποιημένο φάσμα PL οπαλίου CPA [η τελευταία καμπύλη είναι για FW, οι μεσαίες καμπύλες για BW PL σε $\theta = 0^\circ$ και 20° , η πιο πάνω καμπύλη είναι για δείγμα CP και οπάλιο PP, οι καμπύλες είναι κάθετες από την αρχή]. (β) Το φάσμα PL του οπαλίου PPB σε $\theta=0^\circ$ και 20° . [η πάνω καμπύλη είναι για την αναφορά PP].

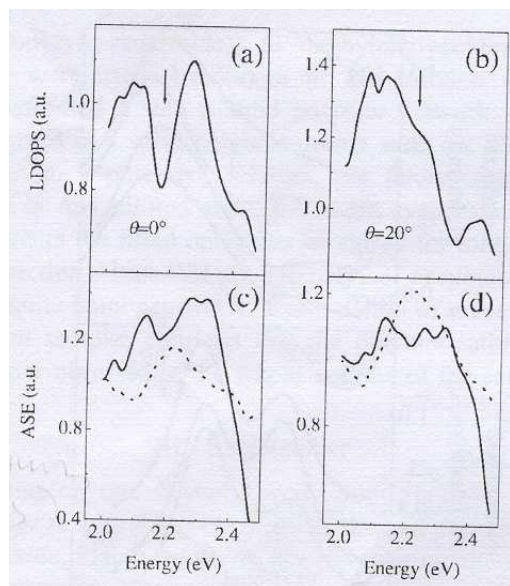
Σχήμα 2.13: Φάσμα LDOPS για BW PL για οπάλιο CPA σε διαφορετικές γωνίες θ [το πάχος του δείγματος είναι 0.3mm, τα φάσματα ξεκινούν κάθετα].

Υποθέτουμε ότι οι ηλεκτρονικές μεταβάσεις ανάμεσα σε δονητικές παραστάσεις χρωματιστών μορίων που έχουν διαλυθεί στο πολυμερές, δεν έχουν επηρεαστεί από την παρουσία των σημείων επαφής του πολυμερούς χαλαζία. Η διαφορά μεταξύ του σύνθετου φάσματος αναφοράς οπαλίου δίνεται ως αποτέλεσμα του περιβάλλοντος PBG στην 'χρωματιστή' εκπομπή. Η ένταση του PL στο οπάλιο CPA σχετικά με την ένταση του PL της αναφοράς CP στην ίδια συχνότητα αντιστοιχεί με τη διαφορά στην πυκνότητα οπτικών μεθόδων. Επομένως, ο λόγος του οπαλίου CPA και του φάσματος αναφοράς CP αντιπροσωπεύει μια λογική προσέγγιση στο φάσμα τοπικής πυκνότητας της κατάστασης των φωτονίων στη κατεύθυνση που συγκεντρώνεται από τη γωνία θ (σχήμα 2.4).

Ο σκοπός της μελέτης του σημείου ανισοτροπίας τέλους ζώνης με γωνιακή διάσπαση, είναι η προσαρμογή της στερεάς γωνίας της φώρασης μέσα στο γωνιακό πλάτος του σημείου τέλους της ζώνης. Σε αυτή την περίπτωση το βάθος της κλίσης μαγνητικής βελόνας στο φάσμα LDOPS ($\theta=0^\circ$) παρέχει

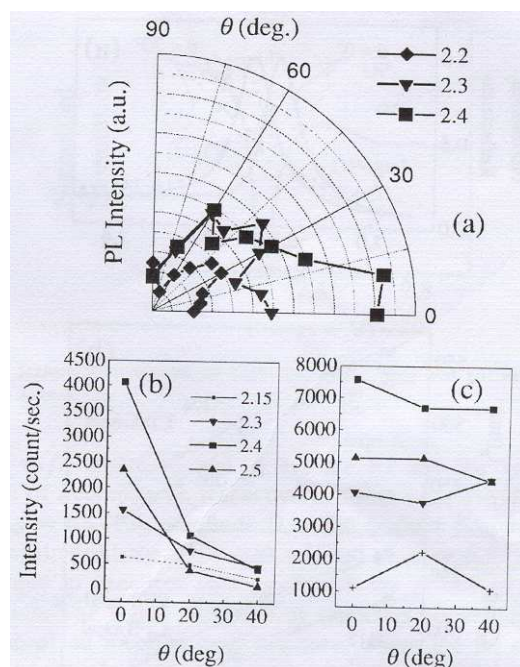
την εκτίμηση ότι υπάρχει εσωτερική αταξία στο κρύσταλλο, γιατί αυτό το βάθος περιορίζεται από την ηλεκτρική διαρροή που ανιχνεύεται στην κορυφή του φωτονικού κρυστάλλου. Εάν χρησιμοποιείται ελάχιστος ευθυγραμμισμός, η εκπομπή που μεταφέρει πληροφορία στο σημείο τέλους ζώνης θα αναμειχθεί με τις οπτικές διατάξεις στην είσοδο του ανιχνευτή. Αυτή η μείξη εξαρτάται από το πόσο η στερεά γωνία της απόκλισης ακτίνας συγκρίνεται με το γωνιακό πλάτος (ή διάστημα κ) του σημείου τέλους ζώνης [2.10].

Αλλάζοντας τη γωνία η κλίση της μαγνητικής βελόνας στο φάσμα LDOPS κινείται σε υψηλότερες ενέργειες σε συμφωνία με τη γωνιακή διαφορά του σημείου τέλους ζώνης (σχήμα 2.4). Εάν το θ είναι $\theta \geq 40^\circ$, η κλίση (της μαγνητικής βελόνας) LDOPS δεν αναλύεται πια στο φάσμα PL του οπαλίου CPA γιατί η λύση των χρωματιστών πολυμερών έχει μια αισθητή απορρόφηση στα $h\omega > 2.4$ eV. Τα φωτόνια με μια δοσμένη ενέργεια εκπέμπονται με ένα τυχαίο διάνυσμα κύματος και χωρίζονται σε δύο ομάδες: αυτές, που τα διανύσματα- k πέφτουν σε ακτίνα- k του σημείου τέλους ζώνης και βιώνουν το σύμφωνο σκεδασμό και τα άλλα που δεν το βιώνουν. Αυτή η απορρόφηση καταστρέφει τη συνοχή του σκεδασμού των φωτονίων γιατί μειώνεται το ελεύθερο μήκος δίοδου. Αντίθετα η κορυφή Bragg στο φάσμα αντανάκλασης, που έχει κέντρο στα 2.64 eV όταν $\theta=50^\circ$ μπορεί να αναλυθεί αν και με μικρότερη ακρίβεια καθώς συγκρίνεται με μικρότερες γωνίες, γιατί στη πραγματικότητα όλα τα εισερχόμενα φωτόνια διαθέτουν το ίδιο διάνυσμα- k . Αντίστοιχα, στο οπάλιο PPB (σχήμα 2.5(α),(β)) η απορρόφηση του περυλένιου αυξάνει την αντίφαση του σκεδασμού $h\omega > 2.2$ eV. Αυτός είναι ο λόγος που η κλίση του LDOPS μπορεί μετά βίας να αναλυθεί για $\theta \geq 20^\circ$.



Σχήμα 2.14

Σχήμα 2.15: (α) Φάσμα LDOPS και το ομαλοποιημένο φάσμα ASE-P (με συνεχόμενη γραμμή) στο σημείο αύξησης της διεγερόμενης έντασης $P_1/P_0 = 10$ και ASE-L (με την διακοπτόμενη γραμμή) στο $P_2/P_1 = 100$ του οπαλίου PPB στο $\theta = 0^\circ$. Το ίδιο ισχύει και για (β) και (δ) αλλά για $\theta = 20^\circ$.



Σχήμα 2.6

Σχήμα 2.16: (α) Διαγράμματα ακτινοβολίας για εντάσεις BW PL του οπαλίου CPA με πάχος 0.3mm σε διαφορετικές ενέργειες. (β) Ένταση BW PL για πάχος 0.9mm οπαλίου CPA σε διαφορετικές γωνίες και (γ) Το ίδιο για FW PL.

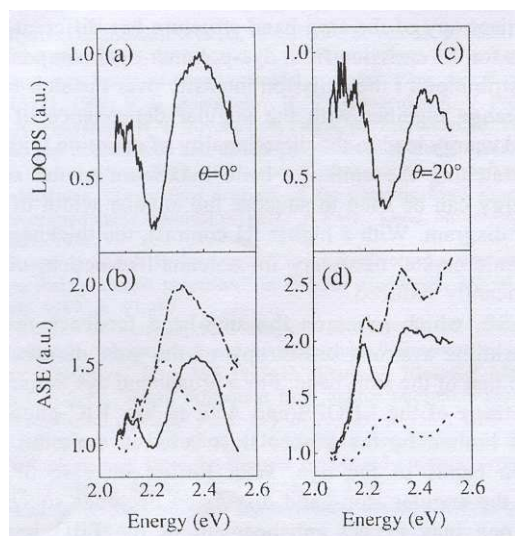
Η ανισοτροπία της δομής PBG του οπαλίου CP οδηγεί σε ένα διάγραμμα κατευθυντικότητας της έντασης εκπομπής (σχήμα 2.6 (α)). Για παράδειγμα η ένταση εκπομπής στα 2.4 eV στην κατεύθυνση (111) είναι διπλάσια μεγαλύτερη από αυτή στο $\theta=40^\circ$. Η εξάρτηση της κατευθυντικότητας εκπομπής δίνει παραπάνω στοιχεία για την προέλευση της επίδρασης PBG. Μια συμπληρωματική απόδειξη προέρχεται από τη σύγκριση γωνιακής εξάρτησης της έντασης του οπαλίου CPA που καταγράφηκε από της διαμορφώσεις PW, FW, BW (σχήμα 2.6 (β),(c)). Η ένταση FW PL μόλις που δείχνει μία γωνιακή εξάρτηση (σχήμα 2.5 (c)) γιατί το αντίστοιχο φάσμα PL διαθέτει ένα ρηχό ελάχιστο σημείου τέλους ζώνης. Αντίθετα, η εκπομπή BW PL δείχνει δυνατή κατευθυντικότητα, ιδίως στα 2.4 eV (σχήμα 2.6(β)). Επιπλέον, η αύξηση της πυκνότητας του οπαλίου CPA από 0.3 σε 0.9 mm οδηγεί σε ένα παράγοντα πενταπλής αύξησης κατευθυντικότητας σε αυτήν την ενέργεια.

2.6. ΕΝΙΣΧΥΜΕΝΗ ΑΥΘΟΡΜΗΤΗ ΕΚΠΟΜΠΗ

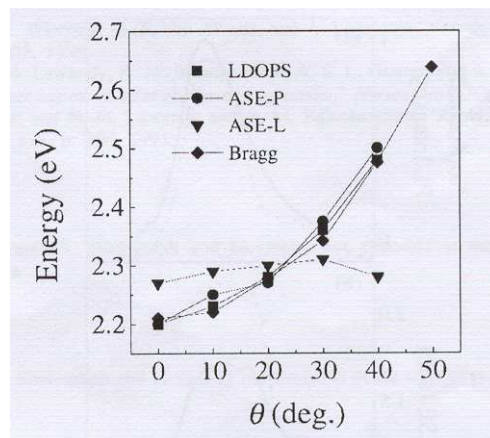
Η εξάρτηση του φάσματος PL στην ένταση διέγερσης χρησιμοποιήθηκε για να εξετάσουμε τη διέγερση του σημείου τέλους ζώνης στο ρυθμό αυθαίρετης εκπομπής. Για να αποκαλύψουμε το φάσμα του ρυθμού εκπομπής σχεδιάσαμε το ρυθμό του φάσματος PL που μετρήθηκε σε δύο διεγέρσεις. Οι κορυφές στο φάσμα συχνότητας αντιστοιχούν στις ζώνες του υψηλότερου ρυθμού εκπομπής. Τα οπτικά επίπεδα αναρρόφησης που χρησιμοποιήθηκαν ήταν περίπου δυο τάξεις μεγέθους κάτω από την ένταση που εμποτίζει τη χρωματιστή εκπομπή. Επομένως, υποθέτουμε ότι η αλλαγή επαγωγικής έντασης του φάσματος PL είναι το αποτέλεσμα διαφορετικών ειδών αλληλεπίδρασης φωτός με υλικό στα διαφορετικά μέρη του φάσματος εκπομπής. Όπως συνήθως συμβαίνει, εάν ο ρυθμός εκπομπής μεγαλώνει με αύξηση στον αριθμό των φωτονίων, αυτή είναι μια ένδειξη της ενίσχυσης αυθόρμητης εκπομπής. Για να συγκρίνουμε το φάσμα ρυθμού σε διάφορες εντάσεις αναρρόφησης, ομαλοποιήθηκε το μέγεθος και η ενέργεια, που είναι κάτω από την ακτίνα που σαρώθηκε από το σημείο τέλους ζώνης όταν άλλαξε η γωνία θ .

Παρατηρήθηκαν δυο διαφορετικά είδη αντίδρασης στη δύναμη αναρρόφησης του οπαλίου CPA. Το σχήμα 2.7 δείχνει δεδομένα για φάσμα ρυθμού $\theta=0^\circ$ συγκρινόμενο με ένα παρόμοιο πακέτο για $\theta=20^\circ$. Στις χαμηλές εντάσεις αναρρόφησης το φάσμα ρυθμού δείχνει δυο κορυφές στις άκρες του σημείου τέλους ζώνης, που διαχωρίζονται από ένα ελάχιστο που βρίσκεται στο κέντρο της συχνότητας του σημείου τέλους ζώνης. Είναι λογικό να αναγνωριστούν ως ζώνες ενισχυμένης αυθόρμητης εκπομπής (ASE), οι οποίες περιορίζονται μέχρι το σημείο τέλους ζώνης (ζώνη ASE-P). Αλλάζοντας τη γωνία φάρασης ο ελάχιστος ρυθμός εκπομπής ακολουθεί το γωνιακό σκεδασμό του σημείου τέλους ζώνης. Κάτω από τις υψηλότερες εντάσεις αναρρόφησης, παρατηρείται μια άλλη ζώνη (ASE-L) που έχει κέντρο στα 2.3 eV για όλες τις εξεταζόμενες γωνίες της φάρασης εκπομπής. Η γωνιακή εξάρτηση του κέντρου του σημείου τέλους της ζώνης, η κλίση, και το μέγιστο του ρυθμού του φάσματος δίνεται στο

σχήμα 2.8. Ο ρυθμός φάσματος για το δείγμα αναφοράς του CP είναι εμφανώς διαφορετικός από αυτόν του οπαλίου CPA–αυξάνοντας την αναρρόφηση η ένταση PL του δείγματος αναφοράς αυξάνει για εμβέλεια πάνω από 2.5 eV, ενώ οι ζώνες εκπομπής και απορρόφησης κουμαρίνης 6 το επικαλύπτουν, και δεν δείχνουν καμία γωνιακή μεταβολή.



Σχήμα 2.17



Σχήμα 2.8

Σχήμα 2.18: (α), (β) LDOPS και τα αντίστοιχα φάσματα ASE για $\theta = 0^\circ$. Η σταθερή γραμμή – ζώνες ASE-P στο $P_1/P_0 = 10$. Ζώνη ASE-L στο $P_2/P_1 = 100$ (με τη διακοπτόμενη γραμμή). Συνισταμένη ASE σε ένταση υψηλής διέγερσης $P_3/P_0 = 1000$ (διακοπτόμενη γραμμή). (γ),(δ) το ίδιο για $\theta = 20^\circ$.

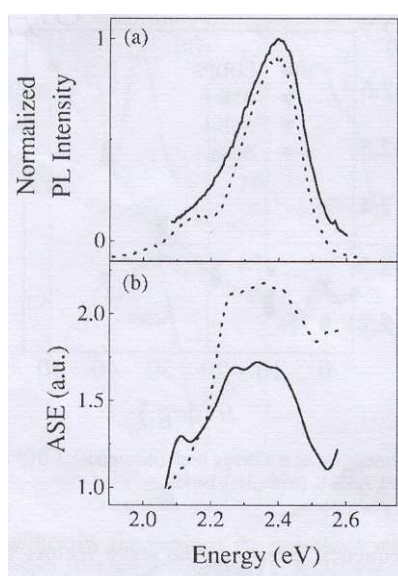
Σχήμα 2.19: Γωνιακές διασπορές των ζωνών κορυφής του Bragg (με σχήμα σαν διαμάντι), LDOPS (τετράγωνο), ASE-P (κύκλοι) και ASE-L (τρίγωνα).

Η διαφορετική συμπεριφορά των ζωνών ASE-P και ASE-L δηλώνει τη διαφορετικότητα της προέλευσης. Η αλληλεπίδραση του μετριασμού της έντασης της ακτινοβολίας των διεγέρσεων των φωτονίων και η δομή της φωτονικής ζώνης είναι πιθανώς ο λόγος για την εμφάνιση της ζώνης ASE-P. Η πιθανότητα να αφεθούν ελεύθερα τα φωτόνια από ‘βαμμένα’ μόρια με ένα δεδομένο διάνυσμα k εξαρτάται από την πυκνότητα στην οπτική μέθοδο [2.18], η οποία με τη σειρά της μειώνεται στην ενέργεια όταν πέφτει στο σημείο τέλους ζώνης. Επομένως, η ισορροπία διέγερσης και ηρεμίας παραποιείται από την παρουσία του σημείου τέλους ζώνης που συγκρίνεται με την κατάσταση ελεύθερου χώρου και με ένα κομμάτι εκπομπών που συσσωρεύει την ενέργεια σε ευθυγραμμισμένες καταστάσεις [2.19]. Στο σύνολο της ενέργειας της απόκλισης του σημείου τέλους ζώνης, η ύφεση της ενέργειας περνά μέσα από μη ακτινοβολούμενες μεταβάσεις. Μόλις τους επιτραπεί να περάσουν στην κορυφή του σημείου τέλους ζώνης, η συσσωρευμένη ενέργεια ελευθερώνεται. Για ένα περιοδικό σύνολο σκεδαστών η διαλογή συχνότητας για τη ζώνη ASE-P παρέχεται από το σημείο τέλους ζώνης.

Καθώς είναι ένας ελλειπής φωτονικός κρύσταλλος, το οπάλιο CP δεν έχει ένα ομοιοκατευθυντικό διάκενο εύρους ζώνης και η επιλογή συχνότητας ποικίλλει ανάλογα με την διεύθυνση. Αυτή η ανισοτροπία μειώνει δραματικά την αποτελεσματικότητα της ανάδρασης του σημείου τέλους ζώνης γιατί μόνο ένα μικρό κομμάτι φωτονίων τα οποία εκπέμπονται με μια δεδομένη συχνότητα, διαθέτουν τα διανύσματα κύματος στο εσωτερικό της στερεάς γωνίας της επικάλυψης του σημείου τέλους ζώνης. Τα εναπομείναντα φωτόνια με αυτή τη συχνότητα υποβάλλονται σε άνευ συνοχής πολλαπλούς

σκεδασμούς και γίνονται τμηματικά τοπικά. Αυτή η διαδικασία ανάδρασης, που προσωρινά οδηγεί στο σχηματισμό της ζώνης ASE-L, είναι ανάλογη με το εκπεμπόμενο φως από laser σε ένα δυσλειτουργικό πολλαπλού σκεδασμού μέσο [2.20]. Σε ένα ελεύθερο χώρο η ένταση της εκπομπής από μια πηγή φωτός είναι αναλογική με την πυκνότητα των διεγερμένων ‘βαμμένων’ μορίων και της διατομής αυθόρμητης εκπομπής ακτινοβολίας. Η τοποθέτηση μεγαλώνει την αλληλεπίδραση του φωτός με το υλικό για τα φωτόνια με ορισμένες συχνότητες, καθώς καθορίζει και τη διαδικασία αυτό-οργάνωσης για το ASE στο μέσο κέρδους που αντλείται με υψηλή ένταση. Η συχνότητα αντιστοιχεί στις συνθήκες του πιο δυνατού εντοπισμού. Ο τυχαίος σκεδασμός είναι λιγότερο αποτελεσματικός από το συμφασικό όσο αφορά στην επίδραση στην εκπομπή. Αντίστοιχα η ζώνη ASE-L απαιτεί υψηλότερη συμπίεση για να ανιχνευτεί. Αυτή είναι η εξήγηση για το διαχωρισμό.

Η διευθέτηση SW χρησιμοποιήθηκε για να προσδιορίσει ποσοτικά την διαφορά στη διάδοση φωτός ανάμεσα στην αναφορά SP και οπαλίου SPA. Η πηγή φωτός μέσα στο μείγμα προσομοιώθηκε από τη διέγερση στην ισχύ του δείγματος. Μεταβάλλοντας την απόσταση μεταξύ της πηγής PL και την άκρη του δείγματος το μήκος εξασθένησης εξάγεται από τον ρυθμό της φθοράς της έντασης PL. Για το δείγμα αναφοράς CP, παρατηρήθηκε με ακρίβεια μια γραμμική ένταση μικροποσότητας, που εισέρχεται από απόσταση από την κορυφή, στην εμβέλεια ενέργειας από 2 σε 2.45eV. Στα $h\omega \geq 2.45eV$ η ένταση PL φθίνει εκθετικά εξαιτίας της επικάλυψης της εκπομπής και των ζωνών απορρόφησης. Στη περίπτωση του οπαλίου CPA, η μετρημένη ένταση PL μειώνεται εκθετικά $I-I_0 \exp(-x/l)$ για όλες τις συχνότητες της ίδιας εμβέλειας. Αυτή η πιο δυνατή εξασθένηση της έντασης εκπομπής, συγκρινόμενη με το δείγμα αναφοράς, είναι καθαρό σημάδι της θέσεως του φωτός. Το χαρακτηριστικό μήκος εξασθένησης μειώνεται σχεδόν γραμμικά από 0.54 mm στα 2.2eV σε 0.41mm στα 2.4eV και πέφτει στα 0.29mm στα 2.5eV εξαιτίας της απορρόφησης από το ίδιο.



Σχήμα 2.20: (α) ομαλοποιημένο SW (με συνεχόμενη γραμμή) και φάσμα BW PL του οπαλίου CPA. Οι καμπύλες ξεκινάνε κάθετα, και (β) ζώνη SW ASE στο $P_1/P_0 = 10$ (συνεχόμενη γραμμή) και $P_2/P_0 = 1000$ (διακοπτόμενη γραμμή) της αύξησης της διεγυρόμενης έντασης.

Για ένα ομογενές μέσο κέρδους η τεχνική SW μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την μελέτη της ζώνης ASE [2.21]. Ωστόσο, καθώς οι σκεδαστές εμπεριέχονται σε ένα τέτοιο μέσο, το φάσμα εκπομπής δεν

διαφέρει ποιοτικά από το FW PL [2.22]. Αυτή η κατάσταση αλλάζει πάλι εάν οι σκεδασμοί ρυθμιστούν με ένα περιοδικό τρόπο. Το σχήμα 2.9(α) συγκρίνει το φάσμα BW και SW PL του οπαλίου CPA. Τα BW PL δείχνουν την κλίση στην ενέργεια όπου η εκπομπή καταστέλλεται από την παρεμβολή στον σωρό των επιπέδων (111). Το φάσμα SW PL μοιάζει αρκετά με αυτό μίας καθαρής λύσης του CP. Προφανώς, πάνω από ένα σετ επιπέδων του σφαιρικού πακέτου συνεισφέρουν στην παρεμβολή, για αυτό και έχασε την κατευθυντικότητα. Ο ρυθμός φάσματος SW PL του οπαλίου CPA περιέχει μία ευρεία ζώνη ASE, που εκτείνει όλη την εμβέλεια ενέργειας της διακύμανσης του σημείου τέλους ζώνης από 2.2 σε 2.4 eV [σχήμα 2.9(β)]. Δείχνει την αύξηση του ρυθμού εκπομπής με την αύξηση της έντασης. Η διάδοση της κορυφής του ρυθμού σε ένα ευρύ φάσμα εμβέλειας είναι ένας λόγος για να αποδώσουμε την αρχή της στον εντοπισμό.

2.7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο χρησιμοποιήθηκε η μελέτη διάφορων χρωμάτων και οπαλίων για να δείξουμε το γενικό χαρακτήρα της επίδρασης του PBG στις ιδιότητες εκπομπής του εμποτισμένου με χρώμα οπαλίου. Οι οπτικές ιδιότητες των χρωματιστών πολυμερών που περιέχονται σε οπάλια έχει δείξει μια ανισοτροπία σε σχέση με το PBG ως κύριο γνώρισμα. Αυτή η ανισοτροπία συγκρίνεται με αυτή του σκέτου οπαλίου, ενώ η αντίθεση RI είναι πολύ χαμηλότερη για φορτωμένα οπάλια χρωματιστών πολυμερών. Το φάσμα LDOPS βρέθηκε συγκρίνοντας το φάσμα PL των χρωματιστών πολυμερών οπαλίων και τη λύση των καθαρών χρωματιστών πολυμερών. Η γωνιακή διασπορά του ελάχιστου LDOPS βρέθηκε ότι είναι παρόμοια με τη γωνιακή διασπορά του συντονισμού του Bragg, αλλά το LDOPS εμφανίζεται πολύ πιο εύθραυστο σε σχέση με την απώλεια της συνοχής εξαιτίας της απορρόφησης του φάσματος από τον ίδιο τον εαυτό του. Συμπεραίνουμε ότι ο φασματοσκόπος PL παρέχει μια πιο ρεαλιστική εκτίμηση της συμπεριφοράς του σημείου τέλους ζώνης σε σχέση με την περίθλαση του Bragg γιατί στη δεύτερη περίπτωση το εξωτερικό παραγόμενο φως δεν μπορεί να συνδεθεί πλήρως και στις οκτώ μεθόδους του φωτονικού κρυστάλλου.

Η ανισοτροπία της δομής του σημείου τέλους ζώνης έχει διαφορετικές συνέπειες για την εκπομπή από σύνθετα οπαλίου χρωματιστού πολυμερούς. Η αναδιανομή της έντασης εκπομπής στο φάσμα εμβέλειας του σημείου τέλους ζώνης μαζί με τη γωνιακή εξάρτηση της ενέργειας του σημείου αυτού οδηγεί σε κατευθυντικότητα της εκπομπής χωρίς απώλειες. Συνδυάζοντας το μέγιστο της ζώνης εκπομπής με την ενέργεια του σημείου τέλους ζώνης το γωνιακό πλάτος του διαγράμματος εκπομπής μπορεί να χρησιμοποιηθεί για συμπίεση. Με μια υψηλότερη διαφορά RI, η πυκνότητα του φωτονικού κρυστάλλου που είναι απαραίτητη για τη δράση της ενέργειας, θα μπορούσε να μειωθεί σημαντικά.

Το φάσμα ASE, το οποίο βασίζεται στο μηχανισμό ανάδρασης του σημείου τέλους ζώνης, παρουσιάζει μια δυνατή ανισοτροπία κατανομής κέρδους παρόμοια με αυτή του σημείου τέλους ζώνης. Για μια ευρεία ζώνη εκπομπής με χρώμα, η ανισοτροπία του LDOPS και ASE σε χαμηλό φωτονικό κρύσταλλο RIC περιορίζεται με το τέχνασμα του Stoke ανάμεσα στις ζώνες εκπομπής και απορρόφησης του χρώματος. Με επιπρόσθετη αύξηση της διαφοράς, η γωνιακή διασπορά του σημείου τέλους ζώνης

συμπιέζεται [2.9] και είναι δυνατή η ενίσχυση της επίπτωσης του PBG στη χρωματική εκπομπή. Επιπλέον, ο ρόλος ενός άλλου μηχανισμού ανάδρασης, που βασίζεται σε πολλαπλό σκεδασμό χωρίς συνοχή, μπορεί να ελαττωθεί εάν οι ιδιότητες του PBG βελτιωθούν.

3ο Κεφάλαιο

ΚΥΜΑΤΑ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΣΕ ΧΙΛΙΟΣΤΟΜΕΤΡΙΚΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ PBG

3.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στα σχέδια κεραίας, οι δομές των PBG [3.1] χρησιμοποιούνται συχνά για να καταστέλλουν τα κύματα επιφάνειας και την υψηλή εμπέδηση του επίπεδου εδάφους για ηλεκτρικά λεπτές κεραίες. Όπως είναι γνωστό, για τις παραπάνω εφαρμογές, οι δομές PBG χρησιμοποιούν την ιδιότητα της υψηλής εμπέδησης που έχουν κοντά στη συχνότητα f_0 [3.2], [3.3]. Μερικές φορές η ζώνη συχνότητας κοντά στο f_0 ονομάζεται ηλεκτρομαγνητικό διάκενο εύρους ζώνης (EBG) για μικρο- κυματικές ή χιλιοστομετρικές (mm) συχνότητες κύματος [3.4].

Επιπρόσθετα με την υψηλή εμπέδηση κοντά στο f_0 οι δομές PBG έχουν τη σημαντική ιδιότητα της υποστήριξης εμπέδησης αυθαίρετης επιφάνειας σε χαμηλότερες και υψηλότερες συχνότητες από την f_0 [3.2], [3.3]. Για τις εφαρμογές κεραίας, αυτή η ιδιότητα μπορεί να εφαρμοστεί καλά για να οδηγήσει κύματα επιφάνειας και για να αντικαταστήσει διηλεκτρικά σε φακούς κεραίας [3.5]. Βεβαίως, δεν είναι ούτε καινούρια αυτά τα δεδομένα των δομών PBG αλλά ούτε και προκαλούν απορία, εφ' όσον περιοδικές δομές όπως κυματοειδής επιφάνειες και τεχνητές διηλεκτρικές έχουν ήδη χρησιμοποιηθεί για αυτές τις εφαρμογές [3.5]-[3.9]. Τα τελευταία χρόνια, μετά από έρευνα και εφαρμογή πολλών δομών PBG, έχει εκδηλωθεί μικρό ενδιαφέρον στην κυριότητα των δομών PBG παρά τις καλές εφαρμογές στις κεραίες. Ωστόσο, δεν υπάρχει αμφιβολία ότι η καλλιέργεια της κυριότητας των δομών PBG σε χαμηλότερες ή υψηλότερες συχνότητες είναι ένα πολύ σημαντικό θέμα.

Στο πρώτο μέρος του κεφαλαίου παρουσιάζεται μια δομή PBG για καθοδηγούμενα κύματα επιφάνειας με συμμετρικούς και περιοδικούς μεταλλικούς στύλους σε ένα κυματοδηγό παράλληλου επιπέδου και παρουσιάζεται μια εφαρμογή σχετικά με το σχέδιο ενός ασύμμετρου κυματοδηγού παράλληλου επιπέδου σε φακό Luneburg (APWLL).

Η σχέση μεταξύ της εμπέδησης της επιφάνειας και των διαστάσεων του στύλου υπολογίζεται με τη θεωρία μετάδοσης της γραμμής και τη μέθοδο εγκάρσιου συντονισμού (TRM). Για το σχέδιο ενός APWLL, το διάγραμμα ακτινοβολίας του προβλέπεται με γεωμετρική οπτική (GO) και με τη μέθοδο του ακέραιου ανοίγματος. Για τα πλέγματα του APWLL, διάφορα πλέγματα ερευνώνται με τη βοήθεια του HFSS (απόδοση 2.0.55, Ansoft Corporation, Pittsburgh, PA, 1999). Τελικά, με το APWLL, κατασκευάστηκε μια κεραία με ραντάρ (ACC) στα 76.5 GHz προσαρμοστικού ελέγχου για να πιστοποιήσει την προσομοίωση και τη διαδικασία του σχεδίου. Το ολοκληρωμένο σύστημα κεραίας αποτελείται από ένα APWLL, ένα ζευγάρι συμμετρικών περιστροφικών κυματοειδών εκπομπών, και μια αρχική τροφοδοσία. Το APWLL σχηματίζει ακτίνες αζιμουθίου. Για να ικανοποιήσει τις απαιτήσεις για το ραντάρ ACC στην ανύψωση [3.10], προστέθηκε άλλο ένα ζευγάρι συμμετρικών περιστροφικών κυματοειδών εκπομπών. Σαν αρχική τροφοδοσία, επιλέχθηκε μια επίπεδη Η χοάνη. Τα αποτελέσματα

πιστοποιούν την ιδιότητα της δομής του PBG να αντικαθιστούν τη συνάρτηση των φακών του Luneburg αλλά και τη διαδικασία σχεδίου της κεραίας.

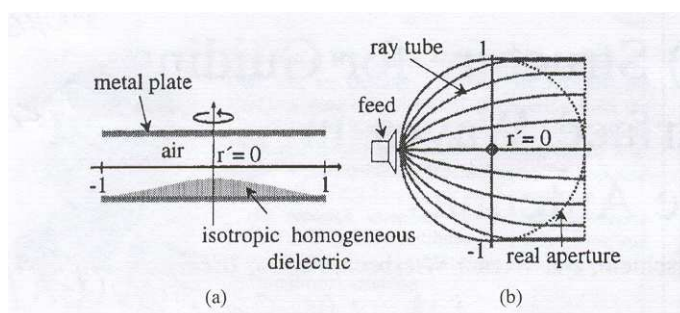
Στο δεύτερο τμήμα του κεφαλαίου περιγράφονται χαρακτηριστικά του διηλεκτρικού σε φακούς Luneburg. Στο τρίτο τμήμα δίνεται η δομή PBG. Στα τμήματα τέσσερα και πέντε, παρουσιάζονται οι διαδικασίες σχεδίου και κατασκευής ενός APWLL, ένα ζευγάρι συμμετρικών περιστροφικών κυματοειδών λάμπσεων και μιας αρχικής τροφοδοσίας. Καταλήγουμε με μερικά αποτελέσματα και συμπεράσματα.

3.2. ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΣ ΠΑΡΑΛΛΗΛΩΝ ΠΛΑΚΩΝ ΣΕ ΦΑΚΟ ΤΟΥ LUNEBURG

Στο σχήμα 3.1(α) δείχνεται ένα διαγώνιο τμήμα κυματοδηγού παράλληλης πλάκας σε φακό του Luneburg, η οποία ονομάζεται επίπεδη πλάκα TEM σε φακό του Luneburg. Όπως είναι ευρέως γνωστό, ο φακός απαιτεί το δείκτη διάθλασης ($n(r')$), π.χ.

$$n(r') = \sqrt{2 - r'^2} \quad (\text{όταν } 0 \leq r' \leq 1), \quad n(r') = 1 \quad (\text{όταν } r' \geq 1) \quad (3.1)$$

όπου το r' είναι η ομαλή ακτίνα [3.11]. Με το δείκτη διάθλασης στο (3.1), ένα κυλινδρικό κύμα από μια αρχική τροφοδοσία μετατρέπεται σε επίπεδο κύμα όπως δείχνεται στο σχήμα 3.1(β). Στην επίπεδη πλάκα TEM στο φακό Luneburg, η πυκνότητα της ισοτροπικής ομογενούς διηλεκτρικής διαφέρει στη διεύθυνση της ακτίνας για να ικανοποιήσει τις απαιτήσεις του προφίλ του δείκτη.

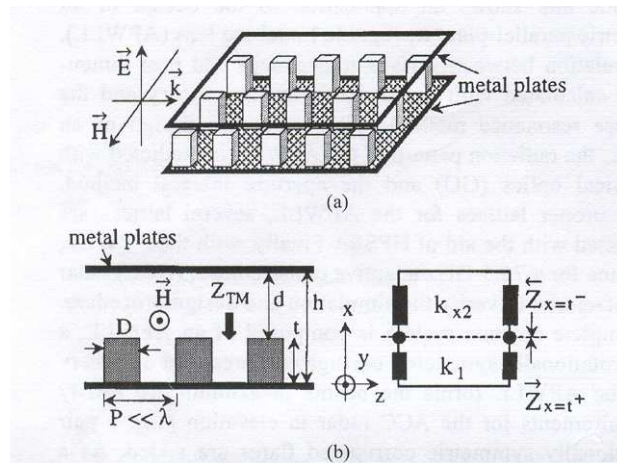


Σχήμα 3.21: Επίπεδος δίσκος TEM του φακού Luneburg. (α) άποψη διαγώνιου τμήματος (cross sectional) και (β) πανοραμική άποψη και αγωγός ακτινών στο φακό.

Αυτός ο φακός θεωρείται ως μια συσκευή πολλά υποσχόμενη για εφαρμογές σάρωσης ευρείας γωνίας που απαιτείται λεπτός φακός [3.12]. Ωστόσο, ο φακός στο σχήμα 3.1(α) είναι δύσκολο να υλοποιηθεί εξαιτίας της ευστάθειας και της διεπιφάνειας ανάμεσα στο μέταλλο και το διηλεκτρικό στις χιλιοστομετρικές συχνότητες. Για να ξεπεραστούν αυτά τα προβλήματα, εισάγεται μεταλλική δομή PBG η οποία υποστηρίζει την αυθαίρετη εμπέδηση επιφάνειας όπως τη διηλεκτρική στους φακούς.

3.3. ΠΕΡΙΟΔΙΚΟΙ ΚΑΙ ΤΑΚΤΙΚΟΙ ΜΕΤΑΛΛΙΚΟΙ ΣΤΥΛΟΙ

Το σχήμα 3.2(α) δείχνει τακτικούς και περιοδικούς μεταλλικούς στύλους σε έναν κυματοδηγό παράλληλης πλάκας. Στα [3.5], [3.13], και [3.14] αποδείχθηκε ότι οι περιοδικοί μεταλλικοί στύλοι έχουν αυθαίρετη εμπέδηση επιφάνειας και οδηγούν τα κύματα επιφάνειας.



Σχήμα 3.22: Γεωμετρία δομής PBG. (α) Περιοδικοί και τακτικοί μεταλλικοί στύλοι σε έναν κυματοδηγό παράλληλης πλάκας. (β) Άποψη διαγώνιου τμήματος και αντίστοιχο κύκλωμα εγκάρσιου συντονισμού της δομής.

Στο σχήμα 3.2(β), παρουσιάζεται η άποψη διαγώνιου τμήματος της δομής PBG και το αντίστοιχο κύκλωμα του εγκάρσιου συντονισμού. Αρχικά, για την εμπέδηση επιφάνειας, υποτίθεται ότι υπάρχει μόνο μια μέθοδος TEM ανάμεσα στους στύλους με συνθήκες P (περίοδος) « λ (μήκος κύματος στο μέσο ανάμεσα στους στύλους) και με πλάτος στύλου $D \leq P / 2$. Χρησιμοποιώντας τη θεωρία μετάδοσης γραμμής και λαμβάνοντας υπ' όψη τις διαστάσεις του στύλου, η εμπέδηση επιφάνειας βρίσκεται από

$$Z_{TM} = jW_{\eta_1} \tan(k_1 t) \tag{3.2}$$

όπου το $\eta_1 = \sqrt{\mu_0 / (\epsilon_0 \epsilon_{r1})}$, $k_1 = 2\pi / \lambda$, και $W = (P-D) / P$ είναι ο λόγος του μήκους που δεν έχει συμπληρωθεί από το στύλο προς την περίοδο. Ας σημειωθεί ότι η εξίσωση της εμπέδησης της επιφάνειας είναι αμετάβλητη για αυτή της συρρικνωμένης / κυματοειδούς επιφάνειας στο [3.15]. Ωστόσο, αφού η δομή PBG έχει ισοτροπική ιδιότητα, διαχωρίζεται από τις κυματοειδείς επιφάνειες. Με το ύψος του στύλου $t = (2m+1) \lambda / 4$ ($m=0,1,2,\dots$), η δομή έχει υψηλή εμπέδηση άσχετα με το W και τότε χρησιμοποιείται για την καταστολή των κυμάτων επιφάνειας. Στην περίπτωση που $(2m+1) \lambda / 4 < t < (2m+2) \lambda / 4$, ονομάζεται απαγορευμένη ζώνη για εγκάρσια, μαγνητικά κύματα επιφάνειας TM, η δομή έχει μια χωρητική εμπέδηση επιφάνειας άσχετα από το W, επομένως θα καλύψει τα κύματα επιφάνειας TM. Αντίθετα, σε χαμηλότερες συχνότητες, όπου $2m\lambda/4 < t < (2m+1) \lambda / 4$, η εμπέδηση επιφάνειας γίνεται επαγωγική, έτσι η δομή χρησιμεύει στο να οδηγήσει τα κύματα επιφάνειας TM. Κλείνοντας, η δομή PBG μπορεί να παράγει αυθαίρετη εμπέδηση επιφάνειας και να καταστείλει ή να οδηγήσει κύματα επιφάνειας.

Η σχέση ανάμεσα στην εμπέδηση επιφάνειας και τις διαστάσεις του στύλου επιτυγχάνεται χρησιμοποιώντας το TRM. Από τη συνθήκη του εγκάρσιου συντονισμού, το άθροισμα από τις $\overset{\mu}{Z}_{x=t^+}$ και $\overset{\nu}{Z}_{x=t^-}$ στο σχήμα 3.2 θα πρέπει να είναι μηδέν στη γραμμή συντονισμού, δηλαδή $\overset{\mu}{Z}_{x=t^+} + \overset{\nu}{Z}_{x=t^-} = 0$ (το $\overset{\nu}{Z}_{x=t^-}$ έχει ήδη δοθεί ως Z_{TM}). Επίσης, η θεωρία γραμμών μεταφοράς δίνει το $\overset{\mu}{Z}_{x=t^+}$ ως

$$\overset{\rho}{Z}_{x=t^+} = j \frac{k_{x2}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_{r2}} \tan(k_{x2} (h - t)) \tag{3.3}$$

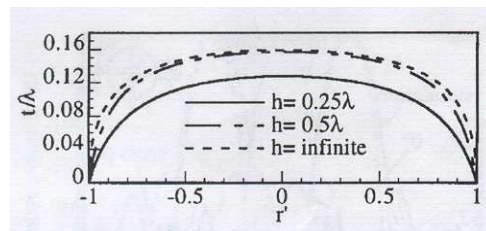
με $k_{x2} = \sqrt{k_2^2 - k_{z2}^2}$ και $k_2 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{r2}}$. Τώρα ας θεωρήσουμε τη δομή PBG ως διηλεκτρική της οποίας η σταθερά είναι ϵ_r , έτσι ώστε η k_{x2} να γράφεται ως $k_0\sqrt{\epsilon_{r2} - \epsilon_r} = k_0\sqrt{\epsilon_{r2} - n^2}$ όπου το n είναι ο δείκτης διάθλασης και το $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$. Με $\epsilon_{r2} > n^2$, η δομή PBG δεν μπορεί πια να υποστηρίξει κύματα επιφάνειας. Επομένως, για το στόχο της καθοδήγησης κυμάτων επιφάνειας, $k_{x2} = \text{adj}k_0\sqrt{n^2 - \epsilon_{r2}}$ έχει τοποθετηθεί στο (3.3) και τότε η $\sum_{x=t^+}^{\mu} + \sum_{x=t^-}^{\nu} = 0$ γράφεται ως εξής:

$$\sqrt{n^2 - \epsilon_{r2}} \tanh(k_0\sqrt{n^2 - \epsilon_{r2}}(h-t)) = \frac{\epsilon_{r2}}{\sqrt{\epsilon_{r1}}} W \tan(k_1 t) \quad (3.4)$$

Αυτή η εξίσωση έχει λυθεί αριθμητικά για επιθυμητό ύψος στύλου t . Με ένα απλό παράδειγμα, εάν ο αέρας γεμίσει όλη τη δομή και το h φτάσει το άπειρο, χωρίς την πλάκα που βρίσκεται στην υψηλότερη θέση, το k_{z2} γίνεται $k_0\sqrt{1 + (W \tan(k_0 t))^2}$ όπως παρουσιάζεται και στο [3.14] και [3.15].

3.4. ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ

Το παραπάνω σχέδιο PBG εφαρμόζεται σε ένα APWLL για συχνότητα 76.5 GHz σε ένα ραντάρ ACC. Για να υπολογίσουμε τα ύψη των στύλων τα οποία ικανοποιούν τον απαιτούμενο δείκτη διάθλασης στο (3.1), ο δείκτης απλώς τοποθετείται στο (3.4) και ο αέρας καλύπτει την επιφάνεια στον κυματοδηγό παράλληλης πλάκας, π.χ. $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$ στο (3.4).

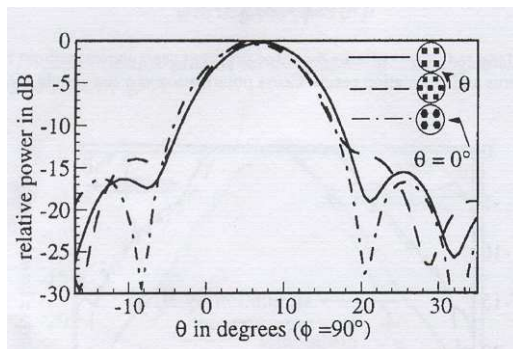


Σχήμα 3.23: Ομαλοποιημένα προφίλ στύλων ως συναρτήσεις των διαστημάτων του κυματοδηγού h [$P=0.2\lambda$, $D=0.07\lambda$].

Στο σχήμα 3.3 έχουν σχεδιαστεί γραφικά τρία ομαλοποιημένα προφίλ στύλων t ως συναρτήσεις των διαστημάτων του κυματοδηγού h . Με μεγαλύτερο h , το προφίλ γίνεται υψηλότερο. Αλλά με το h μεγαλύτερο από το $\lambda/2$, το ύψος των στύλων t μεταβάλλεται λίγο. Αυτό σημαίνει ότι με μεγαλύτερο h , έχουμε μικρή απόκλιση του h στην κατασκευή και οι διαστάσεις θα επηρεάζουν λίγο την απόδοση των φακών. Ωστόσο, εάν $h > \lambda/2$ είναι δυνατόν να διεγερθούν υψηλότεροι ρυθμοί στην περιφέρεια των φακών. Επομένως, λαμβάνοντας υπ' όψη τις παραπάνω επιπτώσεις, το h θα πρέπει να καθοριστεί σε ένα σχέδιο APWLL. Επιπλέον, είναι απαραίτητο να σημειωθεί ότι στις χιλιοστομετρικές συχνότητες h όλο το προφίλ των στύλων είναι πολύ χαμηλό.

Για να πετύχουμε τη σάρωση ευρείας ακτίνας, που είναι και ο στόχος μας, απαιτείται ισοτροπική ιδιότητα της δομής PBG. Η απόδοση ισοτροπικής ιδιότητας της δομής PBG συνδέεται στενά με τα πλέγματα. Αρκετά πλέγματα, όπως τα εξαγωνικά, τα τετραγωνικά και τα τριγωνικά ερευνώνται με τη

βοήθεια του HFSS. Στην προσομοίωση, η συχνότητα λειτουργίας είναι 76.5 GHz και χρησιμοποιείται μια κεραία χοανοειδής επιπέδου-H με διαστάσεις 3.6 x 1.9mm. Υπολογίζοντας τον υπολογιστικό χρόνο, η διάμετρος του APWLL έχει επιλεγεί να είναι 5.1λ. Ακόμα λογαριάζοντας τη μηχανική σταθερότητα στην υλοποίηση και τις συνθήκες για το TEM που δόθηκαν στο τρίτο τμήμα του κεφαλαίου, οι κατάλληλοι παράμετροι ορίστηκαν ως $P = 0.78\text{mm}$ και $rmD = 0.28\text{mm}$. Το διάστημα του παράλληλου επιπέδου $h = 1.9\text{mm}$ επιλέχθηκε έτσι ώστε να μειώνει την ευαισθησία από την απόκλιση του διαστήματος h και να καταστέλλει υψηλότερους ρυθμούς κοντά στο περίγραμμα του APWLL.



Σχήμα3.24: Διάγραμμα ακτινοβολίας στο επίπεδο-H που έχει υπολογιστεί από το HFSS σε περίπτωση τριών διαφορετικών πλεγμάτων.

Στο σχήμα 3.4 παρουσιάζεται το διάγραμμα ακτινοβολίας στο επίπεδο-H (σε $\phi=90^\circ$) τριών περιπτώσεων: τετραγωνικό πλέγμα με τετράγωνα στύλους, εξάγωνο πλέγμα με τετράγωνα στύλους, και τετραγωνικό πλέγμα με εξάγωνα στύλους. Για να παρέχουμε με απόλυτη βεβαιότητα τη γωνία σάρωσης, προσομοιώθηκε μια τυχαία γωνία σάρωσης $\theta=6^\circ$. Η προσομοίωση δείχνει ότι το τετραγωνικό πλέγμα με τους τετραγωνικούς ή εξάγωνα στύλους είναι καλύτερο από το εξάγωνο πλέγμα με τους τετραγωνικούς στύλους. Παρ' όλ' αυτά υλοποιείται ένα APWLL τετραγωνικού πλέγματος με τετράγωνα στύλους εξαιτίας της ευκολότερης κατασκευής του στο εργαστήριο. Στα σχέδια ακτινοβολίας του επιπέδου-E (στο $\theta = 0^\circ$) των τριών περιπτώσεων τα σχέδια είναι παρόμοια, έτσι ώστε σε σύγκριση με τις μετρήσεις, στο σχήμα 3.9 παρουσιάζεται μόνο το σχέδιο στην περίπτωση του τετραγωνικού πλέγματος.

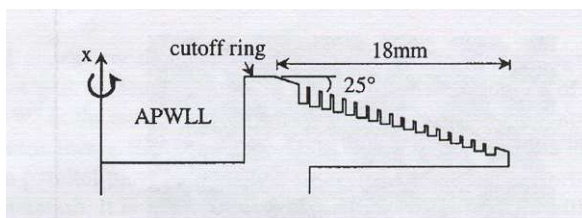
Αρχική Τροφοδοσία

Για να αποφασιστεί η διάσταση της τροφοδοσίας, ερευνώνται οι σχέσεις στις διαστάσεις της τροφοδοσίας και στο επιθυμητό πλάτος ακτίνας μισής ισχύος (HPBW) αλλά και στα επίπεδα των πλαϊνών λοβών και υπολογίζονται μετρώντας το σχέδιο ακτινοβολίας του APWLL στο αζιμούθιο. Για να ληφθεί το σχέδιο, πρώτα υπολογίζεται το πεδίο στο πραγματικό άνοιγμα με το GO. Κατά δεύτερον, η μέθοδος της ολοκλήρωσης του ανοίγματος οδηγεί σε ένα διάγραμμα ακτινοβολίας εφαρμόζοντας το πραγματικό άνοιγμα πεδίου που υπολογίστηκε από το GO πρωτότερα [3.16]. Σε αυτή την εργασία, για ένα HBPW περίπου 5° και για τον πρώτο πλαϊνό λοβό στα <-18 dB στην περίπτωση του APWLL με διάμετρο 50mm, εφαρμόζεται κεραία επιπέδου-H με άνοιγμα 3.6mm x 1.27mm. Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης με την κεραία τροφοδοσίας και το APWLL των 50mm παρουσιάζεται στο σχήμα 3.8.

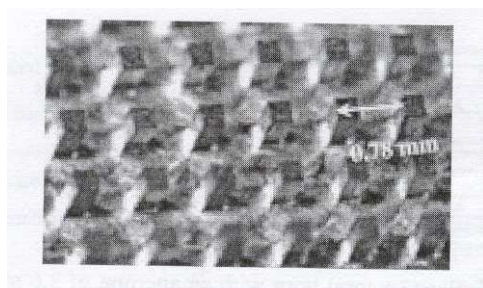
Συμμετρικές Περιστροφικές Κυματοειδείς Ακτινοβολήσεις

Ένα ζευγάρι συμμετρικών, περιστροφικών, κυματοειδών εκπομπών προστίθενται στο APWLL για

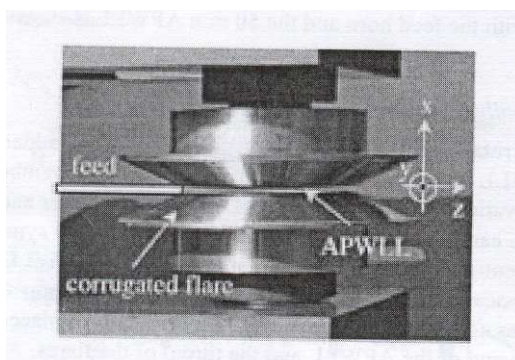
να πετύχουμε ένα επιθυμητό HPBW και χαμηλούς πλαϊνούς λοβούς στην ανύψωση. Όπως παρουσιάζεται στα σχήματα 3.5 και 3.7, οι εκπομπές και το APWLL μπορούν να διαχωριστούν. Εφ' όσον είναι συμμετρικές περιστροφικά, ολόκληρη η κεραία διατηρεί την ιδιότητα του APWLL, όπως την πλατιά γωνία σάρωσης και την πολλαπλή δέσμη ακτινών. Επίσης, για να κατασταλούν οι ρυθμοί κοντά στην περιφέρεια του APWLL, ένα δαχτυλίδι διακόπτης τοποθετείται ανάμεσα στο τέλος του APWLL και το στένωμα των εκπομπών.



Σχήμα 3.25: Διαγώνια άποψη της συμμετρική κυκλικής κυματοειδούς εκπομπής.



Σχήμα 3.26: Φωτογραφία δομής PBG στο APWLL



Σχήμα 3.27: Πειραματική διάταξη

Στην προσομοίωση των εκπομπών, υποτίθεται ότι η κατανομή του πεδίου στις εκπομπές είναι η ίδια κατανομή συνημιτόνου όπως αυτή των κυματοειδών πυραμιδικών κεραιών στο επίπεδο-E. Τώρα, τα διαγράμματα ακτινοβολίας του επιπέδου-E υπολογίζονται από τη μέθοδο ολοκλήρωσης ανοίγματος χωρίς να υπολογίσουμε την περίθλαση στην κορυφή [3.17]. Για HPBW έχουν επιλεγθεί το βέλτιστο μήκος εκπομπής και γωνία εκπομπής οι 20° , 22.1mm και 25° αντίστοιχα. Το αποτέλεσμα της προσομοίωσης δείχνεται στο σχήμα 3.11.

Για το σχέδιο της κυμάτωσης, ακολουθείται η διαδικασία σχεδίου κυματοειδών κεραιών [3.18]. Πρώτα, για να καταστείουμε τα κύματα επιφάνειας TM, το βάθος των δοντιών θα πρέπει να είναι ανάμεσα στο $\lambda/4$ και $\lambda/2$. Δεύτερον, υπολογίζοντας τη μηχανική ευστάθεια και τις ηλεκτρονικές ιδιότητες όπως η απώλεια χαμηλής ισχύος και η χαμηλή αντανάκλαση, χρησιμοποιείται το πλάτος των δοντιών στα 0.2mm και η περίοδος στα 0.9mm. Όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 3.5 το βάθος κοντά στο

στενόμενα των λάμπσεων είναι περίπου $\lambda/2$ και αυτό κοντά στο τέλος της λάμπσης περίπου στα $\lambda/4$ έτσι ώστε να μειωθεί η αντανάκλαση στη μετάβαση του στενώματος της εκπομπής. Με άλλα λόγια, οι κυματώσεις με βάθος $\lambda/2$ κοντά στο στενόμενα της εκπομπής δρουν σαν επαγωγική επιφάνεια ενώ οι κυματώσεις με βάθος $\lambda/4$ παρουσιάζουν υψηλή εμπέδηση.

Ας σημειωθεί ότι η διάδοση κύματος δεν είναι κάθετη στην κυκλική κυμάτωση σε περίπτωση που έχουμε γωνία σάρωσης 0° (βλ. σχήμα 3.5 και 3.7). Ωστόσο, οι κυματώσεις θα καταστείλουν τα κύματα επιφάνειας γιατί η εμπέδηση της χωρητικής επιφάνειας εξαρτάται μόνο από το βάθος των δοντιών άσχετα από το W .

3.5. ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ

Κατασκευή ενός APWLL

Το APWLL αποτελείται από δύο πλάκες αλουμινίου. Η μια είναι απλή πλάκα αλουμινίου, και η άλλη παρέχεται με τη δομή PBG στην επιφάνεια. Όπως ορίζεται στο τέταρτο τμήμα, το πλάτος των τετραγωνικών στύλων είναι $D = 0.28\text{mm}$ και η περίοδος είναι $P = 0.78\text{mm}$. Η διάταξη κατά διαστήματα h του κυματοδηγού παράλληλης πλάκας είναι 1.9mm . Το πλέγμα είναι τετράγωνο. Η διάμετρος του APWLL είναι 50mm .

Η κατασκευή της πλάκας με τη δομή PBG χωρίζεται σε τρία βήματα. Πρώτα, η καμπυλότητα της μεταλλικής επιφάνειας κατασκευάζεται σε μια μηχανή περιστροφής υπολογιστικού αριθμητικού ελέγχου (CNC) με τα δεδομένα του ύψους του στύλου που δίνονται από το (3.4). Η μηχανή έχει ανοχή $1\mu\text{m}$. Κατά δεύτερον, μια μηχανή διαμόρφωσης CNC παράγει τους στύλους επεξεργάζοντας την καμπύλη. Στο τέλος, χαράζεται από ένα οξύ για να φύγουν τα μεταλλικά κατάλοιπα ανάμεσα στους στύλους και γύρω από αυτούς. Αποτελείται από περίπου 3000 τετραγωνικούς στύλους. Στο σχήμα 3.6, δίνεται εικόνα ενός τμήματος του APWLL που δείχνει την εμφάνιση των στύλων. Όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 3.6, οι τετραγωνικοί στύλοι βρίσκονται τοποθετημένοι περιοδικά και τακτικά. Ακόμα, το APWLL έχει τετράγωνο πλέγμα. Σε αντίθεση, η επίπεδη πλάκα από αλουμίνιο παράγεται από CNC υπολογιστική μηχανή με κόφτη από διαμάντι. Η πλάκα μοιάζει με ένα απλό μεταλλικό κάτοπτρο.

Κατασκευή της αρχικής τροφοδοσίας

Χρησιμοποιώντας έναν κυματοδηγό WR-10, εφαρμόζεται κεραία επιπέδου-H με άνοιγμα $3.6\text{mm} \times 1.27\text{mm}$ (η εξωτερική διάσταση είναι $4.6\text{mm} \times 1.9\text{mm}$). Και τα υψηλά αλλά και τα χαμηλά εξωτερικά τοιχώματα από χαλκό επεξεργάζονται προσεχτικά για να γίνει ολόκληρο το ύψος της κεραίας το ίδιο με τη διάταξη κατά διαστήματα της πλάκας $h = 1.9\text{mm}$, εξαιτίας της περιοχής στον κύκλο αποκοπής (δες σχήμα 3.5). Επιπλέον, στη μέτρηση, το άνοιγμα της κεραίας τοποθετείται στην μέση του κυματοδηγού παράλληλης πλάκας.

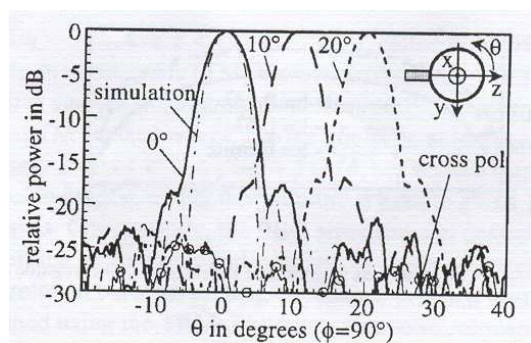
Κατασκευή Συμμετρικών Κυματοειδών Εκπομπών

Στα σχήματα 3.5 και 3.7, παρουσιάζεται η συμμετρική περιστροφική κυματοειδής εκπομπή. Η κατασκευή χωρίζεται σε δύο βήματα. Πρώτα, η υπολογιστική μηχανή CNN κατασκευάζει τις απλές εκπομπές που μοιάζουν με αμφικωνικές κεραίες, και έπειτα τις κυκλικές κυματώσεις που χαράζονται

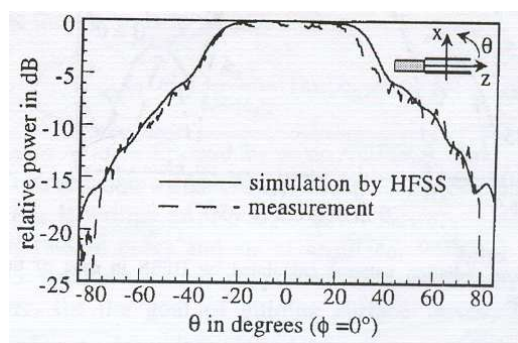
στις εκπομπές. Ο κύκλος αποκοπής που είναι 2.2mm τοποθετείται στην περιφέρεια του APWLL. Κάθε εκπομπή έχει 17 κυματώσεις.

3.6. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ ΚΑΙ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ

Όπως παρουσιάζεται στο σχήμα 3.7, ολόκληρη η κεραία αποτελείται από APWLL 50mm, ένα ζευγάρι συμμετρικών περιστροφικών κυματοειδών εκπομπών, και μια κεραία επιπέδου-H για αρχική τροφοδοσία. Από τη στιγμή που η κεραία είναι περιστροφικά συμμετρική, η απόδοση της κεραίας εξαρτάται από τη θέση της τροφοδοσίας. Αυτό σημαίνει ότι η κεραία έχει ευρεία γωνία σάρωσης. Εναλλασσόμενη ηλεκτρονική δέσμη ακτίνας θα ήταν εφικτή.



Σχήμα 3.28



Σχήμα 3.29

Σχήμα 3.30: Διαγράμματα ακτινοβολίας στο επίπεδο-H για τρεις διαφορετικές γωνίες σάρωσης χωρίς τις κυματοειδείς εκπομπές και το αποτέλεσμα προσομοίωσης. Σταυρωτή πόλωση σε γωνία σάρωσης 0° .

Σχήμα 3.31: Διαγράμματα ακτινοβολίας προσομοίωσης και μετρήσεων του επιπέδου-E χωρίς τις κυματοειδείς εκπομπές.

Το σχήμα 3.8 παρουσιάζει διαγράμματα ακτινοβολίας που μετρήθηκαν από τρεις διαφορετικές γωνίες σάρωσης των 0° , 10° και 20° στο επίπεδο-H χωρίς τις εκπομπές (μόνο με το APWLL). Γυρίζοντας μόνο το APWLL είναι δυνατόν να πάρουμε μετρήσεις της σάρωσης δέσμης ακτίνας. Έτσι, πιστοποιείται ότι η κεραία APWLL έχει ευρεία γωνία σάρωσης αζιμουθίου και όπως ήταν αναμενόμενο η δομή PBG έχει ιστροπική ιδιότητα. Το HPBW της κεραίας είναι 5.2° , και ο πρώτος πλαϊνός λοβός είναι -17dB . Το σχήμα 3.8 δείχνει ακόμα το αποτέλεσμα της προσομοίωσης. Συγκρινόμενο με το αποτέλεσμα αυτό, οι μετρήσεις έχουν ελάχιστη αύξηση του HPBW και των πλαϊνών λοβών. Ο λόγος είναι ότι η διάθλαση στις κορυφές από τους μπροστινούς στύλους όπου τα κύματα αφήνουν το APWLL επηρεάζει τη διάδοση κύματος και προκαλεί διαφορά φάσης στο άνοιγμα. Η μετρημένη σταυρωτή πόλωση είναι πολύ χαμηλή.

Στο σχήμα 3.9, δείχνονται δυο διαγράμματα ακτινοβολίας επιπέδου-E. Η προσομοίωση του APWLL με διάμετρο 5.1λ από το HFSS είναι πολύ συναφής με τη μέτρηση.

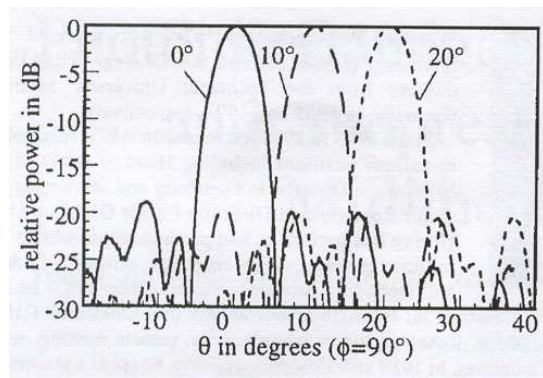
Επίσης η κεραία μετριέται με συμμετρικές κυματοειδείς εκπομπές. Οι μετρήσεις στο σχήμα 3.10 δείχνουν ότι η κεραία έχει επίσης ευρεία γωνία σάρωσης αζιμουθίου όπως η κεραία APWLL χωρίς τις εκπομπές. Το HPBW είναι 48° και ο πρώτος πλαϊνός λοβός είναι -20dB . Ωστόσο, εάν συγκριθεί με την κεραία χωρίς τις εκπομπές, η κεραία με τις εκπομπές έχει περίπου πιο στενό HPBW κατά 0.4° και κατά

-2.5dB χαμηλότερο πρώτο πλαϊνό λοβό. Ο λόγος είναι ότι οι συμμετρικές κυματοειδείς εκπομπές απομακρύνουν τη διάθλαση στις κορυφές, στην ανύψωση και στο αζιμούθιο.

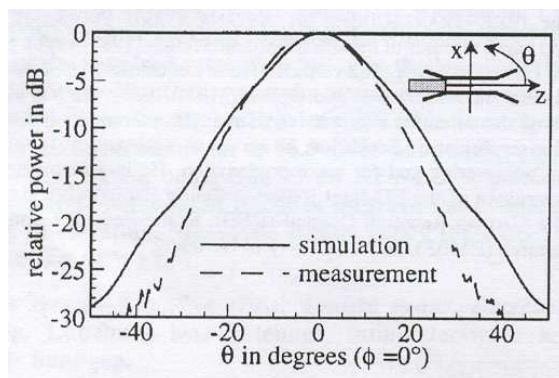
Στο σχήμα 3.11, παρουσιάζεται και η προσομοίωση και οι μετρήσεις για το διάγραμμα ακτινοβολίας επιπέδου-E. Τα επίπεδα πλαϊνών λοβών είναι χαμηλότερα από -27dB εξαιτίας των εκπομπών με τις κυματοώσεις. Το HPBW είναι 19.5° . Με όρους του HPBW, και η μέτρηση και η προσομοίωση είναι σε συμφωνία. Εφ' όσον το άνοιγμα γίνεται μεγαλύτερο και το HPBW γίνεται πιο στενό (επειδή προστέθηκαν οι εκπομπές), η κατευθυντικότητα όλης της κεραίας είναι περίπου 6dB πιο υψηλή από αυτή του APWLL χωρίς τις εκπομπές.

Μετρώντας το S_{21} όλης της κεραίας, ερευνάται η σύζευξη ανάμεσα στις δυο τροφοδοσίες. Σαν θύρα 2, χρησιμοποιείται ένας κυματοδηγός WR-10. Οι μετρήσεις S_{21} λαμβάνονται σε διαφορετικές γωνίες των 150° , 120° , και 90° με την κεραία τροφοδοσίας σαν θύρα 1 τοποθετημένη στους $\theta = 180^\circ$. Το S_{21} είναι χαμηλότερο από 30dB. Επίσης, μετρήθηκε το S_{11} που είναι -13dB για την κεραία APWLL, αλλά εξαιτίας των κυματοειδών εκπομπών το S_{11} για πλήρη κεραία είναι -14dB.

Το κέρδος της κεραίας μετριέται συγκρίνοντας τη μέγιστη τιμή με αυτή της κεραίας αναφοράς. Τα κέρδη όλης της κεραίας και της APWLL είναι 23.5 και 17.5dBi, αντίστοιχα.



Σχήμα 3.32



Σχήμα 3.11

Σχήμα 3.33: Διαγράμματα ακτινοβολίας στο επίπεδο-H για τρεις διαφορετικές γωνίες σάρωσης με κυματοειδείς εκπομπές (δες σχήμα 3.7).

Σχήμα 3.34: Προσομοίωση και μέτρηση με κυματοειδείς εκπομπές στο επίπεδο-E.

3.7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο προτείνεται μια δομή PBG για καθοδηγούμενα κύματα επιφάνειας σε έναν κυματοδηγό παράλληλης πλάκας. Περιγράφεται με λεπτομέρειες η διαδικασία του σχεδίου και της κατασκευής της κεραίας με APWLL 50mm για 76.5GHz σε ραντάρ ACC. Οι μετρήσεις πιστοποιούν ότι η δομή PBG στην APWLL λειτουργούν σαν τεχνητό διηλεκτρικό και επίσης δείχνουν ότι τα αποτελέσματα της προσομοίωσης συμφωνούν με τις μετρήσεις. Λόγω της μεταλλικής κατασκευής του APWLL, ολόκληρη η κεραία είναι μηχανικά σταθερή και δεν έχει διηλεκτρικές απώλειες. Εφ' όσον η κεραία APWLL υλοποιήθηκε με το PBG σε ένα κυματοδηγό παράλληλης πλάκας, η κεραία έχει ένα πολύ χαμηλό προφίλ στο αζιμούθιο. Αναμένεται ότι η κεραία που παρουσιάστηκε σε αυτό το κεφάλαιο

θα εφαρμοστεί ακόμα και σε επικοινωνίες από ένα σημείο προς πολλά (point-to-multipoint) εξαιτίας της ιδιότητας της πολλαπλής ακτίνας. Αναπτύχθηκαν φακοί διαφορετικών διαμέτρων από 25mm μέχρι και 85mm. Όλοι δείχνουν ισοδύναμα χαρακτηριστικά.

4ο Κεφάλαιο

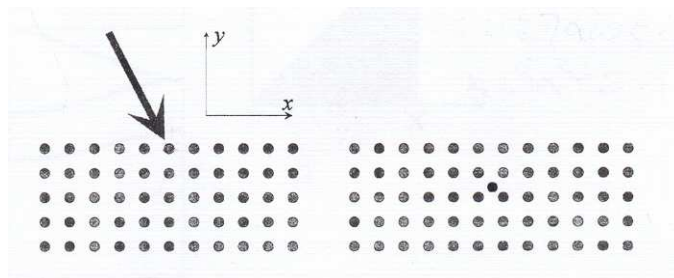
ΣΚΕΔΑΣΗ ΑΠΟ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ PBG

4.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα ηλεκτρομαγνητικά υλικά με διάκενο εύρος ζώνης έχουν γίνει θέμα έντονης έρευνας τα τελευταία χρόνια. Βασικά, τα EBGMs είναι διηλεκτρικές ή μεταλλικές περιοδικές δομές των οποίων οι χωρικές περίοδοι εξαρτώνται από το λαμβανόμενο μέγεθος του μήκους κύματος. Το μοναδικό χαρακτηριστικό αυτών των δομών είναι η δυνατότητα τους να ανοίγουν ένα διάκενο εύρος ζώνης δηλαδή μια ακτίνα συχνότητας η οποία απαγορεύει τη διάδοση των φωτονίων όποια και αν είναι η διεύθυνση της διάδοσης και η πόλωση. Μια πολύ μεγάλη συνέπεια είναι η πιθανότητα να ανακόπτονται αυτογενείς εκπομπές κάτι που υπήρξε αρχικό κίνητρο για τη δημιουργία διάκενου εύρους ζώνης των φωτονίων.

Παρακάτω θα παρουσιαστούν κάποιες ιδιότητες του EBGMs όταν αυτά χρησιμοποιούνται με ένα μήκος κύματος το οποίο δεν ανήκει στο διάκενο εύρος ζώνης. Επίσης θα σημειωθούν διάφορα αποτελέσματα και εφαρμογές. Το κοινό χαρακτηριστικό γνώρισμα (των εφαρμογών που έχουν προταθεί) είναι ότι το σημείο κλειδί είναι η ποικιλία της σχέσης σκεδασμού του EBGMs. Πράγματι το διάκενο εύρος ζώνης είναι μόνο μια από τις τροποποιήσεις που μπορούν να γίνουν στη σχέση σκεδασμού που ακολουθεί έπειτα από την περιοδική διαμόρφωση της διηλεκτρικής σταθεράς της δομής. Σαν συνέπεια, έχουν παρουσιαστεί σε πρόσφατες μελέτες κάποιες επιδράσεις όπως η επίδραση του υπερ-πρίσματος ή η αρνητική διάθλαση [4.2]-[4.4].

Αρχικά θα αναπτύξουμε τα θεωρητικά εργαλεία που χρησιμοποιήθηκαν για την κατανόηση και το σχεδιασμό των ιδιοτήτων των συσκευών EBGMs. Θα συνοψίσουμε τις ιδιότητες των λειτουργιών Bloch που διαδίδονται στο άπειρο του EBGMs και θα δοθεί ειδική προσοχή στη διάδοση της ενέργειας.



Σχήμα 4.35: Πεπερασμένο δισδιάστατο EBGMs από πεπερασμένο αριθμό ράβδων [οι δομές μπορούν να φωτιστούν από εξωτερική ακτίνα (αριστερά) ή από εσωτερική πηγή (αριστερά), επίσης αντιπροσωπεύεται το σύστημα συντεταγμένων].

Κατόπιν θα εφαρμόσουμε αυτά τα εργαλεία για το σχεδιασμό ενός EBGM που συμπεριφέρεται σαν ομογενές υλικό με οπτικό δείκτη μικρότερο από το ένα (για να δείξει υπερ-διάθλαση) η ακόμα και με αρνητικό οπτικό δείκτη (για να δείξει αρνητική διάθλαση). Επίσης θα δοθεί ένα παράδειγμα υπερδιαθλαστικών φακών.

Το σχήμα της σχέσης σκεδασμού στην περιοχή των κορυφών (ορίων) του εύρους ζώνης θα μας επιτρέψει να σχεδιάσουμε ένα πρίσμα του οποίου ο σκεδασμός είναι μεγαλύτερη από οποιοδήποτε άλλο συμβατικό πρίσμα ή φράγμα περιθλάσεως. Επίσης θα παρουσιαστεί πώς θα περιοριστεί η εκπομπή του φωτός χρησιμοποιώντας ένα EBGM.

4.2. ΘΕΩΡΗΤΙΚΑ ΕΡΓΑΛΕΙΑ

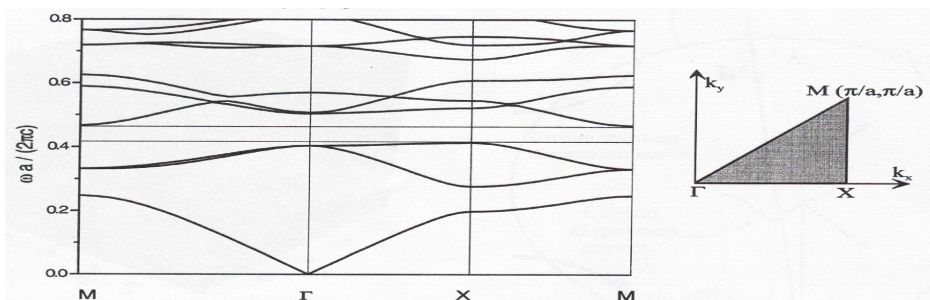
Θα αναφέρουμε παρακάτω ένα δισδιάστατο EBGMs υλοποιημένο από ένα πεπερασμένο αριθμό διηλεκτρικών ράβδων που βρίσκονται στο κενό. Οι ράβδοι υποτίθεται ότι εκτείνονται στο άπειρο κατά μήκος του άξονα z (το σύστημα συντεταγμένων ορίζεται στο σχήμα 4.1). Μας ενδιαφέρουν δύο καταστάσεις: είτε το EBGM δέχεται εξωτερική ακτίνα (ή τελικά ένα επίπεδο κύμα) είτε το EBGM διεγείρεται από εξωτερική πηγή, για παράδειγμα ένα δίπολο. Και στις δυο περιπτώσεις ο σκοπός μας είναι να προβλέψουμε τη συμπεριφορά της πεπερασμένης δομής από τη γνώση των ιδιοτήτων της απειροελάχιστης δομής.

Απειροελάχιστη δομή

Πρώτα, πρέπει να μελετήσουμε τις ιδιότητες της απειροελάχιστης δομής. Επιπλέον, ο στόχος μας είναι να βρούμε τις επιτρεπόμενες λειτουργίες στη δομή και τις ιδιότητες τους. Φυσικά, αν δεν υπάρχουν τέτοιες λειτουργίες διάδοσης για μια ακτίνα συχνότητας έχουμε ανιχνεύσει ένα διάκενο εύρους ζώνης.

Τότε υποθέτουμε ότι η απειροελάχιστη δομή γεμίζει όλο το χώρο και δεν υπάρχει άλλο πεδίο. Καθώς εξετάζουμε δισδιάστατα προβλήματα, υπάρχουν δύο βασικές περιπτώσεις πόλωσης και όλα τα παρακάτω παραδείγματα είναι για την περίπτωση $E//$, που συμβαίνει όταν το ηλεκτρικό πεδίο είναι παράλληλο στις ράβδους. Οι περίοδοι των δομών τότε είναι d_1 και d_2 για κάθε ακέραιη τιμή του l και m όπου $\varepsilon(\mathbf{r})$ είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά

$$\varepsilon(\mathbf{r} + l\mathbf{d}_1 + m\mathbf{d}_2) = \varepsilon(\mathbf{r}). \tag{4.1}$$



Σχήμα 4.36: Σχέση διασποράς των μεθόδων Bloch σε ένα EBGM κατασκευασμένο από διηλεκτρικές ράβδους με διηλεκτρική σταθερά $\varepsilon=9$ στο κενό. Η κυκλική διάμετρος των κύκλων έχουν ακτίνα $r=0.475$. Οι ράβδοι τοποθετούνται σε τετραγωνικό πλέγμα με περιόδους $a=d_1=d_2=1.27$. Η πόλωση είναι $E//$ (το ηλεκτρικό πεδίο είναι παράλληλο με τις ράβδους). Το μικρό ένθεμα αντιπροσωπεύει τη μειωμένη ζώνη Brillouin.

Είναι ευρέως γνωστό ότι οι επιτρεπόμενες λειτουργίες διάδοσης στο EBGMs είναι οι μέθοδοι Bloch (καθώς και τα ηλεκτρόνια στα κρύσταλλα). Υποθέτουμε $\exp(-i\omega t)$ ως εξάρτηση χρόνου και

χρησιμοποιούμε τα συνηθισμένα σύνθετα πλάτη για τα αρμονικά πεδία. Επιπλέον, για οποιαδήποτε μέθοδο Bloch το στοιχείο z του ηλεκτρικού πεδίου μπορεί να γραφεί με την εξής μορφή:

$$uk(r) = \exp(ik * r)v(r), \quad (4.2)$$

όπου το $v(\mathbf{r})$ είναι μία περιοδική συνάρτηση:

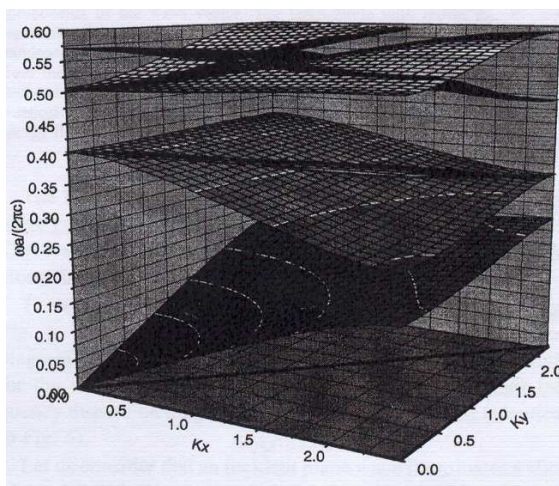
$$v(r + ld_1 + md_2) = v(r) \quad (4.3)$$

και το k είναι το διάνυσμα κύματος, το οποίο συνήθως θεωρείται να είναι πραγματικό.

Υπάρχουν αρκετές μέθοδοι για τον υπολογισμό της σχέσης σκεδασμού $\omega(\mathbf{k})$ των μεθόδων Bloch. Οτιδήποτε και αν χρησιμοποιήσει η μέθοδος μπορεί κάποιος να πάρει ένα διάγραμμα σκεδασμού που συνήθως αναπαρίσταται όπως αυτό του σχήματος 4.2 (οι παράμετροι της δομής δίνονται στην λεζάντα του σχήματος). Σε αυτό το διάγραμμα, η ομαλοποιημένη συχνότητα $\omega\alpha/(2\pi c) = \alpha/\lambda$ ($\alpha = \|d_1\| = \|d_2\|$) αναπαρίσταται σαν συνάρτηση του Bloch με διάνυσμα κύματος \mathbf{k} του οποίου το άκρο δημιουργεί ένα διάδρομο κατά μήκος των κορυφών της πρώτης μειωμένης ζώνης Brillouin. Η πρώτη μειωμένη ζώνη Brillouin για την εξεταζόμενη δομή αναπαρίσταται στο ένθεμα του σχήματος 4.2.

Για το σκοπό μας είναι εξυπηρετική μια πιο πλήρης αναπαράσταση της σχέσης σκεδασμού όπως αυτή του σχήματος 4.3. Και πάλι η ομαλή συχνότητα σχηματίζεται σε διάγραμμα σαν συνάρτηση του διανύσματος κύματος του Bloch, αλλά τώρα εξετάζονται όλες οι τιμές της πρώτης ζώνης του Brillouin. Το διάγραμμα του σχήματος 4.2 δεν είναι τίποτα παραπάνω από την τομή ανάμεσα στα επίπεδα του σχήματος 4.3 και των κάθετων επιπέδων που αρχίζουν από τις κορυφές της πρώτης μειωμένης ζώνης Brillouin (που αντιπροσωπεύονται από τις γραμμές στο επίπεδο (k_x, k_y)).

Τώρα θα επικεντρωθούμε στην περιοχή συχνότητας που βρίσκεται ακριβώς από πάνω από το δεύτερο διάκενο εύρος ζώνης. Το σχήμα 4.4 είναι μία μεγενθυμένη άποψη της σχέσης σκεδασμού στην περιοχή. Σε αυτό το σχήμα υπάρχουν δύο ζώνες που αναπαρίστανται από δύο επίπεδα: ένα ανιόν και ένα κατιόν όταν αυξάνονται τα στοιχεία στο διάνυσμα κύματος του Bloch. Ας θεωρήσουμε ένα αρμονικό πρόβλημα, δηλαδή μια δεδομένη συχνότητα. Οι μέθοδοι του Bloch που μπορούν να υπάρξουν δίνονται από την τομή των επιπέδων και του οριζόντιου επιπέδου, για παράδειγμα το επίπεδο που ανταποκρίνεται στην τιμή $\lambda=2.545$ του ορίου μεταξύ των δυο χρωμάτων στα επίπεδα του σχήμα 4.4.



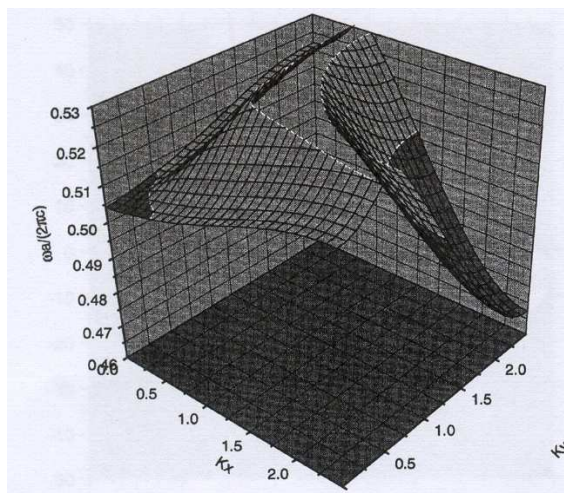
Σχήμα 4.37: 3D διάγραμμα σκεδασμού [οι παράμετροι είναι παρόμοιοι με αυτές του σχήματος 4.2, ενώ οι γραμμές στο επίπεδο (k_x, k_y) αντιπροσωπεύουν την πρώτη μειωμένη ζώνη Brillouin].

Εάν αναπαράγουμε αυτές τις τιμές στο επίπεδο (k_x, k_y) και συμπληρώσουμε το διάγραμμα χρησιμοποιώντας τις συμμετρίες λαμβάνουμε το διάγραμμα σκεδασμού συνεχούς συχνότητας του σχήματος 4.5.

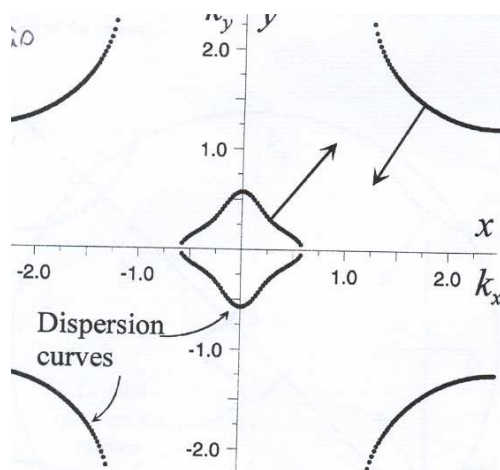
Το τελευταίο σημείο αφορά στην κατεύθυνση της διάδοσης της ενέργειας δεδομένης μεθόδου Bloch. Στο διάγραμμα του σχήματος 4.5 η δεδομένη μέθοδος του Bloch αναπαρίσταται από κάθε σημείο των καμπυλών και μπορεί να αποδειχτεί ότι ο μέσος όρος κατεύθυνσης της διάδοσης της ενέργειας της μεθόδου του Bloch δίνεται από την ταχύτητα ομάδας [4.9]:

$$V_g = \text{grad}_k(\omega). \tag{4.4}$$

Στο σχήμα 4.5 η κατεύθυνση του V_g είναι κάθετη στις καμπύλες και στα σημεία απέναντι στην ανιούσα πλευρά των επιπέδων. Ας σημειωθεί ότι φυσικά η διεύθυνση του μέσου όρου της ταχύτητας της φάσης δίνεται από το \mathbf{k} και ο σταθερός συντελεστής είναι $\omega/\|\mathbf{k}\|$. Επιπλέον μπορεί να είναι τελείως διαφορετικά από το γκρουπ ταχύτητας.



Σχήμα 4.38: Μεγεθυμένη άποψη του τρισδιάστατου διαγράμματος σκεδασμού του σχήματος 4.3.



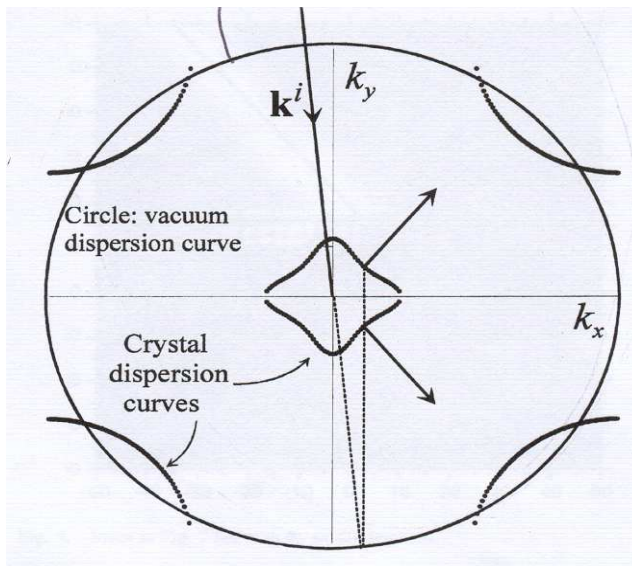
Σχήμα 4.39: Διάγραμμα διασποράς σταθερής συχνότητας για $\lambda = 2.545$. Τα τόξα δείχνουν τη διεύθυνση της ταχύτητας της ενέργειας για δυο συγκεκριμένα κύματα Bloch.

Πεπερασμένο Μέγεθος του EBGM

Τώρα τίθεται το ερώτημα: πώς μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη σχέση του σκεδασμού των μεθόδων Bloch για να προβλέψουμε ή και να σχεδιάσουμε τις ιδιότητες των συσκευών EBGM.

Το στοιχείο κλειδί είναι ότι το επαπτόμενο στοιχείο στο διάνυσμα κύματος του Bloch διατηρείται στα όρια ενός κομματιού του EBGM. Αυτό το αποτέλεσμα επαληθεύεται στο κομμάτι του EBGM κατά μήκος του άξονα x [4].

Έτσι οδηγούμαστε στη γεωμετρική κατασκευή που παρουσιάζεται στο σχήμα 4.6. Ο μεγάλος κύκλος είναι το διάγραμμα σκεδασμού της συνεχούς συχνότητας των περιβαλλόμενων μέσων (με ακτίνα ω/c για παράδειγμα για το κενό) ενώ οι άλλες καμπύλες αποτελούν το διάγραμμα σκεδασμού συνεχούς συχνότητας για το λαμβανόμενο EBGM (πανομοιότυπο με το σχήμα 4.5).

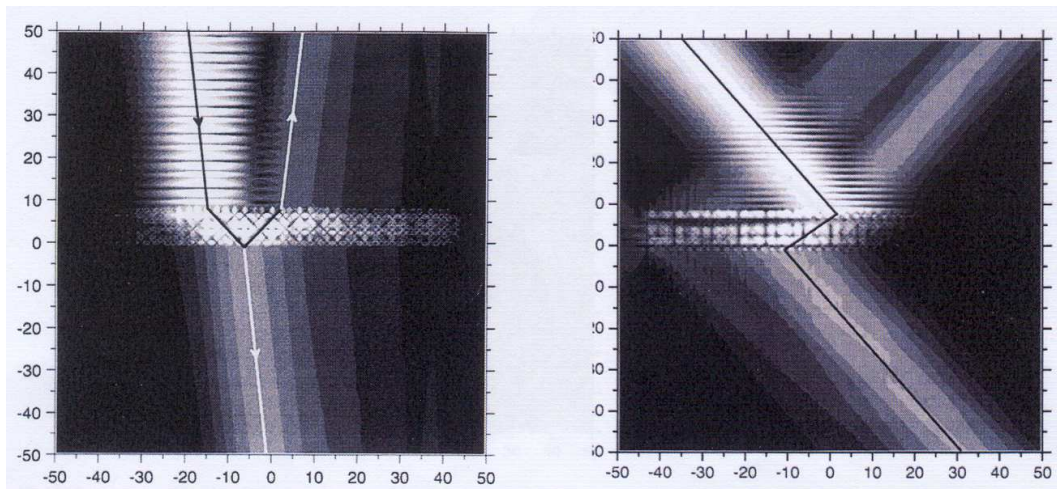


Σχήμα 4.40: Γεωμετρική κατασκευή βασισμένη στη συντήρηση των επαπτόμενων στοιχείων [ο μεγάλος κύκλος με ακτίνα $k_0 = \omega/c$ αντιπροσωπεύει το διάγραμμα διασποράς συνεχούς/σταθερής συχνότητας στο κενό, η γωνία πρόσπτωσης του επίπεδου κύματος είναι 6.4 rad (αντιπροσωπεύεται από το τόξο που έρχεται στην κορυφή του σχήματος)]. Οι δύο ρυθμοί Bloch που μπορεί να διεγερθούν συνάγονται από τη συντήρηση του επαπτόμενου στοιχείου του διανύσματος του κύματος (κάθετη διακοπτόμενη γραμμή) [τα τόξα αντιπροσωπεύουν τη διεύθυνση της σχετικής ροής ενέργειας].

Ας θεωρήσουμε ότι ένα τυχαίο επίπεδο κύμα φωτίζει ένα κομμάτι του EBGM. Υποθέτουμε ότι η ‘διεπιφάνεια’ του κομματιού είναι κάθετη στον άξονα y . Εάν η γωνία της πρόσπτωσης του επίπεδου κύματος είναι τέτοια ώστε το διάνυσμα κύματος k^i είναι στην κατεύθυνση που δίνεται από τη γραμμή του τρισδιάστατου τόξου (δες σχήμα 4.6), τότε το επαπτόμενο στοιχείο σ’ αυτό το διάνυσμα κύματος δίνεται από την κάθετη διακοπτόμενη γραμμή. Επιπλέον οι δυο μέθοδοι του Bloch που μπορούν να διεγερθούν στη δομή δίνονται από την τομή αυτής της γραμμής και το διάγραμμα σκεδασμού συνεχούς συχνότητας. Έχοντας ως δεδομένο την ανιούσα πλευρά των αντίστοιχων επιπέδων (δες σχήμα 4.4) η ενέργεια θα κατευθυνθεί προς τις κατευθύνσεις που υποδεικνύουν οι στερεές γραμμές τόξων (που ξεκινάνε από τις καμπύλες σκεδασμού).

Το σχήμα 4.7 δείχνει ένα χάρτη του σταθερού συντελεστή του ηλεκτρικού πεδίου που καταλήγει σε μια αυστηρά αριθμητική προσομοίωση χρησιμοποιώντας την εκτεταμένη μέθοδο του Rayleigh. Ένα πεπερασμένο μέγεθος EBGM που είναι κατασκευασμένο από 483 ράβδους φωτίζεται από περιορισμένη ακτίνα που έρχεται από την κορυφή του σχεδίου. Το περιθώριο πάνω από τη δομή είναι εξαιτίας των παρεμβολών ανάμεσα στην ακτίνα πρόσπτωσης και στην αντανακλώμενη ακτίνα της πρώτης

διεπιφάνειας. Η ακτίνα μέσα στο EBGM διαδίδεται ακριβώς στην ίδια διεύθυνση που δίνεται στην προηγούμενη γεωμετρική κατασκευή. Εάν εξηγήσουμε αυτό το διάγραμμα με νόμους των Snell-Descartes, αντιστοιχεί σε ένα αποτελεσματικό οπτικό δείκτη μικρότερο της μονάδας.

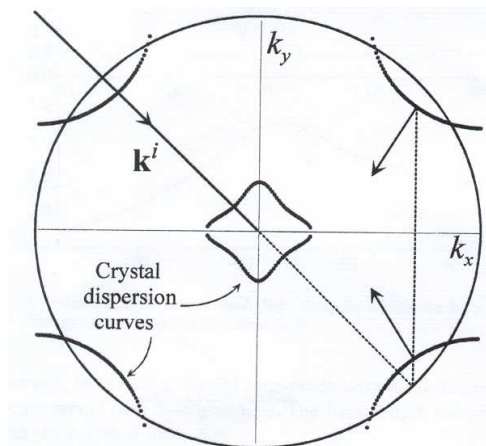


Σχήμα. 4.41

Σχήμα. 4.9

Σχήμα. 4.42: Χάρτης του σταθερού συντελεστή.

Σχήμα 4.9: Ίδιο με το σχήμα 4.7 αλλά με το ηλεκτρικό πεδίο για ένα EBGM με $\theta_0=40^\circ$ κατασκευασμένο από 483 ράβδους με παραμέτρους του σχήματος 4.2. Η κατασκευή φωτίζεται από μια ακτίνα του Gauss με μέση γωνία πρόσπτωσης $\theta_0=6.4^\circ$. Οι γραμμές δείχνουν το σημείο που οι ακτίνες είναι μέγιστες.



Σχήμα 4.43: Ίδιο με το σχήμα 4.6 αλλά με $\theta_0=40^\circ$.

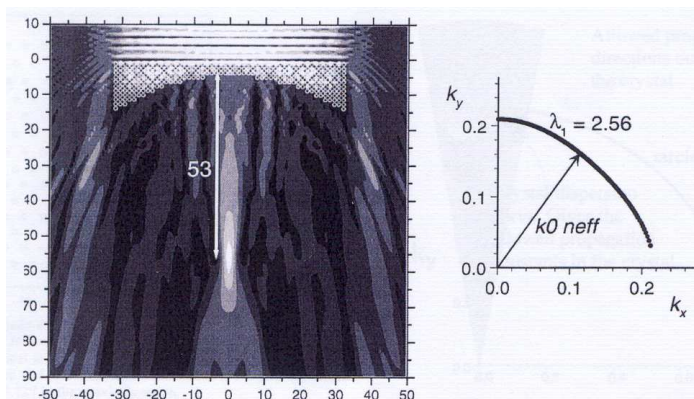
Τώρα ας αυξήσουμε τη γωνία πρόσπτωσης έτσι ώστε το εφαπτόμενο στοιχείο στο διάνυσμα του κύματος δίνεται από την κάθετη διακοπτόμενη γραμμή στο σχήμα 4.8. Τότε οι δύο μέθοδοι του Bloch που μπορούν να προκύψουν θα δίνονται από τις διατομές με το διάγραμμα διασποράς συνεχούς συχνότητας. Τώρα όμως η ανιούσα πλευρά των επιπέδων είναι προς το κέντρο του σχήματος (δες σχήμα 4.4) και η ενέργεια θα διαδοθεί όπως αναπαρίσταται από τα τόξα.

Το σχήμα 4.9 δείχνει το χάρτη σταθερού συντελεστή του ηλεκτρικού πεδίου όταν ένα πεπερασμένο μέγεθος του EBGM φωτίζεται από πεπερασμένο μέγεθος ακτίνας και γυρνά πάλι στο EBGM. Η ενέργεια τότε διαδίδεται στη διεύθυνση που δίνεται από τη γεωμετρική κατασκευή. Η διαθλώμενη ακτίνα στη δομή συμπεριφέρεται όπως σε ένα ομογενές μέσο με αρνητικό οπτικό δείκτη, το οποίο οδηγεί στο να ονομάσουμε αυτό το φαινόμενο ‘αρνητική διάθλαση’.

Ας σημειωθεί ότι για αυτές τις μεθόδους του Bloch ο μέσος όρος ταχύτητας της ενέργειας είναι εν μέρει αντίθετος στο μέσο όρο ταχύτητας της φάσης και αν υπάρξει μικρή αλλαγή της γωνίας πρόσπτωσης μπορούν να είναι ακριβώς αντίθετες. Αυτή η επισήμανση καθώς και το γεγονός ότι η αρνητική διάθλαση μπορεί να παρατηρηθεί αποτελεί το συνδυαστικό κρίκο με το επονομαζόμενο διπλό αρνητικό υλικό ή υλικό με αρνητικό δείκτη διάθλασης [4.11]-[4.15]. Αυτά τα υλικά είναι τεχνητά υλικά που περιέχονται στις περιοδικές μεταλλικές δομές (και μπορούν επίσης και να περιγραφούν ως μεταλλικά EBGM). Αυτές οι δομές έχουν αποτελέσει θέμα έντονης έρευνας. Έχουν μελετηθεί και μερικές ακόμα ιδιότητές τους όπως η ικανότητά τους να εστιάζουν ακόμα και στα εφήμερα κύματα έτσι ώστε να αποτελέσουν ένα τέλειο φακό [4.13]. Η πραγματοποίησή τους στον οπτικό τομέα θα είναι δύσκολη εξαιτίας των απωλειών των μετάλλων στα οπτικά μήκη κύματος. Εδώ τα διηλεκτρικά EBGM θα μπορούσαν να αποτελέσουν αξιόλογη εναλλακτική λύση. Ας σημειωθεί ότι η αρνητική διάθλαση έχει παρατηρηθεί πειραματικά σε ένα πείραμα του Kasaka [4.3].

Φακοί

Το πρώτο οπτικό στοιχείο που προσπαθήσαμε να σχεδιάσουμε ήταν ένας φακός, χρησιμοποιώντας έναν EBGM με ενεργό δείκτη μικρότερο από το ένα (αλλά θετικό) για να δημιουργήσουμε ένα φακό με πολύ μικρό οπτικό δείκτη. Συνήθως τα ιστροπικά υλικά χρησιμοποιούνται για τον σχεδιασμό φακών. Αυτός είναι και ο λόγος για τον οποίο διαλέξαμε το μήκος κύματος ώστε να έχουμε ένα διάγραμμα σκεδασμού συνεχούς συχνότητας το οποίο είναι σχεδόν ένας κύκλος όπως αναπαρίσταται στο σχήμα 4.10. Τότε το EBGM προσομοιώνει ένα ομογενές ιστροπικό υλικό με πολύ χαμηλό ενεργό οπτικό δείκτη ($n_{eff} = 0.086$).



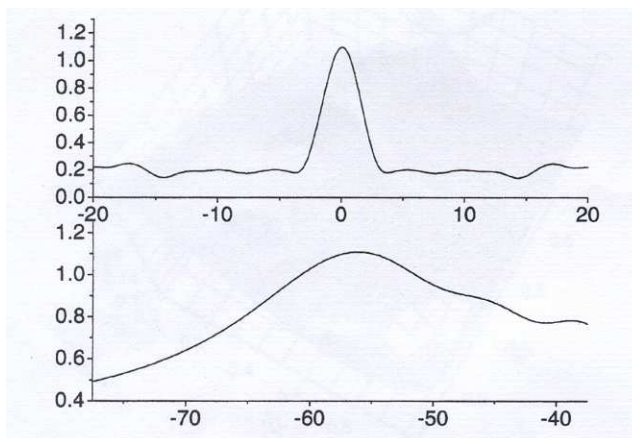
Σχήμα 4.10: Αριστερά μικροφακοί που φωτίζονται σε κανονική πρόσπτωση από την κορυφή από ακτίνα Gauss σε πόλωση E// και με $\lambda = 2.56$. Δεξιά διάγραμμα διασποράς συνεχούς συχνότητας για $\lambda=2.56$.

Το σχήμα 4.10 δείχνει το χάρτη του σταθερού συντελεστή του ηλεκτρικού πεδίου όταν ένας EBGM που έχει διαμορφωθεί σε μερικώς κυκλική διεπιφάνεια φωτίζεται από ακτίνα περιορισμένου ορίου. Μια καθαρή εστίαση του φωτός μπορεί να παρατηρηθεί. Ας σημειωθεί ότι ένας παρόμοιος φακός που έχει δημιουργηθεί με συνηθισμένη διηλεκτρική θα ήταν ένας αποκλίνων φακός. Το εστιακό μήκος υπολογίζεται χρησιμοποιώντας τον κλασικό τύπο:

$$f = \frac{R}{1 - n_{eff}} \quad (4.5)$$

όπου το R είναι η ακτίνα κοίλης επιφάνειας του φακού και είναι ίσο με 55 (δηλαδή είναι περίπου 21λ).

Το σχήμα 4.11 παρουσιάζει το ηλεκτρικό πεδίο του σταθερού συντελεστή κατά μήκος των αξόνων x και y (διαμέσου του σημείου εστίασης). Η χαμηλή στάθμη του πεδίου του σταθερού συντελεστή έξω από την περιοχή της εστίασης κατά μήκος του άξονα x αποδεικνύει την αποδοτικότητα της εστίασης του προτεινόμενου φακού.

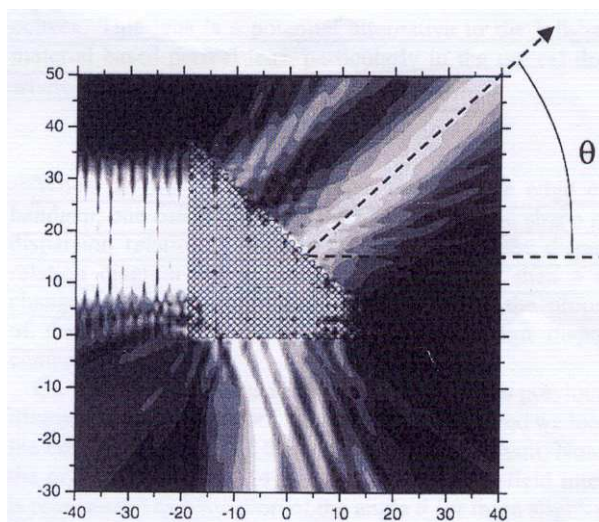


Σχήμα 4.11: Δείκτης ηλεκτρικού πεδίου. **Επάνω** κατά μήκος της διεύθυνσης x για $y=-57.5$. **Κάτω** κατά μήκος της διεύθυνσης y για $x=0$.

Επίσης έχει προταθεί από τον Luo et al. ο σχεδιασμός φακού με τη χρήση πλάκας διηλεκτρικού EBGM [4.16]. Ο φακός τους χρησιμοποιεί την αρνητική διάθλαση εξαιτίας του γεγονότος ότι το διάγραμμα σκεδασμού συνεχούς συχνότητας στο εξεταζόμενο μήκος κύματος είναι κυρτό. Αυτός ο φακός είναι μια πιθανή εναλλακτική λύση στο υλικό που βασίζεται η δομή των τέλειων φακών, ειδικά στον οπτικό τομέα όπου τα μέταλλα έχουν σημαντικές απώλειες.

Πρίσμα

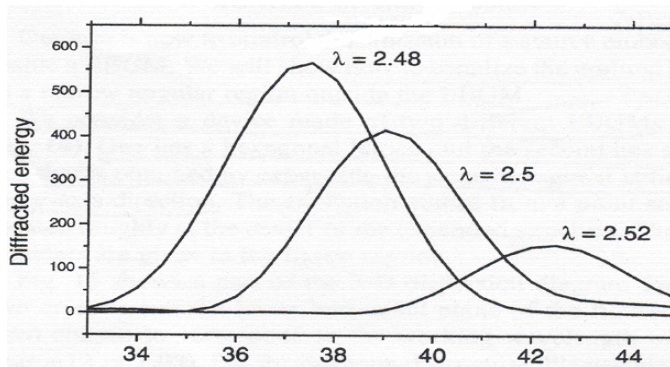
Όταν επιλέγεται το μήκος κύματος κοντά στην κορυφή του διάκενου εύρους ζώνης, κάποιος μπορεί να εκμεταλλευτεί το παραβολικό σχήμα της σχέσης σκεδασμού. Πράγματι, στις κορυφές της ζώνης το διάγραμμα σχέσης σκεδασμού έχει οριζόντια εφαπτομένη καθώς έπειτα μικρή αλλαγή της συχνότητας μπορεί να αλλάξει σημαντικά τις ιδιότητες του EBGM. Έχει επίσης προταθεί για το σχεδιασμό στοιχείων σκεδασμού [4.2].



Σχήμα 4.44: Πρίσμα που φωτίζεται από τα αριστερά από ακτίνα του Gauss με $\lambda=2.56$.

Στο σχήμα 4.12, ένα πρίσμα που πραγματοποιήθηκε από το ίδιο EBGM όπως πρωτότερα φωτίζεται

από την αριστερή μεριά του σχήματος από μια ακτίνα και αναζητάμε την ακτίνα που προκύπτει από τη μεγαλύτερη άκρη του πρίσματος. Ας σημειωθεί ότι η άκρη του πρίσματος είναι μόνο 14λ. Στο σχήμα 4.13 η ένταση (φωτός) του μακρινού πεδίου αναπαρίσταται ως συνάρτηση της γωνίας θ για 3 ελάχιστα διαφορετικά μεταξύ τους μήκη κύματος. Το λαμβανόμενο πρίσμα είναι περισσότερο σκεδαστικό από οποιοδήποτε συνηθισμένο πρίσμα ή πλέγμα.

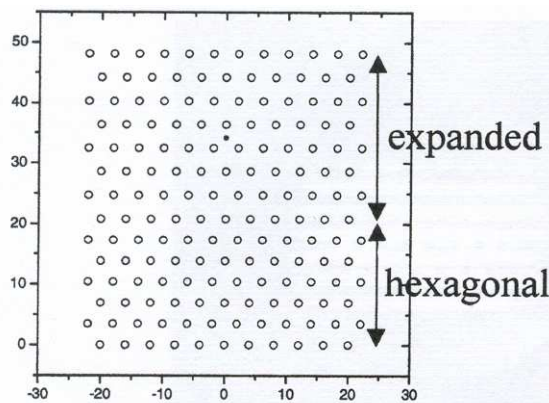


Σχήμα 4.45: Διαθλώμενη ενέργεια στο άπειρο για τρία διαφορετικά μήκη κύματος.

Έλεγχος εκπομπής

Στόχος μας τώρα είναι να ελέγξουμε την εκπομπή πηγής ενσωματωμένη μέσα στο EBGM. Θα δείξουμε πώς θα ορίσουμε σε κανάλι το εκπεμπόμενο φως σε μια στενή γωνιακή περιοχή έξω από το EBGM.

Θεωρούμε συσκευή κατασκευασμένη από δυο διαφορετικά EBGMs (δες σχήμα 4.14). Το ένα έχει εξαγωνιο πλέγμα και το δεύτερο έχει ένα πλέγμα που αποκτάται επεκτείνοντας το ίδιο εξαγωνιο πλέγμα στον άξονα y. Η διέγερση προέρχεται από πηγή που είναι τοποθετημένη στο κέντρο της επεκταμένης δομής. Οι παράμετροι δίνονται στο σχήμα.

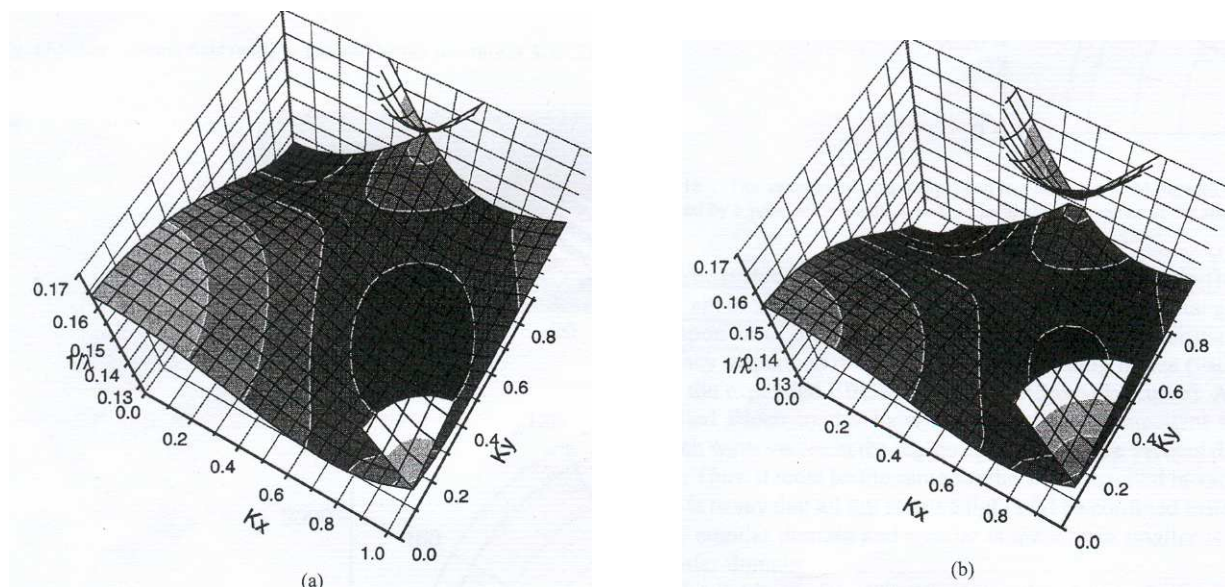


Σχήμα 4.46: Δομή από εξαγωνιο EBGM και κάθετη εκτεταμένη δομή [η πηγή τοποθετείται στο $x_0=0$ και $y_0=34$, οι διηλεκτρικοί κυκλικοί ράβδοι με οπτικό δείκτη 2.9 και ακτίνα 0.6 βρίσκονται στο κενό, η περίοδος των εξαγωνων πλεγμάτων εκτείνεται με ένα παράγοντα 1.127 στον άξονα y].

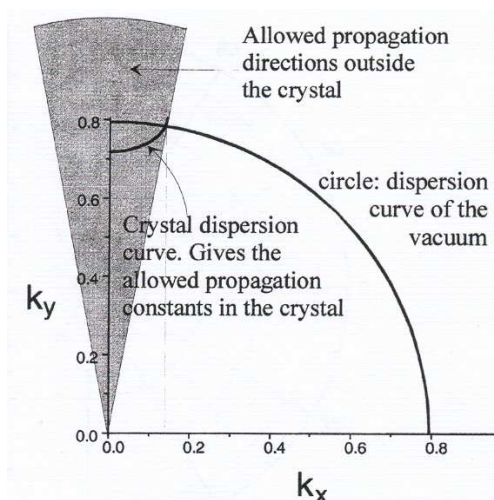
Το σχήμα 4.15 δείχνει ένα μέρος του τρισδιάστατου διαγράμματος σκεδασμού για τα δύο κρύσταλλα και έχει επιλεγθεί το χαμηλότερο οριζόντιο επίπεδο των σχημάτων για να αντιστοιχεί στο ενεργειακό μήκος κύματος της πηγής ($\lambda = 7.93$). Για την εξαγωνιο δομή αυτό το μήκος κύματος είναι στο διάκενο εύρος ζώνης (δεν υπάρχει διατομή ανάμεσα στα διάφορα επίπεδα και στο οριζόντιο επίπεδο) ενώ για την επεκταμένη δομή υπάρχουν λύσεις (στην πάνω αριστερή γωνία του σχήματος).

Υποθέτουμε ότι η πηγή θα εκπέμπει σε όλους τους επιτρεπόμενους ρυθμούς και ξανά χρησιμοποιούμε τη διατήρηση του εφαπτόμενου στοιχείου του διανύσματος του κύματος. Το σχήμα 4.16 δείχνει το διάγραμμα σκεδασμού συνεχούς συχνότητας των περιβάλλοντων μέσων (κενό) και το εκτεταμένο EBGM (την μικρή ελλειψοειδή καμπύλη). Όλοι οι ρυθμοί λειτουργίας Bloch έχουν το εφαπτόμενο στοιχείο του διανύσματος κύματος του Bloch στην περιοχή που οριοθετείται από την κάθετη διακοπτόμενη γραμμή. Επιπλέον πρέπει να ισχύει το ίδιο για τα κύματα που διεγείρονται στο κενό, δηλαδή όλο το εκπεμπόμενο φως θα περιοριστεί μέσα στην γκρι γωνιακή περιοχή και όσο μικρότερη είναι η έλλειψη τόσο μικρότερη είναι η γωνιακή περιοχή.

Ο χάρτης του πεδίου (δες σχήμα 4.17) δείχνει το ηλεκτρικό πεδίο του σταθερού συντελεστή όταν η δομή διεγείρεται από ένα σημείο πηγής. Η χαμηλότερη εξαγώνια δομή εμποδίζεται από την κατιούσα εκπομπή. Ας σημειωθεί ότι το πεδίο γεμίζει όλη τη δομή και η ανώτερη επιφάνεια συμμετέχει στην εκπομπή στο κενό.



Σχήμα 4.47: (α) μεγενθυμένη άποψη τρισδιάστατου διαγράμματος σκεδασμού για εξαγώνια δομή. (β) Ίδιο για εκτεταμένη δομή.

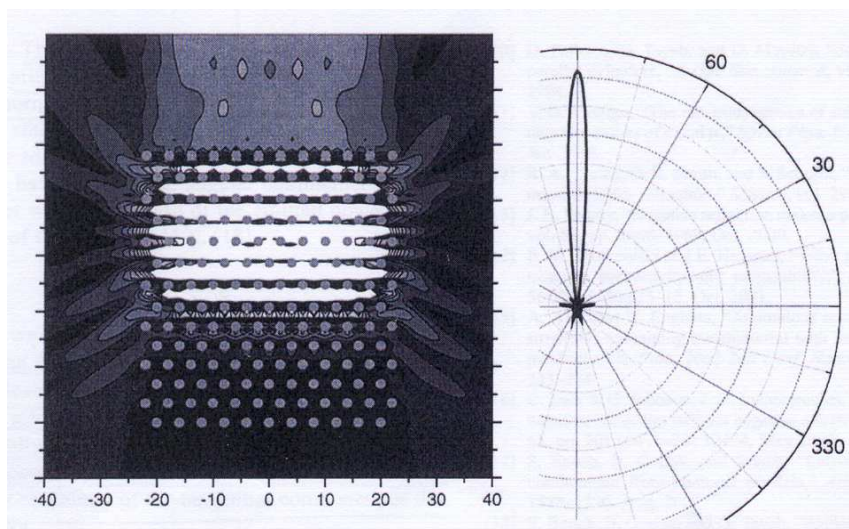


Σχήμα 4.48: Σχηματική κατασκευή που αντιπροσωπεύει τη συντήρηση του εφαπτόμενου στοιχείου των διανυσμάτων κύματος του Bloch.

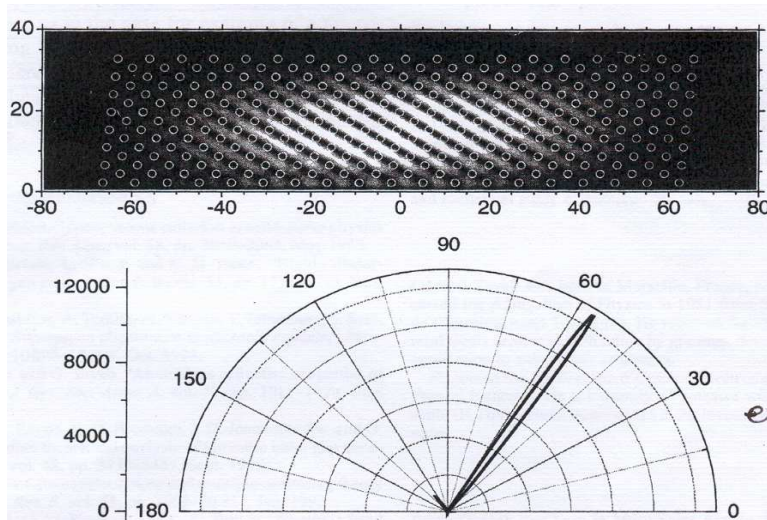
Το διάγραμμα ακτινοβολίας (σχήμα 4.17) δείχνει ότι η ενέργεια που εκπέμπεται από την πηγή του EBGM εστιάζεται σε ένα στενό λοβό. Όπως δείχνεται στο σχήμα 4.17, η εκπομπή από τα πλευρικά σημεία της συσκευής είναι πολύ χαμηλή.

Το σχήμα 4.18 παρουσιάζει ένα άλλο παράδειγμα που δείχνει ότι μπορούμε να σχεδιάσουμε πηγή που να εκπέμπει σε μια κατεύθυνση εκτός αξόνων επεκτείνοντας τη δομή σε διαφορετική κατεύθυνση. Για αυτό το παράδειγμα η εξαγώνια δομή έχει αντικατασταθεί από ένα απείρως αγώγιμο επίπεδο έδαφος στο $y = 0$. Το διάγραμμα ακτινοβολίας δείχνει καθαρά ότι η εκπομπή συμβαίνει κυρίως σε ένα λοβό που κατευθύνεται σε διεύθυνση διαφορετική από το συνηθισμένο πεδίο σύζευξης στο ελάχιστο.

Επίσης μελετήσαμε την εκπομπή των δίπολων σε τρισδιάστατες δομές όπως την επονομαζόμενη δομή σε στοίβα (woodpile) απλού κυβικού EBGMs και αποκτήσαμε έναν γωνιακό εγκλεισμό της εκπομπής μαζί με αύξηση της εκπεμπόμενης ισχύος (και επιπλέον, μείωση της διάρκειας ζωής) [4.17], [4.18].



Σχήμα 4.49: Σφάλμα! Δεν υπάρχει κείμενο καθορισμένου στυλ στο έγγραφο. **Αριστερά** δείκτης ηλεκτρικού πεδίου ακτινοβολούμενο από δομή σε $\lambda=7.93$. **Δεξιά:** διάγραμμα εκπομπής.



Σχήμα 4.50: Η δομή επεκτάθηκε σε διεύθυνση 33° από τον άξονα y και είναι πάνω από το επίπεδο του εδάφους. **Επάνω** σχέδιο ηλεκτρικού πεδίου όταν η δομή διεγείρεται από πηγή σημείου με $\lambda=9.01$ και βρίσκεται στο κέντρο της δομής. **Κάτω** διάγραμμα ακτινοβολίας.

4.3. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο δείξαμε ότι οι μετατροπές της σχέσης σκεδασμού που προέρχονται από περιοδική διαμόρφωση της διηλεκτρικής σταθεράς οδηγούν σε μεγάλη ποικιλία επιδράσεων. Κάποιες επιδράσεις όπως η αρνητική διάθλαση ή ο έλεγχος της εκπομπής παρουσιάστηκαν και έγιναν πλήρως κατανοητές χρησιμοποιώντας απλά θεωρητικά εργαλεία βασισμένα στη σχέση σκεδασμού των μεθόδων Bloch σε άπειρα EBGMs, και στη συνέχεια του εφαπτόμενου στοιχείου του διανύσματος κύματος του Bloch.

Πρέπει να υπενθυμιστεί ότι οι επιδράσεις που δείξαμε οφείλονται σε συλλογική συμπεριφορά όλου του EBGM και όχι σε τοπική τροποποίηση της δομής όπως στην περίπτωση της μικροποικιλότητας που έγινε δημιουργώντας ένα ελάττωμα σε ένα EBGM. Με αυτή την έννοια τα EBGM θεωρούνται τόσο ως μετα-υλικά όσο είναι και τα υλικά αριστερής κατεύθυνσης. Τίθεται ερώτημα αν τα EBGM είναι εναλλακτική λύση για τα υλικά δεξιάς κατεύθυνσης για τα οπτικά μήκη κύματος.

5ο Κεφάλαιο

ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΟΔΗΓΟΙ ΣΕ ΔΙΣΔΙΑΣΤΑΤΑ PBG

5.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Οι τηλεπικοινωνίες και οι εφαρμογές οπτικών υπολογισμών χρειάζονται αποδοτική καθοδήγηση φωτός σε ένα μόνο τσιπ. Παραδοσιακά, αυτό επιτεύχθηκε με διηλεκτρικούς κυματοδηγούς, όπως οι οπτικές ίνες, οι οποίες διαδίδουν το φως αποδοτικά σε ευθείες γραμμές. Ωστόσο, τέτοιοι συμβατικοί διηλεκτρικοί κυματοδηγοί, οι οποίοι έχουν χαμηλή φωτεινότητα ανάμεσα στο καλώδιο και στην επένδυση, περιορίζονται σε μεγάλη ακτινική καμπύλη, διαφορετικά μπορεί να έχουμε μεγάλη απώλεια ακτινοβολίας. Έτσι, χρειάζονται νέοι κυματοδηγοί για να κάμπτουν το φως γύρω από τις απότομες γωνίες.

Μια καινούρια κατεύθυνση είναι να χρησιμοποιήσουμε ένα τρισδιάστατο (3-D) κρύσταλλο φωτονικού διάκενου εύρους ζώνης (PBG) [5.1], [5.2]. Κατασκευάζοντας έναν κυματοδηγό ή ένα κανάλι σε ένα τρισδιάστατο 3-D κρύσταλλο PBG και λειτουργώντας συχνότητες μέσα στο διάκενο εύρους ζώνης, τέτοιοι κυματοδηγοί ξεπερνούν το πρόβλημα της κάμψης του φωτός γύρω από απότομες γωνίες [5.3].

Παρόλα αυτά, τα 3-D κρύσταλλα PBG είναι πολύ δύσκολο να κατασκευαστούν σε κλίμακα οπτικού μήκους. Μια εναλλακτική είναι η χρήση απλούστερων δισδιάστατων (2-D) κρυστάλλων PBG. Προηγούμενες μελέτες [5.4], [5.5] δείχνουν ότι μπορεί να επιτευχθεί υψηλότερη απόδοση μετάδοσης φωτός γύρω από τις απότομες γωνίες σε δισδιάστατους 2-D PBG κυματοδηγούς. Ένας μεγάλος περιορισμός σε αυτές τις μελέτες είναι ότι η 2-D δομή που χρησιμοποιήθηκε ορίστηκε ως άπειρη στη διάσταση κάθετη στο επίπεδο της περιοδικότητας. Κάποιος επομένως θα περίμενε διαρροή κυμάτων στην πρακτική κατάσταση μιας πεπερασμένης δομής.

Παρακάτω, παρουσιάζονται προσομοιώσεις της μεταφοράς της ενέργειας σε τέτοιους κυματοδηγούς χρησιμοποιώντας τη μέθοδο διαφοράς πεπερασμένου χρονικού διαστήματος (FDTD). Η γεωμετρία που ερευνάται περιλαμβάνει δομή τριών στρωμάτων διηλεκτρικού στην κάθετη διάσταση του επιπέδου της περιοδικότητας της δισδιάστατης (2-D) δομής (Σχήμα 5.1) Το μεσαίο στρώμα της δομής πρέπει να έχει διηλεκτρική σταθερά η οποία να είναι μεγαλύτερη από τα άλλα δύο εσώκλειστα στρώματα. Η διηλεκτρική αντιστοιχία των μεταξύ στρωμάτων θα λειτουργούσε έτσι ώστε να περιορίσει τη διάδοση στο κεντρικό στρώμα ακριβώς με τον ίδιο τρόπο όπως θα έκανε ένας συμβατικός κυματοδηγός.

Η προτεινόμενη δομή προτάθηκε για πρώτη φορά από τον Labilloy et al. [5.1], σε σχέση με τις μελέτες τους πάνω στη μετάδοση και την αντανάκλαση μιας δισδιάστατης δομής PBG. Η ιδέα του να περιλάβουν τη διηλεκτρική δομή των τριών στρωμάτων τότε χρησιμοποιήθηκε για να οδηγήσει το φως έξω από τη δομή και μέσα στη συσκευή μέτρησης. Αυτή η δομή των τριών στρωμάτων προσομοιώθηκε

[5.8] με υπολογισμούς FDTD και ο παράγοντας Q της κοιλότητας μελετήθηκε σαν συνάρτηση του βάθους της μικροκοιλότητας.

Επίσης, στο παρόν κεφάλαιο αναφέρεται η περίπτωση περιοδικού κυματοδηγού που περιλαμβάνει ένα παρόμοιο στρώμα υψηλού δείκτη που υποστηρίζεται από περιοδικό υπόστρωμα χαμηλού δείκτη υλικού [5.9], [5.10], και βρέθηκε ότι υποστηρίζει τους ρυθμούς καθοδήγησης του Bloch στον υψηλό δείκτη επιπέδου.

Γίνεται σύγκριση με την απόδοση ενός συμβατικού κυματοδηγού καθώς και εξέταση για τη βελτίωση της απόδοσής του. Επίσης παρέχεται ένα θεωρητικό όριο στην απόδοση τέτοιων οδηγών καθώς θεωρούμε ότι δεν υπάρχουν ατέλειες στους κρυστάλλους και μη απορροφητικά μέσα. Στο πρώτο μέρος του κεφαλαίου, η δομή των τριών επιπέδων μελετάται σε ηλεκτροσωλήνα κενού, στο δεύτερο μέρος, η δομή των τριών επιπέδων έχει τοποθετηθεί σε ένα υπόστρωμα υψηλής διηλεκτρικής σταθεράς για να ερευνηθούν οι επιδράσεις της απώλειας του υποστρώματος στο σύστημα.

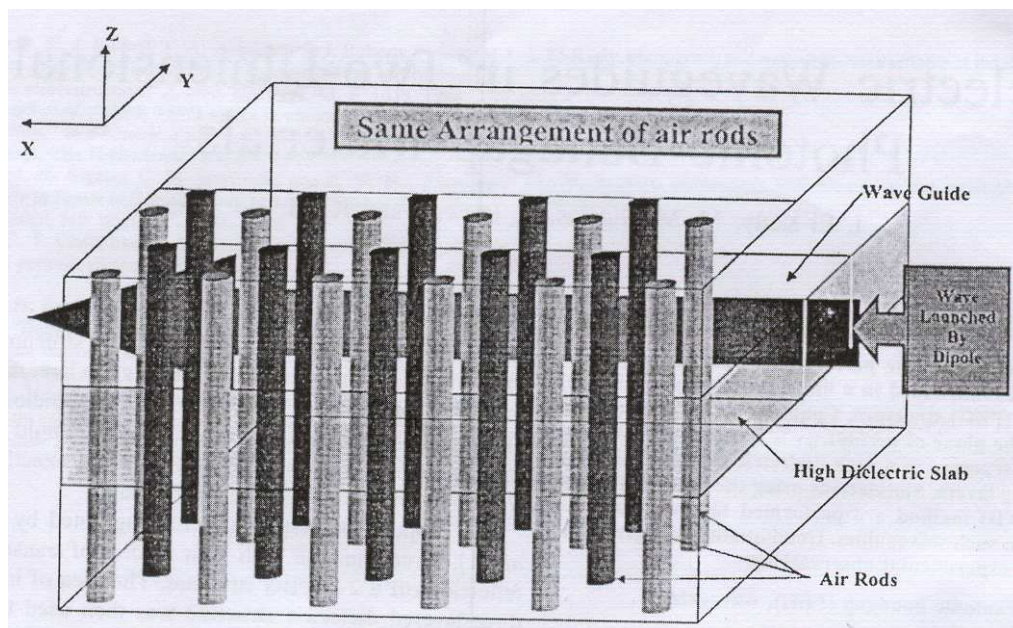
5.2. ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ ΔΟΜΗΣ ΚΑΙ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΙ

Όταν μελετάται ένα σχέδιο κυματοδηγού, ο πρωταρχικός σκοπός είναι ο έλεγχος της χρονικής και χωρικής ανάπτυξης των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων (EM) που εισάγονται μέσα στον οδηγό. Για αυτόν το λόγο, χρησιμοποιήσαμε τη μέθοδο FDTD [5.6] για τις προσομοιώσεις των κυματοδηγών.

Μια δομή διηλεκτρικής τριών στρωμάτων δημιουργείται κατά μήκος του άξονα z . Τα υψηλά και τα χαμηλά διηλεκτρικά στρώματα είναι πανομοιότυπα και έχουν επιλεγθεί να έχουν μια διηλεκτρική σταθερά ϵ είτε 1.00, 1.65, ή 9.55 τα οποία αντιστοιχούν στον αέρα, στο οξείδιο του αλουμινίου (Al_2O_3), είτε στο αρσενικό γάλιο του αλουμινίου ($Ga_{0.2}Al_{0.8}As$). Το κεντρικό στρώμα από την άλλη μεριά έχει υψηλότερη διηλεκτρική σταθερά της τάξης του 12.50 το οποίο αντιστοιχεί στο Αρσενικό Γάλιο ($GaAs$). Για το σύστημα μικροκυμάτων, το ύψος του μεσαίου στρώματος έχει επιλεγθεί να έχει τις τιμές 0.43 ή 0.86 cm και το ολικό ύψος της δομής είναι 2.72 cm. Αυτές οι τιμές οδηγούν σε καθοδηγούμενες συχνότητες ανάμεσα στα 10 και 14GHz, και προσφέρονται για υπολογισμούς FDTD. Όμως οι λύσεις των εξισώσεων του Maxwell μπορούν να διαβαθμιστούν. Συνεπώς, χρησιμοποιούμε το ύψος του μεσαίου στρώματος που είναι ίσο με 0.258 ή 0.52μ, με ολικό ύψος κατασκευάσματος 1.63μ για να πετύχουμε καθοδήγηση στο 1.5μ μήκος κύματος.

Δύο πανομοιότυπες δομές που αποτελούνται από δισδιάστατα 2-D τριγωνικά πλέγματα κυλίνδρων με αέρα διαπερνούν παράλληλα τη διάσταση z της διηλεκτρικής δομής (βλ. σχήμα 5.1). Κάθε δομή PBG αποτελείται από τέσσερα διεπίπεδα κυλίνδρων των οποίων η περιοδικότητα παρατείνεται στις διαστάσεις x και y της δομής. Οι δύο δομές PBG θα ενεργήσουν έτσι ώστε να περιορίσουν τη διάδοση των κυμάτων EM κατά μήκος του επιπέδου xy του λεπτού κάθετου καναλιού που βρίσκεται ανάμεσά τους. Η διηλεκτρική σταθερά ανάμεσα στα τρία διηλεκτρικά επίπεδα ενεργεί συγχρόνως για να περιοριστεί η διάδοση κύματος EM κατά μήκος της διάστασης z στο κεντρικό επίπεδο υψηλού διηλεκτρικού. Ο κυματοδηγός επιπλέον ορίζεται ως λεπτή διηλεκτρική ορθογώνια πλάκα της οποίας οι άξονες διάδοσης βρίσκονται παράλληλα με τη διάσταση x , και του οποίου τα τοιχώματα xz εφάπτονται

στους κυλίνδρους PBG ενώ τα τοιχώματα xy βρίσκονται κατά μήκος των διεπιφανειών ανάμεσα στο κεντρικό διηλεκτρικό στρώμα και στα άλλα δύο.



Σχήμα 5.51: Γεωμετρία μήκους κύματος, άποψη από το πλάι.

Ο αριθμός των κυλίνδρων με αέρα για το διεπίπεδο yz στο πλέγμα PBG, η ακτίνα r , και ο διαχωρισμός από κέντρο σε κέντρο (center to center) (σταθερά του πλέγματος) a καθορίζονται από συγκεκριμένη επιλογή του αέρα σε διηλεκτρικό με το κλάσμα f που δίνεται από

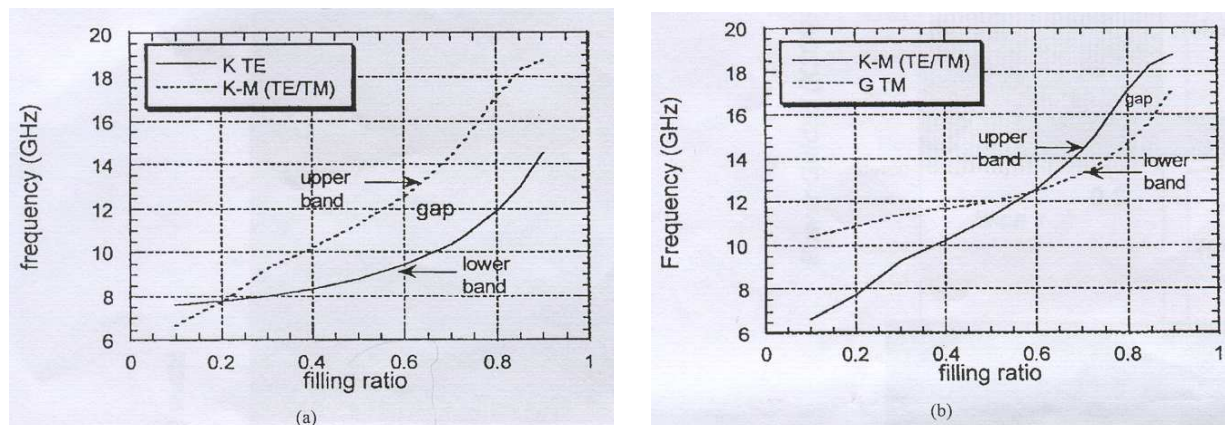
$$f = \frac{2\pi}{\sqrt{3}} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \quad (5.1)$$

Η δομή για τη μικροκυματική περιοχή έχει ολική έκταση 14cm στη διάσταση y και 25cm στη διάσταση x . Το πλάτος του οδηγού κατά μήκος του άξονα y έχει επιλεγθεί να είναι 0.94cm.

Για να επιτευχθεί καλή ακρίβεια, η δομή χωρίζεται σε $640 \times 360 \times 108$ σημεία στο πλέγμα κατά μήκος των x, y, z αντίστοιχα και με χρονικό βήμα $\Delta t = 0.682 \times 10^{-12}$. Το αριθμητικό κενό ορίζεται από το δεύτερο νόμο των περιοριστικών συνθηκών του Liao. Για να μειώσουμε το μέγεθος του υπολογιστικού προβλήματος και έτσι και τις απαιτήσεις της μνήμης και του χρόνου, χρησιμοποιείται η συμμετρία που παρουσιάστηκε σε αυτή τη δομή. Τα κύματα EM μπαίνουν στον οδηγό μέσω μιας διπολικής κεραίας που βρίσκεται στο κέντρο του κεντρικού στρώματος διηλεκτρικού με τους άξονες του παράλληλους στη διεύθυνση y και έχοντας έκταση 0.8cm. Χρησιμοποιώντας τη διπολική πηγή στις διάφορες συχνότητες οδήγησης, οι εξισώσεις του Maxwell ολοκληρώνονται στον χρόνο χρησιμοποιώντας τη μέθοδο FDTD για να αποκτήσει τα πεδία σε κάθε τοποθεσία μέσα στη δομή. Το επίπεδο συμμετρίας το οποίο διχοτομεί τη διπολική κεραία κατά μήκος των μεγάλων αξόνων της αναγνωρίζεται ως μαγνητική απεικόνιση πεδίου (μαγνητικό τοίχωμα). Επιπλέον χρειαζόμαστε μόνο το ένα τέταρτο του πρότυπου ολόκληρης της δομής.

Προτού προχωρήσουμε σε λεπτομέρειες των υπολογισμών μας, θα πρέπει να αναφερθεί ότι για να συγκρίνουμε τα αποτελέσματα με αυτά που βρέθηκαν πειραματικά από τον Labilloy et al. [5.1], τουλάχιστον από άποψη ποιότητας, διαμορφώνεται μια δεύτερη δομή επιπρόσθετα με την προηγούμενη,

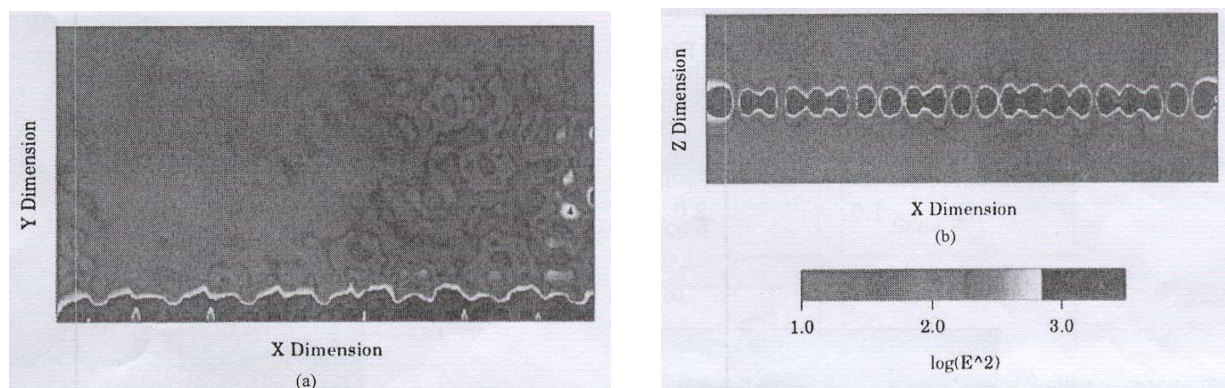
Σε αυτή την δεύτερη περίπτωση, επισυνάπτεται ένα σχετικά μεγάλο υπόστρωμα από GaAs στο χαμηλότερο τμήμα της δομής, και έτσι οι διαστάσεις ολόκληρης της κατασκευής επαναπροσαρμόζονται έτσι ώστε να έχουν τα ίδια μεγέθη με αυτά που μελετήθηκαν πειραματικά.



Σχήμα 5.52: Διάγραμμα φωτονικού διάκενου εύρους ζώνης για εξάγωνο δισδιάστατο πλέγμα κυλίνδρων με αέρα.

Η σταθερά του πλέγματος είναι 0.86cm (α) Κύματα TE και (β) κύματα TM.

Για να διαλέξουμε τη συχνότητα λειτουργίας, η τεχνική επέκτασης του επίπεδου κύματος [5.7], [5.11], [5.12], πρώτα χρησιμοποιείται για να σχεδιάσει λεπτομερώς τη δομή της φωτονικής ζώνης για το δισδιάστατο 2-D PBG πλέγμα για διάφορα τμήματα αέρα με διηλεκτρικό (Σχήμα 5.2(α) και 5.2(β)). Όπως είναι ήδη γνωστό από [5.7], υπάρχει ένα κενό για τις εγκάρσιες ηλεκτρικές λειτουργίες (TE), (E στο επίπεδο της δομής π.χ. κάθετο στον κυλινδρικό άξονα), το οποίο ανοίγει για να γεμίσει το κλάσμα $f > 20\%$. Οι εγκάρσιες μαγνητικές λειτουργίες (modes) (TM) έχουν ένα πολύ μικρότερο κενό το οποίο ανοίγει για ποσοστό $f > 60\%$ [δες σχήμα 2(β)]. Μόνο μια μικρή περιοχή από γεμάτα τμήματα υπάρχει, ανάμεσα στο 60% και ~85%, όπου τα κενά των TE και TM αλληλοκαλύπτονται [5.7]. Η δισδιάστατη δομή παρέχει ένα σημείο έναρξης για πεδίο συχνοτήτων που θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί σε μια πλήρη 3-D FDTD εξομοίωση.

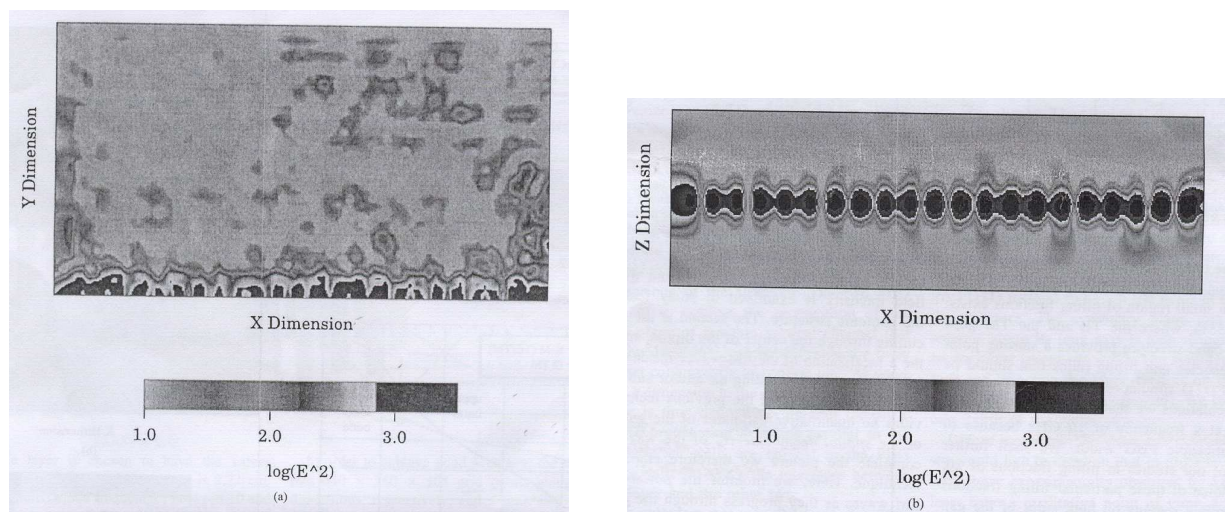


Σχήμα 5.53: Ένταση του ηλεκτρικού πεδίου σε ένα κομμάτι f γέμισης από αέρα σε διηλεκτρικό της τάξης 50%. Η διηλεκτρική σταθερά ανάμεσα στο κεντρικό διηλεκτρικό επίπεδο και στα ενδιάμεσα (sandwiching) είναι 12.5:1.0

(α) το επίπεδο xy είναι στο ίδιο επίπεδο όπως το δίπολό μας. (β) Η συμμετρία επιπέδου xz κόβει στο μέσο το κέντρο του διπόλου.

Μέσω των υπολογισμών περιορίζουμε τη λειτουργία στα 10GHz εξαιτίας του αντίστοιχου αντιληπτού πλάτους PBG. Περιορίζουμε ακόμα πιο πολύ σε γεμάτα κλάσματα των 20, 50 και 80%. Η επιλογή αυτών των κλασμάτων έγινε έτσι ώστε να πάρουμε δείγματα περιοχών και από τις δύο πλευρές

του κενού καθώς και μέσα στην περιοχή. Επίσης μελετήθηκαν και άλλες τιμές του f που ενισχύουν τα συμπεράσματα και τις προβλέψεις. Παρ'ότι τα αποτελέσματα αναφέρονται για συχνότητα των 10GHz που έχει οριστεί από τις διαστάσεις στην προσομοίωση που έγινε, τα αποτελέσματα αυτά μπορούν να αυξηθούν στις οπτικές συχνότητες απλώς κλιμακώνοντας και 'ζυγίζοντας' τις διαστάσεις της δομής.



Σχήμα 5.54: Ένταση ηλεκτρικού πεδίου σε ένα κλάσμα f γέμισης από αέρα σε διηλεκτρικό της τάξης του 50%. Η διηλεκτρική αντίθεση ανάμεσα στο κεντρικό διηλεκτρικό επίπεδο και στα ενδιάμεσα είναι 12.5:9.5. (α) Το επίπεδο $x y$ είναι στο ίδιο επίπεδο με το δίπολό μας και (β) το επίπεδο συμμετρίας $x z$ κόβει στο μέσο το κέντρο του διπόλου.

Για να μελετήσουμε αποτελεσματικά τη δυνατότητα καθοδήγησης της δομής, χρειάζεται να εξετάσουμε και τη χρονική και τη χωρική διανομή των κυμάτων EM καθώς εξελίσσονται μέσα στη δομή. Ένας τρόπος για να πραγματοποιηθεί αυτό είναι να φανταστούμε την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου (E) ανάμεσα στα επίπεδα που χωρίζουν ενδιάμεσα όλη την δομή (σχήμα 5.3 και 5.4). Έχουν επιλεχθεί δύο τέτοια σετ επιπέδων. Το πρώτο είναι το επίπεδο xy στο ίδιο ύψος με το δίπολό μας, όπου η ένταση πεδίου E είναι κάτω από μελέτη για τη διαρροή απωλειών έξω από την φωτονική δομή. Το δεύτερο είναι το συμμετρικό επίπεδο xz που κόβει στο κέντρο του διπόλου και χρησιμοποιείται για να ελέγχει την τοποθέτηση z των κυμάτων EM μέσα στον οδηγό καθώς και των απωλειών στον περιβάλλοντα αέρα και /ή στα επίπεδα υποστρώματος.

Το μειονέκτημα της προηγούμενης τεχνικής είναι ότι δεν παρέχει ποσοτικές εκτιμήσεις της αποδοτικότητας καθοδήγησης η_g ή της χωρικής φθίνουσας αναλογίας α_x των κυμάτων στον οδηγό. Εδώ, παρακολουθούμε την ισχύ P_g που μεταφέρεται από τα κύματα EM καθώς εξελίσσονται μέσα από τον οδηγό ολοκληρώνοντας το διάνυσμα S του Poynting μέσα στα επίπεδα yz που διαχωρίζονται πίσω από τον οδηγό μας κάθετα στη διεύθυνση της διάδοσης. Η ισχύς P_g σχεδιάζεται γραφικά έναντι του χρόνου σε κάθε ένα από αυτά τα στρώματα/επίπεδα (σχήμα 5.6). Ο μέσος χρόνος της τιμής του P_g υπολογίζεται επίσης σε κάθε ένα από αυτά τα κομμάτια επιπέδου και σχεδιάζεται γραφικά έναντι της μετατόπισης κατά μήκος του οδηγού (σχήμα 5.7). Αυτά τα γραφήματα μας παρέχουν επαρκείς πληροφορίες για το η_g και το α_x . Το πλεονέκτημα της χρήσης του S πάνω στην ένταση του πεδίου E είναι ότι όχι μόνο παρέχει πληροφορίες για την οδηγούμενη ισχύ αλλά επίσης λογαριάζει την κατευθυντικότητα της διάδοσης

κύματος. Με αυτόν τον τρόπο αποφεύγονται τα λάθη που παράγονται όπως η ένταση του ανακλώμενου κύματος.

5.3. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΜΕΛΕΤΗ

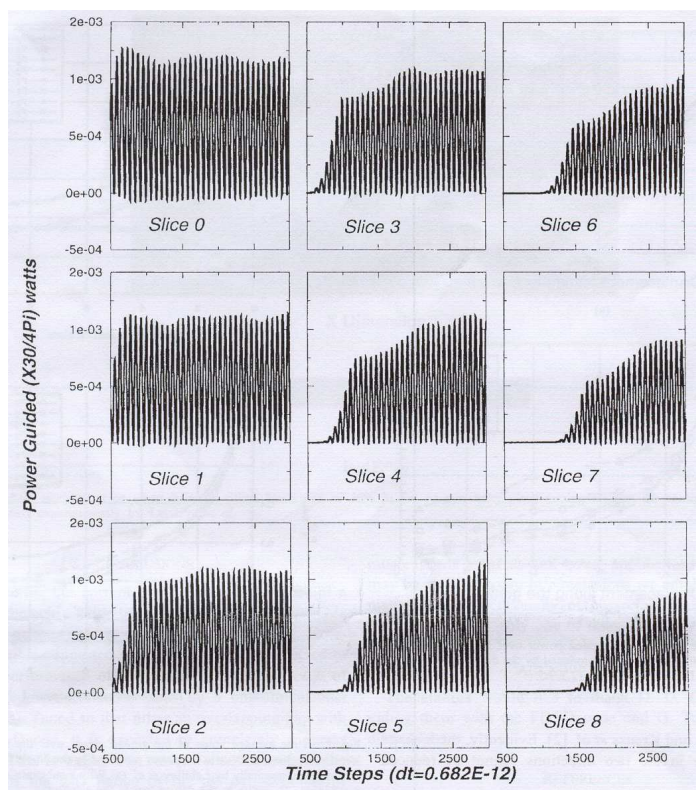
Τα αρχικά αποτελέσματα υποδεικνύουν ότι τα χαρακτηριστικά καθοδήγησης της δομής κατεύθυνσης είναι πολύ ευαίσθητα σε τρεις μεγάλους συντελεστές. Ο πρώτος είναι το ύψος των κυλίνδρων με αέρα που σχετίζεται με τον ίδιο τον οδηγό, και ευθύνεται περισσότερο για απώλειες στην διεύθυνση y . Ο δεύτερος συντελεστής είναι η διηλεκτρική σταθερά ανάμεσα στο κεντρικό επίπεδο διηλεκτρικού και σε άλλα δύο επίπεδα που συνορεύουν, και είναι υπεύθυνη για τις απώλειες στη διεύθυνση z . Τέλος, ο συντελεστής γέμισης f από αέρα σε διηλεκτρικό ο οποίος συγχρόνως επηρεάζει τις απώλειες στις διευθύνσεις y και z .

Έχει παρατηρηθεί ότι μειώνοντας το ύψος των κυλίνδρων με αέρα προωθείται μέρος των EM κυμάτων για να ψάξει διαφυγή εύκολης διαδρομής και να γίνει διαρροή στην κορυφή των κυλίνδρων. Το κύμα προσπερνά το φωτονικό κρύσταλλο και διαρρέεται έξω από τη δομή στη διεύθυνση y . Αυτό συμφωνεί με πειραματικές παρατηρήσεις που τοποθετούνται από τον Krauss et al. [5.2], και μπορεί εύκολα να αποδειχθεί συγκρίνοντας το σχήμα 5.3(α) όπου το ισχύον ύψος της ράβδου είναι ίσο με αυτό του οδηγού, και το σχήμα 5.4(α) όπου οι ράβδοι πραγματικά εκτείνονται σε όλη την δομή.

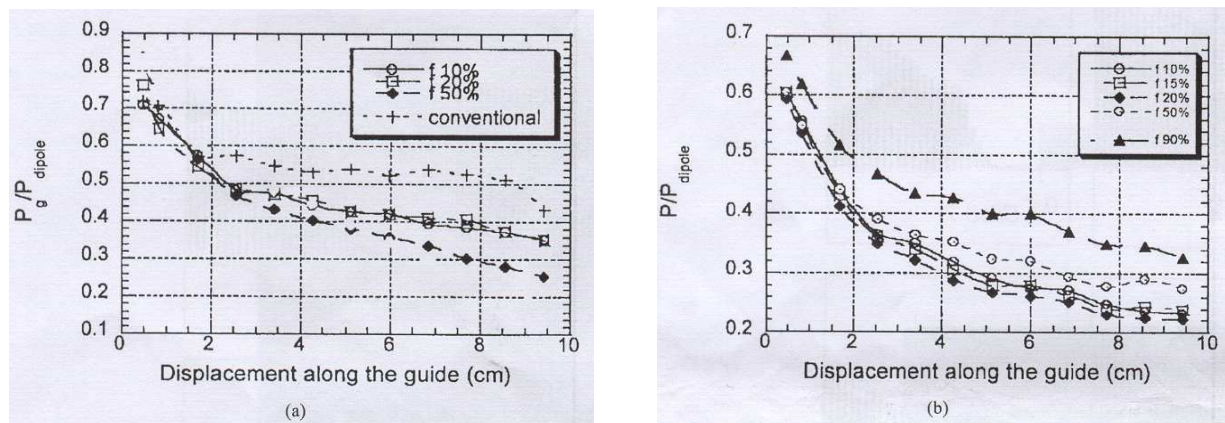
Η επιρροή της αντίθεσης της διηλεκτρικής σταθεράς μεταξύ των τριών διηλεκτρικών επιπέδων είναι παρόμοια με αυτή της συμπεριφοράς ενός συμβατικού διηλεκτρικού οδηγού, και παρουσιάζεται στο σχήμα 5.3(β) και στο σχήμα 5.4(β) το οποίο δείχνει μεγαλύτερο περιορισμό στη διεύθυνση z για υψηλότερη αντίθεση διηλεκτρικού ανάμεσα στα εξωτερικά και εσωτερικά επίπεδα. Ωστόσο, το πρόβλημα προκύπτει όταν προσπαθούμε να ελαχιστοποιήσουμε συγχρόνως τις απώλειες στις διευθύνσεις z και y καθώς απαιτούν αντίθετες συνθήκες.

Μελετάμε την απόδοση του κυματοδηγού υπολογίζοντας την ισχύ που διαπερνά στα διαφορετικά σημεία κατά μήκος του οδηγού (σχήμα 5.5) σαν συνάρτηση του λόγου f με την γέμιση από αέρα. Η ισχύς στον κυματοδηγό βρίσκεται ολοκληρώνοντας το διάνυσμα του Poynting σε διαφορετικά επίπεδα στο μήκος του κυματοδηγού. Ομαλοποιούμε την ισχύ στον κυματοδηγό με την ισχύ που ακτινοβολείται από το δίπολο. Για το επίπεδο υψηλού διηλεκτρικού που περιλαμβάνεται από δύο επίπεδα αέρα [σχήμα 5.6(α)], βρίσκουμε τη χαμηλότερη απώλεια που συμβαίνει στο συμβατικό οδηγό ($f=100\%$), και που αντιστοιχεί σε ένα απλό ορθογώνιο διηλεκτρικό κυματοδηγό. Όμως, με τη δομή PBG, παρατηρείται η πιο χαμηλή απώλεια για αναλογίες (που γεμίζουν) 10 ή 20% [σχ 5.6(α)] και υπάρχει σημαντικά μεγαλύτερη εξασθένιση για αναλογίες 50 ή 80%. Αυτό το αποτέλεσμα προκαλεί έκπληξη από τη στιγμή που το PBG με αναλογίες 50-80% έχει το μεγαλύτερο διάκενο εύρους ζώνης και τη στιγμή που θα αναμενόταν να είναι το καλύτερο. Ο καλύτερος λόγος για αυτό είναι ότι στις συχνότητες (που γεμίζουν) όπου και το PBG είναι καλύτερο (~50%), υπάρχει μικρή απώλεια στο PBG, αλλά αντίθετα υπάρχει απώλεια στη διεύθυνση z που είναι κάθετη στον κυματοδηγό. Βρίσκουμε ότι αυτή η απώλεια στη διεύθυνση z μπορεί να μειωθεί χρησιμοποιώντας ένα μη ιδανικό PBG με κομμάτι γέμισης γύρω στο

20%. Αυτή η επιλογή μεγαλώνει λίγο την ανεπιθύμητη διαρροή στο επίπεδο αλλά μειώνει τη διαρροή στη διεύθυνση z, προσφέροντας την καλύτερη επίδοση. Η καλύτερη απόδοση στα 20%, έχει βρεθεί και πειραματικά από τον Labilloy et al. [5.1] και τον Krauss et al. [5.2]. Προφανώς, η διαρροή του κύματος EM στις δύο κατευθύνσεις δεν μπορεί να μειωθεί συγχρόνως.



Σχήμα 5.55: Καθοδηγούμενη ισχύς P_g από τη δομή κατά μήκος των αξόνων y z που χωρίζουν σε κομμάτια τον οδηγό κάθετα στη διεύθυνση της μετάδοσης.



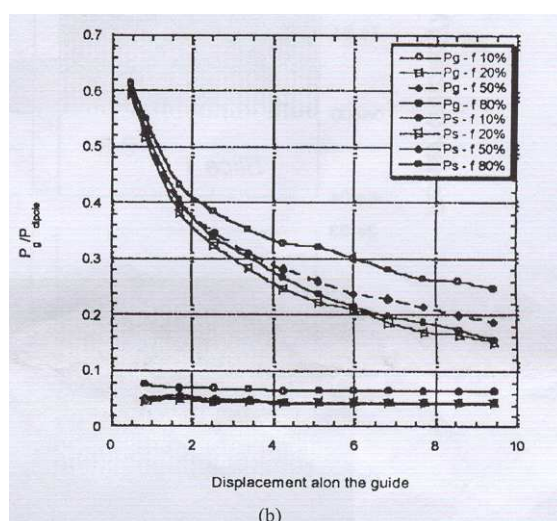
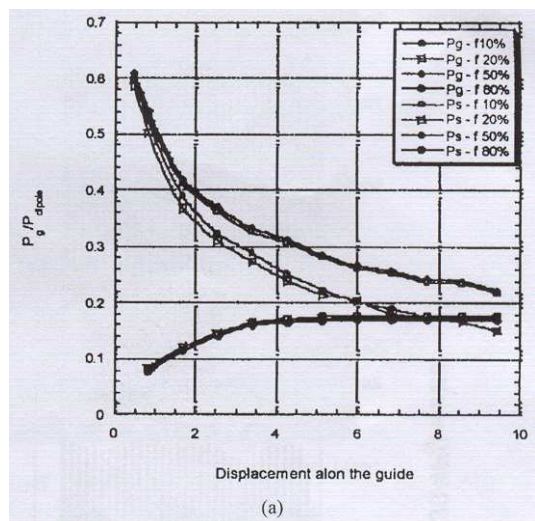
Σχήμα 5.56: Μέσος όρος τιμής του χρόνου της καθοδηγούμενης ισχύος πάνω από τα 1000 χρονικά βήματα. που ομαλοποιήθηκε σε σχέση με την ισχύ που παράχθηκε από το δίπολο (α) διηλεκτρική αντίθεση 12.5: 1.0 και (β) διηλεκτρική αντίθεση 12.5 : 9.5

Μελετάμε την εναλλακτική περίπτωση στην οποία τα υψηλότερα και χαμηλότερα επίπεδα έχουν υψηλές διηλεκτρικές σταθερές ($\epsilon = 9.5$) στο σχήμα 5.6(β). Οι μεταλλικές ράβδοι με τον αέρα είναι τώρα αρκετά πιο μακριές στην διεύθυνση z αυτής της δομής. Ωστόσο, οι αναλογίες γεμίματος των 10-20% βρίσκονται έξω από το διάκενο εύρους ζώνης, και υπάρχει διαρροή κύματος EM στο επίπεδο που εξασθενεί το κύμα για αυτές τις αναλογίες [σχήμα 5.6(β)]. Επίσης υπάρχει διαρροή στην διεύθυνση z ,

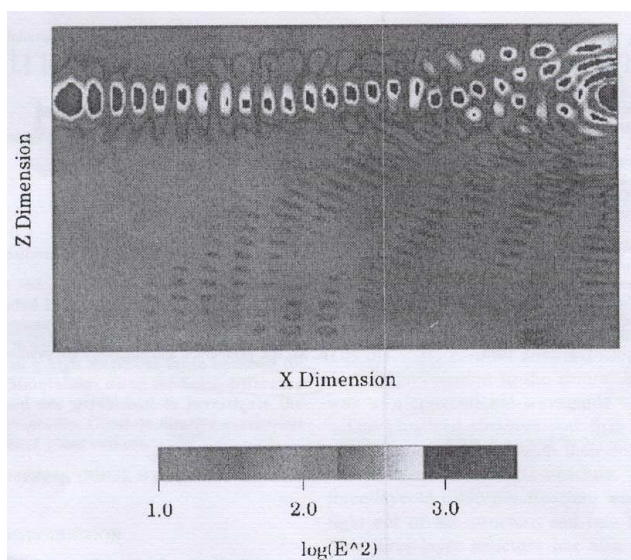
εξαιτίας της χαμηλής διηλεκτρικής αντίθεσης ανάμεσα στα δύο επίπεδα, που μειώνει την απόδοση όλων των αναλογιών. Η αναλογία γεμίματος 50% έχει βελτιωθεί σημαντικά [σχήμα 5.6(β)] γιατί βρισκόμαστε στο διάκενο εύρος ζώνης και υπάρχει πολύ μικρή διαρροή στο επίπεδο. Οι συχνότητες γεμίματος 80-90%, έχουν την καλύτερη απόδοση [σχήμα 5.6(β)], γιατί (το διάκενο εύρος ζώνης) συμπεριφέρεται όμοια με ένα συμβατικό διηλεκτρικό κυματοδηγό. Ο συμβατικός κυματοδηγός είναι ακόμα αυτός που αποδίδει καλύτερα και για τους δύο αυτούς μετασχηματισμούς. Επίσης υλοποιήσαμε παρόμοιους υπολογισμούς για την ενδιάμεση περίπτωση διηλεκτρικής αντίθεσης 12:1:65, και τα αποτελέσματα βρίσκονται κάπου μεταξύ αυτών των σχημάτων 5.6(α) και 5.6(β).

Ένα τελευταίο σημείο που θα τονιστεί είναι ότι η πραγματική επιλογή του τελεστικού f επηρεάζεται κατά πολύ και από το μήκος του απαιτούμενου οδηγού. Αναφερόμενοι στα σχήματα 5.6(α) και 5.6(β), οι μεγαλύτεροι σε μήκος οδηγοί ευνοούν μικρές τιμές f , ενώ οι μικρότεροι σε μήκος ευνοούν μεγαλύτερες τιμές f .

Προτού κλείσουμε την παρουσίαση της μελέτης, θα θέλαμε να τονίσουμε την επίδραση του να μη χαρακτηί το υπόστρωμα στο οποίο θα αναπτυσσόταν μια τέτοια δομή. Τα σχήματα 5.7(α) και 5.7(β) δείχνουν σύγκριση ανάμεσα στις προβλέψεις της προσομοίωσης στη γεωμετρία που έχει υιοθετηθεί από τον Labilloy et al [5.1]. Παρουσιάζονται και με υπόστρωμα αλλά και χωρίς αυτό. Είναι φανερό ότι αν συμπεριληφθεί το υπόστρωμα προκαλούνται μεγάλες απώλειες, κυρίως στο ίδιο. Τέτοιες απώλειες βλέπουμε ότι αυξάνονται κατά τη διάρκεια του αρχικού μέρους του οδηγού [σχήμα 5.7(α)]. Τότε εξισώνονται σε σταθερή τιμή όταν ο οδηγός (mode) διεγείρεται. Αν και αυτό συμβαίνει αρκετά νωρίς, η ισχύς που έχει χαθεί στο υπόστρωμα είναι αρκετά μεγάλη για να αλλοιώσει γενικά την απόδοση του οδηγού [σχήμα 5.8]. Οι απώλειες που βρίσκονται εδώ είναι παρόμοιες με τις απώλειες έξω από το επίπεδο που έχουν παρατηρηθεί σε προσομοιώσεις FDTD των ρυθμών των κοιλοτήτων σε παρόμοια γεωμετρία τριών επιπέδων [8].



Σχήμα 5.57: Μέσος όρος τιμής του χρόνου της καθοδηγούμενης ισχύος πάνω από 1000 χρονικά βήματα, ομαλοποιημένο σχετικά με την ισχύ που παράχθηκε από το δίπολο για τη δομή που μελετήθηκε πειραματικά από τον Labilloy et al. (α) με υπόστρωμα και (β) χωρίς υπόστρωμα. Το P_s αναφέρεται στην ισχύ που χάθηκε στο υπόστρωμα.



Σχήμα 5.58: Ενταση ηλεκτρικού πεδίου σε ένα κομμάτι f γέμισης από αέρα σε διηλεκτρικό της τάξης του 50% στο επίπεδο συμμετρίας xz κόβοντας στο κέντρο του διπόλου για τη δομή που μελετήθηκε πειραματικά από τον Labilloy et al.

5.4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Αφού έχουμε συγκρίνει τα χαρακτηριστικά του τρέχοντος οδηγού με αυτά ενός συμβατικού διηλεκτρικού οδηγού ίδιου μεγέθους, είναι αναπόφευκτο να καταλήξουμε στο ότι η δεύτερη περίπτωση είναι καλύτερη κατάσταση. Ωστόσο μια δυνατή προτεινόμενη αλλαγή που αναμένεται να βελτιώσει την απόδοση του οδηγού είναι η αντικατάσταση καθεμιάς από τις υψηλότερες και χαμηλότερες διηλεκτρικές πλάκες από ένα μονοδιάστατο φωτονικό κρύσταλλο. Συντονίζοντάς το έτσι ώστε να έχει ένα κενό επικάλυψης με το τρέχον 2-D, αναμένεται να καταστείλει τελείως τις απώλειες z . Αυτό είναι αντίθετο με την τρέχουσα κατάσταση, όπου η σάρωση του z από το 2-D πλέγμα των κυλίνδρων με αέρα φαίνεται αναπόφευκτη εξαιτίας της μεγάλης τιμής του δείκτη διάθλασης n της κεντρικής διηλεκτρικής πλάκας [5.13], και άσχετα με το πόσο μεγάλη είναι η διηλεκτρική αντίθεση, δεν μπορεί να εξαλείψει τελείως τις απώλειες z . Παρ' όλ' αυτά το μόνο μειονέκτημα που αντιμετωπίζει ένα τέτοιο σχέδιο είναι ότι το κόστος σε σχέση με το κέρδος δεν αναμένεται να είναι πολύ ψηλό, ιδίως αφού ένας συμβατικός διηλεκτρικός οδηγός φαίνεται ότι λειτουργεί πολύ καλά.

Εντούτοις, θα πρέπει να εκμεταλλευθούμε τη δυνατότητα των δομών PBG για την αποδοτική αντανάκλαση των κυμάτων και για τον περιορισμό της συνάρτησης του οδηγού όσον αφορά στην κάμψη. Μια εφικτή πρόταση είναι να χρησιμοποιηθούν συμβατικοί διηλεκτρικοί οδηγοί για να οδηγούν τα κύματα σε ευθεία τμήματα γραμμών της απαιτούμενης διαδρομής και τότε να εφαρμοστεί μία 2-D δομή PBG σε οποιαδήποτε καμπύλη κατά μήκος της διαδρομής. Ένας τέτοιος οδηγός θα πρέπει να συγκριθεί με ένα συμβατικό υψηλό δείκτη διηλεκτρικού σύρματος που μπορεί να υποστηρίξει απότομες καμπύλες. Μια άλλη προσέγγιση είναι η δημιουργία ελαττωμάτων όπως τα ελαττώματα γραμμών, στα 3-D κρύσταλλα PBG. Αυτά θα επιτρέψουν καλά περιορισμένους καθοδηγούμενους ρυθμούς, σε απότομες συχνότητες μέσα στο κενό. Τέτοιες δομές 3-D PBG μπορούν να αποτελέσουν έναν

‘οικοδεσπότη’ νέων εφαρμογών σε κυματοδηγούς. Έχει επιτευχθεί μεγάλη πρόοδος στη σύνθεση 3-D κρυστάλλου PBG σε υπέρυθρα και οπτικά μήκη κύματος και σύντομα θα πραγματοποιηθούν καινούριες εφαρμογές σε κυματοδηγούς. Συμπερασματικά τονίζουμε ότι τα υλικά PBG προσφέρουν ποικιλία σε δυνατές εφαρμογές και σε αυτή τη μελέτη επικεντρωθήκαμε μόνο σε μία.

6ο Κεφάλαιο

ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΕΣ ΚΕΡΑΙΕΣ PBG

6.1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα φωτονικά κρύσταλλα είναι περιοδικά διηλεκτρικά ή μεταλλικά υλικά [6.1], [6.2]. Προσφέρουν ιδιότητα η οποία απαγορεύει τη διάδοση για τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα των οποίων η συχνότητα περιλαμβάνεται μέσα στη συχνότητα του διάκενου εύρους ζώνης τους. Αυτό το διάκενο εύρους ζώνης της συχνότητας εξαρτάται από τη διηλεκτρική σταθερά των διηλεκτρικών υλικών που χρησιμοποιούνται, από τις διαστάσεις τους, την περιοδικότητά τους και τη γωνία πρόσπτωσης των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Ένα ακόμα πολύ γνωστό χαρακτηριστικό αυτών των περιοδικών δομών είναι η ικανότητά τους να ανοίγουν ηλεκτρομαγνητικούς περιορισμένους ρυθμούς μέσα στο κενό συχνότητας δημιουργώντας ελαττώματα στο περιοδικό πλέγμα. Τα υλικά φωτονικού διάκενου εύρους ζώνης (PBG) αρχικά χρησιμοποιήθηκαν για οπτικές εφαρμογές έτσι ώστε να δημιουργήσουν, για παράδειγμα, οπτικά κάτοπτρα υψηλής ποιότητας ή μικροκοιλότητες. Τέτοιες συσκευές θα είναι χρήσιμες για το σχεδιασμό αποδοτικών ημιαγωγών εκπομπών φωτός ή φίλτρων, αλλά οι μικρές διαστάσεις του διηλεκτρικού, που απαιτούνται για να λειτουργήσουν στις οπτικές συχνότητες έχει κάνει τους ερευνητές να ψάχνουν εύρεση εφαρμογών σε μεγαλύτερα μήκη κύματος. Τα υλικά PBG που δουλεύουν σε εκατοστομετρικές ή χιλιομετρικές συχνότητες είναι ευκολότερα να αποκτηθούν και έχουν δημιουργήσει ένα αυξανόμενο ενδιαφέρον για εφαρμογές στον τομέα κεραιών για το σχεδιασμό νέων τύπων υποστρωμάτων [6.3]-[6.5] ή για εφαρμογές καθοδήγησης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων [6.6] ή για να κατασκευάσουν μια κοιλότητα Fabry-Perot [6.7].

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται δύο νέες εφαρμογές PBG στο συνδυασμό των κατευθυντικών μικροκυματικών κεραιών. Η πρώτη μελέτη αφορά ένα φωτονικό παραβολικό ανακλαστή. Η φωτονική παραβολή σχεδιάστηκε με τη χρήση ενός συνηθισμένου διηλεκτρικού υλικού ($\epsilon \approx 2.5$). Χρησιμοποιεί το διάκενο συχνότητας του υλικού PBG για να αντανακλά και να συγκεντρώνει τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Η δομή έχει σχεδιαστεί με υπολογιστικό κώδικα βασισμένο στη μέθοδο πεπερασμένων χρονικών διαφορών (FDTD) [6.8]-[6.10]. Έχει αναπτυχθεί και ένας τύπος εμπέδησης επιφάνειας στο πεδίο του χρόνου και έχει υλοποιηθεί στον αλγόριθμο του FDTD για να αντιγράψει τη συμπεριφορά του υλικού PBG και για να αποφύγει να περιπλέξει ολόκληρη τη τρισδιάστατη (3-D) δομή [6.11]. Αυτό το εργαλείο έχει επιτρέψει να εκτιμήσουμε τη θεωρητική κατευθυντικότητα του ανακλαστή. Το κέρδος της συσκευής που σχετίζεται με χοανοειδή κεραία έχει μετρηθεί έναντι της συχνότητας και έχει συγκριθεί με τη θεωρητική κατευθυντικότητα. Συγκρίθηκε το κέρδος του μεταλλικού δίσκου ίδιου μεγέθους που χρησιμοποιήθηκε με την ίδια χοανοειδή κεραία προς το κέρδος της διηλεκτρικής παραβολής. Αυτά τα αποτελέσματα έδειξαν ότι ο ανακλαστήρας PBG είναι τόσο καλός όσο ο μεταλλικός για τις συχνότητες που περιλαμβάνονται μέσα στο διάκενο εύρους ζώνης του υλικού και δεν είναι ανακλαστικός έξω από

το διάκενο.

Η δεύτερη εφαρμογή που προτείνεται είναι μια διηλεκτρική επικάλυψη η οποία αυξάνει την κατευθυντικότητα μιας κεκαλυμμένης κεραίας (patch antenna). Εξηγούμε ότι τα διηλεκτρικά στοιχεία της επικάλυψης σχετίζονται με το μεταλλικό επίπεδο εδάφους της κεκαλυμμένης κεραίας για να αποκομίσουμε το μισό της δομής PBG με τις απαιτούμενες ιδιότητες. Πράγματι, η ηλεκτρική εικόνα της περιοδικής δομής PBG που χρησιμοποιήθηκε ως επικάλυψη αλλάζει της ιδιότητες του υλικού με την εμφάνιση ενός ελαττωματικού ρυθμού μέσα στη συχνότητα διάκενου εύρους ζώνης. Το ελάττωμα δημιουργεί μια αλλαγή ρυθμού στο διάκενο συχνότητας μέσω της επικάλυψης και, σε αυτή τη συχνότητα, η κατευθυντικότητα της κεκαλυμμένης κεραίας αυξάνει ουσιαστικά. Το αποτέλεσμα που παρουσιάζεται στο παρόν κεφάλαιο συγκρίνει το διάγραμμα ακτινοβολίας μιας κεραίας που έχει μετρηθεί με την θεωρητική κατευθυντικότητα με υπολογισμό από ένα κώδικα FDTD.

6.2. ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΟΣ ΦΩΤΟΝΙΚΟΣ ΠΑΡΑΒΟΛΙΚΟΣ ΑΝΑΚΛΑΣΤΗΡΑΣ

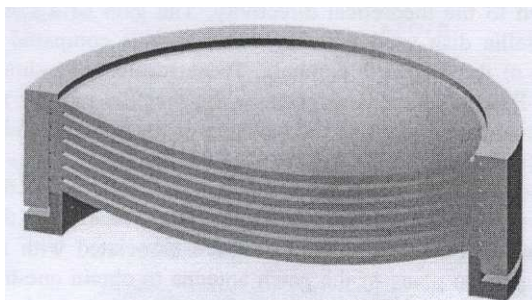
Οι ερευνητές δείχνουν μεγάλο ενδιαφέρον για τις τρισδιάστατες (3-D) δομές PBG έτσι ώστε να έχουν μια ζώνη απαγορευμένης συχνότητας όποια και να είναι η γωνία πρόσπτωσης των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Ωστόσο, για κάποιες εφαρμογές τα δισδιάστατα (2-D) υλικά είναι σε θέση να παρέχουν επαρκείς ιδιότητες για να βελτιώσουν τα χαρακτηριστικά των κεραιών ή άλλων συσκευών [6.12]. Τα μονοδιάστατα (1-D) υλικά PBG, που είναι ευρέως γνωστά ως κάτοπτρα Bragg, συνήθως χρησιμοποιούνται ως κάτοπτρα υψηλής ποιότητας. Ο παραβολικός ανακλαστήρας που προτείνεται σε αυτή τη μελέτη έχει κατασκευαστεί από διηλεκτρικά υλικά ($\epsilon \approx 2.5$). Για μια τέτοια συσκευή τα εισερχόμενα ηλεκτρομαγνητικά κύματα έρχονται πάντα από την ίδια κατεύθυνση. Έτσι μια μονοδιάστατη (1-D) δομή PBG είναι επαρκής. Αυτή η μελέτη προτείνει ένα φωτονικό ανακλαστήρα κατασκευασμένο από επτά διηλεκτρικούς δίσκους χωρισμένους από πλάκα αέρα [6.13]. Όλος ο ανακλαστήρας έχει μελετηθεί με ένα δισδιάστατο (2-D) υπολογιστικό κώδικα FDTD έτσι ώστε να βρεθεί η καλύτερη κατανομή για κάθε διηλεκτρικό επίπεδο. Η μελέτη τρισδιάστατης δομής απαιτεί την υλοποίηση ενός τύπου εμπέδησης της επιφάνειας στην περιοχή του χρόνου με ένα τρισδιάστατο κώδικα FDTD. Αυτό το βήμα περιγράφεται στον τομέα Π-Α.

	f_i : focal length of the concave surface	f_e : focal length of the convex surface	diameter Φ	permittivity ϵ	thickness
1 st dish	100 mm.	99 mm.	160 mm.	2.5	1.19 mm.
2 nd dish	105 mm.	103 mm.	160 mm.	2.5	1.19 mm.
3 rd dish	110 mm.	107.5 mm.	160 mm.	2.5	1.19 mm.
4 th dish	115 mm.	111.5 mm.	160 mm.	2.5	1.19 mm.
5 th dish	120 mm.	116 mm.	160 mm.	2.5	1.19 mm.
6 th dish	125 mm.	121.5 mm.	160 mm.	2.5	1.19 mm.
7 th dish	130 mm.	126 mm.	160 mm.	2.5	1.19 mm.

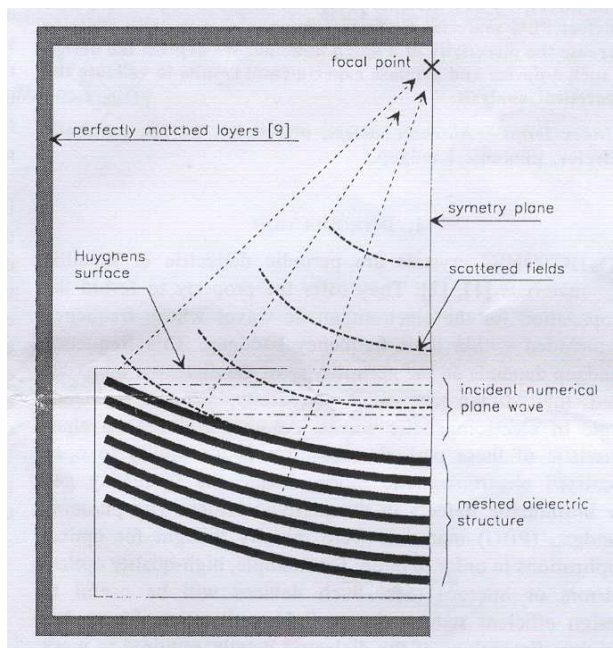
ΠΙΝΑΚΑΣ 6.1: ΔΙΑΣΤΑΣΕΙΣ ΤΩΝ ΔΙΗΛΕΚΤΡΙΚΩΝ ΔΙΣΚΩΝ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΘΗΚΑΝ ΩΣ ΑΝΑΚΛΑΣΤΗΡΕΣ PBG

A. Αριθμητική Μελέτη

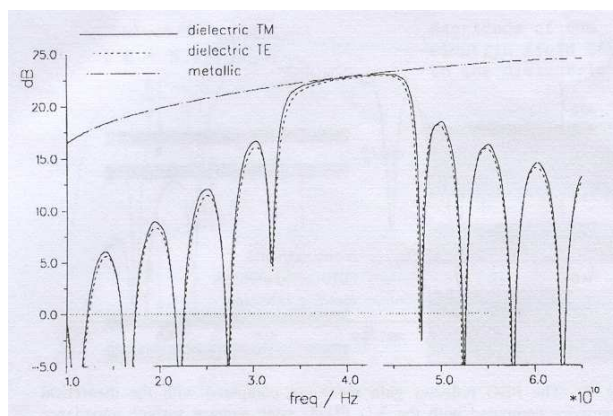
Ο φωτονικός παραβολικός ανακλαστήρας χρησιμοποιεί ένα σωρό από 7 διηλεκτρικούς δίσκους που είναι χωρισμένοι από πλάκες αέρα (σχήμα 6.1). Το πάχος κάθε διηλεκτρικού επιπέδου στο μήκος του άξονα της παραβολής μπορεί να επιλεγεί για να επιτευχθεί το ένα τέταρτο του μήκους κύματος του κατόπτρου στη συχνότητα λειτουργίας που μας ενδιαφέρει. Η διηλεκτρική συσκευή που προτείνεται έχει σχεδιαστεί να δουλεύει γύρω στα 40 GHz. Η διάμετρος του ισοδυναμεί με 16 cm (γύρω στα 21 λ) και η απόσταση που διαχωρίζει το εστιακό επίπεδο του ανακλαστή από τον πρώτο διηλεκτρικό δίσκο είναι περίπου 13 μήκη κύματος (10 cm). Η διηλεκτρική σταθερά του διηλεκτρικού υλικού που χρησιμοποιήθηκε έχει επιλεγεί για $\epsilon \approx 2.5$. Είναι σημαντικό να βρεθούν τα καλύτερα προφίλ για τις παραβολικές επιφάνειες των διηλεκτρικών στρωμάτων. Αυτό πραγματοποιήθηκε με ένα δισδιάστατο κώδικα FDTD. Ο αλγόριθμος FDTD επιλύει τις εξισώσεις Maxwell στη περιοχή χρόνου χρησιμοποιώντας ένα χωρικό δικτυωτό πλέγμα που αποτελείται από βασικές παραλληλεπίπεδες κυψέλες. Τα ηλεκτρικά και μαγνητικά στοιχεία του επιπέδου είναι γνωστά για συνεχείς χρόνους σε κάθε μια από τις βασικές κυψέλες. Ένας τέτοιος αριθμητικός κώδικας επιτρέπει να δικτυωθεί όλη η δισδιάστατη διηλεκτρική δομή και ο ελεύθερος χώρος ανάμεσα στον ανακλαστή και το εστιακό σημείο. Μελετάται μια επιφάνεια Huyghen η οποία περικλείει τη συσκευή PBG και χρησιμοποιήθηκε για να παράγει ένα αριθμητικό επίπεδο κύμα με πρόπτωση παράλληλη στον άξονα της παραβολής (σχήμα 6.2). Παρατηρήθηκε το επίπεδο του κύματος στο θεωρητικό εστιακό σημείο του δισδιάστατου ανακλαστή για τις δύο πολώσεις. Αποφασίστηκε να διατεθεί το καλύτερο σετ παραβολικών διηλεκτρικών προφίλ όταν το επίπεδο του ηλεκτρομαγνητικού κύματος είναι το μέγιστο στο εστιακό σημείο. Ο πίνακας 6.1 δείχνει τις διαφορετικές παραμέτρους για κάθε διηλεκτρικό δίσκο. Το πάχος των πλακών με αέρα που διαχωρίζουν τους διηλεκτρικούς δίσκους ισοδυναμεί με 1.87 mm στο μέσο της συσκευής. Το f_i είναι το εστιακό μήκος της κοίλης επιφάνειας των διηλεκτρικών δίσκων και το f_e είναι το εστιακό μήκος της κυρτής επιφάνειας. Οι διηλεκτρικοί δίσκοι έχουν πάχος 1.19 mm στο μέσο της παραβολής. Το σχήμα 6.3 δείχνει το επίπεδο του σήματος στο θεωρητικό εστιακό σημείο έναντι της συχνότητας για τις δύο πολώσεις, όταν ο φωτισμός που παράγεται με τις πηγές του Huyghen είναι ομογενής σε ολόκληρη την επιφάνεια των δίσκων. Αυτό το αριθμητικό σήμα έχει υπολογιστεί με ένα δισδιάστατο (2-D) κώδικα FDTD και συγκρίνεται με το σήμα που συγκεντρώνεται από μεταλλική παραβολή ίδιου μεγέθους. Παρατηρούμε ότι το παραβολικό φωτονικό κάτοπτρο εμφανίζεται να είναι τόσο καλό όσο ένα μεταλλικό μέσα στο διάκενο συχνότητας του υλικού PBG για τις δύο πολώσεις. Η προηγούμενη μελέτη δείχνει δυνατότητα κατασκευής μιας τρισδιάστατης συσκευής PBG.



Σχήμα 6.59: Εγκάρσια τομή του ανακλαστή PBG που αποτελείται από επτά διηλεκτρικούς δίσκους.



Σχήμα 6.60: Υπολογιστική ένταση δισδιάστατου FDTD. Το δικτύωμα του δισδιάστατου ανακλαστή φωτίζεται από ένα αριθμητικό επίπεδο κύμα που παράγεται από την επιφάνεια του Huyghen. Παρατηρούνται τα αριθμητικά πεδία σκεδασμού στο θεωρητικό εστιακό σημείο.

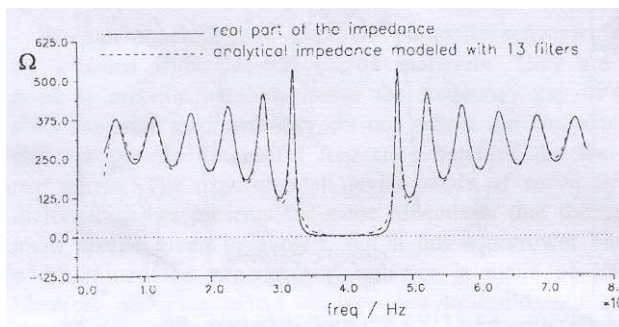


Σχήμα 6.61: Σύγκριση ανάμεσα στην κατευθυντικότητα ενός δισδιάστατου PBG ανακλαστή και την κατευθυντικότητα μεταλλικής παραβολής για τις δύο πολώσεις (2-D υπολογισμοί).

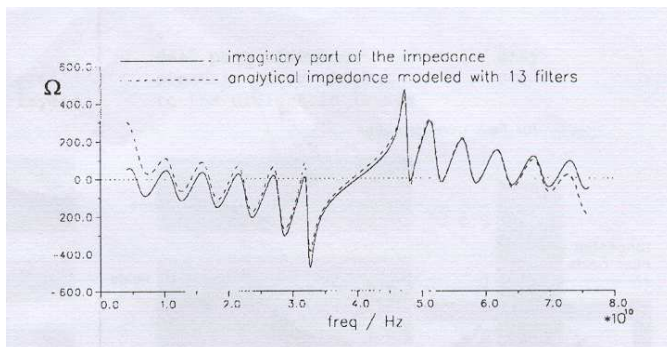
Όμως η μελέτη της ίδιας παραβολής με ένα τρισδιάστατο υπολογιστικό κώδικα FDTD έχει θέσει ένα πρόβλημα. Φαίνεται αδύνατο να δικτυωθεί όλη η διηλεκτρική δομή και ο χώρος με αέριο χαμηλής πίεσης διαχωρίζοντας την παραβολή από το εστιακό σημείο. Επιπλέον, έχει αναπτυχθεί ένα τύπος εμπέδησης επιφάνειας στο πεδίο του χρόνου [6.11] ο οποίος έχει υλοποιηθεί μέσα στον αλγόριθμο FDTD. Αυτό το θεωρητικό πρότυπο αντιγράφει την εμπέδηση επιφάνειας ενός υλικού PBG. Χρησιμοποιήθηκε για να αντικαταστήσει τους επτά διηλεκτρικούς δίσκους που έχουν δικτυωθεί από μια εφραπτόμενη στον υπολογιστικό κυβισμό του FDTD. Η αναλυτική εμπέδηση επιφάνειας καθιερώθηκε στην περιοχή συχνότητας συσχετίζοντας ένα φίλτρο RC πρώτης τάξης και 12 φίλτρα RLC δεύτερης τάξης όπως παρακάτω:

$$z(\omega) = \gamma + \frac{\eta}{1 + j\omega r} + \sum_{m=1}^{12} \frac{1}{a_m - \frac{j\beta_m \omega}{\omega^2 - \omega_m^2}} \quad (6.1)$$

Ο συντελεστής ανάκλασης PBG μπορεί εύκολα να αποκτηθεί με το FDTD. Χρησιμοποιήθηκε για να συνάγει την αριθμητική εμπέδηση επιφάνειας για να σχεδιαστεί το πρότυπο. Επιπλέον, πρέπει να χρησιμοποιήσουμε αυτό το αριθμητικό προφίλ δεδομένων για να προσαρμόσουμε τους συντελεστές των αναλυτικών φίλτρων. Παρατηρήθηκε ότι ήταν επαρκής η επεξεργασία μόνο με το αριθμητικό πραγματικό μέρος της εμπέδησης. Για να επιτύχουμε τους συντελεστές που χρησιμοποιήθηκαν στη σχέση (6.1), χρησιμοποιήσαμε ένα φίλτρο δεύτερης τάξης για να εφαρμόσει σε κάθε κορυφή του πραγματικού μέρους της εμπέδησης (σχήμα 6.4). Ο κύριος στόχος είναι να επικεντρώσουμε κάθε φίλτρο σε κάθε μια συχνότητα συντονισμού ω_m και να εξισώσουμε τον συντελεστή και τη μέγιστη τιμή κάθε κορυφής του αναλυτικού φίλτρου με το πραγματικό μέρος της εμπέδησης. Ένας υπολογισμός αυτών των τριών περιορισμών προσφέρει καλή προσέγγιση των παραμέτρων α_m , β_m , και ω_m κάθε φίλτρου δεύτερης τάξης. Απλά χρησιμοποιήσαμε ένα φίλτρο πρώτης τάξης για να προσαρμόσουμε το φανταστικό μέρος της εμπέδησης. Η αναλυτική εμπέδηση δείχνεται στα σχήματα 6.4 και 6.5, στα οποία συγκρίνεται η εμπέδηση αρχικής επιφάνειας η οποία υπολογίζεται με το συντελεστή ανάκλασης του υλικού PBG.



Σχήμα 6.62: Πραγματικό μέρος εμπέδησης μοντέλου αναλυτικής επιφάνειας του PBG.



Σχήμα 6.63: Φανταστικό μέρος εμπέδησης μοντέλου αναλυτικής επιφάνειας του PBG.

Η αναλυτική εμπέδηση τότε μεταφέρεται στην περιοχή του χρόνου και ένα προσόν συνέλιξης σχηματίζεται ανάμεσα στα στοιχεία του μαγνητικού πεδίου και στην εμπέδηση επιφάνειας της περιοχής του χρόνου που εφαρμόστηκε στην παραβολική επιφάνεια της πρώτης διηλεκτρικής πλάκας του ανακλαστή PBG. Αυτός ο υπολογισμός παρέχει στοιχεία ηλεκτρικού πεδίου τα οποία εφάπτονται με την παραβολική επιφάνεια

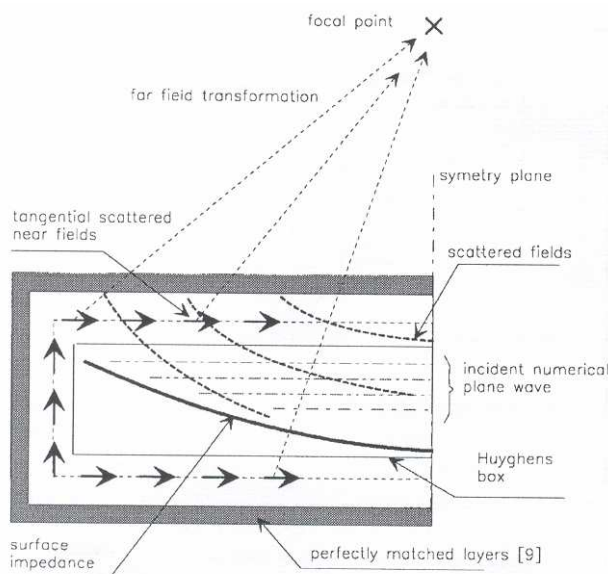
$$\overline{E}_r(\vec{t}) = z(\vec{t}) \otimes \left[\vec{h} \times \overline{H}(\vec{t}) \right] \tag{6.2}$$

Η εμπέδηση στο πεδίο του χρόνου δίνεται από την σχέση (6.3)

$$z(t) = \Phi \delta(t) + \frac{\eta}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} + \sum_{m=1}^{12} \left[-\frac{\beta_m}{\alpha_m^2} e^{-\alpha_m t} \cos(\Omega_m t) + \frac{\beta}{\alpha_m^2} \frac{a_m}{\Omega_m} e^{-\alpha_m t} \sin(\Omega_m t) \right] \quad (6.3)$$

Οι συντελεστές της προηγούμενης έκφρασης (6.3) πηγάζουν από την εμπέδηση της αρμονικής ταλάντωσης (6.1) $\alpha_m = \frac{\beta_m}{2a_m}$, $\Omega_m^2 = \omega_m^2 - \frac{\beta_m^2}{4a_m^2}$, $\Phi = \left(\gamma + \sum_{m=1}^{12} \frac{1}{a_m} \right)$.

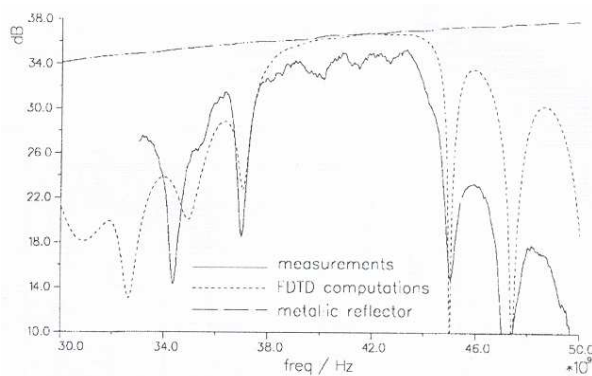
Το διάνυσμα n στο (6.2) είναι ένα διάνυσμα μονάδας κάθετο στην διεπιφάνεια στην οποία έχει εφαρμοστεί η εμπέδηση της αριθμητικής επιφάνειας. Η συνέλιξη του πεδίου χρόνου παράγει φίλτρα πρώτης και δεύτερης τάξης και μαζί με τα στοιχεία μαγνητικού πεδίου παρέχει πλεονεκτήματα για να είναι recursive στον αλγόριθμο FDTD [6.11]. Τώρα, για να υπολογιστούν στον τριδιάστατο (3-D) κώδικα FDTD, ο ανακλαστήρας PBG μπορεί να αντικατασταθεί από εμπέδηση επιφάνειας. Αλλά ο μεγάλος υπολογιστικός όγκος ανάμεσα στον ανακλαστή και το εστιακό σημείο καταναλώνει υπερβολική μνήμη (από τη στιγμή που υπάρχει μόνο μια συμμετρία, αυτός ο υπολογιστικός όγκος είναι μεγαλύτερος από 13λ x 21λ x 11λ) και έτσι πρέπει να κατασταλεί. Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία στο θεωρητικό εστιακό σημείο της παραβολής μπορούν να επεκταθούν από τα κοντινά πεδία σκεδασμού που περιβάλλουν την φωτονική παραβολή με μέσα μετασχηματισμού μακρινού πεδίου στο πεδίο περιοχής (σχήμα 6.6) Η παραβολή που αντικαθίσταται από ένα μοντέλο εμπέδησης επιφάνειας εμπερικλείεται σε ένα ορθογώνιο κιβώτιο του Huyghen. Οι πηγές του Huygen παράγουν ένα αριθμητικό επίπεδο κύμα το οποίο φωτίζει την παραβολή με πρόσπτωση παράλληλη στους άξονές του. Αυτά τα στοιχεία του πεδίου του χρόνου θεωρούνται ως βασικές πηγές οι οποίες μετασχηματίζονται σε ένα μακρινό πεδίο και υπολογίζονται στο θεωρητικό εστιακό σημείο του ανακλαστή, έξω από τον υπολογιστικό όγκο του FDTD. Η θεωρητική κατευθυντικότητα της τρισδιάστατης (3-D) φωτονικής παραβολής επιτυγχάνεται από ευρεία εμβέλεια συχνότητας.



Σχήμα 6.64: 3-D υπολογιστική ένταση. Τα ηλεκτρομαγνητικά πεδία υπολογίζονται κατά προσέγγιση στο πεδίο του χρόνου έτσι ώστε να υπολογιστεί το σήμα που συγκεντρώνεται στο θεωρητικό εστιακό σημείο. Ο φωτονικός ανακλαστήρας έχει αντικατασταθεί από την εμπέδηση επιφάνειας.

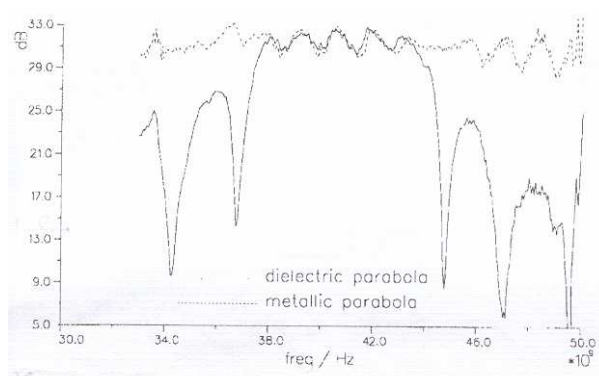
Β. Πειραματική Τεκμηρίωση

Για να απλοποιήσουμε την κατασκευή των διηλεκτρικών δίσκων, τροποποιήσαμε τη συσκευή. Η δομή που παρουσιάστηκε σε αυτόν τον τομέα αποτελείται από επτά πανομοιότυπους διηλεκτρικούς δίσκους με διηλεκτρική σταθερά $\epsilon = 2.38$. Υπολογίστηκε για να δουλεύει στα 40 GHz. Έχει μεγαλύτερο πάχος από τη δομή που μελετήθηκε προηγουμένως και η διάμετρός του ισοδυναμεί με 160 mm. Το πάχος κάθε διηλεκτρικού δίσκου είναι περίπου $3/4\lambda$ (3.56 mm στο μέσο του πιάτου) και οι πλάκες του αέρα έχουν πάχος $1/4\lambda$ (1.87 mm). Το εστιακό μήκος της παραβολικής κοίλης επιφάνειας των διηλεκτρικών πιάτων είναι 100 mm και η κυρτή επιφάνεια ορίζεται με εστιακό μήκος 103 mm. Αυτή η νέα δομή μελετήθηκε με ένα δισδιάστατο αλγόριθμο FDTD όταν όλη η δομή είναι δικτυωμένη. Ένα πρότυπο εμπέδησης επιφάνειας αντικατέστησε τον ανακλαστή που έχει δικτυωθεί έτσι ώστε να σχεδιαστεί η θεωρητική κατευθυντικότητα όταν μια τρισδιάστατη παραβολή φωτίζεται από ομογενή κατανομή των πεδίων.



Σχήμα 6.65

Σχήμα 6.66: Μετρημένο κέρδος ανακλαστή PBG συγκρινόμενο με τη θεωρητική κατευθυντικότητα υπολογισμένη με ένα 3-D κώδικα FDTD χρησιμοποιώντας τύπο εμπέδησης επιφάνειας.



Σχήμα 6.8

Σχήμα 6.67: Σύγκριση του υπολογισμένου κέρδους του ανακλαστή PBG με ένα κέρδος μεταλλικής παραβολής ίδιου μεγέθους.

Για να μετρηθεί, η συσκευή συνδέθηκε με χοανοειδή κεραία που βρισκόταν στο εστιακό σημείο. Αυτή η κεραία φωτίζει το δίσκο, και το κέρδος της συσκευής μετρήθηκε έναντι της συχνότητας. Το σχήμα 6.7 συγκρίνει την κατευθυντικότητα του ανακλαστή υπολογισμένο με τον κώδικα FDTD με το υπολογισμένο κέρδος της συσκευής. Μπορούμε να παρατηρήσουμε μια διαφορά γύρω στα 2 dB ανάμεσα στη θεωρητική κατευθυντικότητα και το μετρημένο κέρδος. Αυτή η διαφορά εξηγείται κυρίως από το διάγραμμα ακτινοβολίας της χοανοειδούς κεραίας η οποία φωτίζει την παραβολή. Με τέτοια ηλεκτρομαγνητική πηγή, ο φωτισμός δεν μπορεί να είναι ομοιόμορφος σε ολόκληρη την επιφάνεια του δίσκου ενώ ένα αριθμητικό επίπεδο κύμα παράχθηκε με υπολογισμούς FDTD και φωτίζει την παραβολή με κατανομή ομογενούς πεδίου παντού στην επιφάνεια του δίσκου. Το σχήμα 6.8 συγκρίνει το μετρημένο κέρδος της παραβολής PBG με το μετρημένο κέρδος μιας μεταλλικής παραβολής ίδιου μεγέθους χρησιμοποιώντας μια πιο κατευθυντική χοανοειδή κεραία στο εστιακό σημείο από ότι η προηγούμενη κεραία τροφοδοσίας που χρησιμοποιήθηκε στη μέτρηση που αναφέρθηκε στο σχήμα 6.7. Αυτή η ιδιότητα εξηγεί γιατί το επίπεδο του κέρδους εμφανίζεται χαμηλότερο από ότι στο σχήμα 6.7. Τα δύο γραφήματα στο σχήμα 6.8 δείχνουν ότι ο πειραματικός φωτονικός ανακλαστήρας είναι τόσο

καλός όσο και ένας μεταλλικός δίσκος. Σημειώνουμε ότι η κατευθυντικότητα της κεραίας της συσκευής είναι αρκετά επίπεδη στο εύρος ζώνης της συχνότητας όταν έγιναν μετρήσεις με μια πιο κατευθυντική χοανοειδή κεραία (σχήμα 6.8), Υποθέτουμε ότι αυτή η ιδιότητα είναι εξαιτίας του διαγράμματος ακτινοβολίας της χοανοειδούς κεραίας, που αλλάζει έναντι της συχνότητας.

Μπορούμε να συμπεράνουμε ότι οι φωτονικοί παραβολικοί ανακλαστές μπορούν να επιτευχθούν με κλασικά πλαστικά υλικά. Είναι τόσο καλά, όσο η μεταλλική παραβολή που χρησιμοποιήθηκε μέσα στο διάκενο συχνότητας του υλικού PBG και επιπλέον δεν αντανakλούν τις συχνότητες που είναι έξω από τη χρήσιμη ζώνη συχνότητας του διηλεκτρικού κατόπτρου. Η πειραματική συσκευή που υλοποιήθηκε με επτά 3/4λ διηλεκτρικών δίσκων παρουσιάζει την ίδια ανακλαστικότητα από ότι το βέλτιστο προφίλ που δίνεται στον Πίνακα 6.1, αλλά έχει πιο στενό εύρος ζώνης. Από τη στιγμή που ο πειραματικός ανακλαστήρας έχει κατασκευαστεί από επτά πανομοιότυπους διηλεκτρικούς δίσκους, είναι πιο εύκολο να κατασκευαστεί, αλλά είναι μεγαλύτερο σε πάχος από ότι αυτό με το καλύτερο προφίλ. Ακόμα και αν μπορούν να χρησιμοποιηθούν παρόμοιοι δίσκοι με $\frac{3}{4}$ μήκη κύματος, η βελτιστοποίηση είναι χρήσιμη να εκτιμήσει το εστιακό μήκος κάθε διηλεκτρικού δίσκου κυρτής επιφάνειας.

6.3. ΦΩΤΟΝΙΚΗ ΚΕΡΑΙΑ ΥΨΗΛΗΣ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ

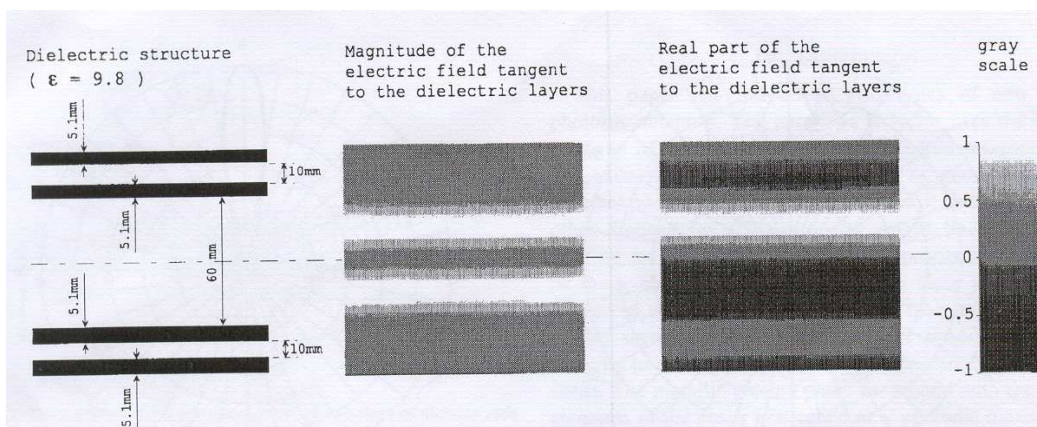
Τα φωτονικά κρύσταλλα συχνά χρησιμοποιούνται για να απαγορεύσουν την διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων. Ο παραβολικός ανακλαστήρας παρουσιάζει αυτή την ιδιότητα από τη στιγμή που χρησιμοποιεί το διάκενο εύρος ζώνης του υλικού για να συγκεντρώσει το σήμα. Ωστόσο, μερικές φορές μπορεί να είναι χρήσιμη η χρήση των ανισοτροπικών ιδιοτήτων των φωτονικών κρυστάλλων για τη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων κατά μήκος των επιτρεπόμενων κατευθύνσεων μέσα στο υλικό στην απαιτούμενη συχνότητα. Συνήθως, για συχνότητες έξω από το διάκενο του κρυστάλλου, διαδίδονται διάφοροι ρυθμοί. Για να διασφαλίσουμε ότι ένας μόνο ρυθμός λειτουργεί, θα είναι ενδιαφέρον να ανοιχτεί ένας επιπλέον ρυθμός μέσα στο διάκενο συχνότητας εισάγοντας ένα ελάττωμα σε μια διηλεκτρική περίοδο. Η κατευθυντική κεραία που περιγράφηκε σε αυτόν τον τομέα χρησιμοποιεί τον ελαττωματικό ρυθμό του φωτονικού κρυστάλλου για την επίτευξη ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Το υλικό PBG χρησιμοποιείται ως κάλυμμα για την ενίσχυση του κέρδους μιας συνηθισμένης κεκαλυμμένης κεραίας (patch antenna) [6.14].

A. Θεωρία

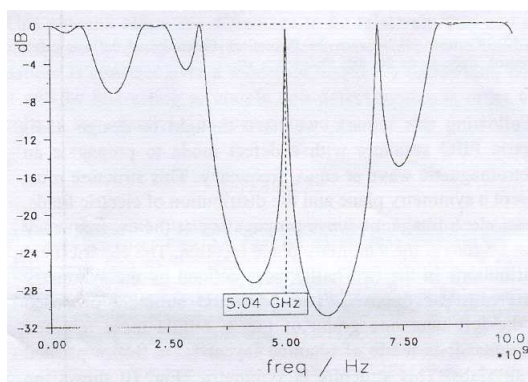
Οι κεραίες που χρησιμοποιούν φωτονικά υλικά και οι οποίες συνήθως προτείνονται στη βιβλιογραφία αμελούν το γεγονός ότι τα μεταλλικά στοιχεία που χρησιμοποιήθηκαν για να ακτινοβολήσουν την ηλεκτρομαγνητική ισχύ μπορούν να διαταράξουν τις ιδιότητες του κρυστάλλου PBG. Η εφαρμογή που περιγράφηκε εδώ χρησιμοποιεί το επίπεδο εδάφους κεκαλυμμένης κεραίας (patch antenna) για να δημιουργήσει έναν ελαττωματικό ρυθμό μέσα στη συσκευή PBG που χρησιμοποιήθηκε ως κάλυμμα. Το μεταλλικό επίπεδο εδάφους παράγει την ηλεκτρική εικόνα του φωτονικού καλύμματος που βρίσκεται από επάνω. Από τη στιγμή που είναι μεταλλική επιφάνεια, κάθε στοιχείο ηλεκτρικού πεδίου που είναι επαπτόμενο με το μεταλλικό επίπεδο και ισοδυναμεί με το μηδέν

σε αυτή την επιφάνεια.

Ακολουθώντας αυτή την παρατήρηση, σκεφτήκαμε να σχεδιάσουμε μια διηλεκτρική δομή PBG με ελαττωματικό ρυθμό για να διαδίδει ηλεκτρομαγνητικά κύματα στην συχνότητα ω_0 . Αυτή η δομή πρέπει να παρουσιάζει ένα συμμετρικό επίπεδο αλλά και την κατανομή των ηλεκτρικών πεδίων, για ηλεκτρομαγνητικό κύμα που διαδίδεται στη συχνότητα ω_0 και πρέπει να είναι μηδέν στην τοποθεσία επίπεδης συμμετρίας. Οι κατανομές του ηλεκτρικού πεδίου στα δυο μισοδιαστήματα που ορίζονται από το επίπεδο συμμετρίας πρέπει να είναι αντίθετες. Η μονοδιάστατη δομή PBG που προτείνεται από το γράφημα στα αριστερά στο σχήμα 6.9 εκπληρώνει αυτά τα απαιτούμενα κριτήρια. Έχει κατασκευαστεί από στρώματα αλουμινίου ($\epsilon=9.8$) και διαχωρίζεται από πλάκες με αέρα. Αυτή η δομή είναι συμμετρική. Το σχήμα 6.10 δείχνει τον παράγοντα μετάδοσης του υλικού PBG κάτω από φωτισμό επίπεδου κύματος. Εμφανίζεται να υπάρχει ένας ελαττωματικός ρυθμός μέσα στο διάκενο συχνότητας στα $\omega_0=5.05$ GHz. Στο δεύτερο και στο τρίτο γράφημα στο σχήμα 6.9, η μονοδιάστατη δομή PBG φωτίζεται από ένα επίπεδο κύμα. Αυτά τα δύο γραφήματα δείχνουν την κατανομή του στοιχείου του ηλεκτρικού πεδίου που είναι παράλληλο με τη διάταξη συμμετρίας και την κατανομή του πραγματικού μέρους του στοιχείου του πεδίου. Το μαύρο χρησιμοποιείται για τις αρνητικές τιμές και το άσπρο για τις θετικές του στοιχείου του πεδίου. Αυτά τα αποτελέσματα δείχνουν ότι η προτεινόμενη δομή PBG έχει έναν ελαττωματικό ρυθμό και ότι τα χαρακτηριστικά της κατανομής του ηλεκτρικού πεδίου συναντούν τις δεδομένες προδιαγραφές.

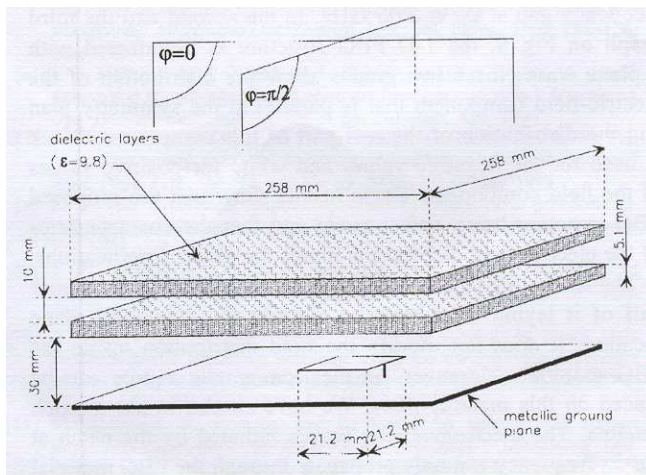


Σχήμα 6.68: Διαστάσεις μονοδιάστατου υλικού PBG και κατανομή ηλεκτρικού πεδίου μέσα στη δομή συχνότητας 5.04 GHz. Το στοιχείο ηλεκτρικού πεδίου που εφάπτεται στο επίπεδο συμμετρίας ισοδυναμεί με 0.

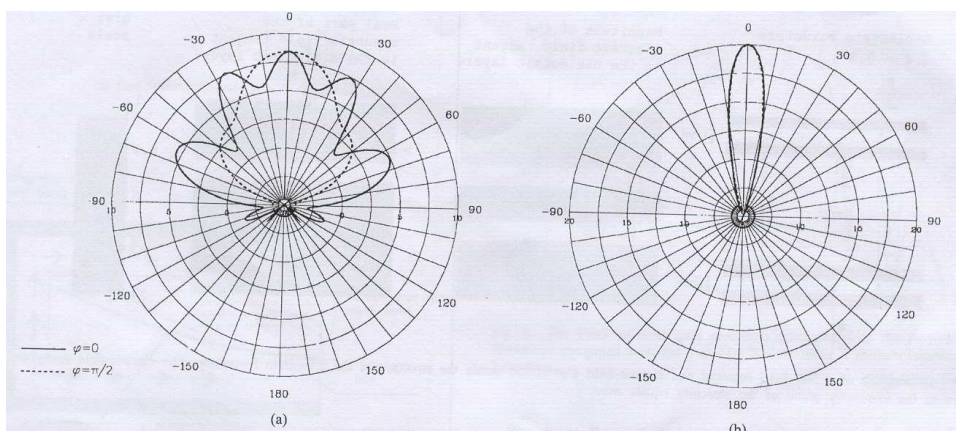


Σχήμα 6.69: Παράγοντας μετάδοσης του μονοδιάστατου υλικού PBG. Εμφανίστηκε ένας ελαττωματικός ρυθμός μέσα στο διάκενο συχνότητας στα 5.04 GHz.

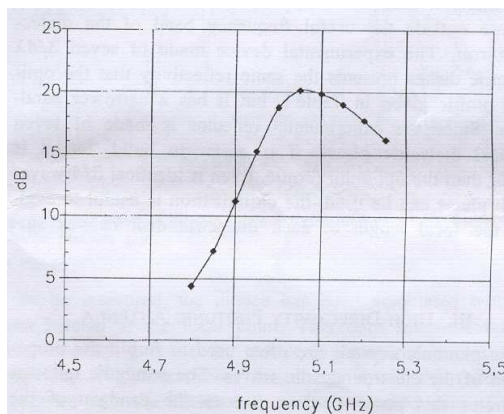
Ολόκληρη η δομή PBG μπορεί να αντικατασταθεί από το μισό πάνω μέρος που βρίσκεται στη μεταλλική πλάκα στη συμμετρική τοποθεσία επιπέδου. Δεν τροποποιείται η κατανομή πεδίου μέσα στο υλικό PBG. Επιπλέον, μια ηλεκτρομαγνητική πηγή μπορεί να τοποθετηθεί σε μεταλλική πλάκα. Επιλέξαμε να χρησιμοποιήσουμε κεκαλυμμένη κεραία (patch antenna). Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα που ακτινοβολούνται από την κεραία στη συχνότητα ω_0 μπορούν να μεταδοθούν μόνο μέσω του υλικού PBG ελαττωματικού ρυθμού.



Σχήμα 6.70: Κεραία PBG. Η μισή μονοδιάστατη δομή του PBG στο σχήμα 9 σχετίζεται με ένα μεταλλικό δίσκο που προσαρμόζεται με μία κεκαλυμμένη κεραία (patch antenna). Αυτή η κεραία PBG λειτουργεί στον ελαττωματικό ρυθμό του υλικού.



Σχήμα 6.71: Σύγκριση μεταξύ της θεωρητικής κατευθυντικότητας μιας κεκαλυμμένης κεραίας (patch antenna) (α) χωρίς το υλικό PBG και (β) με κάλυμμα PBG. Η κατευθυντικότητα αυξήθηκε από 8 σε 20 dB.

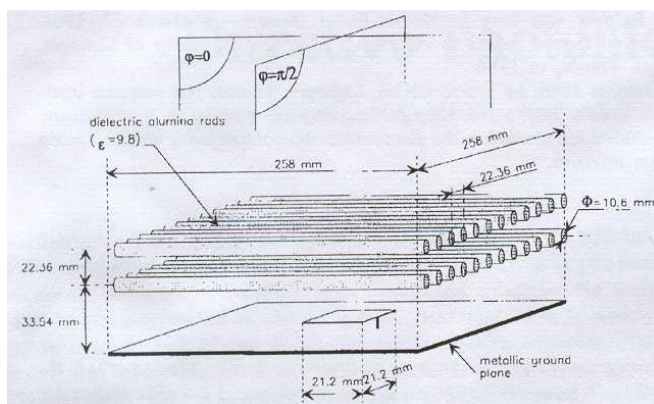


Σχήμα 6.72: Θεωρητική κατευθυντικότητα κεραίας PBG με την αντίστοιχη συχνότητα.

Οι διαστάσεις αυτής της συσκευής δίνονται στο σχήμα 6.11. Υπολογίσαμε το διάγραμμα ακτινοβολίας της κεραίας με τον κώδικα FDTD. Το σχήμα 6.12(α) δείχνει το διάγραμμα ακτινοβολίας της κεκαλυμμένης κεραίας (patch antenna) χωρίς το διηλεκτρικό υλικό, και το διάγραμμα ακτινοβολίας με το φωτονικό κάλυμμα σχεδιάζεται γραφικά στο σχήμα 6.12(β). Η κατευθυντικότητα της κεκαλυμμένης κεραίας (patch antenna) αυξήθηκε από 8 σε 20 dB στη διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο εδάφους. Παρ'ότι αυτή η κεραία δουλεύει με ελαττωματικό ρυθμό στη δομή PBG, φαίνεται ότι το σχετικό εύρος ζώνης της κεραίας είναι περίπου 5%. Το σχήμα 6.13 δείχνει την κατευθυντικότητα έναντι της συχνότητας στη διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο εδάφους.

Β. Μετρήσεις

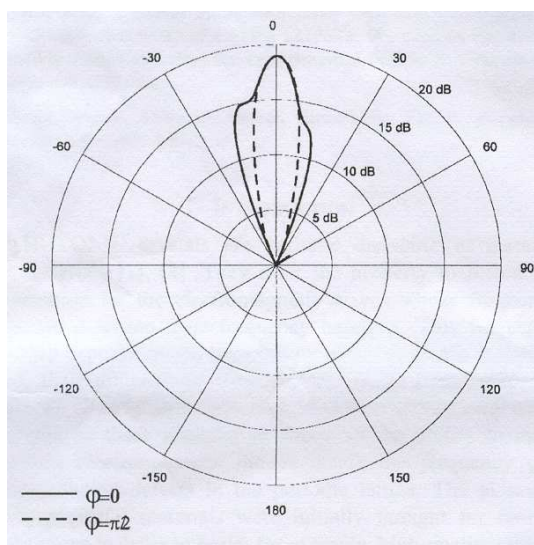
Για να τεκμηριώσουμε τις θεωρητικές έρευνες, κατασκευάσαμε μια κατευθυντική κεραία χρησιμοποιώντας δύο επίπεδα από ράβδους αλουμινίου τα οποία αντικαθιστούν τις δύο διηλεκτρικές πλάκες από αλουμίνιο. Επιλέξαμε να υλοποιήσουμε ένα δισδιάστατο (2-D) πλέγμα PBG εφ' όσον διαθέτουμε ράβδους από αλουμίνιο με διάμετρο 10.6 mm. Οι διαστάσεις της κατασκευής δίνονται στο σχήμα 6.14. Οι ράβδοι από αλουμίνιο έχουν τοποθετηθεί σε κεκαλυμμένη κεραία (patch antenna) παράλληλα στο επίπεδο E ($\varphi = 0$). Τέτοια φωτονικά υλικά παρουσιάζουν έναν ελαττωματικό ρυθμό στα 4.75 GHz. Αυτός ο ρυθμός μπορεί να εντοπιστεί λογαριάζοντας όλη την συμμετρική δομή όπως περιγράφηκε στα σχήμα 6.9 και 6.10. Η θεωρητική κατευθυντικότητα αυτής της κεραίας υπολογίστηκε με FDTD και αυτά τα αποτελέσματα είναι πολύ κοντά με αυτά του σχήματος 6.12(β). Αυτό το διάγραμμα δεν αναφέρθηκε επειδή είναι παρόμοιο.



Σχήμα 6.73: Η κεραία μέτρησης PBG υλοποιείται με δύο σειρές από ράβδους αλουμινίου.

Το σχήμα 6.15 σχεδιάζει γραφικά τις μετρήσεις κέρδους της κεραίας στα δύο επίπεδα που περιγράφονται στο σχήμα 6.14 ($\varphi = 0$ και $\varphi = \pi/2$) στα 4.75 GHz. Αυτή η μέτρηση δείχνει ότι το διάγραμμα ακτινοβολίας της κεραίας είναι πολύ στενό και το κέρδος φτάνει στα 18.9 dB. Η αλλαγή από τη θεωρητική τιμή των 20 dB μπορεί να εξηγηθεί από τον αποτυχημένο συνδυασμό της κεραίας στην μέτρηση. Το S_{11} της κεραίας μετρήθηκε να είναι κοντά στα -5 dB. Αυτή η τιμή μπορεί να εξηγήσει ότι το κέρδος της κεραίας είναι 1 dB χαμηλότερο από τη θεωρητική κατευθυντικότητα. Το διάγραμμα που μετρήθηκε στο επίπεδο $\varphi = 0$ φαίνεται να είναι αρκετά διαφορετικό από τη θεωρητική κατευθυντικότητα. Πιστεύουμε ότι αυτή η διαφορά οφείλεται στην διηλεκτρική ενίσχυση που χρησιμοποιήθηκε για να διατηρήσει τις ράβδους από αλουμίνιο.

Αυτές οι μετρήσεις τεκμηριώνουν τις έρευνές μας στο σχεδιασμό της κατευθυντικής κεραίας PBG με το κέρδος να έχει τιμές πολύ κοντινές με τις θεωρητικές.



Σχήμα 6.74: Πειραματικό κέρδος κεραίας PBG. Το κέρδος φτάνει τα 18.9 dB.

6.4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Το παρόν κεφάλαιο εισήγαγε δύο τύπους νέων κατευθυντικών φωτονικών κεραίων. Ο παραβολικός ανακλαστήρας χρησιμοποιεί το διάκενο εύρος ζώνης συχνότητας του υλικού για να εστιάσει στα ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Δείξαμε ότι αυτή η συσκευή είναι τόσο καλή όσο ο μεταλλικός ανακλαστήρας μέσα στο διάκενο συχνότητας και δεν συγκεντρώνει τις άλλες συχνότητες. Αυτή η ιδιότητα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για το σχεδιασμό κρυφών κεραίων ή για ιδιότητες φιλτραρίσματος. Από την στιγμή που μπορεί να κατασκευαστεί με πλαστικά υλικά, αυτές οι κεραίες μπορούν να κατασκευαστούν χρησιμοποιώντας μια διαδικασία κατασκευής μήτρας χαμηλού κόστους.

Η δεύτερη κεραία χρησιμοποιεί έναν ελαττωματικό ρυθμό φωτονικού υλικού για να βελτιώσει αισθητά την κατευθυντικότητα της κεκαλυμμένης κεραίας (patch antenna). Το μεταλλικό επίπεδο εδάφους που σχετίζεται με τα διηλεκτρικά στοιχεία της κάλυψης δημιουργούν ένα νέο φωτονικό υλικό με ένα ελαττωματικό ρυθμό μέσα στη συχνότητα διάκενου εύρους ζώνης. Η κατευθυντικότητα αυτού του νέου τύπου της κεραίας μπορεί να φτάσει τα 20 dB, ενώ η κατευθυντικότητα της ίδιας κεκαλυμμένης κεραίας (patch antenna) χωρίς το υλικό PBG είναι μόνο 8dB. Αυτή η κεραία έχει το πλεονέκτημα του να είναι σχετικά λεπτή και μπορεί εύκολα να σχεδιαστεί με πολυστρωματικά υλικά. Το διάγραμμα ακτινοβολίας είναι συνεχώς σε συχνότητα περιορισμένου εύρους ζώνης, αλλά ενδιαφέρουσα σκέψη είναι η σύνδεση δύο ελαττωματικών ρυθμών έτσι ώστε να μεγιστοποιηθεί η ζώνη λειτουργίας της συχνότητας.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. C.M. Soukoulis, Ed., *Photonic Band Gaps and Localization*, ser. NATO ASI Ser. B, New York: Plenum, 1993, vol. 308.
2. "Development and applications of materials exhibiting photonic band gaps", *J. Opt. Soc. Amer. B - Special Issue*, vol. 10, 1993.
3. C.M. Soukoulis, Ed., *Photonic Band Gap Materials-Applied Sciences*, ser. NATO ASI Ser. E, Boston, MA: Kluwer, 1996, vol. 315.
4. N.G. Alexopoulos and D.R. Jackson, "Fundamental superstrate effects on printed circuit antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-32, pp. 807-816, Aug. 1984.
5. N.G. Alexopoulos, D.R. Jackson, and P.B. Katehi, "Criteria for nearly omni directional radiation patterns for printed antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-33, pp. 195-205, Feb. 1985.
6. H.Y. Yang and N.G. Alexopoulos, "Gain enhancement methods for printed circuit antennas through multiple superstrates," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, pp. 860-863, July 1987.
7. H.Y. Yang, N.G. Alexopoulos, and E. Yablonovitch, "Photonic band-gap materials for high-gain printed circuit antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, pp. 185-187, Jan. 1997.
8. H. Contopanagos, N.G. Alexopoulos, and E. Yablonovitch, "High Q radio frequency structures using one-dimensionally periodic metallic films", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 46, pp. 1310-1312, Sept. 1998.
9. H.Y. Yang, N.G. Alexopoulos, and R.E. Diaz, "Reflection and transmission of waves from multilayer structures with planar-implanted periodic material blocks", *J Opt. Soc. Amer. B*, vol. 14, no. 10, pp. 2513-2519, Oct. 1997.
10. S. Fan, P.R. Villeneuve, and J.D. Joannopoulos, "XQXQXQ", *Phys. Rev.*, vol. B54 p. 11 245, 1996.
11. J.B. Pendry, "Calculating photonic band gap structures", *J. Phys. Condens. Matter* 8, p. 1086, 1996.
12. D.R. Smith, S. Schultz, N. Kroll, M. Sigalas, K.M. Ho, and C.M.Soukoulis, "Experimental and theoretical results for a two-dimensional metal photonic band gap cavity", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, p. 645, 1994.
13. R. Coccioli, T. Itoh, and G. Pelosi, "A finite element-generalized network analysis of finite thickness photonic crystals", *1997 IEEE MTT-S Dig.*, pp. 195-198.
14. E.W. Lucas and T.P. Fontana, "A 3-D hybrid finite element/boundary element method for the unified radiation and scattering analysis of general infinite periodic arrays", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, pp. 145-153, Feb. 1995.

15. S. D. Gedney, J. F. Lee, and R. Mittra, "A combined FEM/MoM approach to analyze the plane wave diffraction by arbitrary gratings," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 363-370, Feb. 1992.
16. H. Contopanagos, L. Zhang, and N. G. Alexopoulos, "Thin frequency selective lattices integrated in novel compact MIC, MMIC and PCA architectures," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 46, pp. 1936-1948, Sept. 1998.
17. Y. Qiu and K. M. Leung, "Complex band structure and transmission spectra of two dimensional photonic crystals," *SPIE*, vol. 2117, p. 32, 1994.
18. K. Sakoda, "Optical transmittance of a two-dimensional triangular photonic lattice," *Phys. Rev*, vol. B51, p. 4672, 1995.
19. K. Sakoda, "Transmittance and Bragg reflectivity of two-dimensional photonic lattices," *Phys. Rev*, vol. B52, p. 8992, 1995.
20. R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, 2nd ed. New York: IEEE Press, 1991, pp. 771-772.
21. M. Bom and E. Wolf, *Principles of Optics*, 4th ed., Oxford, UK: Pergamon, 1970, pp. 66-70.
22. G. Matthaei, L. Young, and E.M.T. Jones, *Microwave Filters, Impedance-Matching Networks and Coupling Structures*, Norwood, MA: Artech House, 1980, p. 238.
23. C. Bohren and D. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, New York: Wiley, 1983, pp. 227-251.
24. J. J. Sakurai, *Advanced Quantum Mechanics*, Menlo Park, CA: Benjamin/Cummings, 1984, pp. 41-64.
25. W. Pauli, "Zur quantenmechanik des magnetischen elektrons," *ZPhysik*, vol. 43, p. 601, 1927.
26. E. Wigner Group Theory and its Application to the Quantum Mechanics of Atomic Spectra. New York: Academic, 1959, pp. 157-170.
27. E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, p. 2059, 1987; see also, S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, p. 2486, 1987.
28. J.E.G.J. Wijnhoven and W.L. Vos, "Photonic crystals made of air spheres in Titani," *Science*, vol. 281, no. 5738, p. 802, 1998; see also, A. Zakhidov, R. H. Baughman, Z. Iqbal, C. Cui, I. Khayrullin, A. S. O.Dantas, J. Marti, and V. G. Ralchenko, "Carbon structures with three-dimensional periodicity at optical wavelengths," *Science*, vol. 282, p.897, 1998.
29. G. Romanov, A.V. Fokin, V.I. Alperovich, N.P. Johnson, and R.M. De La Rue, "The effect of the photonic stop-band upon the photoluminescence of cds in opal," *Physica Status Solidi*, vol. 163, p.169, 1997.
30. Yu.A. Vlasov, K. Literova, I. Pelant, B. Honerlallage, and V.N. Astratov, "Enhancement of optical gain of semiconductors embedded in three-dimensional photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, p.1616, 1997.
31. K. Yoshino, K. Tada, M. Ozaki, A. A. Zakhidov, and R. H. Baughman, "The optical properties of porous opal crystals infiltrated with organic molecules," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 36, p. L714,

- 1997; see also, K. Yoshino S. B. Lee, S. Tatsuha, Y. Kawagishi, M. Ozaki, and A. A. Zakhidov, "Observation of inhibited spontaneous emission and stimulated emission of rhodamine 6G in polymer replica of synthetic opal," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, p. 3506, 1998.
32. T. Yamasaki and T. Tsutsui, "Spontaneous emission from fluorescent molecules embedded in photonic crystals consisting of polystyrene microspheres," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72 p. 1957, 1998.
33. E.P. Petrov, V.N. Bogomolov, I.I. Kalosha, and S.V. Gaponenko, "Spontaneous emission of organic molecules embedded in a photonic crystal " *Phys. Rev. Lett.* vol. 81 p. 77, 1998.
34. S.G. Romanov, A.V. Fokin, V.Y. Butko, and C.M. Sotomayor Tomes, "On the possibility of controlling the optical properties of opal-based, three dimensional soft photonic crystals," *Physics Solid State*, vol. 38, p. 1825, 1996.
35. S.G. Romanov, "3-dimensional photonic crystals at optical wave-length," *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, vol. 7, p. 181, 1998.
36. S.G. Romanov, A.V. Fokin, and R.M. De La Rue, "Anisotropic photoluminescence in incomplete three-dimensional photonic band-gap environments," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, p. 1821, 1999.
37. V.G. Balakirev, V.N. Bogomolov, V.V. Zhuravlev, Y. A. Kumzerov, V. P. Petranovsky, S. G. Romanov and L. A. Samoilovich, "Three dimensional superlattices in opal," *Crystallogr. Rep.*, vol. 38, p. 348, 1993.
38. W.L. Vos, R. Sprik, A.von Blaaderen, A. Imhof, A. Lagendijk, and G.H. Wegdam, "Strong effects of photonic band structures on the diffraction of colloidal crystals," *Phys. Rev. B*, vol. 53, p. 16231, 1996;
39. R.D. Pradhan, I.I. Tarhan and G.H. Watson, "Impurity modes in the optical stop bands of doped colloidal crystals," *Phys. Rev B*, vol. 54, p. 13721, 1996; V.N. Bogomolov, N.V. Gaponenko, A.V. Prokofiev, A.N. Ponyanina, N.I. Silvanovich, and S.M. Samoilovich, "Photonic band gap phenomenon and optical properties of artificial opals," *Phys. Rev. E*, vol. 55, p. 7619, 1997; and V. Yannopapas, N. Stefanou, and A. Modinos, "Theoretical analysis of the photonic band structure of face-centred cubic colloidal crystals," *J Phys.: Cond Matter*, vol. 9, p. 10261, 1998.
40. J. Brandrup and E. H. Immergut, "The refractive index was estimated from that of similar polymers," in *Polymer Handbook*, 3rd ed. New York: 1989, p. VI-461.
41. C. López, L. Vazquez, F. Meseguer, R. Mayoral, M. Ocana, and H. Miguez, "Superlattices and microstructures," *Superlattices and Microstructures*, vol. 22, p. 399, 1997; H. Miguez, A. Blanco, F. Meseguer, and C. Lopez, "Bragg diffraction from indium phosphide infilled fcc silica colloidal crystals," *Phys. Rev. B*, vol. 59, p. 1563, 1999.
42. S. G. Romanov, A. V. Fokin, and R. M. De La Rue, "Stop-band structure in complementary three-dimensional opal-based photonic crystals," *J Phys.: Condens. Matter*, vol. 11, p. 3593, 1999.
43. D. Cassagne, "Photonic band gap materials," *Annales de Physique*, vol.24, p. 1, 1998.
44. K. Busch and S. John, "Photonic band gap formation in certain self-organizing systems," *Phys. Rev. E*, vol. 58, p. 3896, 1998.

45. E. M. Parcell, "Spontaneous emission probabilities at radio frequencies," *Phys. Rev.*, vol. 69, p. 681, 1946.
46. N. Vats and S. John, "Non-Markovian quantum fluctuations and super-radiance near a photonic band edge," *Phys. Rev A*, vol. 58, p. 4168, 1998.
47. S. John and G. Pang, "Theory of lasing in a multiple-scattering medium," *Phys. Rev. A*, vol. 54, p. 3642, 1996.
48. D. S. Wiersma, M. P. van Albada, and A. Lagendijk, *Nature*, vol. 373, p. 203, 1995.
49. N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes, and E. Sauvain, "Laser action in strongly scattering media," *Nature*, vol. 368, p. 436, 1994; and N. M. Lawandy and R. M. Balachandran, "Reply," *Nature*, vol. 373, p. 204, 1995.
50. E. Yablonovitch, "Photonic band-gap structures," *J. Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys.*, vol. 10, no. 2, pp. 283-294, Feb. 1993.
51. D. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. Jimenez Broas, N. G. Alexopoulos, and E. Yablonovitch, "High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, pp. 2059-2074, Nov. 1999.
52. F.-R. Yang, K.-P. Ma, Y. Quin, and T. Itoh, "A novel TEM waveguide using uniplanar compact photonic-bandgap (UC-PBG) structure," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, pp. 2092-2098, Nov. 1999.
53. J. D. Shumpert, W. J. Chappell, and L. P. B. Katehi, "Parallel-plate mode reduction in conductor-backed slots using electromagnetic bandgap sub-strates," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, pp. 2099-2104, Nov. 1999.
54. R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, 2nd ed. New York: IEEE, 1991.
55. R. S. Elliott, *Antenna Theory and Design*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1981, pp. 440-453.
56. R. C. Johnson and H. Jasik, *Antenna Engineering Handbook*, 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1984, ch. 12.
57. P.-S. Kildal, "Artificially soft and hard surfaces in electromagnetics," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1537-1544, Oct. 1990.
58. L. Brillouin, "Waveguides for slow waves", *J. Appl. Phys.*, vol. 19, pp. 1023-1041, 1948.
59. R. Schneider, "Modellierung der Wellenausbreitung in ein bildgebendes Kfz-Radar," Ph.D. dissertation, Univ. Karlsruhe, Karlsruhe, Germany, 1998.
60. R.K. Luneburg, *Mathematical Theory of Optics*, Berkeley, CA: Univ. California Press, 1964.
61. R.C. Hansen, *Microwave Scanning Antennas*, New York: Academic, 1964, vol. 1, pp. 224-233.
62. R.J. King, D. V. Thiel, and K. S. Park, "The synthesis of surface reactance using an artificial dielectric", *IEEE Trans Antennas Propagat.*, vol. AP-31, pp. 471-476, May 1983.
63. C.H. Walter, "Surface-wave Luneburg lens antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-8, pp. 508-515, Sept. 1960.

64. R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, New York:McGraw-Hill, 1961, pp. 158-171.
65. M. Vogel, "Theoretische and experimentelle Untersuchungen zur quasioptischen Abbildung mit Millimeterwellen, insbesondere mit Luneburg Linsen," Fortschritt-Ber. VDI-Z., Reihe 10, Tech. Rep. 14, 1982.
66. C.A. Mentzer and J.R. Leon Peters, "Pattern analysis of corrugated horn antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-24, pp. 304-309, May 1976.
67. "Properties of cutoff corrugated surfaces for corrugated horn design", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-22, pp. 191-196, Mar. 1974.
68. E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid-states physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059-2062, May 1987.
69. S.Y. Lin, V.M. Hietala, L. Wang, and E.D. Jones, "Highly dispersive photonic band-gap prism", *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1771-1773, Nov. 1996.
70. H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, "Superprism phenomena in photonic crystals", *Phys.Rev. B*, vol. 58, pp. 10096-10099, Oct. 1998.
71. B. Gralak, S. Enoch, and G. Tayeb, "Anomalous refractive properties of photonic crystals", *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 17, pp. 1012-1020.
72. R.D. Meade, A.M. Rappe, K.D. Brommer, J.D. Joannopoulos, and O.L. Alerhand, "Accurate theoretical analysis of photonic band-gap material", *Phys. Rev. B*, vol. 48, pp. 8434-8437, Sep. 1993.
73. A. Moroz, "Density-of-states calculations and multiple-scattering theory for photons", *Phys. Rev. B*, vol. 51, pp. 2068-20817, Jan. 1995.
74. N. A. Nicorovici, R. C. McPhedran, and L. C. Botten, "Photonic bandgaps for arrays of perfectly conducting cylinders," *Phys. Rev. E*, vol. 52, pp. 1135-1145, July 1995.
75. B. Gralak, S. Enoch, and G. Tayeb, "From scattering or impedance matrices to Bloch modes of photonic crystals," *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol 19, pp. 1547-1554, Aug. 2002.
76. P. Yeh, "Electromagnetic propagation in birefringent layered media," *J.Opt. Soc. Amer.*, vol. 69, pp. 742-756, May 1979.
77. D. Felbacq, G. Tayeb, and D. Maystre, "Scattering by a random set of Parallel cylinders," *J. Opt. Soc. Amer. A*, vol. 11, pp. 2526-2538, Sept.1994.
78. V. G. Vesalگو, "The electrodynamics of substance with simultaneously negative values of ϵ and μ ," *Soviet Phys. Uspekhi*, vol. 10, pp. 509-514, Jan. 1968.
79. R. A. Shelby, D. R. Smit, and S. Schultz "Experimental verification of negative index refraction", *Science*, vol. 292, pp. 77-79, Apr. 2001.
80. J. B. Pendry, "Negative refraction makes a perfect lens," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 3966-3969, Oct. 2000.
81. R. W. Ziolkowski and E. Heyman, "Wave propagation in media having negative permittivity and permeability," *Phys. Rev. E*, vol. 64, pp. 56625-1-56625-15, Oct. 2001.

82. A. Alu' and N. Engheta, "Anomalous mode coupling in guided-wave structures containing metamaterial with negative permittivity and permeability," in Proc. 2002 2nd Conj. Nanorechnology, Aug. 2002, pp.233-234.
83. C. Luo, S. G. Johnson J. D. Joannopoulos, and J. B. Pendry, "All-angle negative refraction without negative effective index," Phys. Rev B, vol. 65, pp. 201 t04-1-201 104-4, May 2002.
84. S. Enoch, B. Gralak and Enoch, "Enhanced emission with angular" confinement from photonic crystals, Appl. Phys. Lett., vol. 81, pp. 1588-1590, Aug. 2002.
85. S. Enoch, B. Gralak, and G. Tayeb, "Radiating dipoles in woodpile and simple cubic structures," in Photonic Bandgap Material and Devices, A. Adibi, A. Scherer, and S.-Y. Lin, Eds., 2002, vol. 4655, Proc. SPIE, pp. 241-250.
86. D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, R. M. De La Rue, V. Bardinal, R. Houdre, U. Oesterle, D. Cassagne, and C. Jouanin, "Quantitative measurement of Vansmission, reflection, and diffraction of two-dimensional photonic band gap structures at near-infrared wave-lengths," Phys. Rev. Gett., vol. 21, p. 4147, 1997.
87. T. F. Krauss, R. M. De La Rue, and S. Brand "Two-dimensional photonic bandgap structures operating at near-infrared wavelengths," Nature, vol. 383, p. 699, 1996.
88. M. M. Sigalas, R. Biswas, K. M. Ho, C. M. Soukoulis, and D. D.Crouch, "Waveguides in photonic band gap crystals," in Proc. 19th Ann. Rev. Progr. Appl. Computaional Electrodynamics, vol. 1, p. 144, 1998.
89. A. Melds, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P. R. Villeneuve, and J.D. Joannopoulos, "High transmission through sharp bends in photonic crystal waveguides," Phys. Rev. Lett., vol. 77, p. 3787, 1996.
90. SJ S. Y. Lin, E. Chow, V. Hietola, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "Experimental demonstration of guiding and bending of electromagnetic waves in a photonic crystal " Science, vol. 282, p. 274, 1998.
91. A. Taflove, Computational Electrodynamics, The Finite Difference Time Domain Method. Norwood, MA: Artech House, 1995, vol. 1.
92. J. D. Joannopoulos R. D. Meade, and J. N. Winn, Photonic Crystals, Molding the Flow of Light. Princeton, NJ: Princeton University Press, 1995.
93. B. D'Urso, O. Painter, J. O'Brien, T. Tombrello, A. Yariv, and A.Scherer, "Modal reflectivity in finite-depth two-dimensional photonic-crystal microcavities," "Photonic band structure of guided Bloch modes in high index films etched through with periodic microstructure," J Opt. Soc. Amer. B, vol. 15, p. 1155, 1998.
94. D. M. Atkin, P. St. J. Russell, T. A. Birks, and P. J. Roberts, "Photonic band structure of guided Bloch modes in high index films etched through with periodic microstructure," J Mod. Opt., vol. 43, p. 1035, 1998.
95. P. St. J. Russell et al. "Bloch waves optics in photonic crystals: Physics and applications," in Photonic Band Gap Materials, C. M. Soukoulis, Ed. Dordrecht, The Netherlands: Kluwer, 1996.

96. R. Biswas, M. M. Sigalas, C. M. Soukoulis, and K. M. Ho, Photonic Band Structure in Topics in Computational Materials Science, C. Y.Fong, Ed. River Edge, NJ: World Scientific, 1998.
97. K.M. Ho, C.T. Chan, and C.M. Soukoulis, "Existence of photonic band gaps in periodic dielectric structures", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, p.3152, 1990.
98. D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, V. Bardinal, and U. Oesterle, "Demonstration of cavity mode between two-dimensional photonic crystal mirrors," *Electron. Lett.*, vol. 33, p. 1978, 1997. Also, D. Labilloy, H. Benisty, C. Weisbuch, T. F. Krauss, D. Cassagne, and C. Jouanin, R. Houdre, U. Oesterle, V. Bardinal, "Diffraction efficiency and guided light control by two-dimensional photonic-bandgap lattices," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, p. 1045, 1999.
99. E. Yablonovitch, "Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, pp. 2059-2062, 1987.
100. "Photonic band-gap structures", *J Opt. Soc. Amer. B, Opt. Phys.*, vol. 1G, no. 2, pp. 283-295, Feb. 1993.
101. J.E. Thomas and G.M. Rebeiz, "Millimeter-wave tapered slot antennas on micromachined photonic bandgap dielectrics", in *IEEE MTT-S Microwave Symp. Dig.*, 1996, pp. 1157-1160.
102. G.P. Gauthier, A. Courty, and G.M. Rebeiz, "Microstrip antennas on synthesized low dielectric-constant substrates", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 45, pp. 1310-1314, Aug. 1997.
103. M.M. Sigalas, R. Biswas, Q. Li, D. Crouch, W. Leung, R. Jacobs-Woodbury, B. Lough, S. Nielsen, S. McCalmont, G. Tuttle, and K.M. Ho, "Dipole antennas on photonic band-gap crystals- Experiment and simulation", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 3, pp. 153-158, June 1997.
104. J.G. Maloney, M.P. Kesler, B.L. Shirley, and G.S. Smith, "A simple description for waveguiding in photonic bandgap materials", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 14, no. 5, pp. 261-266, Apr. 1997.
105. B. Temelkuran, E. Ozbay, J. P. Kavanaugh, G. Tuttle, and K. M. Ho, "Resonant cavity enhanced detectors embedded in photonic crystals", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72, no. 19, pp. 2376-2378, May 1998.
106. K.S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-14, pp. 302-307, May 1966.
107. J.P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", *J. Comput. Phys.*, vol. 114, no. 2, pp. 185-200, Oct. 1992.
108. A. Taflove and M.E. Brodwin, "Numerical solution of steady state electromagnetic scattering problems using the time-domain dependent Maxwell's equations", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 623-630 Aug. 1975.
109. M. Thevenot, A. Reineix, and B. Jecko, "A new FDTD surface impedance formalism to study PBG structures", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 3, pp. 203-206, June 1998.

110. M. P. Kesler, J. G. Maloney, B. L. Shirley, and G. S. Smith, "Antenna design with the use of photonic band-gap materials as all-dielectric planar reflectors", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 4, pp. 169-174, Mar. 1996.
111. M. ThBvenot, A. Reineix, and B. Jecko, "A dielectric photonic parabolic reflector", *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 21, no. 6, pp. 41114, June 1999.
112. H.Y. Yang and N.G. Alexopoulos, "Gain enhancement method for printed circuit antennas through multiple superstrates", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, no. 7, pp. 860-863, July 1987.